

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

**DÜŞÜK SİMETRİLİ FOTONİK KRİSTAL YAPILARI TARAFINDAN  
SAĞLANAN YÜKSEK VERİMLİLİĞE SAHİP OPTİK FENOMENLER**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Melike GÜMÜŞ**

**Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı**

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

**AĞUSTOS 2018**



Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

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

Bu tezin Yüksek Lisans/Doktora derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

.....  
**Doç. Dr. Tolga GİRİCİ**  
Anabilimdalı Başkanı

TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 151211029 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Melike GÜMÜŞ**'ün ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "**DÜŞÜK SİMETRİLİ FOTONİK KRİSTAL YAPILARI TARAFINDAN SAĞLANAN YÜKSEK VERİMLİLİĞE SAHİP OPTİK FENOMENLER**" başlıklı tezi **10.08.2018** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

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

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

**Yrd. Doç. Dr. Gökhan BAKAN** .....  
Atılım 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.

MELİKE GÜMÜŞ



## ÖZET

Yüksek Lisans

DÜŞÜK SİMETRİLİ FOTONİK KRİSTAL YAPILARI  
TARAFINDAN SAĞLANAN YÜKSEK VERİMLİLİĞE SAHİP  
ÖZGÜN OPTİK FENOMENLER

Melike GÜMÜŞ

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hamza Kurt

Tarih: Ağustos2018

İşığın ortam içerisindeki kontrolü, genel anlamda karşılaştığı fonksiyonların dalga vektörüne olan etkisine dayalı olarak şekillenir. Yapıya giriş yapan ışığın ilerleyebilmesi, yol boyunca etkileşime girdiği dielektrik katsayısı farklarından kaynaklanan periyodik bir fonksiyona bağlıdır. Periyodiklik ışığın ilerleyişi sırasında eğilimli olduğu saçılma, yansıma veya sapma gibi temel optik davranışların güçlendirebilmesi için bir fırsat sağlar. Bu tezde, fotonik kristal içerisindeki düşük simetrik konfigürasyonların dielektrik dağılımı çeşitliliğini sağlayışı sayesinde farklı ışık fenomenlerine rastlanmıştır.

Tezin ilk çalışmasında, ışığın ilerleyişi sırasında öz-kolimasyon özelliği göstermesine olanak sağlayan bir yapı üzerinde durulmuş, incelenen eş-frekans eğrilerinden ışığın ilerleme eğilimi hakkında fikir edinilmiştir. Buna göre saçılmadan ilerlemesi beklenen ışığın, yapı içerisindeki davranışından emin olabilmek için grup hızı dağılımı ve üçüncü dereceden dağılım grafikleri incelenmiş, elektirik alan ve iletim analizleri yardımıyla da hedeflenen öz-

kolimasyon davranışının tasarlanan yapı için elde edilebilirliğinden emin olunmuştur. Böylece, tasarlanan yapının, çok yüksek giriş açılarında bile kuplaj sorunu ile karşılaşılmadan yapı içerisindeki öz-kolimasyon kabiliyetini geniş bir çalışma frekansı aralığında koruyabildiği görülmüştür. Bu sonuçlar, mikrodalga deneyi ile de sabitlenmiştir.

Tezin ikinci çalışmasında, yapı içerisinde yüksek sapma, yüksek dalgaboyu hassasiyeti ve öz-kolimasyon özelliklerini bir arada gösteren geniş dalgaboyu çalışma alanına sahip bir süper-prizma yapısı üzerinde durulmuştur. Eşit doluluk oranlarına sahip birim hücreler için eş frekans eğrisi analizleri yapılmış süper-prizma etkisinin gözlemlendiği konfigürasyon için bant diyagramı, grup hızı dağılımı ve üçüncü dereceden dağılımları incelenmiştir. Buna göre ışığın, farklı giriş açıları ve dalgaboylarına karşı farklı sapmalar göstereceği öngörülmüştür. Sonrasında yapılan zaman alanında sonlu farklar analizlerine göre yapının ışığı beklediği gibi etkilediği ve bunu yüksek iletimlerle gerçekleştirdiği görülmüştür. Mikrodalga deneyleri ile de yapının incelenen özellikleri sağladığı saptanmıştır.

Tezin üçüncü çalışmasında, yüksek kalite faktörüne sahip, frekans ayarlanabilirliği gösteren bir kavite yapısından bahsedilmektedir. İlk aşamada kullanılan dielektik malzemelerin yapısal modifikasyonu ile oluşturulan kusur bölgesinde meydana gelen modlar için bant diyagramları üzerinde durulmuştur. Sonrasında iletim ölçümleri ile paralel olarak elektrik alan ölçümleri yapılmış ve mod profilleri incelenmiştir. Belirlenen modlar için dalgaboyu hassasiyeti, kalite faktörü, Purcell faktörü ve mod hacmi analizleri uygulanmıştır. En iyi sonuçları veren mod için iki ve üç boyutlu simülasyonlar değerlendirilmiştir. Yapı için mikrodalga deneyi de yapılmış ve simülasyon-deney tutarlılığı gözlenmiştir.

Tezin dördüncü çalışmasında, kuvazi yapıdaki fotonik kristal tasarımında yavaş ışık fenomeni, elektrik alan ölçümleri ve önceden yapılan iletim grafiklerinden yola çıkılarak incelenmiştir. Yavaş ışık performansı, grup indeksi ve zaman gecikmesi özelliklerinin mesafeye göre nümerik sonuçları ile değerlendirilmiştir. Mikrodalga deneyleri ile örtüşen sonuçlara göre ışığın tasarlanan kuvazi kristal yapı yardımıyla yavaşlatıldığı sonucuna varılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Öz-kolimasyon, Süper-prizma, Kavite, Yavaş ışık, Fotonik kristal, Düşük simetri.



## **ABSTRACT**

Master of Science

**HIGHLY EFFICIENT PECULIAR OPTICAL PHENOMENA**

**PROVIDED BY LOW SYMMETRIC PHOTONIC**

**CRYSTAL STRUCTURES**

Melike GÜMÜŞ

TOBB University of Economics and Technology  
Institute of Natural and Applied Sciences  
Electrical-Electronics Engineering Science Programme

Supervisor: Prof. Dr. Hamza KURT

Date: August 2018

The control of the light in the medium is shaped based on the effect of the functions corresponding on the wave vector. The propagation of light entering the structure in an appropriate way depends on a periodic function that is caused by differences in the dielectric coefficient. Periodicity provides an opportunity for basic optical behaviors such as scattering, reflection, or deflection, which tend to be predominant during light propagation. In this thesis, low symmetric configurations that inside the photonic crystal causes dielectric divergence, hence various light phenomena are observed.

In the first study of the thesis, a structure that allows the light to show its self-collimation property during during the propagation has been discussed, and the tendency of the light to proceed from the examined equi-frequency curves has been estimated. In order to be sure of the behavior of the light expected to be scattered in the structure, the group velocity distribution and the third order dispersion graphs are examined and with the help of time electric field and

transmission analysis, it is ensured that the targeted self-collimation behavior can be obtained for the designed structure. Thus, it has been shown that the designed structure can protect the self-collimating ability of the structure over a wide operating frequency range without encountering coupling problems even at very high entrance angles. These results were also fixed by microwave experiment.

The second study of the thesis focuses on a super-prism structure with a wide wavelength operating area which shows a combination of high deflection, high wavelength sensitivity and self-collimation in the structure. For the unit cells with equal filling ratios, the frequency diagrams, group velocity distributions and third order distributions for the configuration in which the super-prism effect is observed are analyzed. Accordingly, it is observed that the light will show different deflections to different input angles and wavelengths. According to later finite difference time domain analyses, it was seen that the structure affected the light as expected and carried it with high transmissions. Microwave experiments are also conducted to provide the properties studied.

In the third study of the thesis, a cavity structure with high-quality factor and frequency adjustability is mentioned. In the first stage, the band diagrams are focused on the modes that occur in the defect region created by the structural modification of the used dielectric materials. Subsequently, electrical field measurements were made in parallel with the transmission measurements and mode profiles were investigated. For specified modes, wavelength sensitivity, quality factor, Purcell factor and mode volume analysis are applied. For the mode that gives the best results, two- and three-dimensional simulations have been evaluated. In addition to the simulations, microwave experiment measurements were made, and simulation-experiment consistency was observed.

In the fourth study of the thesis, the slow light phenomenon in the design of the photonic crystal in the quasi structure was investigated by means of electric field measurements and transmission graphs. The slow light performance was evaluated by the numerical results of the group index and time delay characteristics according to distance. According to the conclusions that overlap microwave experiments, the results show slowing of the light with the help of the quasi-crystal structure.

**Keywords:** Self-collimation, Super-prism, Cavity, Photonic crystal, Low symmetry

## TEŞEKKÜR

Öncelikle, yüksek lisans çalışmalarım boyunca değerli yönlendirmeleriyle daima yanımda bulunan ve emeğini esirgemeyen değerli tez danışmanım Prof. Dr. Hamza KURT'a teşekkürlerimi sunarım.

Araştırma sürecimin en başından itibaren çok değerli desteği ve arkadaşlığı ile daima yanımda bulunan Dr. İbrahim Halil Giden'e teşekkürü bir borç bilirim.

Berber çalışma yürüttüğüm ve değerli desteklerini yanımda hissettiğim çalışma arkadaşlarıma, alfabetik sıraya göre, Döne YILMAZ, Dr. İbrahim Halil Giden, Mediha TUTGUN ve Yrd. Doç. Dr. Mirbek TURDUEV'e ve yayın hazırlamamış olsak bile çalışmalarımın teşekkür kısımlarındaki değişmez isim olan Zeki HAYRAN'a ayrıca teşekkür etmek istiyorum.

Çalışma ortamının başarıya açılan yolda en büyük etkenlerden biri olduğunu düşünerek, yüksek lisans boyunca bana çok değerli bir çalışma ortamı sunan ve bu süreci daha da güzelleştiren tüm grup arkadaşlarıma teşekkür ediyorum.

Uzun eğitim ve öğrenim hayatım süresince yanımda olan ve koşulsuz desteklerini tüm hayatım boyunca daima hissettiğim değerli aileme ve yeni ailem, meslektaşım ve birlikte beyin fırtınası yapabildiğim yegâne insan olan Önder AKÇAALAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine, yüksek lisans süresi boyunca finansal destekte bulunan TÜBİTAK'a (115R036 nolu proje), Gelişmiş Seyrüsefer Görüş Sistemi isimli proje kapsamında burs sağladığı için ASELSAN'a ve burs sağladığı için TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi'ne teşekkür ederim.



## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
<b>TEZ BİLDİRİMİ</b> .....	iii
<b>ÖZET</b> .....	iv
<b>ABSTRACT</b> .....	vi
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	viii
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	ix
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	xi
<b>ÇİZELGE LİSTESİ</b> .....	xiv
<b>KISALTMALAR</b> .....	xv
<b>SEMBOL LİSTESİ</b> .....	xvi
<b>1. GİRİŞ</b> .....	1
1.1 Özgün Optik Özelliklerin İncelenmesinde Öncelikli Adımlar .....	4
<b>2. DÜŞÜK SİMETRİK FOTONİK KRİSTALLERDE TÜM GİRİŞ</b>	
<b>AÇILARI İÇİN SAÇILIMSIZ İLETİM</b> .....	9
2.1 Öz-kolimasyon Etkisinin Nümerik ve Deneysel Analizi .....	9
2.1.1 Giriş .....	9
2.1.2 Öz-kolimasyon özelliği için nümerik analizler.....	10
2.1.3 Öz-kolimasyon özelliği için deneysel analizler .....	16
2.1.4 Sonuçlar .....	17
<b>3. DÜŞÜK SİMETRİK FOTONİK KRİSTALLERDE YÜKSEK</b>	
<b>VERİMLİLİĞE SAHİP SÜPER-PRİZMA ETKİSİ</b> .....	21
3.1 Süper-prizma Etkisinin Nümerik ve Deneysel Analizi .....	22
3.1.1 Giriş .....	22
3.1.2 Süper-prizma özelliği için nümerik analizler.....	24
3.1.3 Süper-prizma özelliği için deneysel analizler .....	30
3.1.4 Sonuçlar .....	32
<b>4. DÜŞÜK SİMETRİK FOTONİK KRİSTALLERDE FREKANS</b>	
<b>AYARLANABİLİRLİĞİNE SAHİP KAVİTE ETKİSİ</b> .....	35
4.1 Kavite Etkisinin İki-Üç Boyutlu Nümerik ve Deneysel Analizi .....	35
4.1.1 Giriş .....	35
4.1.2 Kavite özelliği için nümerik analizler.....	37
4.1.3 Kavite özelliği için deneysel analizler .....	46
4.1.4 Sonuçlar .....	48
<b>5. DÜŞÜK SİMETRİK KUVAZİ FOTONİK KRİSTALLERDE YAVAŞ</b>	
<b>IŞIK ETKİSİ</b> .....	35
5.1 Yavaş Işık Etkisinin Nümerik ve Deneysel Analizi .....	51
5.1.1 Giriş .....	51
5.1.2 Yavaş ışık etkisi için nümerik analizler.....	52
5.1.3 Yavaş ışık etkisi için deneysel analizler .....	55
5.1.4 Sonuçlar .....	56
<b>6. SONUÇ VE ÖNERİLER</b> .....	59

<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>63</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>69</b>



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

- Şekil 1.1 : (a) Kare örgülü bir fotonik kristal yapısının üç boyutlu gösterimi. (b) kare örgülü bir fotonik kristal yapısının birim hücrenin üç boyutlu gösterim. .... 5
- Şekil 2.1 : Düşük simetrik kare örgülü tüm açılı saçılımsız iletimli yapının iki boyutlu gösterimi. Birim hücre şekil içerisinde verilmektedir. .... 11
- Şekil 2.2 : (a) Kare kafesin her birim hücresinde düşük simetrik çubuklarının  $\Gamma - X - M - \Gamma$  boyunca  $H$ -polarizasyonunda hesaplanan bant diyagramı ve ilaveten, Brillouin bölgesinin  $\Gamma - X$  simetri noktaları boyunca tüm açılarda öz kolimasyonun var olduğu dördüncü bant için hesaplanmış dispersiyon diyagramı. (b) Normalize frekanslara göre ilerleyen ışığın  $\Gamma - X$  yönünde hesaplanmış GHD ve ÜDD grafikleri. .... 12
- Şekil 2.3 : (a) Üçüncü ve dördüncü bantların kesişimini temsil eden 3B gösterim.(b)  $H$ -polarizasyonu için düşük simetri ile tasarlanan yapının dördüncü bantı için hesaplanan EFE gösterimi. .... 14
- Şekil 2.4 :  $a/\lambda = 0.650$  normalize frekansı için (a)  $\theta_{giriş} = 0^\circ$ , (b)  $\theta_{giriş} = 30^\circ$  ve (c)  $\theta_{giriş} = 60^\circ$  giriş açısı değerlerindeki elektrik alan yoğunlukları, (d) Tasarlanan yapı için giriş açısı  $\theta_{giriş} = 0^\circ - 70^\circ$  ve çalışılan frekans  $a/\lambda = 0.500 - 0.660$  aralıklarındaki değişimleri baz alan iletim haritası. .... 16
- Şekil 2.5 : (a) Monopol anten, verici anten ve fotonik kristal yapıdan oluşan mikrodalga deney düzeneğinin şematik gösterimi. (b)  $\theta_{giriş} = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  giriş açıları için mikrodalga deneyi sonuçları. .... 17
- Şekil 3.1 : (a) Kare örgülü düşük simetrik süper-prizma FK yapısının 3B gösterimi. (b) Düşük simetrik fotonik kristal süper-prizma yapısı için  $H$ -polarizasyonun dördüncü bant EFE gösterimi. Yakınlaştırılmış kısım güçlü süper-prizma etkisinin gözlemlendiği EFE'leri gösterirken EFE'ler üzerindeki oklar Poynting vektörlerin yönünü ifade etmektedir. .... 24
- Şekil 3.2 : (a) düzenli, (b)  $C_1$ , (c)  $C_2$ , (d)  $C_3$  and, (e)  $C_4$  dönme simetrisi için aynı doluluk oranına sahip birim hücrelerin şematik gösterimleri ile birlikte EFE sonuçları. Elde edilen EFE sonuçları  $H$ -polarizasyon için dördüncü bantta göre hesaplanmıştır. .... 26
- Şekil 3.3 : (a) Kare örgülü düşük simetrik öz-kolimasyonlu süper-prizma FK yapısının üstten gösterimi.  $r = 0.1a$  ve  $R = 0.2a$  yarıçaplı  $\epsilon = 9.61$  dielektrik sabitli çubuklardan oluşan  $C_1$  simetrik kare örgülü birim hücre için  $H$ -polarizasyonda, (b)  $\Gamma-X-M-\Gamma$  simetri noktaları boyunca, (c)  $\Gamma-M$  simetri noktaları boyunca hesaplanan bant diyagramları. (c)

içerisindeki grafik, $H$ -polarizasyon için dördüncü bandın yakınlaştırılmış gösterimidir.....	27
Şekil 3.4 : Önerilen FK yapı için (a) $a/\lambda = 0.610$ , (b) $a/\lambda = 0.618$ , (c) $a/\lambda = 0.626$ , (d) $a/\lambda = 0.635$ , (e) $a/\lambda = 0.610 - 0.635$ elektrik alan yoğunlukları. (e) Elektrik alan yoğunluklarının (a)-(d) çıkış kesitlerinin birleştirilmiş gösterimi. (f)-(g) Süper-prizma çalışma frekanslarının sınır frekanslarında $\Gamma - K$ simetri noktaları boyunca hesaplanmış GHD grafikleri.....	29
Şekil 3.5 : (a) giriş açısı ve çalışma frekansı değişimine göre ilerleme açısı haritası. (b) Sabit giriş frekanslarında geliş açısı değişimlerine göre ilerleme açısı $\theta_{çıkış}$ grafiği. (c) Tasarlanan FK yapısının, $\theta_{giriş} = -10^\circ, 10^\circ$ aralığında giriş açısı değişimine göre iletim haritası. ....	30
Şekil 3.6 : (a) Mikrodalga kaynağı, alıcı anten ve alümina çubuklardan oluşan yapıyı gösteren süper-prizma deney düzeneği. (b) Yapı içerisinde saparak yapıyı terk eden ışığın frekanslara göre davranışının nümerik ve deneysel sonuçlarının gösterimi.....	31
Şekil 3.7 : (a) Farklı çalışma frekanslarına göre elektrik alan yoğunluklarının düşey kesitleri (b) $\theta_{giriş} = 9^\circ$ eğimli giriş kaynağı için mikrodalga deneyi sonuçları. (c) $\theta_{giriş} = 9^\circ$ sabit giriş açısında tasarlanan süper-prizma için iletim grafiği. (d) $\theta_{giriş} = 9^\circ$ giriş açısı için çalışılan frekanslara göre hesaplanan GHD değerleri.....	33
Şekil 4.1 : (a) 3B FK yapısının şematik gösterimi, (b) Sırasıyla $R_1 = 0.2a$ ve $R_2 = 0.1a$ yarıçaplı dört büyük ve dört küçük silikondan $\epsilon_r = 12$ oluşan kusur bölgesini içeren kavite bölgesi gösterimi. (c) En yakınındaki büyük çubuğu referans alarak belli açılarda $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$ dönen çubukların şematik gösterimi.....	38
Şekil 4.2 : 5x5 boyutlarındaki süper-hücre için belli açılarla dönenen küçük çubukların oluşturduğu kusur bölgesine ait bant diyagramı gösterimleri, (a) $\theta_{dönme} = 0^\circ$ , (b) $\theta_{dönme} = 15^\circ$ , (c) $\theta_{dönme} = 30^\circ$ , (d) $\theta_{dönme} = 45^\circ$ .....	39
Şekil 4.3 : (a) $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$ , (b) $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ , (c) $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$ , (d) $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$ için normalize iletim tepe noktalarının kusur bölgesindeki açı değişimlerine göre kayma grafikleri. ....	40
Şekil 4.4 : (a) Dönme açılarına göre her bir mod için $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$ , $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ , $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$ ve $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$ , kalite $Q = [Q_1, Q_2, Q_3, Q_4]$ ve Purcell $F_p = [F_{p1}, F_{p2}, F_{p3}, F_{p4}]$ faktör değerlerinin gösterimi. (b) Her bir mod için dönme açılarına göre elektrik alan dağılımları. ....	43
Şekil 4.5 : 3B yapının kat sayısına göre kalite faktörü artışı .....	45
Şekil 4.6 : (a) Mikrodalga deney düzeneğinin şematik gösterimi, (b) $\theta_{dönme} = [0^\circ]$ dönme açısında tüm modlar için iletim grafikleri, (c) İdeal mod $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ merkez dalgaboyu için $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$ dönme açılarında kayma trendi, (d) İdeal mod için, $\theta_{dönme} = [0^\circ]$ ideal dönme açısındaki elektrik alan deney sonucu.....	47
Şekil 5.1 : Kuvazi fotonik kristal yapısının şematik gösterimi.....	53



- Şekil 5.2 : Kuvazi kristal yapıda yavaş ışık davranışı beklenen dalgalı boyları, (a)  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  ve (b)  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  için elektrik alan yoğunluğu sonuçları..... 53
- Şekil 5.3 : ZASF yöntemiyle hesaplanan zaman gecikmesi ve  $n_g$  değerlerinin (a)  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  ve (b)  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  dalgalı boylarında, ışığın yapı içerisinde ilerlediği mesafeye göre değişim grafikleri..... 54
- Şekil 5.4 : (a) Yavaş ışık yapısının mikrodalga deneyi için deney düzeneği. (b) Alümina çubuklardan oluşan dekağonal kuvazi fotonik kristal yapının yakın görünüşü..... 55
- Şekil 5.5 : (a)  $f_1 = 7.19 \text{ GHz}$  ve (b)  $f_2 = 7.22 \text{ GHz}$  frekansları için zaman gecikmesi ve grup indeksi değerlerinin mesafeye göre değişim grafikleri..... 56





## ÇİZELGE LİSTESİ

### Sayfa

Çizelge 4.1:  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  merkez dalgaboylu mod için  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  kusur bölgesi modifikasyon açılarında elde edilen kalite faktörü  $Q = [Q_{0^\circ}, Q_{15^\circ}, Q_{30^\circ}, Q_{45^\circ}]$ , Purcell faktörü  $F_p = F_{p_{0^\circ}}, F_{p_{15^\circ}}, F_{p_{30^\circ}}, F_{p_{45^\circ}}$  ve mod hacmi  $V(\lambda/n)^3 = V_{0^\circ}(\lambda/n)^3, V_{15^\circ}(\lambda/n)^3, V_{30^\circ}(\lambda/n)^3, V_{45^\circ}(\lambda/n)^3$  sonuçları.....44



## KISALTMALAR

<b>FK</b>	: Fotonik Kristal
<b>GHD</b>	: Grup Hızı Dağılımı
<b>ÜDD</b>	: Üçüncü Dereceden Dağılım
<b>EFE</b>	: Düzlem Dalga Genişletme
<b>1B</b>	: 1 Boyutlu
<b>2B</b>	: 2 Boyutlu
<b>3B</b>	: 3 Boyutlu
<b>ZASF</b>	: Zaman-Alanında Sonlu-Farklar
<b>BB</b>	: Brillouin Bölgesi
<b>DBY</b>	: Dağıtılmış Bragg Yansıma
<b>TİY</b>	: Toplam İç Yansıma



## SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
$\psi$	Bloch dalgavektörü
$r$	Pozisyon vektörü
$k$	Kristal için dalga vektörü
$b_1$	Örgü vektörü
$b_2$	Örgü vektörü
$a$	Örgü sabiti
$H$	Manyetik alan
$E$	Elektrik alan
$\epsilon$	Dielektrik yüklenebilirlik
$\mu_0$	Boş uzaydaki geçirgenlik
$c_0$	Boşluktaki dalga ilerleyişinin fazı
$R$	Örgü vektörü
$r$	Bloch dalga vektörü
$\hat{e}_j$	Taban vektörü
$G$	Resiprokal örgü vektörü
$f$	Birim hücre için doluluk faktörü
$r$	Silindirin yarıçapı
$J_1(\cdot)$	Birinci dereceden Bessel fonksiyonu
$s_0$	Kayma vektörü
$k_{giris}$	Giriş dalga vektörü
$\theta_{giris}$	Giriş açısı
$\theta_{çıkış}$	Çıkış açısı
$k_{çıkış1}$	Çıkış dalga vektörü
$v_g$	Grup hızı
$\lambda$	Dalgaboyu
$\omega$	Açısal frekans
$\tilde{\omega}$	Normalize edilmiş frekans
$p$	Işın genişleme faktörü
$C_n$	n-kat simetri
$\Gamma$	Brillioun bölgesi simetrisinin oktası
$X$	Brillioun bölgesi simetri noktası
$M$	Brillioun bölgesi simetri noktası
$d$	Mesafe

$\lambda_{kayma}$	Dalgaboyu kayması
$\lambda_{dönme}$	Dalgaboyu dönmesi
$Q$	Kalite faktörü
$F_p$	Purcell faktörü
$V$	Mod hacmi
$f_{merkez}$	Merkez frekans
$n_g$	Grup indeksi
$\theta_{dönme}$	Dönme açısı





## 1. GİRİŞ

İnsanlar çok uzun zamanlardan beri doğayı kullanarak ilerleme kaydetmeye çalışmışlardır. Sadece hayatta kalmak için çabalayan insanoğlu, dokunarak, uygulayarak, kendince kaydederek ve taklit ederek kendi teknolojisinin ilk adımlarını atmıştır. Bu aşamadan sonra amacı, hayatta kalmayı daha akıllı yollarla kolaylaştırma ve kontrol etmeye evrilmiştir. Özetle insan daha iyi yaşamak için mühendisliği bulmuştur.

Hayatın sürekliliği için ihtiyaç duyulan en önemli kavramlardan biri de ışıktır. Öyle ki insanoğlu onu olduğu gibi kullanmakla yetinmeyip kontrol edebilmeyi, depolayıp, yönlendirebilmeyi istemiştir. Bu durum ışığın davranışlarının üzerinde çalışan bir disiplin olan fotonik biliminin doğuşunu hazırlamıştır. Işık anlamına gelen “phos” kelimesinden türeyen bu bilim dalı 1960’larda lazerin icadıyla bir araştırma alanı olarak kabul görmüştür [1]. İvmelenen fotonik çalışmaları, elektronlar yerine yüksek hızlı veri aktarımı hedefiyle entegre devrelerde fotonların kullanımına yönelmiş ve gelişen teknolojinin bir gerekliliği olarak bunu olabildiğince küçük boyutlarda yapabilmeyi hedeflemiştir. Bu durum fotonik dünyasını doğanın temel yapılarından biri olan fotonik kristal yapılarına yönlendirmiştir. Böylece tamamen ölçeklendirilebilir olmasıyla entegre devrelerdeki ihtiyaca cevap verebilecek ve periyodik yapısıyla ışığa istenen çalışma frekansına göre hükmedebilecek yapılar olan “fotonik kristaller” Eli Yablonovitch ve Sajeev John sayesinde bilim dünyasına kazandırılmıştır [2,3]. Birbirinden bağımsız olarak fotonik kristal çalışmalarına öncülük etmiş olan bu bilim insanlarının, ışığın madde ile etkileşimini yapılarla bağlı olarak ifade etmiş olmaları, yapısal modifikasyonlar yardımıyla ışığın kontrol edilebileceği konusunda diğer bilim insanlarına yol açmıştır. Eli Yablonovitch’in çalışmasında, fotonik dünyasının ilk çalışmalarından olan lazer fenomeninden yola çıkılarak, kendiliğinden ışımanın gerçekleşme koşulunun, her zaman madde ve uzay arasındaki etkileşime bağlı olmadığı, bu fenomenin ışıma alanının modifikasyonu

ile de değişiklik gösterebileceği üzerinde durulmuştur. Yablonovitch'e göre 3B periyodik bir yapı elektronik bant sınırlarıyla çakışan bir yasaklı bant aralığına sahipse kendiliğinden ışımaya kesinlikle yasaklanmaktadır [2]. Sajeev John'un çalışması ise, elektronların rastgele potansiyellerle karşılaşmaları durumunda gösterdikleri bir davranış olan güçlü Anderson lokalizasyonlarından yola çıkarak, bu durumu fotonlara uyarlaması üzerinedir. John, her bölgesinde reel ve pozitif dielektrik sabitine sahip olarak tasarlanmış düzensiz bir süper-örgü için, Anderson lokalizasyonu gerçekleştirilebileceğini ortaya atmıştır [3]. Bu iki bilim insanının iddialarındaki ortak nokta, elektromanyetik ışımaya yapı üzerinde uygulanan değişiklere cevap vererek manipüle edilebildiğidir. Bu noktadan yola çıkarak, yapısal özelliğın periyodik olarak tekrarlandığı ve böylece belli bir fenomenin güçlendirilerek devam etmesinin sağlanabildiğı fotonik kristal yapıları üzerine yoğunlaşmaya başlanmıştır.

Işığın fotonik kristal yapılar ile manipüle edilebilirliğinden bahsetmek gerekirse, daha eski bir çalışma alanı olan elektronların kristal yapı (düzenli bir dizilim gösteren atom, molekül veya iyonlardan oluşan yapı) içerisindeki hareketlerinden yola çıkılabilir. Elektronlar etkileştikleri yapılar içerisinde belli potansiyellere göre dalga özelliğı göstermek suretiyle hareket edebilen parçacıklardır, bu özellikleri onları fotonlar ile kıyaslanabilir yapmaktadır. Örnek vermek gerekirse, elektronların belli enerjiler için belli yönlerde hareketine izin verilmeyen potansiyellerin bulunduğu yasaklı bant aralığı konsepti ile fotonik alanında da karşılaşmakta, bu bant aralığına sahip bir yapı ile etkileşmeye çalışan, yasaklı bant aralığı frekanslarındaki elektromanyetik dalgaların fotonik kristal (FK) yapı (düzenli bir dizilim gösteren dielektrik malzemeden oluşan yapı) içerisinde ilerlemeleri mümkün olmamaktadır. Bu ilerleme, yapı içerisindeki periyodik dielektrik katsayı farkından oluşan dielektrik fonksiyonu ile sağlanır. Yapı içerisindeki dielektrik katsayı dağılımı yeterince farklı ve yapının çalışılan dalgaboyundaki soğurma katsayısı yeterince düşük ise, elektromanyetik dalgalar kristal içerisinde saçılma, yansıma ve sapma gibi durumlar ile karşılaşarak ilerler. Bu ilerleyiş sırasında birikme veya başka bir deyişle ortak bir davranış gösterirler. Bu ortak davranış "mod" olarak tanımlanır. Mod olgusu fotonlar için olduğı kadar elektronlar için de geçerlidir [4,5]. Yasaklı bant aralığı kavramından devam

edecek olursak, belirli bir frekans aralığında FK yapı elektromanyetik dalganın ilerlemesini herhangi bir kaynak, polarizasyon veya yön için engellerse bu durum yapının tamamıyla yasaklı bant aralığına sahip olduğunu gösterir ve bu tür bant aralığına sahip olan kristaller, her yönde yansıtıcı görevi görürler. Bunun nedeni olarak, elektromanyetik dalganın yapı içerisinde ilerlemesini sağlayan ve periyodik bir fonksiyon olan Bloch dalga fonksiyonunun bahsi geçen yasaklı bant aralığındaki frekanslar için desteklenmeyişi gösterilebilir. Bir başka deyişle Bloch dalga fonksiyonu, periyodik olarak tekrar eden bir ortamda ilerleyen bir parçacığın dalga fonksiyonu olarak ifade etmek yanlış olmaz.

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

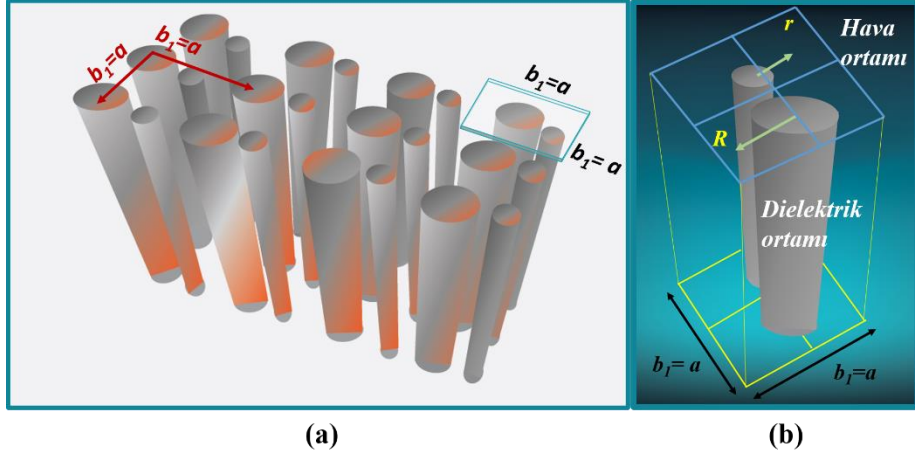
Burada,  $\psi$  Bloch dalga vektörünü ifade ederken,  $\mathbf{r}$  pozisyonu göstermektedir. Bu kristalle aynı periyoda sahip periyodik fonksiyonunu,  $\mathbf{k}$  kristal için dalga vektörünü belirtmek için kullanılır.

Yapısal olarak incelenirse, fotonik kristal yapısını modifikasyonlarla tamamen yasaklı bant aralığına sahip hale getirmek mümkündür. Bunun için genel olarak yapının tüm yönlerde aynı periyodikliği göstermesi sağlanmalıdır. Öte yandan, ufak kusurların olması durumudatamamen yasaklı bant aralığı yapısının bozulmadığı durumlara da örnekler verilebilir [6,7]. Işığın kristal içerisindeki ilerleyişine izin verilmediği durumların hepsini olumsuz olarak algulamak da doğru değildir, aksine bu gibi bir durumda ışığın Anderson lokalizasyonu gibi farklı bir fenomeni sergilemesine de izin verilmiş olunur [3].

Yasaklı bant aralığı mühendisliği yapılarak ışığınmanipüle edilebilirliğini gözlemleyen bilim insanları, bant aralığı üzerinde yaptıkları çalışmaları farklı fotonik kristal örgüleri [8] için de kullanmışlardır. Bu çeşitliliğin sağlaması açısından fotonik kristallerden, dalga kılavuzları [9], optik kaviteler [10,11] fiberler [12,13] gibi ışığın yönlendirilmesine dayalı uygulamalardan yararlanılmaya başlanmıştır. Geçen yıllar içerisinde, fotonik kristallerin, yasaklı bant aralığı mühendisliğinin haricinde de ışık manipülasyonu için elverişli bir doğası olduğu fark edilmiş, karşılaşılan alışılmadık ışık fenomenleri üzerinde durulmaya başlanmıştır. Ardı ardına gelen bu çalışmalar içerisinde öz-kolimasyon [14,15], süper-prizma [16], polarizasyon ayırıcı [17], dalgaboyu ayırıcı-birleştirici [18] ve negatif kırılma [19] gibi temel ışık davranışları üzerinde durulmuştur.

## 1.1 Özgün Optik Özelliklerin İncelenmesinde Öncelikli Adımlar

Tüm bu bilgiler ışığında, ışığın fotonik kristaller içindeki öz-kolimasyon [20,21] süper-prizma [16,22] ve kavite [23] gibi davranışlarını incelemek için başvurulan yöntemler hakkında bilgi verilecek olunursa, fotonik kristal yapıları için bir sınıflandırmayla bu bölüme başlanılabilir. Bilindiği üzere fotonik kristal yapıları periyodik özellikleri sayesinde ışığın yönelimine olanak sağlayan yapılardır. Bahsi geçen periyodiklik özelliğini biraz açacak olursak, fotonik kristallerin bir-boyutlu, iki-boyutlu ve üç-boyutlu olmak üzere üç gruba ayrıldıklarını söyleyebiliriz. Periyodiklikten kastedilenin dielektrik katsayısının bir yöndeki düzenli tekrarı olduğu varsayıldığında bir, iki ve üç boyutlu fotonik kristaller için dielektrik katsayısının sırasıyla  $x$ ,  $x-y$  veya  $x-y-z$  yönlerinde tekrarlı olarak değiştiğini öngörebiliriz. Bunun dışında fotonik kristal yapıları örgü tiplerine göre de çeşitlilik gösterebilirler. Yaygın olarak kullanılan örgü tipleri kare, dikdörtgen ve altıgen örgü olarak sınıflandırılır ve bu tipler, fotonik kristal yapısının diziliş yönelimiyle ilişkilendirilir. Buna göre iki boyutlu bir kare örgü, örgü vektörleri olarak tanımlanan  $\mathbf{b}_1$  ve  $\mathbf{b}_2$ 'nin bir karenin kenarlarını oluşturacak şekilde eşit uzunluklarda olmasını gerektirirken, dikdörtgen örgüde örgü vektörleri bir dikdörtgenin kenarlarını oluşturacak şekilde uzun ve kısa kenarlardan oluşur. Altıgen yapı ise benzer şekilde eşit uzunluktaki örgü vektörlerinin bir üçgen oluşturacak şekilde yönelmesiyle yerleşmiş birim hücrelerden meydana gelir. Açıklanan örgü tiplerindeki örgü vektörlerinin aralarındaki açılar ve boyutlarına göre, kristal yapısı oluşur. Her bir örgü vektörünün başlangıcı bir birim hücreye denk gelir. Bir kare örgü için  $\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_2 = \mathbf{a}$  iken,  $\mathbf{a}$  örgü sabitini ifade eder ve birim hücrenin bu mesafe ile tekrarlanarak bir örgü oluşturduğunu gösterir. Örnek bir kare örgü ve birim hücre gösterimi Şekil 1.1'de gösterilmiştir. Birim hücre üzerinden yapılan analizler, ışığın tüm yapı için nasıl davranacağını gösteren bir öngörü verir. Bu analizlerden bant diyagramı, zaman alanı analizlerine geçmeden önce dalga vektörünün bir birim için nasıl davranacağını gösteren ilk adım olarak adlandırılabilir. Bantların elde edilebilmesi için analitik yöntem bir çözüm olarak sunulabilir. Bant diyagramı hesabı için gerekli olan düzlem dalga genişletmesi yöntemi ile Maxwell denklemlerinin çözümüne aşağıdaki adımlar kullanılarak ulaşılabilir [24,25].



Şekil 1.1 : (a) Kare örgülü bir fotonik kristal yapısının üç boyutlu gösterimi. (b) kare örgülü bir fotonik kristal yapısının birim hücresinin üç boyutlu gösterim.

Kaynak olmayan dielektrik ortam için zamana bağlı Maxwell denklemleri (1.2) ve (1.3) denklemlerinde verilmiştir:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \epsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0. \quad (1.3)$$

Uzay ve zamana bağlı manyetik alan ( $\mathbf{H}$ ), elektrik alan ( $\mathbf{E}$ ), pozisyonun fonksiyonu olarak dielektrik yüklenebilirlik ( $\epsilon$ ) and boş uzaydaki geçirgenlik ( $\mu_0$ ) olarak verilmiştir. Yön bağımlı periyodik yapıların fotonik bant yapılarını analitik olarak çözmek için (1.2) 'deki Maxwell denklemleri sadeleştirilmiştir (1.4).

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c_0^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1.4)$$

$c_0$  boşluktaki dalga ilerleyişinin faz hızını ifade etmektedir. Bloch's teoremi kullanılarak, periyodik ortamda elektromanyetik alanlar Bloch modlar kümesi şeklinde genişletilebilirler ve bu modlar periyodik oldukları için  $\epsilon(\mathbf{r})$  için (1.5) ve (1.6) denklemleri elde edilir.

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_k(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (1.5)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_k(\mathbf{r} + \mathbf{R}), \quad (1.6)$$

Birinci Brillouin bölgesinde, örgü vektörü ( $\mathbf{R}$ ) ve Bloch dalga vektörü ( $\mathbf{r}$ ) olarak verilmiştir. Manyetik alan ve dielektrik fonksiyonları için Fourier dönüşümleri yapılarak, düzlem dalgaların toplamı şeklinde harmonik modlar,

$$\mathbf{H}_k(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \sum_{j=1,2,3,\dots} \hat{\mathbf{e}}_j H_{j,k} \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}), \quad (1.7)$$

ve

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \epsilon(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) \quad (1.8)$$

bulunabilir. Taban vektörü  $\hat{\mathbf{e}}_j$  ve resiprokal örgü vektörü  $\mathbf{G}$  olarak ifade edilmiştir. Fotonik bant yapılarının ve öz-denklemlerin çözümünü elde etmek için Maxwell denklemleri, düzlem dalga genişletme metodu kullanılarak tekrar formüle edilmiştir.  $\mathbf{E}$ -polarizasyon için,

$$\sum_{\mathbf{G}'} |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_{\perp,k}(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c_0^2} H_{\perp,k}(\mathbf{G}), \quad (1.9)$$

ve  $\mathbf{H}$ -polarizasyon için,

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G})(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_{\parallel,k}(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c_0^2} H_{\parallel,k}(\mathbf{G}). \quad (1.10)$$

olarak ifade edilirken,  $\epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ ,  $\epsilon(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 'nin çapraz matrisi olarak tanımlanmıştır. Buna göre,  $\epsilon(\mathbf{G})$  için Fourier katsayıları (1.10)'daki gibi hesaplanabilir;

$$\epsilon(\mathbf{G}) = \frac{1}{A} \int_A \epsilon(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (1.11)$$

(1.11) denkleminde,  $A$  birim hücrenin alanını temsil etmekte olup (1.12) denklemi gibi sadeleştirilebilir;

$$\epsilon(\mathbf{G}) = \begin{cases} f\epsilon_a + (1-f)\epsilon_b & \text{for } \mathbf{G} = 0 \\ (\epsilon_a - \epsilon_b)S(\mathbf{G}) & \text{for } \mathbf{G} \neq 0 \end{cases} \quad (1.12)$$

yapıdaki çubuklar için,  $\epsilon_a$ , dielektrik sabiti iken ve arka plan için  $\epsilon_b$ , dielektrik sabitidir.  $f$  parametresi birim hücre için doluluk faktörüdür.  $S(\mathbf{G})$ , silindirin geometrisine bağlı olarak örgü yapısı için yapısal faktör olarak isimlendirilmiştir;

$$S(\mathbf{G}) = \frac{1}{A} \int_{A_d} \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (1.13)$$

Devamında örgü üzerinden bir yapılan hesaplamada, kare örgü yapıları için yapı faktörü aşağıda verilmiştir;

$$S(\mathbf{G}) = 2f \frac{J_1(Gr)}{Gr}, \quad (1.14)$$

silindirin yarıçapı  $r$  ve Bessel fonksiyonunun birinci derecesi  $J_1(\cdot)$  olarak temsil edilmiştir. Eğer örgü yapısında, silindir koordinatlarında herhangi bir kayma söz konusu olursa, öteleme operasyonu kullanılabilir.

$$T_t[\mathbf{s}] = \mathbf{s}' = \mathbf{s} + \mathbf{s}_0, \quad (1.15)$$

$\mathbf{s}_0$  kayma vektörünü temsil eder. Bu öteleme operasyonu kullanıldığında yapı faktörü için aşağıdaki denklem elde edilir;

$$T_t[S(\mathbf{G})] = S' = \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{s}_0) S(\mathbf{G}). \quad (1.16)$$

Eğer örgü yapısı içerisinde birden fazla silindir var ise, yapı faktörü aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$S_{toplam}(\mathbf{G}) = \sum_{j=1}^N \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{s}_j) S_j(\mathbf{G}), \quad (1.17)$$

$N$  örgü yapısı içerisindeki toplam silindir sayısını ifade etmektedir.





## **2. DÜŞÜK SİMETRİK FOTONİK KRİSTALLERDE TÜM GİRİŞ AÇILARI İÇİN SAÇILIMSIZ İLETİM**

Bu bölümde, geniş bir frekans aralığında yüksek kiplenme verimliliği gösteren düşük simetrik fotonik kristal yapıları için eğimli bir saçılımsız iletim özelliği anlatılacaktır. Çalışmada başlangıç noktası olarak öncelikle analitik bir yaklaşım izlenmiştir. Bu yaklaşım neticesinde bu özelliğin görüldüğü seçenekler içerisinde en iyi performansa sahip olan konfigürasyon grup hızı dağılımı (GHD) ve üçüncü dereceden dağılım hesaplamaları baz alınarak seçilmiştir (ÜDD). Ardından, zaman ve frekans düzlemleri için nümerik analizler üzerinde durulmuş ve çalışılan frekans aralığında güçlü saçılımsız iletim özelliği gösteren ideal fotonik kristal yapısına ulaşma amacıyla nümerik analizler yapılmıştır. Son olarak, mikrodalga dalgaboylarında deneyler uygulanmış ve tasarlanan yapının daha uzun dalgaboylarında, milimetre ölçeğinde de aynı sonuçları gösterdiği ve saçılımsız iletim özelliğini koruduğu gözlenmiştir. Tüm bu bilgiler ışığında yukarıda anlatılan tasarımın ayrıntılı analizleri bu bölümün içeriğini oluşturmaktadır. Bahsi geçen tasarım çalışması yüksek etki değerine sahip uluslararası bir dergide makale olarak yayınlanmıştır [21].

### **2.1 Öz-kolimasyon Etkisinin Nümerik ve Deneysel Analizi**

#### **2.1.1 Giriş**

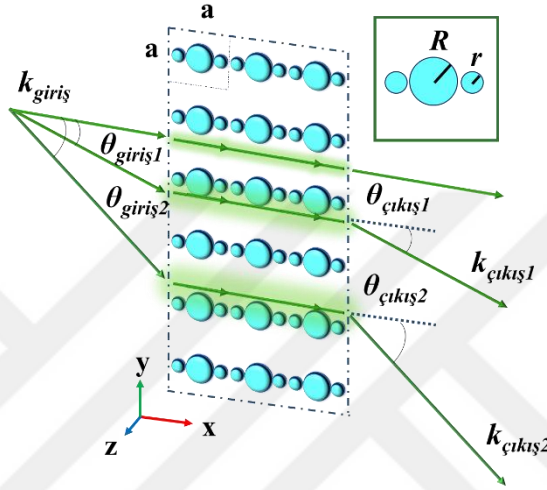
Saçılımsız iletim, ışığın yönlendirilmesi bakımından yüksek potansiyele sahip olduğu için son yıllarda en çok başvurulan tekniklerden biri olma özelliğini göstermektedir. Bu özelliği gösteren yapılar, benzer özellik gösteren diğer yapıların aksine indeks farkı ve yapısal deformasyon gibi düzenlemelere gerek duymaksızın bu özelliklerini korumaktadırlar. Saçılımsız iletim yolculuğu kırılımsız Bessel ve Airy benzeri ışık demetleri üzerinde yapılan çalışmalar ile başlamıştır [26]. Sonraki dönemlerde fotonik kristal olarak adlandırılan periyodik

yapılar, kırılımsız ışın demeti üretme konusunda, yapıları sayesinde sahip oldukları güçlü ışık kuplajı, gelen ışığın yoğunluğundan bağımsızlık ve malzeme içi emilimden kaynaklı kayıplarının olmaması gibi avantajları nedeniyle büyük bir yeniliğe sebep olmuşlardır. Yeni karşılaşılan bu fenomen Kosaka ve grubunun yaptığı çalışmalar neticesinde “saçılımsız iletim” olarak adlandırılmıştır [19]. Saçılımsız iletim açısından bakıldığında, Bloch modların periyodik modülasyonları, fotonik kristaller içerisinde herhangi bir kusur veya bant aralığına gerek duymadan kırılımsız ışın demetleri yaratırlar. Saçılımsız iletim fenomeninin bu kabiliyeti bu olgunun pek çok optiksel amaç için kullanılabilirliğini sağlamaktadır. Bu amaçlar, dar yörüngelerde güçlü ışık hapsedilmesi ve giriş-kaynak ikilisi arasındaki ayarlama eksikliklerinden kaynaklanan güç kayıplarının önlenmesi olarak örneklendirilebilir [14]. Kendiliğinden saçılımsız iletimin optik performansının artırılması için şimdiye kadar pek çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalara örnek olarak arayüzlerde karşılaşılan kuplaj kayıpları [27,28] ve açılal kuplaj çalışma aralığının genişletilmesi verilebilir [20]. Daha ileri araştırmalar sonucunda, “süper-iletim” olarak adlandırılan her açıda saçılımsız iletim davranışına dalga kılavuzu diziliminden oluşan bir yapıda ulaşılmıştır [29].

### 2.1.2 Öz kolimasyon özelliği için nümerik analizler

Bu bölümün başında da belirtildiği üzere, düşük simetrik fotonik kristallerde saçılımsız iletim özelliğinin araştırılması sırasında, optik parametreler baz alınarak yapılan optimizasyon çalışmaları olmuştur. Bu parametreler ışığında alınan olumlu sonuçlara göre bir yol haritası izlenmiş ve buna göre dizayn edilen yapı son halini almıştır. Şekil 2.1, optimizasyon sonuçları neticesinde elde edilen yapının son halini göstermektedir, Şekil 2.1'e göre  $k_{giris}$ , giriş dalga vektörünü ifade etmektedir.  $\theta_{giris1}$  ve  $\theta_{giris2}$  farklı giriş açılarını gösterirken,  $\theta_{çıkış1}$  ve  $\theta_{çıkış2}$  sırasıyla bu açılara karşılık gelen çıkış açılarını göstermektedir,  $k_{çıkış1}$  ve  $k_{çıkış2}$  ise ışığın yapıyı terk ettiği çıkış dalga vektörlerini göstermektedir. Birim hücre şekil içerisinde verilmektedir, buna göre,  $\{R, r\} = \{0.22a, 0.10a\}$  sırasıyla büyük ve küçük dielektrik çubukların yarıçaplarını gösterirken,  $a$  ise örgü sabitidir. Seçilen optimum düşük simetrik fotonik kristal yapı, ( $\epsilon = 9.61$ ) dielektrik sabite sahip silindirik alümina çubuklar kullanılarak ve hava ortamı baz ortam olarak

seçilerek inşa edilmiştir. Çubuk tipli geometrinin bir özelliği sonucunda, ilerleyen modlar fotonik kristal çubukların üzerinde lokalize olarak FK çubuklar boyunca uzanan bir yol izlemişlerdir. Bunun yanı sıra, her bir birim hücredeki küçük alümina çubuk, hava-FK ortamı arasında bir empedans eşleme yüzeyi gibi davranarak pek çok yapıda arayüzlerde karşılaşılan kuplaj sorununu ortadan kaldırmaktadır. Bu özellik, geri yansıma sorununa bir çözüm olarak önerilen yansımayı önleyici kaplama gerekliliğini karşılamaktadır.



Şekil 2.1 : Düşük simetrik kare örgülü tüm açılı saçılımsız iletimli yapının iki boyutlu gösterimi. Birim hücre şekil içinde verilmektedir.

FK yapılarda birim hücredeki ışık-madde etkileşimi araştırıldığında, Maxwell denklemi çözülerek bu etkileşim ile ilgili ayrıntılı sonuçlar elde edilebilir. Burada anlatılan çalışmada Maxwell denklemleri kullanılarak bant diyagramı, eş frekans eğrileri, grup hızı dağılımı ve üçüncü dereceden dağılım analizleri etraflıca incelenebilmiştir. Bu hesaplamalara öncelikle birim hücre içerisinde ışığın bir yönelim boyunca ilerliyor oluşu göz önünde bulundurularak simetri noktaları arasından bu yönetime karşılık gelen noktalar arasında bir yörünge belirlenerek başlanır. Saçılımsız iletim tasarımında, kaynağın yapıya gönderildiği yön olarak  $\Gamma - X$  tayin edilmiştir, bu yönelim seçimi göz önünde bulundurularak farklı dönme simetrilere göre düzlem dalga genişletilmesi (DDG) metodu kullanımıyla birlikte öz-değer problemleri çözülmüştür. Düzlem dalga metoduna göre öz-denklemler şu şekildedir [25]:

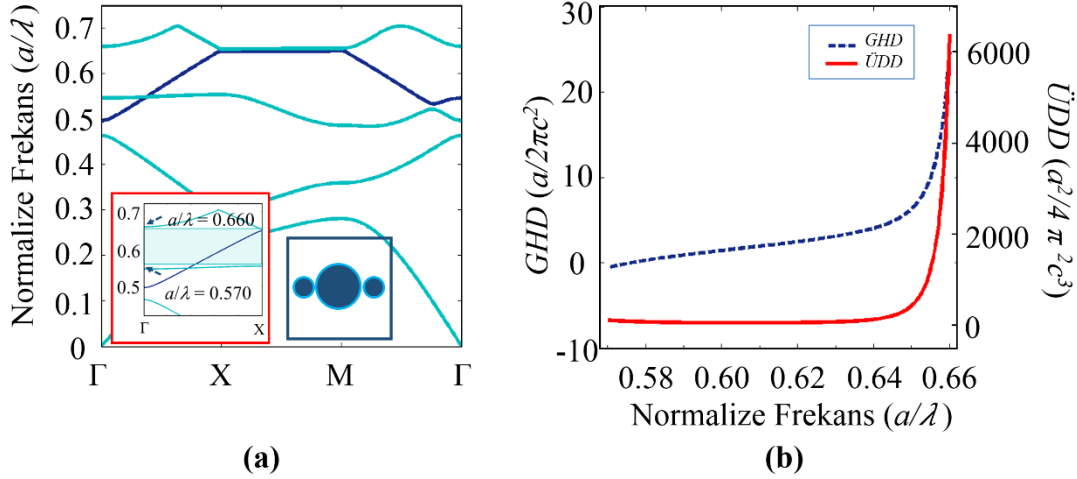
*E*-polarizasyon için,

$$\sum_{\mathbf{G}'} |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_{\perp, \mathbf{k}}(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c_0^2} H_{\perp, \mathbf{k}}(\mathbf{G}), \quad (2.1)$$

$\mathbf{H}$ -polarizasyon için,

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G})(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_{\parallel, \mathbf{k}}(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c_0^2} H_{\parallel, \mathbf{k}}(\mathbf{G}). \quad (2.2)$$

Yukarıda verilen denklemlerin farklı yapılar için kullanılabilmesine olanak sağlayan  $\epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ , transfer matris olarak tanımlanır. Bu transfer matris her bir yeni FK yapı için tekrar tanımlanan çevirici operatör yardımıyla farklı yapılar için modifiye edilir. FK birim hücresindeki çubukların ve karşılık gelen doldurma faktörlerinin oranı, doğrudan FK'lerin öz kolimasyon kabiliyetini etkiler. Bu nedenle, kolimasyon etkisi olan yapılar üzerinde iterasyonlar yapılır. Analitik olarak elde edilen EFE'lerin yanı sıra GHD ve ÜDD değerleri, en iyi özkolimasyon performansı için karşılaştırılır ve Şekil 2.1'de gösterilen nihai yapı seçilir, elde edilen sonuçlar Şekil 2.2'de gösterilmiştir. Önerilen EFE'lerin bant diyagramları, ilk Brillouin bölgesinin  $\Gamma - X - M - \Gamma$  yüksek simetri noktaları boyunca hesaplanır, (Şekil 2.2 (a)).



Şekil 2.2 : (a) Kare kafesin her birim hücresinde düşük simetrik çubuklarının  $\Gamma - X - M - \Gamma$  boyunca  $\mathbf{H}$ -polarizasyonunda hesaplanan bant diyagramı ve ilaveten, Brillouin bölgesinin  $\Gamma$ -X simetri noktaları boyunca tüm açılarda öz-kolimasyonun var olduğu dördüncü bant için hesaplanmış dispersiyon diyagramı. (b) Normalize frekanslara göre ilerleyen ışığın  $\Gamma - X$  yönünde hesaplanmış GHD ve ÜDD grafikleri.

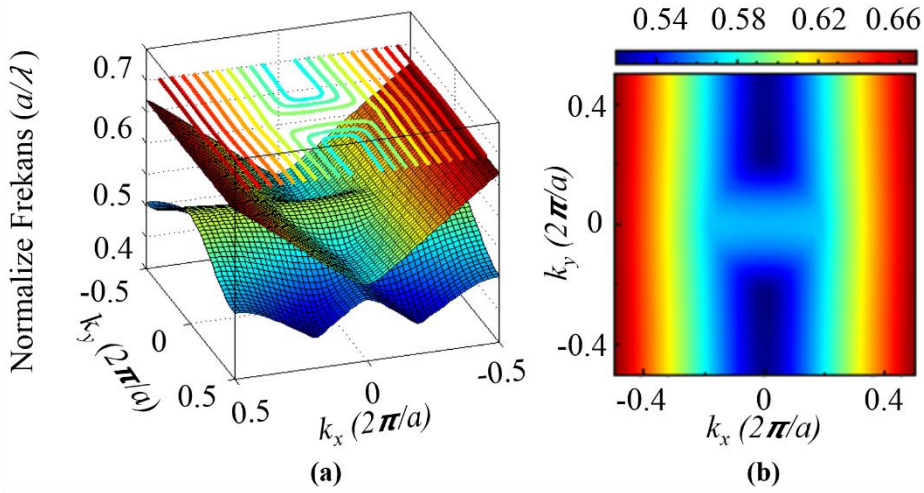
Daha sonra bant yapısı için, difraktif olmayan yayılma gerçekleştiği  $\Gamma - X$  simetri noktalarına odaklanılır, bu analiz Şekil 2.2 (a) 'da bir ek olarak verilmiştir. Bu bant yapısına göre **H**-polarizasyonun dördüncü bandındaki lineer eğilim, güçlü bir öz-kolimasyon etkisinin varlığını gösterir [29]. Lineer eğilim  $a/\lambda = 0.540 - 0.660$  frekans aralığı içinde elde edilmesine rağmen, üçüncü ve dördüncü bantların kesişimi  $a/\lambda = 0.570 - 0.660$  arasındaki öz-kolimasyon frekanslarını bastırır. Şekil 2.2 (b)'de gösterildiği gibi, GHD ve ÜDD hesaplamaları gibi daha fazla analiz, incelenen FK'ların öz-kolimasyon performansını niceliksel olarak araştırmak için yapılmıştır: Yayılan ışığın GHD'ı, yapı içindeki ışığın geniş bir bant için dağılım eğilimi hakkında bir fikir vermektedir, grup hızı dağılımı  $GHD = \partial/\partial\omega (1/vg) = \partial^2 k/\partial\omega^2$  şeklinde ifade edilir. GHD parametresi, dispersiyon diyagramı hesaplamasından elde edilen açısal frekans ( $\omega$ ) ve  $k$ -vektör değerleri kullanılarak hesaplanır. Bu parametre, yapıda ilerleyen dalganın grup hızının açısal frekans değişimlerine göre nasıl değiştiğini, yani farklı açısal frekanslar için  $k$ -vektör bileşenlerinin sahip oldukları hızları gösterir. Dalga vektörü bileşenlerinin açısal frekans bağımlılığı, faz kaymalarını oluşturur ve  $k$ -vektörünün bu şekilde ayrılması, zaman içinde ışık genişlemesini indükler [30,31]. Öte yandan, ÜDD parametresi yayılan ışık yapı içerisindeki ilerleyişi üzerinde önemli bir etkiye sahiptir ve  $\ddot{U}DD = \partial^3 k/\partial\omega^3$  olarak tanımlanır. Bu iki dağılım parametresinin en aza indirgenmesi, geniş bantta ilerleyen kolime ışık üzerinde istenmeyen kırınım ve bozulma etkilerini engellemek için çok önemlidir. Hesaplanan GHD ve ÜDD parametreleri Şekil 2.2 (b) 'de gösterilmiştir.

Şekilden görülebileceği gibi, GHD değerleri makul derecede küçükken ve normalize edilmiş frekanslar  $a/\lambda = 0.570 - 0.645$  için  $-0.6 - 4.8 (a/2\pi c^2)$  aralığında doğrusal olarak artarken,  $a/\lambda = 0.645$ 'den sonra GHD değerleri, normalize edilmiş frekanslar  $a/\lambda = 0.645 - 0.660$  için  $24,9 (a/2\pi c^2)$ 'a kadar katlanarak artar. ÜDD değerleri, normalleştirilmiş frekanslar için GHD ile benzer bir eğilim göstermektedir  $a/\lambda = 0.570 - 0.645$ , ÜDD değerleri sırasıyla doğrusal olarak  $51 - 204 (a^2/4\pi^2 c^3)$  olarak artar. Normalize edilmiş frekanslar için  $a/\lambda = 0.645 - 0.660$ , ÜDD değerleri üssel olarak  $6403 (a^2/4\pi^2 c^3)$ 'e kadar yükselir. Bu nedenle, gelen ışık geniş bir frekans aralığında önemli bir

bozulma olmaksızın FK ortamının içinde ilerleyebilir, bu da incelenen FK'lerin geniş bantlı bir öz kolimatör bir yapı olarak çalışabileceğini ifade eder.

Tüm açılar için öz kolimasyon özelliği ve Bloch modların kesişimi, Şekil 2.3 'de gösterildiği gibi hesaplanan eş frekans eğrilerinde (EFE) tam olarak gözlenebilir. Kısmi veya tamamen düz EFE'lerin tüm açı yaklaşımı,  $\mathbf{k}$ -vektör davranışının açıklanmasında geniş bir bakış açısı sağlar. Düz EFE'ler, güçlü öz-kolimasyon etkisine işaret eder, bu davranış grup hızıyla ilişkilendirilebilir çünkü bahsi geçen EFE'ler,  $\mathbf{k}$ -alanında DDG yöntemleriyle Maxwell denkleminin öz-frekans çözümleridir.

Her frekans değeri için dağılım diyagramlarının kesitsel temsilleri olan öz-frekans çözümleri, her bir frekans için gelen ışığın yayılma davranışı hakkında fikir verir [32].



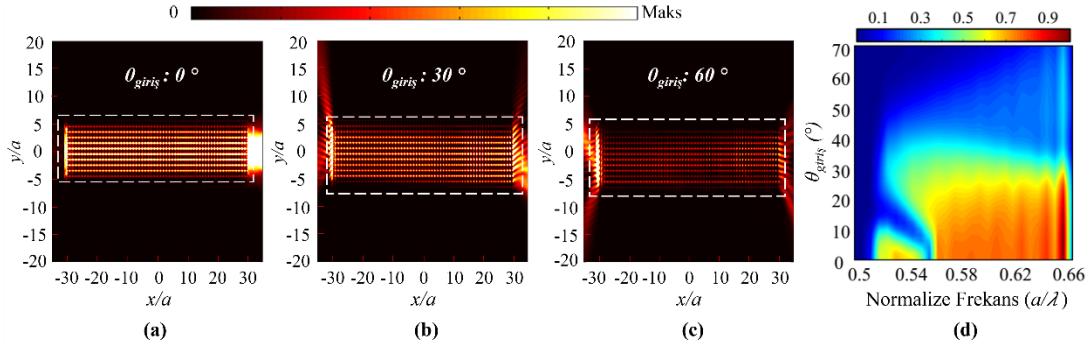
Şekil 2.3 : (a) Üçüncü ve dördüncü bantların kesişimini temsil eden 3B gösterim. (b)  $\mathbf{H}$ -polarizasyonu için düşük simetri ile tasarlanan yapının dördüncü bandı için hesaplanan EFE gösterimi.

Grup hızı ( $\mathbf{v}_g = d\omega / dk$ ), geliş frekanslarına göre ilerleyen dalgaların üst üste toplanmasıyla oluşan bir zarftır ve EFE'lere dik olarak yayılan dalganın yönünü gösterir. Tüm açılarda öz-kolimasyonlu bir yapı elde etmek için, birim hücrenin içinde mümkün olduğu kadar EFE'lere dik olarak yönlendirilmeli, böylece açısal bağımlılık ortadan kaldırılmalıdır. Öz-kolimasyon etkisi için en iyi durum, herhangi bir eğilme göstermeksizin birim hücre boyunca uzanan [32] açık

ve düz EFE'dir. Önerilen tüm açılarda öz-kolimasyon tasarıma ait olan bu tip EFE, Şekil 2.3(a) 'da açıkça görülebilir. Bu fenomene uygun olarak tasarlanmış yapılar için yeterli bir iletim söz konusu olduğunda, kuplaj ve yapı içi kayıp sorunları hakkında önemli gelişmeler sağlanabilir.

Giriş açısı ve normalize edilmiş frekanslara göre elde edilen iletim haritası Şekil 2.4'te gösterilmiştir. Özellikle belirtmek gerekmektedir ki elektrik alan şiddeti ve iletim grafikleri gibi tüm zamanlamalı analizleri,  $\Delta x = \Delta y = a/40$  ızgara boyutları ile LUMERICAL yazılım paketi kullanılarak gerçekleştirilmiştir [33]. **H**-polarizasyonu için kararlı hal alan yoğunluklarının yanı sıra iletim spektrumunda elde edilmesinde FK ortamı geniş banda sahip bir Gauss ışını ile aydınlatılmıştır. Karşılık gelen iletim haritası,  $a/\lambda = 0.570 - 0.650$  çalışma frekanslarında makul bir iletim olduğunu ortaya çıkarır: Bu aralıkta değişen giriş açıları için  $\theta_{giriş} = [0^\circ - 28^\circ]$  hesaplanan iletim, %60'ın üzerindedir. Maksimum iletim, %80'in üzerinde bir değer ile  $\theta_{giriş} = [0^\circ - 25^\circ]$  olay açıları için  $a/\lambda = 0.650$  normalize frekansında elde edilir.  $\theta_{giriş} = [0^\circ - 40^\circ]$  aralığında %30'lara varan doğrusal bir azalma görülmektedir. Bu tür bir azalma, daha büyük giriş açılarında yapının karşılaştığı ışık kuplajının zorluğuna bağlanabilir. Özellikle  $\theta_{giriş} > 60^\circ$ 'nin üzerindeki durumuna karşılık gelen iletim, öz-kolimasyonun görüldüğü frekanslar içinde %20'ye iner, bu da ışın demetinin FK ortamına kuplajlanmadığını ve öz-kolimasyon etkisinin zayıfladığını gösterir. Elektriksel alan şiddetinin iyi öz-kolimasyon özelliğinin elde edildiği,  $a/\lambda = 0.650$  çalışma frekansında birkaç giriş açısı  $\theta_{giriş} = \{0^\circ, 30^\circ, 60^\circ\}$  için sayısal olarak incelenmiş ve sonuçlar Şekil 2.4(a-c)'de gösterilmiştir, iletim haritası ise Şekil 2.4(d)'de verilmiştir.

Gelen ışığın,  $\theta_{giriş} = [0^\circ, 30^\circ]$  açıları için FK yapıya güçlü bir şekilde kuplajlandığı ve yapı içerisinde dağılmadan ilerlediği Şekil 2.4(a-c)'den açıkça görülebilmektedir, bunun yanı sıra  $\theta_{giriş} = 60^\circ$  için zayıf ışık kuplajı elde edilmektedir, bu analizler Şekil 2.4(d)'de verilen iletim haritası ile de tutarlılık göstermektedir. Tasarlanan yapı için giriş açısından neredeyse etkilenmeyen güçlü ışık kuplajı, fotonik cihaz uygulamalarında yanlış hizalama problemine karşı bir avantaj sağlar [34].



Şekil 2.4 :  $a/\lambda = 0.650$  normalize frekansı için (a)  $\theta_{giriş} = 0^\circ$ , (b)  $\theta_{giriş} = 30^\circ$  ve (c)  $\theta_{giriş} = 60^\circ$  giriş açısı değerlerindeki elektrik alan yoğunlukları, (d) Tasarlanan yapı için giriş açısı  $\theta_{giriş} = [0^\circ - 70^\circ]$  ve çalışılan frekans  $a/\lambda = 0.500 - 0.660$  aralıklarındaki değişimleri baz alan iletim haritası.

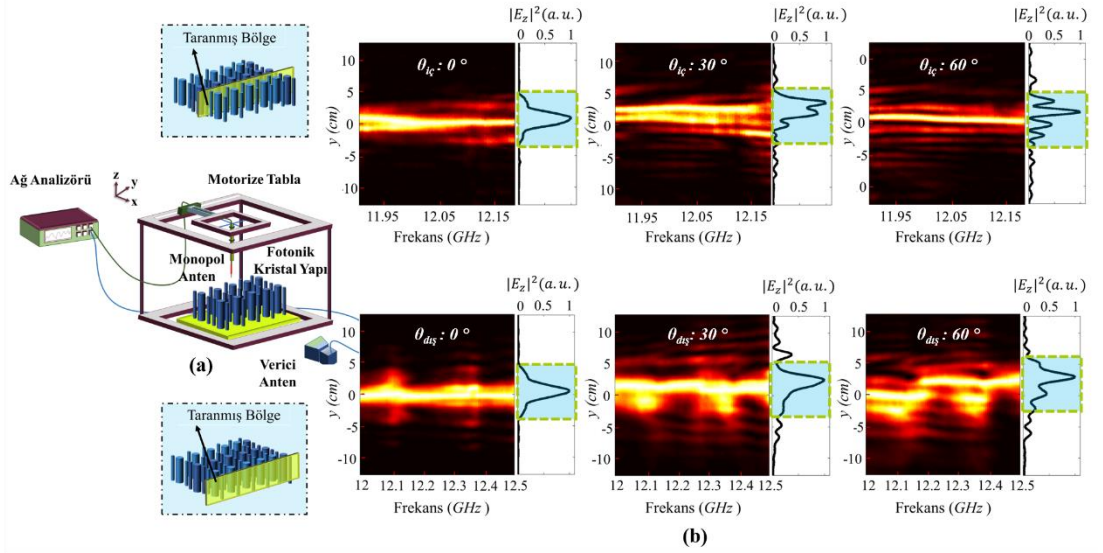
Düşük simetrik FK tasarımıdaki tüm bu katkılar keskin kıvrımlar, interferometreler ve optik ara bağlantıların ekleme kaybı probleminin üstesinden gelebilir. Ayrıca, gelen ışık, Şekil 2.4(a-c)'de gösterildiği gibi, FK'lerin içindeki dar yollardan yayılır. Yanal olarak sınırlı dar bir yol üzerinde öz-kolimasyon etkisinin ortaya çıkması, entegre devre uygulamalarında pratik çözümler üretmek için çok önemli bir role sahiptir ve kanalsız dalga kılavuzu olarak adlandırılır. Bu özellik, kanal kusurlarına ve yapısal dalga kılavuzlarına gerek kalmadan ışığın düşük kayıpla ilerlemesine izin verir. Aynı zamanda yapı içerisindeki ilerleme sırasında birden çok ışık demetini yapısal sorunlar veya demetlerin birbirine karışması gibi herhangi bir kısıtlamaya maruz kalmasını da engeller [35,36].

### 2.1.3 Öz-kolimasyon özelliği için deneysel analizler

Öz-kolimasyon özelliği gösteren tasarlanmış yapının performans analizlerini mikrodalga frekans aralığında da inceleyebilmek için mikrodalga deneyleri gerçekleştirildi. Bu deneyde  $\theta_{giriş} = \{0^\circ, 30^\circ, 60^\circ\}$  için elde edilen deney sonuçları ve kullanılan deney düzeneği Şekil 2.5' de gösterilmiştir, her bir sonuca karşılık gelen elektrik alan dağılımları sonuçların sağ taraflarında eklenti olarak verilmiştir. Elde edilen elektrik alan ölçümleri yapının içi ve dışı olmak üzere y ekseninde iki farklı lokasyondan ölçülmüştür.

Mikrodalga deney düzeneği, kaynak olarak  $8.2 - 12.4 \text{ GHz}$  frekans aralığında çalışan bir verici anten, alıcı olarak çalışan bir monopol anten, düzlemsel bir FK





Şekil 2.5 : (a) Monopol anten, verici anten ve fotonik kristal yapıdan oluşan mikrodalga deney düzeneğinin şematik gösterimi. (b)  $\theta_{giriş} = \{0^\circ, 30^\circ, 60^\circ\}$  giriş açıları için mikrodalga deneyi sonuçları.

yapısı ve ışığın giriş, çıkış ve yapı içindeki davranışının saptaması için Agilent E5071C tipi ağ analizörü içerir. Elektrik alan şiddeti, yapıya yakın yerleştirilmiş monopol anten kullanılarak yapının içinden ve dışından ölçülmüştür. Kaynak ve yapı uzaklık göz önüne alınarak yerleştirilmiş, böylece FK içindeki Bloch modlarının ilerleyen alanlar tarafından uyarılmasının önüne geçilmiştir. Bu ölçümler çeşitli giriş açıları  $\theta_{giriş} = \{0^\circ, 30^\circ, 60^\circ\}$  için tekrarlanmıştır farklı giriş açıları için elde edilen sonuçlar Şekil 2.5'de gösterilmiştir. Deneyde kullanılan FK yapısı, sırasıyla  $3.17 \text{ mm}$  ve  $6.35 \text{ mm}$  çaplara sahip  $\epsilon_r = 9.61$  dielektrik sabitli küçük ve daha büyük alümina çubuklara sahiptir. Kullanılan yapının toplam genişliği  $19.02 \text{ cm}$  ve uzunluğu  $31.7 \text{ cm}$ 'dir. Bu durumda, karşılık gelen kafes sabiti  $15.85 \text{ mm}$  olarak hesaplanmaktadır. FK çubukların yüksekliği, kaynak antenin açıklık boyutundan beş kat daha büyük ve  $15.3 \text{ cm}$ 'ye eşittir, bu da  $z$ -düzlemi boyunca güçlü bir ışık hapsi sağlar, böylece yapı ideal 2B FK'lere yakın hale gelir. Kurulum ekipmanı eksikliğinden dolayı, deneyde kullanılan çubukların yarıçapları simülasyonlarda kullanılan yarıçap değerlerine göre nispeten küçük olup bu durum yalnızca deney dalgaboylarının daha düşük bir bant genişliğinde sınırlanmasına neden olmuştur. Belirlenen giriş açıları için, FK'lerin içinden ve dışından alınan ölçümlere göre ışığın her iki durumda da ortaklaşa bir tutum sergilediği görülmüştür. Kolimasyon davranışının etkisi, büyük bir giriş açısı

aralığı için yapının içinde ve dışında sırasıyla 11.9 – 12.17 GHz ve 12 – 12.5 GHz aralığında gözlenmiştir. Yapının her iki ölçüm bölgesi için öz-kolimasyon çalışma aralığındaki frekans kayması, çevresel farklılığın (dielektrik-hava-çevre geçişi, deneysel hata, vb.) bir sonucu olarak açıklanabilir. Bununla birlikte, 12 – 12.17 GHz frekans aralığı, FK'lerin içinde ve dışında, açı bağımsızlığına sahip ortak geniş açılı bir öz-kolimasyon bölgesi olarak tanımlanabilir. Kendiliğinden kolimasyon fenomeni, rombik örgülü FK yapısı için sayısal olarak başka gruplarca benzer bir yöntem olarak incelenmiştir [32]. Bu yönden değerlendirildiğinde, çalışmamız, öz kolimasyon özelliği için, birim hücre içerisindeki simetri elemanlarının manipülasyonu sayesinde sağladığı sonuçlara göre, geniş bant aralığında nümerik ve deneysel olarak diğer çalışmalardan daha ileride bir tasarım olduğunu kanıtlamıştır.

#### 2.1.4 Sonuçlar

Sonuç olarak, eğimli bir öz-kolimasyon yapısı, %15'lik geniş bant genişliği ve  $a/\lambda = 0.570 - 0.660$  normalize edilmiş frekans aralığında yüksek bir ilettime sahip olacak şekilde tasarlanmıştır. Karşılık gelen bant diyagramları ve EFE, analitik hesaplamalar ve iterasyonlar kullanılarak hesaplanmıştır, tüm bunlara göre belirlenen bir yol haritası, öz kolimasyon davranışı için değerlendirmiştir. Yinelemeler neticesinde, GHD ve ÜDD değerleri, seçilen FK öz-kolimatörü için analitik sonuçlar aracılığıyla elde edilmiştir. Öz-kolimasyon etkisi,  $a/\lambda = 0.570 - 0.660$  normalize frekans aralığı için hesaplanan GHD ve ÜDD parametrelerinin sonuçlarını kullanarak açıkça kanıtlanmıştır, bu değerler sırasıyla  $-0.6 - 24.9 (a/2\pi c^2)$  ve  $51 - 6403 (a^2/4\pi^2 c^3)$  olarak verilebilir. İletim hesaplamaları ayrıca seçilen tasarım için sayısal olarak incelenmiştir; %30 ila %80 arasında tolere edilebilen bir iletim verimi, öz-kolimasyon dalga boylarında  $\theta_{giriş} = 0^\circ - 60^\circ$  'lik büyük olay açıları için dahi elde edilmiştir. Elde edilen kendiliğinden toplanma etkisi, dar yol yayılımının gözlemlenmesi nedeniyle çok umut verici olabilir. Daha sonra, mikrodalga deneyleri yapılmış ve  $\theta_{giriş} = 0^\circ - 60^\circ$  aralığında oldukça büyük giriş açıları için devam eden bir öz kolimasyon etkisi gözlemlenmiştir. Teorik ve deneysel analizler, önerilen FK'lerin güçlü bir özkolimasyon kabiliyetine sahip olduğunu kanıtlar. Elde edilen tüm sonuçların

neticesinde tasarlanan tüm açılarda öz-kolimasyonlu FK yapının kusursuz dalga kılavuzları, keskin kıvrımlar ve optik ara bağlantılar gibi fotonik cihaz uygulamaları için verimli bir kullanım sunacağı söylenebilir.





### 3. DÜŞÜK SİMETRİK FOTONİK KRİSTALLERDE YÜKSEK VERİMLİĞE SAHİP SÜPER-PRİZMA ETKİSİ

Tezin bu kısımda geniş bant aralığında dalga boyu duyarlılığı sunan ultra yüksek sapma özelliğine sahip, kompakt bir  $S$ -vektör super-prizma üzerinde yapılan çalışmalar üzerinde durulmaktadır. Bu çalışmada da bir önceki kısımda detaylıca incelenen kare örgülü düşük simetrik birim hücre üzerinden bazı konfigürasyon çalışmaları yapılmış ve ideal birim hücre tüm yapıya uygulanarak bu özelliğin devamlılığı tüm yapı boyunca gözlenmiştir. Daha önceki süper-prizma çalışmalarının aksine, rapor edilen konfigürasyon, düşük simetrik birim fotonik hücrelerin öz-kolimasyon özelliğini kullanarak, güçlü ışın sapması ve uzaysal kompleks ışın oluşumunun üstesinden gelir. Eş frekans eğrilerinin, fotonik bant yapılarının ve grup hız dağılımlarının analitik hesaplamaları, Maxwell denklemlerinin çözülmesi ve düzlem dalga genişletme yönteminin kullanılmasıyla gerçekleştirilmiştir. Önerilen düşük simetrik fotonik kristallerin dağılım ilişkilerine göre, zaman alanında sonlu farklar (ZASF) analizleri de yapılmıştır. Tasarlanan süper-prizma yapısı, gelen açı sabitlendiğinde farklı frekanslar için büyük kırılma açısı değişimini tetikler. Buna göre, %4'lük giriş frekansı değişimi, fotonik kristallerin içinde maksimum  $68.9^\circ$  sapma açısı ile yaklaşık  $40^\circ$  sapma açısı farkına neden olur. Bu arada, sabit bir dalgaboyu için, giriş açısı değiştirilirse büyük çıkış açısı varyasyonu oluşur. Sapma ışınının baskılanması, düşük simetrik fotonik kristallerin eğimli düz eş-frekanslı konturları ile elde edilir. İletim verimi, süper-prizma frekansları içinde belirtilen giriş açısında % 48 ile % 93 arasında değişmektedir; bu, önerilen super-prizma yapısının düşük kayıplı fotonik uygulamalar için uygun olduğunu göstermektedir. Bunun yanı sıra, analitik hesaplamaları doğrulamak için mikrodalga rejiminde deneysel bir ölçüm de yapılmış ve ilgili deney sonuçlarının teorik analizlerle iyi bir uyum içinde olduğu bulunmuştur. Bu bölümde anlatılan çalışma yüksek etki değerine sahip uluslararası bir dergiye makale olarak gönderilmiştir.

### 3.1 Süper-prizma Etkisinin Nümerik ve Deneysel Analizi

#### 3.1.1 Giriş

Süper-prizma, süper-dağılım ve açısal büyütme olmak üzere iki benzersiz optik özellik içeren dalga boyu duyarlı bir optik ışın saptırma etkisi olarak tarif edilebilir [37]. Süper-prizma yapıları bilinen bir prizma gibigelen ışın demetinin farklı dalga boylarını uzaysal olarak ayırabilmektedir, bu özellik “süper-dispersiyon” olarak adlandırılır. Dalgaboyu bazında ışın ayırma, süper-prizma etkisiyle ilişkili bir optik fenomendir. Gelen bir ışık, süper-dispersiyon özelliğinden dolayı süper prizmalar içindeki farklı dalga boylarında büyük bir açısal sapma sağlar. Gelen ışığın tek dalga boyu durumunda, süper-prizma yapısı, gelen açınınufak bir değişiminde ilerleyen ışığı daha büyük bir açıyla saptırır, bu koşul açısal büyütme özelliğini açıklar. Böyle güçlü bir gelen açığa bağımlı ışık yönlendirme etkisi, fotonik kristal yapıları içindeki indeks modülasyonu nedeniyle oluşan grup hızının  $v_g$  güçlü modifikasyonlarına bağlanabilir [16].

Grup hızı vektörü ( $v_g = d\omega / dk$ ), Poynting vektörünün yönünü, yani ışığın enerji akış yönünü ifade eder. FK'lerin içindeki ışığın yayılma yönünü tayin eden süper-prizma yapısına  $S$ -vektör süper-prizma denir. Diğer taraftan, ışığın faz ön yayılımını gösteren bir dalga vektörü ( $|k| = 2\pi/\lambda$ ) ve faz hız  $v_p = c/k$  dağılımını kullanan ve FK'lerin bitiminde hava ortamına çıkan ışığı Snell Yasasına göre saptırabilen süper-prizma yapısına  $k$ -vektör süper-prizma denir [37,38]. FK / hava arayüzünden çıkan ışığın açısı, sınır koşullarına ve  $k$ -vektörüne bağlıdır. Gelen ve yapıdan ayrılan ışığın açıları,  $k$ -vektörünün korunumundan dolayı aynı olmalıdır ve bu nedenle, dalga boyu çözünürlüğünü mümkün kılmak için  $k$ -vektör süper-prizmaların çıkış yüzeyleri eğimli olarak kullanılmak zorundadır [38,39]. Diğer taraftan,  $S$ -vektör süper-prizmalar için bahsedilebilecek olumsuzluklar ise, FK'lerin içinde yayılan ışının dalga boyu bileşenlerini tamamen ayırmak için  $k$ -vektör muadillerine kıyasla nispeten hacimli yapılar olmaları ve ışık genişlemesi, istenmeyen ışık kırınımını baskılamak gibi sınırlandırmalardan dolayı süper-merceklere ihtiyaç duymaları olarak sıralanabilir.

Optimum bir süper-prizma, dalga boyu hassasiyeti ve geniş açılı büyütme gibi gereksinimleri karşılar, ışın sapması ve düzensiz ışın oluşumu  $S$ -vektör süper-

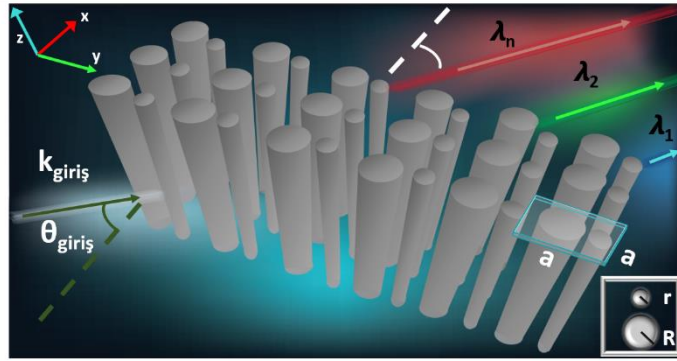
prizmalarda bir sorun olarak bulunabilir [40]. Işığın yapı içerisindeki ilerleyişi sırasında istenmeyen ışık sapmasını önlemek için, öz-kolimasyon tabanlı süper-prizma yapısı tasarlanması oldukça akılcı bir yöntemdir. Aynı zamanda, tasarlanan süper-prizmanın çözünürlüğü artırılabilir ki bu, süper-prizma verimliliği için çok önemli bir kriterdir. Süper-prizmalarda çözünürlük dalga boyu ve açı hassasiyetine bağlı olarak artırılabilen bir niceliktir.

Normalize edilmiş frekansta  $\tilde{\omega} = \omega/2\pi c = a/\lambda$ , süper-prizmaların optik performansı aşağıdaki üç parametrenin hesaplanmasıyla araştırılabilir; (1) ışın genişleme faktörü,  $p = \partial\theta_s/\partial\theta_{giriş}$  (2) dağılıma faktörü,  $q = \partial\theta_c/\partial\tilde{\omega}$  (3) çözünürlük parametresi,  $r = q/p$  [41]. Bu ilişkilerde,  $\theta_s$  FK'ler içindeki sapma ışınının yayılma açısını temsil ederken ve  $\theta_{giriş}$  giriş açısıdır [41,42]. Süper-prizma yapısı, yüksek açılı büyütme, yüksek dalga boyu duyarlılığı ve makul bir çözünürlük değerini karşılarken süper bir saptırıcı olarak düşünülebilir. Yakın zamanda yapılan bir çalışmada [43], açısal-grup dağılım-bant-genişliği-ürünü olarak adlandırılan bir başka parametre, spektroskopik uygulamalar için süper-prizma etkisinde yeni bir kriter olarak tanımlanmaktadır. Yeni çalışmalardan biri olarak [44], yazarlar, dalga boyu duyarlılığı azaltma uygulamaları için eğik sınırlara sahip bir hetero FK yapı kullanarak dalga boyu duyarlılığını arttırmaya çalışmışlardır.

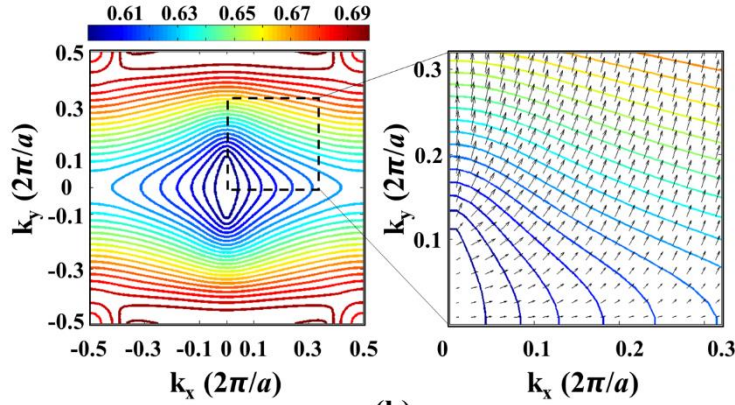
Tez içerisinde anlatılan bu çalışmada, yukarıda bahsi geçen özellikler baz alınarak önceki çalışmalardan ayrı olarak, düzlemsel düşük simetrik FK'lerden oluşan yüksek saptırıcılık özelliğine sahip bir  $S$ -vektör süper-prizma anlatılmaktadır. Çalışma dalgaboylarında kendiliğinden eğimli öz-kolimasyon özelliğinden ötürü, tasarlanan FK yapısı, önemli derecede bir ışık genişlemesine maruz kalmaz ve bu nedenle, öz-kolimasyonlu süper-prizma yapısı, yüksek dalga boyu hassasiyeti ve büyük açılı büyütme özelliklerinin yanı sıra iyi bir çözünürlüğe sahiptir. Yapının bu özellikleri ilerleyen bölümlerde ayrıntılı olarak anlatılacaktır. Tez kapsamında tasarlanan süper-prizma yapısı, diğer  $S$ -vektör süper-prizmalarla kıyaslandığında oldukça kompakt bir yapı göstermektedir, bu nedenle yoğun fotonik entegre devreler için uygulanabilir.

### 3.1.2 Süper-prizma özelliği için nümerik analizler

Önerilen yapıda dalgaboyuna duyarlı ışın sapması kavramsal olarak Şekil 3.1'da açıklanmıştır: Beyaz ışık, önerilen düşük simetrik FK'lere rastlanır  $\theta_{giriş}$  açısıyla giriş yapar ve dalga boyu bileşenleri farklı açılarda uzaysal ayrılmayı sağlayacak şekilde FK yapı tarafından saptırılır. Buna göre, gelen ışığın yönü  $k_{giriş}$  ile gösterilirken,  $\theta_{giriş}$  giriş açısını ifade etmektedir. İlerleyen ışık yapı içerisinde  $\lambda_1, \lambda_2$  and  $\lambda_n$  dalgaboylarına göre ilerlemektedir. Burada FK yapı için birim hücre eklenti olarak verilmiştir, buna göre  $a$  örgü sabitini ve  $\{R, r\} = \{0.20a, 0.10a\}$  sırasıyla büyük ve küçük çubukların yarıçaplarını temsil etmektedir. Önerilen konfigürasyonun üstten görünüşü, Şekil 3.1(a) 'da önemli geometrik parametrelerle gösterilmektedir, buna göre birim hücre içerisindeki farklı yarıçaplı FK'lerin kırılma indeksi 3.1'dir.



(a)



(b)

Şekil 3.1 : (a) Kare örgülü düşük simetrik süper-prizma FK yapısının 3B gösterimi. (b) Düşük simetrik fotonik kristal süper-prizma yapısı için  $H$ -polarizasyonun dördüncü bant EFE gösterimi. Yakınlaştırılmış kısım güçlü süper-prizma etkisinin gözlemlendiği EFE'leri gösterirken EFE'ler üzerindeki oklar Poynting vektörlerin yönünü ifade etmektedir.



FK'lerde simetri azalmasının etkisi, ilgili fotonik bant yapıları ve eş-frekans eğrileri (EFE) hesaplarının yapılması ve aynı zamanda FK'lerde ışık manipülasyonunun daha iyi anlaşılması için analitik olarak araştırılabilir. Maxwell denklemleri, fotonik bant yapılarının çözümlerini elde etmek için düzlem dalga genişletme yöntemi ile çözülebilir [24,45].  $\mathbf{E}$ -polarizasyonu için,

$$\sum_{\mathbf{G}'} |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_{\perp, \mathbf{k}}(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c_0^2} H_{\perp, \mathbf{k}}(\mathbf{G}) \quad (3.1)$$

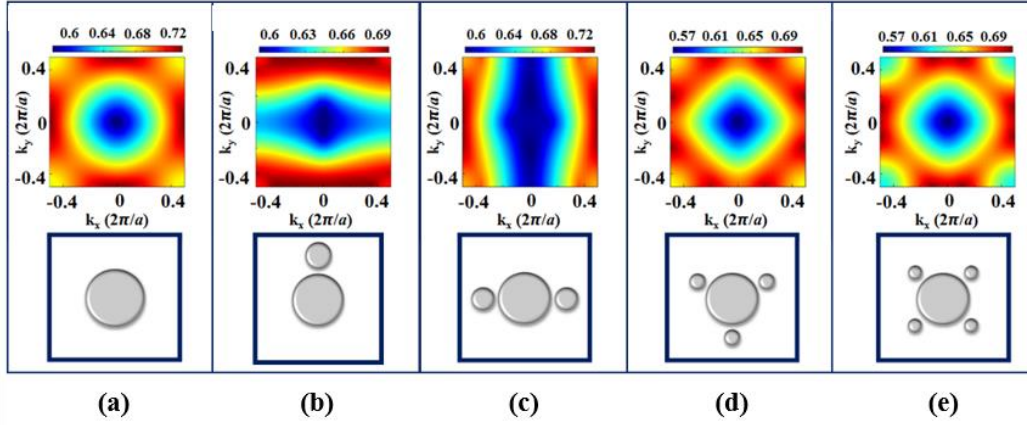
ve  $\mathbf{H}$ -polarizasyonu için,

$$\sum_{\mathbf{G}'} (\mathbf{k} + \mathbf{G})(\mathbf{k} + \mathbf{G}') \epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}') H_{\parallel, \mathbf{k}}(\mathbf{G}') = \frac{\omega^2}{c_0^2} H_{\parallel, \mathbf{k}}(\mathbf{G}) \quad (3.2)$$

Ana denklemler,  $\epsilon(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 'nin enine matrisinin  $\epsilon^{-1}(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$  olduğu ve detaylı hesaplamaların yapıldığı öz denklemlerle tanımlanabilir. Hem  $\mathbf{E}$ -polarizasyon hem de  $\mathbf{H}$ -polarizasyonu için fotonik bant yapıları, MATLAB [46] üzerinden Maxwell denklemlerinde düzlem dalga genişletme yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır. Bu çalışmada FK birim hücrenin dönme simetrisinde, simetri indirgemesi kullanılmıştır.  $n$  parametresi, dönme simetrisinin mertebisini belirtir;  $C_n$  “n-kat” simetrisinin anlamı, birim hücrenin  $2\pi/n$  derece döndürüldüğünde değişmeden kalmasıdır [25]. FK birim hücrelerin farklı simetrisine karşılık gelen dağılım ilişkileri, FK'lerin geometrilerinin dispersiyon karakteristiklerini ve EFE'lerin şekli üzerindeki etkilerini gözlemlemek için incelendi. Bu çalışmada, diğer dönme simetrisinden daha güçlü süper-prizma etkisi göstermesinden dolayı  $C_4$  simetrik kare kafes FK'ler üzerinde çalışılmıştır, diğer dönme simetrisi için hesaplanan EFE'ler Şekil 3.2'de gösterilmiştir [20].

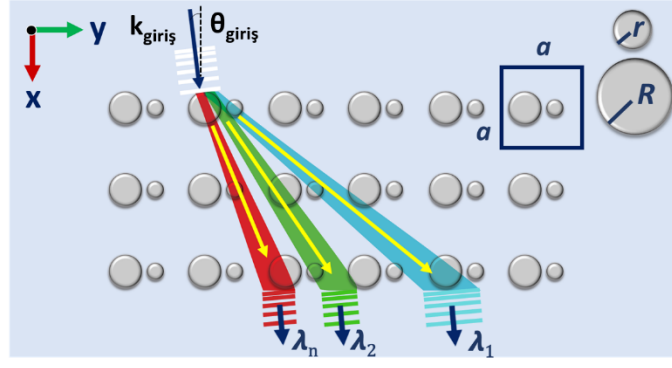
Tasarlanan yapı,  $\{r, R\} = \{0.10a, 0.20a\}$  yarıçaplarına sahip olan ve birim hücre içerisinde  $f = 0.157$ 'lik bir doluluk oranına karşılık gelen silindirik alümina çubuk diziliminden ( $\epsilon = 9.61$ ) oluşmaktadır. Karşılık gelen bant diyagramları Brillouin Bölgesinin (BB)  $\Gamma - X - M$  ve  $\Gamma - M$  simetri noktaları boyunca hesaplanmıştır, buna göre elde edilen bant diyagramları Şekil 3.3'de gösterilmektedir.

Hesaplanan bant diyagramlarının ardından süper-prizma etkisinin gözlemlendiği frekans aralığına karşılık gelen bant için EFE hesaplamaları yapılmıştır, buna göre

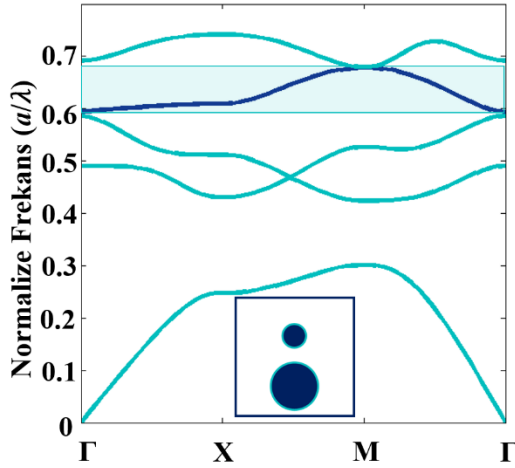


Şekil 3.2 : (a) düzenli, (b)  $C_1$ , (c)  $C_2$ , (d)  $C_3$  and, (e)  $C_4$  dönme simetrileri için aynı doluluk oranına sahip birim hücrelerin şematik gösterimleri ile birlikte EFE sonuçları. Elde edilen EFE sonuçları  $H$ -polarizasyon için dördüncü banda göre hesaplanmıştır.

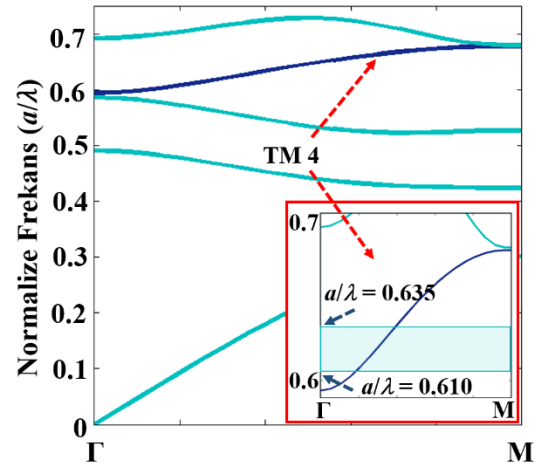
Şekil 3.1(b),  $H$ -polarizasyonu için dördüncü banttaki EFE'lerin teorik hesaplama sonuçlarını göstermektedir. EFE'lerin süper-prizma etkisini ifade eden kısmı Şekil 3.1(b)'de yakınlştırılmış gösterimle verilmiştir, bu gösterimde Poynting vektörlerinin ( $S$ ) yönleri oklarla gösterilmiştir. Çok küçük bir giriş açısı varyasyonunda güçlü bir ışık sapması sağlayabilmek için EFE'lerde, keskin kenarların gözlenmesi gerektiği iyi bilinen bir gerçektir. Tasarlanan FK'lerde  $a/\lambda = 0.610 - 0.635$  işletim frekansları için güçlü bir süper-prizma etkisi elde edilir ve aynı frekans aralığında eğik kendiliğinden toplanma etkisini destekleyen neredeyse düz EFE'ler bulunmaktadır. Karşılık gelen eğimli öz-kolimasyon özelliği, BB'nin simetri noktalarının ötesindedir ve böylece süper-prizma etkisine bağlı istenmeyen ışın genişlemesi telafi edilebilir. Bu etki, çalışma frekansı artarken, nispeten küçük ve  $-59$  ila  $0$  ( $a/2\pi c^2$ ) arasında değişebilen grup hız dağılımında ( $GHD = \partial^2 k / \partial \omega^2$ ) görülebilir. Simülasyon ve deneyde kullanılan frekanslar için hesaplanan dispersiyon dağılımları ve GHD diyagramları Şekil 3.4'te ayrıntılı olarak gösterilmiştir. Tasarlanan yapı için uzaysal elektrik alan yoğunlukları  $a/\lambda = 0.610 - 0.635$  frekans aralığında  $\theta_{in} = 9^\circ$  'lik insidans açısı hesaplanmış ve seçilmiş  $a/\lambda = \{0.610, 0.618, 0.626, 0.635\}$  çalışma frekanslarında karşılık gelen yoğunluk dağılımları sırasıyla Şekil 3.4(a-d)'de verilmiştir. Hesaplanan alan yoğunluklarının çıkış kesitleri, Şekil 3.4(e) 'de,



(a)



(b)

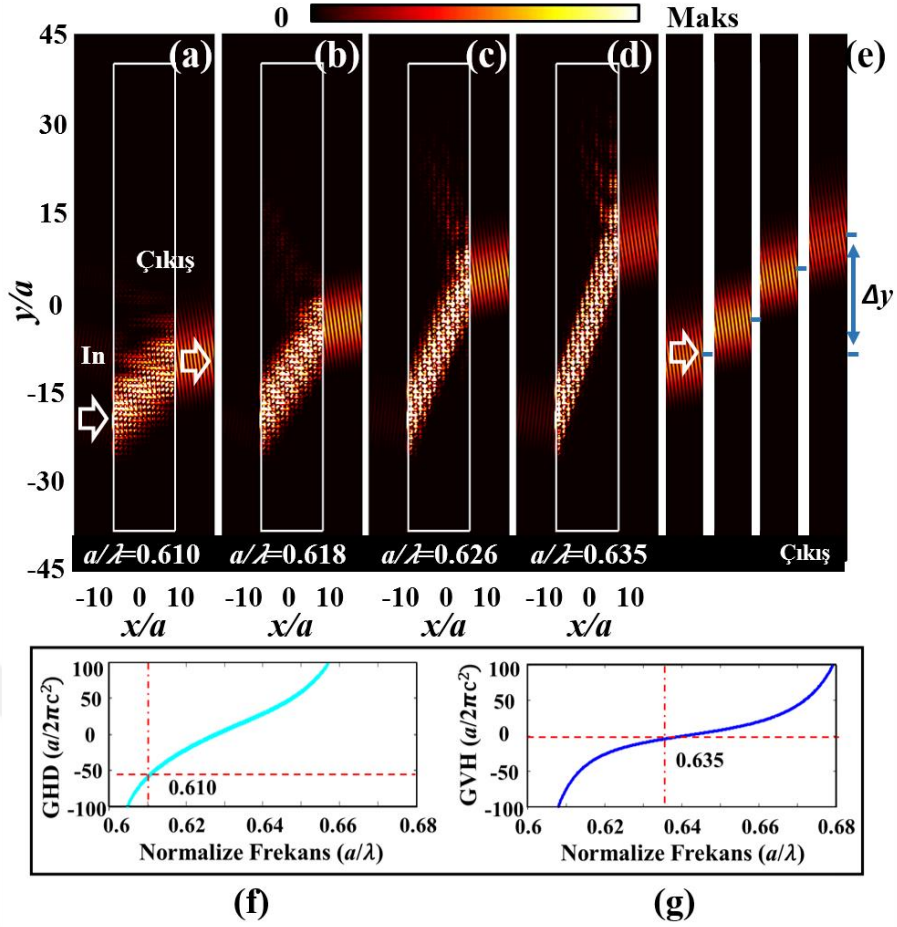


(c)

Şekil 3.3 : (a) Kare örgülü düşük simetrik öz-kolimasyonlu süper-prizma FK yapısının üstten gösterimi.  $r = 0.1a$  ve  $R = 0.2a$  yarıçaplı  $\epsilon = 9.61$  dielektrik sabitli çubuklardan oluşan  $C_1$  simetrik kare örgülü birim hücre için  $H$ -polarizasyonda, (b)  $\Gamma - X - M - \Gamma$  simetri noktaları boyunca, (c)  $\Gamma - M$  simetri noktaları boyunca hesaplanan bant diyagramları. (c) içerisindeki grafik,  $H$ -polarizasyon için dördüncü bandın yakınlaştırılmış gösterimidir.

önerilen FK'lerin  $S$ -vektör süper-doğası nedeniyle ortaya çıkan yanal yönde dalga boyuna bağlı ışın değişimlerini daha iyi görselleştirmek için üst üste yerleştirilmiştir. Çıkış alanı yoğunluklarının dikey kesitleri ayrıca hesaplanmış ve Şekil 3.7(a) 'da bir harita olarak eklenmiştir. Şekil 3.4(e)'den anlaşılacağı gibi, %4 dalga boyu değişimi durumunda  $7a$  genişliği için  $\Delta y = 21a$  dikey bir ışın kayması elde edilir. Göreceli olarak daha küçük GHD değerleri, süper frekanslarda hesaplanır, bu hesaplamalar için Şekil 3.4(f) ve 3.4(g) incelenebilir. Yukarıdaki sonuçlardan, FK'ler içindeki ilerleyen ışığın belirgin genişlemeye maruz kalmayacağı ve farklı frekansların çıkışlarının önerilen FK'lerin içsel eğimli öz-kolimasyon özelliğinden dolayı uzaysal olarak ayrılarak yapıyı terk

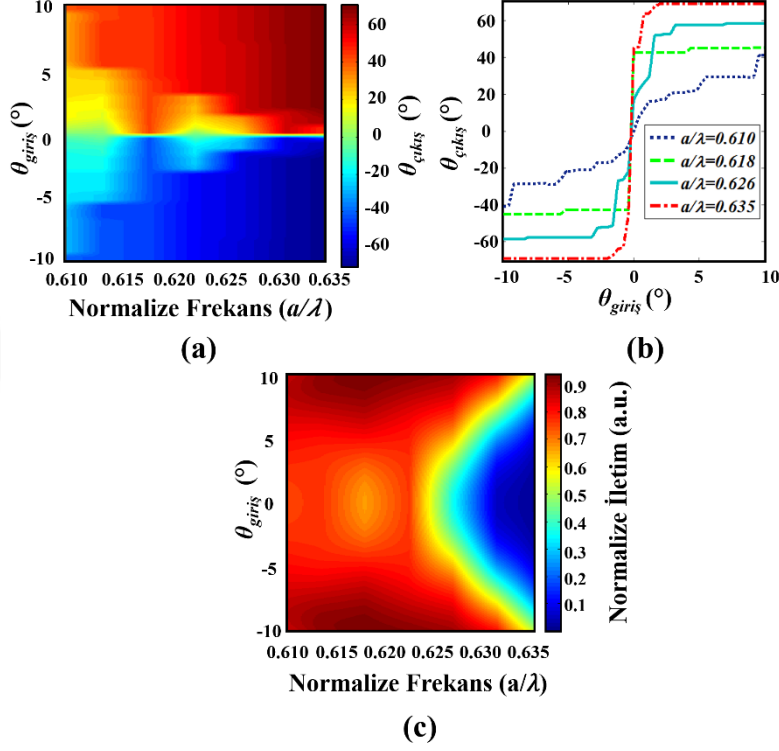
edeceği sonucuna varılabilir. Düşük simetrik FK'lerin ilerleme  $\theta_{\text{çıkış}}$  açıları, dalgaboyunun yanı sıra, süper-prizma yapısının açı hassasiyetini araştırmak için gelen açı ve frekanslar açısından analiz edilir, bu analizler Şekil 3.5(a)'da görülebilir. Hesaplanan  $\theta_{\text{çıkış}}$  sonuçları,  $a/\lambda = 0.610 - 0.635$  aralığında  $\theta_{\text{in}} = [-10^\circ, 10^\circ]$  için  $\pm 68.9^\circ$  değerlerindedir. Şekil 3.5(a) 'dan da anlaşılacağı gibi, önerilen düşük simetrik süper-prizma, farklı açısal çözünürlük  $\partial\theta_{\text{çıkış}}/\partial\theta_{\text{giriş}}$  özellikleri sergiler: FK yapısı,  $a/\lambda = 0.615 - 0.620$  ve  $a/\lambda = 0.625 - 0.635$  giriş frekanslarında çok yüksek hassasiyetlere sahip iken, diğer frekanslarda açısal duyarlılık çok düşüktür. Karşılık gelen  $\theta_{\text{çıkış}}$  değerleri sabit frekanslar için haritadan çıkarılmış ve Şekil 3.5(b) 'de tüm seçilmiş frekanslar için birlikte gösterilmiştir. Açısal hassasiyetin frekans bağımlılığını daha iyi görselleştirmek için dört farklı frekans  $a/\lambda = \{0.610, 0.618, 0.626, 0.635\}$  olarak seçilmiştir. Şekil 3.5(b) 'den görülebileceği gibi, önerilen FK'ler küçük giriş açısı değişimlerine çok hassastır; ilgili açısal çözünürlük  $a/\lambda = \{0.610, 0.618, 0.626, 0.635\}$  frekansları için  $(\partial\theta_{\text{çıkış}})/(\partial\theta_{\text{giriş}}) = \{15.2, 1807.4, 32.0, 1824.8\}$  değerlerine eşittir. Geliş açısı  $\theta_{\text{giriş}} > 3.4^\circ$  civarındaki daha yüksek değerler üzerinden incelendiğinde, karşılık gelen çıkış açılarında  $\theta_{\text{çıkış}}$  herhangi bir değişim gözlenmemiştir. Bu durumu açıklamak için öne sürülebilecek sebep, Şekil 3.1(b) 'de gösterilen mevcut EFE'ler ile açıklanabilir. Bu yapı için, belirli geliş açılarının üzerinde ilerleyen ışık her zaman kendi öz-kolimasyon özelliğinden dolayı FK ortamı tarafından toplanır. Aynı zamanda, Şekil 3.5(b) 'deki  $\theta_{\text{çıkış}}$  çiziminden, önerilen düşük simetrik FK'lerin açısal çözünürlüğünün, gelen frekansa kuvvetle bağlı olduğu da anlaşılabilir. Düşük kayıp, karmaşık fotonik entegre devrelerde verimli fotonik cihazlar için başka bir kriterdir: çıkış kanalındaki iletim verimliliği, FK ortamı boyunca ışık ilerlerken ne kadar güç tüketildiğini belirler. Tasarlanan süper-prizma yapısının iletim spektrumları, giriş açısı değişimlerine göre hesaplanmış ve bir iletim haritası olarak Şekil 3.5(c)'de verilmiştir. Hesaplanan iletim haritası, incelenen FK süper-prizma yapısı hakkında birkaç önemli açıklama ortaya koymaktadır, buna göre  $a/\lambda = \{0.610 - 0.625\}$  aralığında,  $\theta_{\text{giriş}} = [-10^\circ, 10^\circ]$  arasında değişen giriş açıları için %59'un üzerindedir ve bu frekans aralığında hesaplanan



Şekil 3.4 : Önerilen FK yapı için (a)  $a/\lambda = 0.610$ , (b)  $a/\lambda = 0.618$ , (c)  $a/\lambda = 0.626$ , (d)  $a/\lambda = 0.635$ , (e)  $a/\lambda = 0.610 - 0.635$  elektrik alan yoğunlukları. (e) Elektrik alan yoğunluklarının (a)-(d) çıkış kesitlerinin birleştirilmiş gösterimi. (f)-(g) Süper-prizma çalışma frekanslarının sınır frekanslarında  $\Gamma - K$  simetri noktaları boyunca hesaplanmış GHD grafikleri.

maksimum iletim %94'tür. Bununla birlikte,  $a/\lambda = \{0.625 - 0.635\}$  frekans aralığında, iletim verimlilikleri nispeten küçük olsa da bu frekans aralığında %90 oranında iletim elde edilir ve iletim  $\theta_{giriş} > 8^\circ$  giriş açıları için hala %29'un üzerindedir. Çalışma giriş açısı olarak ele alabileceğimiz  $\theta_{giriş} = 9^\circ$ , ve çalışma frekans aralığı olarak alabileceğimiz  $a/\lambda = \{0.610, 0.635\}$ , normalize frekans aralığı durumunda iletim, kullanılan frekansa bağlı olarak %48 ile %93 arasında değişmektedir, bu sonuçlar Şekil 3.5(c)'de detaylıca gösterilmiştir. Sunulan yapının iletim sonuçlarına genel bir açıklama getirecek olursak,  $a/\lambda = \{0.610, 0.631\}$  aralığı çalışma frekans aralığının %85'ine karşılık gelir ve bu aralık için iletim %80'in üzerinde bir değere ulaşır, iletim spektrumu Şekil 3.7'de

verilmiştir. Elde edilen hesaplamalar, tasarlanmış süper-prizma yapısının fotonik dalgaboyu seçici cihaz uygulamaları için verimli olarak kullanılabileceğini göstermektedir. Çalışmadaki tüm ZASF simülasyonlarının, ticari olarak mevcut olan LUMERICAL yazılımı [33] kullanılarak,  $dx = dy = a/40$  ızgara boyutlarında uygulandığı dikkate alınmalıdır.

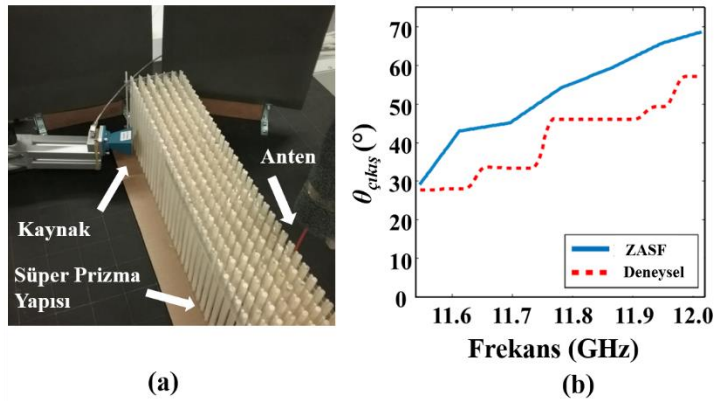


Şekil 3.5 : (a) Giriş açısı ve çalışma frekansı değişimine göre ilerleme açısı haritası. (b) Sabit giriş frekanslarında geliş açısı değişimlerine göre ilerleme açısı  $\theta_{\text{çıkış}}$  grafiği. (c) Tasarlanan FK yapısının,  $\theta_{\text{giriş}} = [-10^{\circ}, 10^{\circ}]$  aralığında giriş açısı değişimine göre iletim haritası.

### 3.1.3 Süper-prizma özelliği için deneysel analizler

Tasarlanmış bir süper-prizma performansının güvenilir bir şekilde gösterilmesi için mikrodalga deneyi de gerçekleştirilmiştir. Deney düzeneği, Agilent E5071C tipi ağ analizörü, 8.2 – 12.4 GHz frekanslarında çalışan standart bir verici anten ve alıcı olarak bir monopol anteni içermektedir. FK yapısı, FK'ler içindeki süper-prizma etkiyi kuvvetle tetikleyebilmek için verici antenin yakın alanına yerleştirilir. Verici anten giriş açısı  $\theta_{\text{giriş}} = 9^{\circ}$  olan bir kaynak olarak çalışır ve monopole anten ise bir dedektör olarak görev yapar. Deneyde  $\epsilon_r = 9.61$  dielektrik sabitli sırasıyla küçük ve büyük olmak üzere 3.17 mm ve 6.35 mm

çaplı silindirik alümina çubuklar kullanılmıştır. FK yapısı, daha geniş giriş açılarına yönelik olarak tasarlanan planlanan süper-prizma etkisindedir. İyi gözlemleyebilmek için düşey doğrultuda sayısal hesaplamalarda tasarlanan gerçek yapıdan daha uzun olacak şekilde düzenlenmiştir, yapının deney düzeneğindeki boyutları Şekil 3.6(a)'da gösterilmiştir. FK yapısının tam büyüklüğü  $36.6\text{ cm}$  ve  $11.1\text{ cm}$  genişliğindedir, bu boyutlar dahilinde karşılık gelen kafes sabiti  $a = 15.85\text{ mm}$  olarak hesaplanmıştır. Mikrodalga deney düzeneği, sistem etrafındaki istenmeyen yansımaları önlemek için mikrodalga emicilerle çevrilidir. ZASF hesaplamalarına göre  $a/\lambda = 0.610 - 0.635$  normalize frekans aralığında gözlenen süper-prizma etkisi, deney ortamında  $11.55 - 12.02\text{ GHz}$ 'lik mikrodalga frekans aralığına karşılık gelir. Şekil 3.6(b)'deki çıkış açısı grafiklerinden görülebileceği gibi hem mikrodalga deneyi hem de ZASF hesaplamaları durumunda yapı içerisindeki sapma neticesinde ışığın yapıyı terk etme açısı giriş frekanslarının artmasına bağlı olarak artar. Deney ve simülasyon sonuçları karşılaştırıldığında, deneyde  $12.02\text{ GHz}$ 'de gözlenen maksimum ışık sapma açısı  $\theta_{\text{çıkış}} = 57.5^\circ$  olarak ölçülürken, sayısal olarak hesaplanan değer için, çıkış demeti sapması  $\theta_{\text{çıkış}} = 68.9^\circ$  değerindedir. Bu iki değer birbirine birebir çakışmasa da deney ve sayısal analiz arasında Şekil 3.6(b) 'de görüldüğü gibi çok benzer bir eğilim olduğu yadsınmaz bir gerçektir.



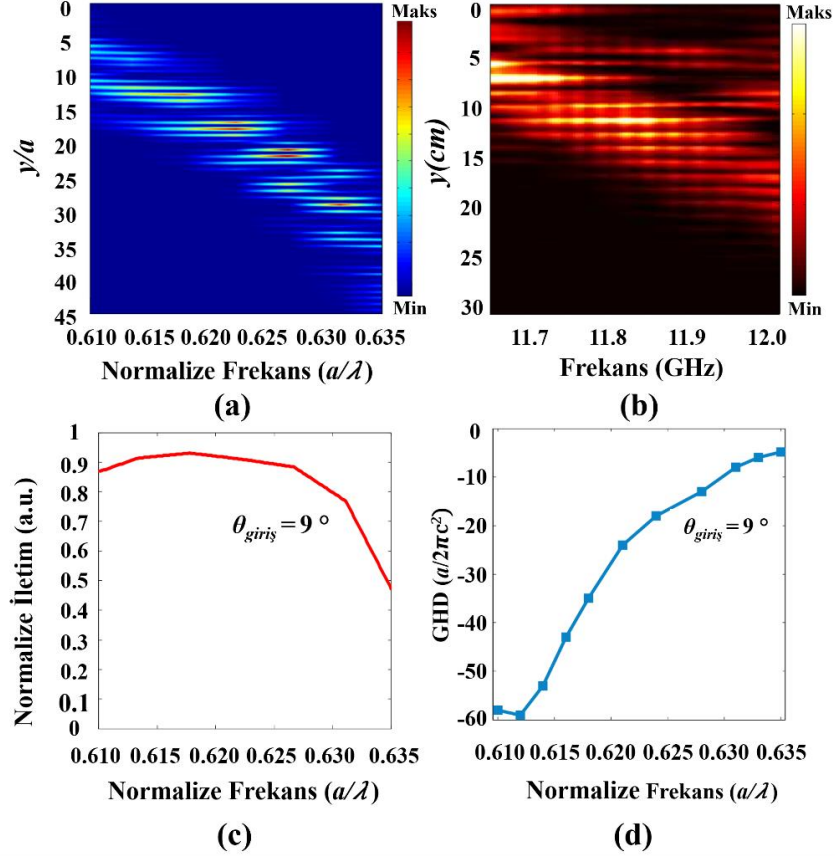
Şekil 3.6 : (a) Mikrodalga kaynağı, alıcı anten ve alümina çubuklardan oluşan yapıyı gösteren süper-prizma deney düzeneği. (b) Yapı içerisinde saparak yapıyı terk eden ışığın frekanslara göre davranışının nümerik ve deneysel sonuçlarının gösterimi.

### 3.1.4 Sonuçlar

Sonuç olarak, nerilen FK süper-prizma yapısı için ışığın ilerleyişini inceleyerek,  $S$ -vektör ve  $k$ -vektör süper potansiyellerinin pratik yanlarının sağlanabilmesi için tasarlanan yapı iterasyonlardan geçirilmiştir. rnek vermek gerekirse,  $S$ -vektör prizmaların ışık sapmasının elde edebilmek için uzunluk ve genişlik açısından daha büyük yapılara ihtiyaç duydukları bilinmektedir, nk ışığın FK içinde yeterli sapmayı sağlamak için bir süre yayılması gerekir, ancak bu yayılma ışık genişlemesine neden olur. Bununla birlikte,  $k$ -vektör süper-prizma, hantal yapının önlenmesi ve arayüz sapması için Snell Yasası kullanılarak yeterli ışın sapması elde etmek için kullanılabilir, ancak  $k$ -vektör süper-prizmalar üzerinde arayüz sapması elde etmek için bazı arayüz manipülasyonları, yani eğimli yüzey konfigürasyonu ve açısal hizalamalar bulunmalıdır ve bu da bir diğer kısıtlama olarak not edilebilir. Tüm bunlara karşın önerdiğimiz süper-prizma yapısı, herhangi bir arayüz manipülasyonu olmaksızın,  $S$ -vektör süper-prizmaların sağladığı arayüz kısıtlamalarından uzak yapısını korurken, diğer  $S$ -vektör prizmaların karşılaştığı büyük yapı sorununun da üstesinden gelen kompakt bir yapıdır.  $7a$  genişliği ve  $21a$  uzunluğundaki yapının kompaktlık özelliği sayesinde ilerleme sırasında karşı karşıya gelen ışık genişlemesi sorunuyla da karşılaşmamaktadır. Bu haliyle süper-prizma yapısı çeşitli cihaz gereksinimlerini karşılar. Yapının sağladığı diğer avantajlar Şekil 3.4'teki elektrik alan yoğunluk dağılımları ve analitik GHD için yapılan sayısal hesaplamalardan görülebilir. Yukarıda bahsedilen ışık genişlemesi problemi öz-kolimasyon eksikliğini de beraberinde getirir ve bu da diğer cihazlara çıkış bağlantı zorluklarına neden olur. Diğer çalışmaların aksine, [38,41,47,48] önerdiğimiz yapı, Şekil 3.7'de gösterildiği gibi herhangi bir yapısal modifikasyon olmaksızın, öz-kolimasyona sahip bir süper-prizma etkisi göstermektedir. Tasarlanan süper-prizma yapısı optik iletişimde dalgaboyu ayırıcı uygulamaları için kritik öneme sahip olan yüksek dalga boyu hassasiyet performansı ve değişen frekanslara  $a/\lambda = 0.610 - 0.635$  için büyük sapma açıları ( $29.1^\circ - 68.9^\circ$ ) sağlamaktadır. Tüm bu performanslar için yüksek iletim değerleri de bir başarı lt olarak sağlanmıştır. İletim için maksimum değerler, diğer parametreler için de en iyi sonuçların elde edildiği  $\theta_{giriş} = 9^\circ$  giriş açısı için 48%-93% aralığındadır. Bahsi geçen yapı için



en iyi sonuçların elde edildiği  $\theta_{giriş} = 9^\circ$  giriş açısı için nümerik ve deneysel analizler Şekil 3.7’de gösterilmiştir.



Şekil 3.7 : (a) Farklı çalışma frekanslarına göre elektrik alan yoğunluklarının düşey kesitleri (b)  $\theta_{giriş} = 9^\circ$  eğimli giriş kaynağı için mikrodalga deneyi sonuçları. (c)  $\theta_{giriş} = 9^\circ$  sabit giriş açısında tasarlanan süper-prizma için iletim grafiği. (d)  $\theta_{giriş} = 9^\circ$  giriş açısı için çalışılan frekanslara göre hesaplanan GHD değerleri.



## 4. DÜŞÜK SİMETRİK FOTONİK KRİSTALLERDE FREKANS AYARLANABİLİRLİĞİNE SAHİP KAVİTE ETKİSİ

### 4.1 Kavite Etkisinin İki -Üç Boyutlu Nümerik ve Deneysel Analizi

Bu çalışmada, temel kavite performans gereksinimi yanında, kavite modu frekanslarının ayarlanabilirliğini sağlayan kavite destekli bir FK yapısı önerilmiştir. Düşük simetrik kusur bölgesi, küçük simetri elemanlarının rotasyonel manipülasyonu ile frekans kayması için bir tetikleyici etki sağlar. Kusur bölgesindeki yapıya uygulanan rotasyonel modifikasyona bağlı olarak, doluluk oranının kusur bölgesi içinde farklı değerlere sahip olması farklı frekanslarda kavite modlarının ortaya çıkmasına neden olur. Burada, elde edilen her mod için frekans kaymaları kusur bölgesi mimarisine göre sayısal olarak çalışılmıştır. Frekans ayarlanabildiği gibi, kalite faktörü, mod hacmi ve Purcell sabitleri de ufak yapısal değişimlere uğramış yapılar için analiz edilmiştir. Farklı frekanslarda ortaya çıkan her bir modun elektrik alan dağılımları, tüm rotasyonel modifikasyon senaryoları için sayısal incelemelerde gözlemlenen ayarlanmış frekans modlarında deney sonuçları ile karşılaştırmak için incelenmiştir. Sunulan yapı hakkında daha fazla fikir sahibi olmak, 3B sonuçlardan adım adım 2B yaklaşıma varılarak, kalite faktör değerleri için maksimumu  $2.296 \times 10^8$  değerine ulaşan bir üssel eğilim elde edilmiştir. Bu çalışma gerekli tüm analizler yapılarak makale haline getirilmiş ancak henüz herhangi bir dergiye gönderilmemiştir.

#### 4.1.1 Giriş

Bir fotonik kristal kavite, yapısal kusurlar kullanılarak yapının içindeki ışığın lokalizasyonu için bir ortam sağlar. Işık, fotonik kristali geçerken yaklaşık optik dalga boyu boyutlarında olan küçük bir mod hacminde toplanır, bu davranış, Dağıtılmış Bragg Yansıma (DBY) ve Toplam İç Yansıma (TİY) tarafından tetiklenen yatay ve dikey lokalizasyon etkisinin sonucudur. Bilindiği gibi TİY,  $k$ -vektörünün doğrudan fotonik bant yapısı ile ilişkili olan ışık konisine göre

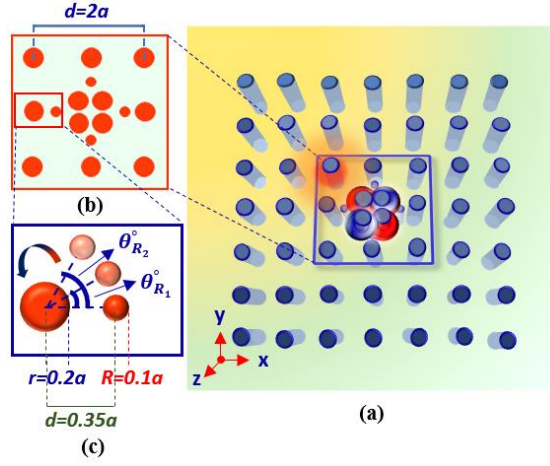
bulunduğu konum ile açıklanabilen bir ışık davranışıdır. Yaklaşımına göre ışık konisinde yer alan frekanslar, yapı boyunca yayılmasına izin verilmeyen ve radyasyon modları adıyla bilinen modlara sebebiyet verirler. Oysa, ışık konisi dışındaki frekanslar izin verilen modları temsil eder ve kılavuzlu modlar olarak adlandırılırlar. TİY'nin herhangi bir boşluğun performansına katkısı, izin verilen mod kısmı ile ilgilidir. TİY ile ortaya çıkan dikey sınırlanmayı sağlayan kılavuzlu modlar, tüm yapılar için kontrol edilebilenyapıya ait kusurlar sayesinde ortaya çıkmaktadır. Diğer yandan, 3B yapılar küçük mod hacimleri hala geçerli olsa da TİY gereksinimlerinin tamamen sağlanamaması nedeniyle kavite bölgesinin lokalizasyon etkisinden yeterince faydalanamamaktadırlar. Bu fenomeni bir kayıp mekanizması olarak algılamakta ve sonuç olarak dikey lokalizasyonu sağlayan 2B kavite sistemlere göre düzlem kayıpları nedeniyle dikey düzlem performansında ciddi bir düşüşle karşı karşıya gelmektedirler [49-53]. Bununla birlikte 2B FK'ler, performans alanındaki fırsatlarının yanında, malzeme-yüzey emilimleri ve yüzey pürüzlülüğü gibi imalat düzensizlikleri ve sürdürülebilirlik konularında dezavantajlı durumda değerlendirilmektedirler [54]. Bahsi geçen 2B mikro ölçekli yapıların aynı performansı korumak için titiz imalat süreçlerine ihtiyacı vardır aksi takdirde ufak düzensizlikler ciddi kayıplara neden olmaktadır. Pek çok optik uygulama, daha yapılandırılabilir DBY mekanizmasına maruz bırakılarak çalışan 3B sistemler yerine mikroküreler veya mikro diziler gibi TİY'a dayanan sistemler üzerine yoğunlaşmaktadır [55]. Yanal olarak sınırlanmış kılavuzlu modlar, yapıyı çevreleyen fotonik kristal tabakalarından ışığın Bragg yansıması yapmasıyla ortaya çıkar. FK'lerin her bir tabakası bir ayna gibi çalışır ve simetrik bir mimari, kavite bölgesinin her bir yönünden verimli bir lokalizasyon etkisi sağlar. Mevcut modlar gereklilikleri yerine getirerek düzenli bir yapı içerisindeki kusur bölgesinde yanal ve dikey olarak sınırlandırılmışlarsa, fotonik kristal kavite oluşturur [5]. Yukarıda vurgulandığı gibi, bir yapının içinde ışık sıkışmasının artırılması, yatay ve dikey sınırlama gereksinimlerine bağlıdır, dikey ışık hapsini elde etmek için, 2B ve 3B arasında değişen yapısal sınırlamalar sağlanmalıdır. Ne yazık ki, TİY, yapısal kısıtlamalar nedeniyle 3B FK'ler için geliştirme senaryosunda uygun bir yol değildir, dolayısıyla dikey performans yerine yanal geliştirmeyi göz önünde bulundurmamak, toplam performansı geliştirmek için daha

mantıklıdır. Boşluk bölgesine yapısal modifikasyonların uygulanması, hedeflenen geliştirmenin elde edilmesini sağlamanın yanı sıra, aynı zamanda kusur modlarını kontrol etmenin bir yoludur [38,56].

#### 4.1.2 Kavite özelliği için nümerik analizler

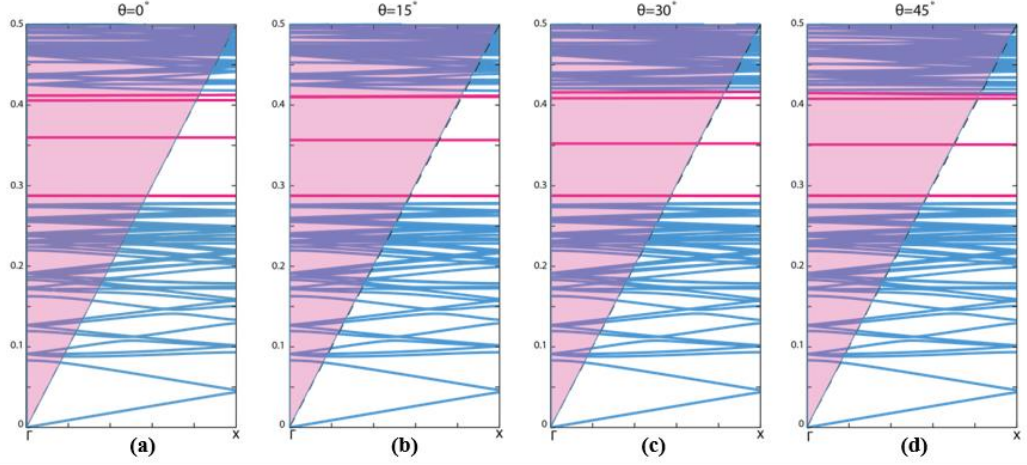
Bu çalışmada, düşük simetrik fotonik kristal yapıların, kavite performansından vazgeçmeden, rotasyonel optimizasyonlarla, kusur modlarının ayarlanabilmesi için iyi adaylar olduğunu iddia ediyoruz. Çalışma sırasında yapılan iterasyonlar neticesinde, Şekil 4.1(a) 'da gösterildiği gibi düşük simetrik kusurlu bölgeler ile nispeten kompakt boyutlu ( $15a \times 15a$ ) düzenli bir FK yapısı üzerine yoğunlaşmıştır, bu yapının yakınlaştırılmış versiyonu Şekil 4.1(b)' de verilmiştir. Kavite bölgesi daha yakından incelenmek istenirse, bu bölgenin  $\epsilon_r = 12$  dielektrik sabitli  $R_1 = 0.2a$  yarıçaplı dört dielektrik silikon çubuğun yanı sıra bir aktif bölge olarak  $R_2 = 0.1a$  yarıçaplı daha küçük dielektrik çubuklarla desteklenerek oluşturulduğu Şekil 4.1(c)'den görülecektir. Aktif bölgenin en yakın büyük çubuklara belirli açılarda  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  referansla döndürülen küçük çubuklar temel alınarak tasarlandığı Şekil 4.1(c)'de gösterilmiştir. Döndürülmüş küçük çubukların merkezi ile en yakın büyük çubuk arasındaki mesafe  $d = 0.35a$  iken, boşluk bölgesinin sınırında bulunan çubukların merkezi arasında  $d = 2a$ 'dır. Her rotasyon yeni bir konfigürasyona neden olur ve bu her yeni konfigürasyon yapısı içerisinde farklı bir kusur bölgesinin ortaya çıktığı anlamına gelir.

Bir kusur bölgesi, yapının yasaklı bant aralığı içindeki kavite modlarını destekleyen frekanslarda bazı dispersiyon bantları çıkarır. Belirtilen dispersiyon bantlarının ışık çizgisinin altında olduğu düşünüldüğünde, TİY  $k_{\parallel} > w/c$  gereksimine göre  $k$ -vektörleri bir sınırlama ile karşılaşır ve bu frekanslarda yapı içerisinde belli bir fenomeni göstermeden dağılırlar, burada  $k_{\parallel}$ , düzlem içi dalga vektörünü temsil ederken,  $w$  ve  $c$ , sırasıyla vakumda açılal frekansı ve ışık hızını temsil eder. Düzlem içi dalga vektörü TİY gereksinimini karşılamıyorsa, yayılan ışık, yapıya etkili bir şekilde kuplaj yapmaya yetkin değildir ve bu, ışığın bir kayıp olarak havaya sızması anlamına gelir. 2B ve 3B yaklaşımlar için bantların şekli açısından küçük bir fark haricinde hemen hemen aynı eğilimde olduğunu



Şekil 4.1 : (a) 3B FK yapısının şematik gösterimi, (b) Sırasıyla  $R_1 = 0.2a$  ve  $R_2 = 0.1a$  yarıçaplı dört büyük ve dört küçük silikondan  $\epsilon_r = 12$  oluşan kusur bölgesini içeren kavite bölgesi gösterimi. (c) En yakınındaki büyük çubuğu referans alarak belli açılarda  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  dönen çubukların şematik gösterimi.

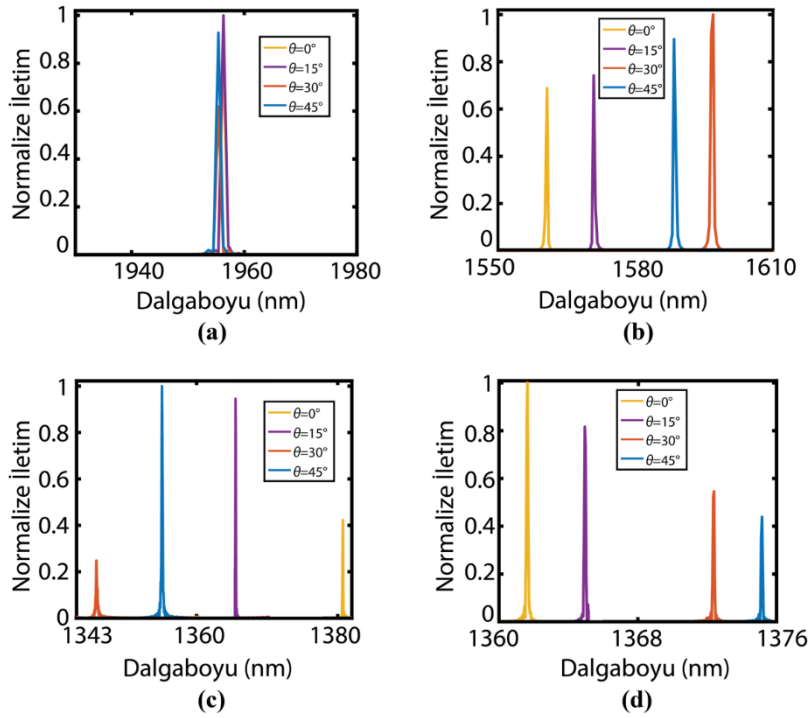
söyleyebiliriz ki bu fark, 2B analiz için dikey sınırlama nedeniyle bir frekans sıkışmasına atfedilebilir. Bu yaklaşıma uygun olarak,  $\Gamma - X$  simetri noktaları boyunca MPB kullanılarak gerçekleştirilen 2B bant diyagramı analizleri defekt bölgesinin her bir rotasyonel manipülasyonu için Şekil 4.2'de gösterilmiştir. Her bir rotasyonel durum için yasaklı bant aralığı içinde yaklaşık olarak  $a/\lambda_{merkez} = [0.2876, 0.3598, 0.4061, 0.4125]$  normalize frekanslarında dört ayrı kusur modu ortaya çıktığı kolayca gözlenebilir. Birbirine çok yakın çıkan yüksek frekanslardaki modlar arasında değişen açılara göre frekans bakımından yer değiştirmeler olabileceğinden üst bantlar için mod isimlendirilmesi elektrik alan incelemelerinden çıkan sonuçlara bırakılmıştır. Bunun haricinde en düşük normalize frekansta ortaya çıkan mod, ilk mod olarak adlandırılabilir. Bu mod için yapılan incelemelerde herhangi bir kayma olmaksızın  $a/\lambda_{merkez} = 0.2876$  civarında dalgalanma gösterdiği görülmüştür. İkinci mod ilk modun aksine frekans ayarlanabilirliği hedefine karşılık verir. Bu mod için  $a/\lambda_{kayma} = 0.0087$ 'lik toplam kayma kusur bölgesindeki  $\theta_{dönme} = [0^\circ - 45^\circ]$ 'lık bir rotasyon durumunda görülür. Üçüncü mod ve dördüncü mod için frekans tepe noktaları arasındaki kaymaya dair karar mod profilleri incelemesinden sonra bırakılmıştır [57].



Şekil 4.2 : 5x5 boyutlarındaki süper-hücre için belli açılarla dönenen küçük çubukların oluşturduğu kusur bölgesine ait bant diyagramı gösterimleri, (a)  $\theta_{dönme} = 0^\circ$ , (b)  $\theta_{dönme} = 15^\circ$ , (c)  $\theta_{dönme} = 30^\circ$ , (d)  $\theta_{dönme} = 45^\circ$

Çalışmada bant diyagramlarına paralel olarak zaman alanı analizlerine de yer verilmiştir, bant diyagramları MPB [URL1] kullanılarak yapılan frekans alanı hesaplamalarıdır. Dalgaboyu cinsinden mod kaymalarının incelenebilmesi için geniş bir aralıkta her bir dönme açısında iletim tepe noktaları incelenmiştir, bu analizler tasarlanan kavite yapısında bulunan tüm modlara uygulanmıştır. Frekans alanı sonuçlarına göre dalgaboyu ayarlanabilirliğine en hassas cevap veren mod olarak belirlenen ikinci mod için gözlenen trend daha net bir şekilde zaman alanı analizlerindedir görülmüştür. Eş zamanlı devam ettirilen iletim ve elektrik alan dağılımı çalışmaları neticesinde modların sınıflandırılması yapılabilmiş, bu durum frekans değerlerinin hangi moda ait olduğuna dair bir sınıflandırma öngörüsü sunmuştur. Frekans ve zaman alanı analizlerine göre, frekans hassasiyeti gösteren ikinci moda karşılık gelen ve telekom dalga boyu olarak kullanılan bu dalgaboyu için,  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  merkez dalgaboyu civarında büyük bir tepe noktası kayması gözlenmekte olup, kusur bölgesindeki sırasıyla her bir  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  dönme açısı için  $\lambda_{dönme} = [1561 \text{ nm}, 1571 \text{ nm}, 1589 \text{ nm}, 1597 \text{ nm}]$  dalgaboyu kayması sonuçlarına ulaşılmıştır, maksimum kayma  $\theta_{dönme} = [0^\circ - 45^\circ]$  açıları arasında  $\lambda_{kayma} = [1561 \text{ nm}, 1597 \text{ nm}]$  değerleri arasında toplam  $36 \text{ nm}$ 'lik bir yer değiştirmeye karşılık gelmektedir, bu davranış Şekil 4.3(b) 'de gösterilmiştir. Benzer bir trend

$\theta_{dönme} = [0^\circ - 30^\circ]$  açısı değişiminde  $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$  merkezi civarında gerçekleşmiş ve maksimum iletim tepe noktası kayması  $\lambda_{kayma} = [1381 \text{ nm}, 1346 \text{ nm}]$  değerlerine göre  $35 \text{ nm}$ 'lik bir değere ulaşmıştır, sonuçlar Şekil 4.3(c)'de verilmiştir. Benzer toplam dalgaboyu kayması gözlenen modlar arasında ( $\lambda_2$  ve  $\lambda_3$ ) iletim tepe noktasının artan rotasyonel açı değerine göre artan dalgaboylarında ortaya çıkması düzenli bir davranış gösteren modun  $\lambda_2$  olarak kabul edilmesini sağlamıştır. Bunun yanı sıra,  $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$  dalgaboyu civarında herhangi bir değişime uğramayan sabit bir mod da bulunmakta ve bu mod kusur bölgesindeki açı değişimlerinden etkilenmeden sabit bir dalgaboyu çevresinde lokalize olmaktadır, bu davranış Şekil 4.3(a)'da görülmektedir.  $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$  civarında gözlenen mod ise,  $\theta_{dönme} = [0^\circ - 45^\circ]$  arasında  $\lambda_{kayma} = [1362 \text{ nm}, 1375 \text{ nm}]$  değerleri arasında toplamda  $13 \text{ nm}$ 'lik bir kayma göstermektedir, bu mod için iletim tepe noktalarındaki kaymalar Şekil 4.3(d)'de gösterilmiştir.



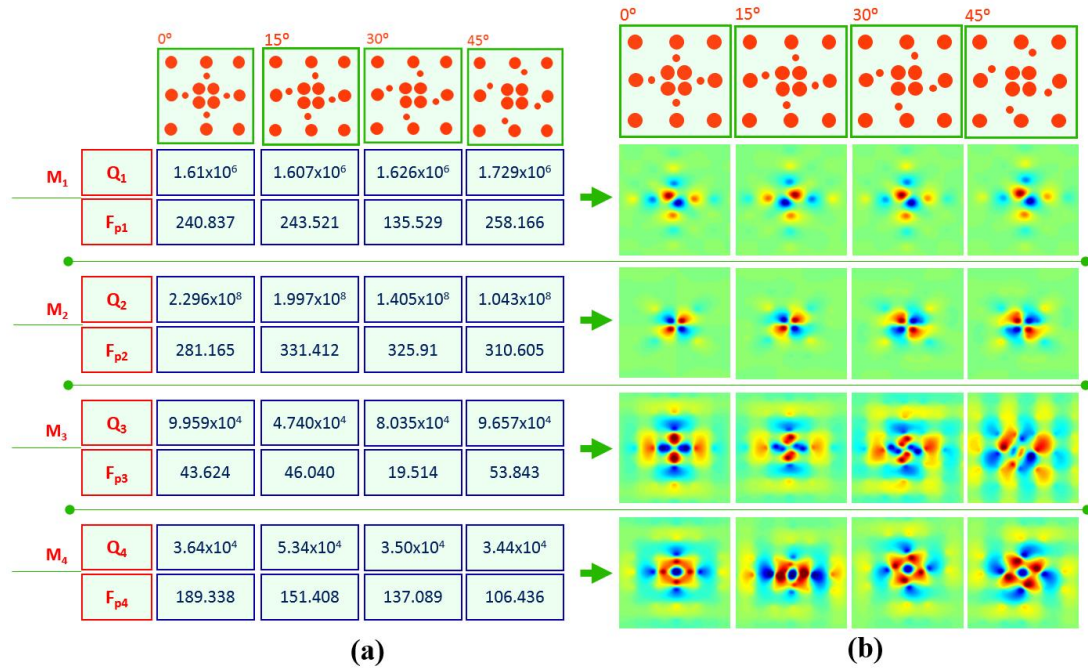
Şekil 4.3 : (a)  $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$  , (b)  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  , (c)  $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$ , (d)  $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$  için normalize iletim tepe noktalarının kusur bölgesindeki açı değişimlerine göre kayma grafikleri.



Kavite için yapılan frekans alanı araştırmasına ek olarak, zaman alanı analizlerine de bir ihtiyaç olarak odaklanılmıştır. Zaman alanı kapsamında, kalite ve Purcell faktörleri gibi bazı performans kriterleri göz önünde bulundurulmalıdır. Bu gereklilik çerçevesinde, tasarlanan yapı için tüm modların elektrik alan dağılımları, kalite ve Purcell değerleri kusur bölgesindeki farklı dönme açılarına  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  sahip kavite bölgeleri için Şekil 4.4'te incelenmiştir, dönme açılarına göre oluşan konfigürasyonlar Şekil 4.4(a,b)'nin üst kısımlarında gösterilmiştir. Kalite faktörü, bir kavite bölgesinde elektrik alanın sönümlenme oranıdır, kavite bölgesindeki ışık hapsi performans analizinde bir başarı ölçütü olarak tanımlanabilir [58]. Kalite açısından değerlendirirsek, Şekil 4.4(a)'daki tablodan anlaşılacağı üzere tasarlanmış kavite yapısını yüksek kaliteli bir mikro-boşluk olarak tanımlayabiliriz. Zaman alanında sonlu farklar (ZASF) yöntemlerini uygulayarak her bir konfigürasyon için yüksek kalite değerleri elde edildi, ancak en tatmin edici sonuçlara,  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  merkezli dalgaboyu bandında ulaşıldı. Bu dalgaboyu bandında elde edilen yüksek kalite faktör değerlerinin  $Q = [2.296 \times 10^8, 1.997 \times 10^8, 1.405 \times 10^8, 1.043 \times 10^8]$ , artan kusur bölgesi açıları  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  ile bağlantılı azalan bir eğilim gösterdiği saptanmıştır. Elde edilen değerlerden görülebileceği gibi, en yüksek kalite faktörü değeri  $Q = 2.296 \times 10^8$ 'dir ve  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  değerinde bulunur.  $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$  ve  $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$  dalgaboylarında gözlenen modlar ise  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ 'ye kıyasla daha düşük kalite faktörlerine sahiptirler bunun nedeni olarak ışığın daha büyük mod alanlarında hapsolmesi gösterilebilir. Şekil 4.4(b)'deki eşit ölçeklendirilmiş elektrik alan profillerinde ışığın lokalize olduğu alanlardan da mod alanı kıyaslanması yapılabilir [58]. Purcell faktörü, [59] kavite bölgesindeki ışımaya oranının artırılması hakkında fikir veren bir parametredir. Bir yapı içerisinde hapsolan ışığın zamanla daha yüksek ışımaya oranlarına ulaşması yukarıda anlatılan yansıma etkileriyle mümkündür, Purcell faktörü ışımada yapı etkisiyle oluşturulan bu artışı ölçen bir kıstas olarak kavite çalışmalarında önem arz ettiğinden, tasarlanan kavite yapımızın performans analizinin yapılması aşamasında tüm konfigürasyonlar için LUMERICAL FDTD yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır, sonuçlar Şekil 4.4(a)'dan görülebilir [33]. Sonuçlar, Purcell faktörlerinin büyüklüğünün, frekans ayarlanabilirliği ve kalite

faktörü gibi diğer performans ölçütleri ile korelasyonunu doğrulamaktadır, özetle  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  dalgaboyu civarındaki mod en iyi performans iddiasını bu ölçüt bağımlılığı, kaliteye paralel sonuç vermez. Daha büyük Purcell değeri, bu bilgiyi için de sağlamaktadır. Bununla birlikte, Purcell faktörünün dönme açısı kullanarak, daha iyi bir iyileştirmenin sağlandığı anlamına gelir çünkü Purcell değeri kalite faktörüne bağlı olduğu kadar ışığın lokalize olduğu mod alanına da ters orantılı olarak bağlıdır. Purcell değerlerini incelemeye devam edecek olursak,  $\theta_{\text{dönme}} = [15^\circ]$  dönme açısındaki  $F_{p2} = 331.412$  değeri, elde edilen diğer değerlerle karşılaştırıldığında en yüksek Purcell faktörünü vermektedir. Değişen dönme açıları için Purcell ve kalite faktörü değerleri arasında çok fazla fark olmaması, mod alanının her bir açı için birbirine yakın olduğunu gösterir. Bu davranış kendi içinde her mod için geçerlidir. Değişen dönüş açıları  $\theta_{\text{dönme}} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  için  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ 'de Purcell faktörleri sırasıyla şu şekilde sıralanabilir;  $F_p = 281.165, 331.412, 325.910, 310.605$ . Belirli frekanslarda ortaya çıkan modlar hakkında daha net karar vermemizi sağlayan elektrik alan dağılımları araştırıldığında Şekil 4.4(a)'da gösterilen sonuçları elde edilmiştir. Sonuçlara göre, ışığın kusur bölgesi etrafındaki bazı özel noktalarda kuvvetli bir şekilde sınırlandığı, iddia edilen noktaların dielektrik çubuklara önemli ölçüde karşılık geldiği belirtilebilir. Dielektrik çubuklar üzerindeki lokalizasyon, mod olarak adlandırılan ve ayrı dalga boylarında bulunan özdeş elektrik alan dağılımlarını gösterir. Tasarlanan kavite yapısı için dört tip modla karşılaşmış ve bu modların kavite yapısı tarafından  $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$  ve  $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$  olarak tanımladığımız frekanslarda desteklendiği görülmüştür. Frekanslara göre yapılan mod sınıflandırmaları sonucunda bant diyagramlarındaki isimlendirme de netlik kazanmıştır. Buna göre, ortaya çıkan dört kavite modundan  $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$  yasaklı bant aralığının alt sınırına yakın bir konumda bulunurken ideal dalgaboyu olarak belirlenen  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  merkez dalgaboyundaki mod, uygulanan tüm kusur bölgesi modifikasyonları için yasaklı bant aralığının sınırlarına uzak bir noktada yer almıştır. Bu dalgaboyunun tüm durumlar için ideal davranış gösterme nedeni olarak, sınır etkilerinden uzak konumlanması gösterilebilir. Birbirine yakın eğilim gösteren  $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$  ve  $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$  merkez dalgaboylu modlar ise yasaklı bant aralığının üst sınırına

çok yakın noktalarda gözlenmiştir. Bahsi geçen bu modların sınıra en yakın olduğu durumlar olan  $\theta_{dönme} = [30^\circ, 45^\circ]$  için sınır koşullarının bozucu etkisi Şekil 4.4’de gözlenmektedir. Sınıra yaklaşan dalgalarda kavite etkilerinin zarar hissedilir bir biçimde düşerek modların hapsolme eğilimlerini kaybetmeleri beklenen bir sonuçtur. Modların desteklediği aynı dalga boyları, bant diyagramlarında ve iletim tepe noktalarındaki geçişlerde gözlenirken, analizlerimiz arasındaki bu uyum, analiz aşamasında takip edilen yolun doğru olduğu ipucunu vermektedir. Çalışmanın bu noktasından sonra, yapılan analizler dahilinde tüm performans kriterleri için en etkili sonuçları vermesi nedeniyle  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  dalgalı tarafından desteklenen mod üzerine yoğunlaşmış ve bir, iki ve üç katlı 3B simülasyonlar çalışılarak detaylı bir 3B analiz havuzu oluşturulmuştur.



Şekil 4.4 : (a) Dönme açlarına göre her bir mod için  $\lambda_1 = 1956 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$ ,  $\lambda_3 = 1363 \text{ nm}$  ve  $\lambda_4 = 1368 \text{ nm}$ , kalite  $Q = [Q_1, Q_2, Q_3, Q_4]$  ve Purcell  $F_p = [F_{p1}, F_{p2}, F_{p3}, F_{p4}]$  faktör değerlerinin gösterimi. (b) Her bir mod için dönme açlarına göre elektrik alan dağılımları.

Boşluk yapısının 3B analizlerini sunmadan önce, Purcell faktörünün [59], kalite ve mode hacmiyle ilişkisi üzerinde durmak faydalı olacaktır. Bahsi geçen üçlü arasındaki korelasyon denklemi aşağıdaki şekilde temsil edilir.

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \left( \frac{\lambda_c}{n_c} \right)^3 \left( \frac{Q}{V_{eff}} \right), \quad (4.1) [54]$$

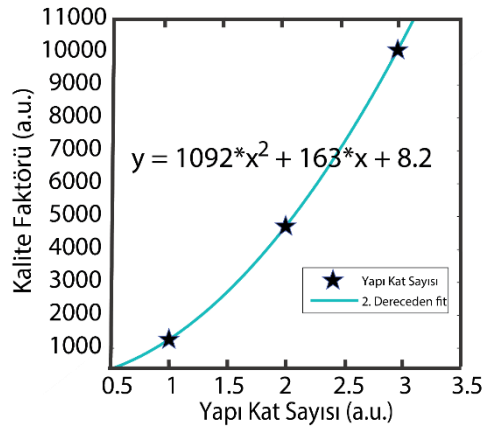
Denklem 4.1'e göre  $\lambda_c$  serbest alan dalga boyu,  $n_c$  kavite bölgesinde kullanılan malzemenin çalışılan dalga boyu için kırılma indisi,  $Q$  kalite faktörü ve  $V_{eff}$  ışığın lokalize olduğu etkin mod hacmidir. Denklem 4.1, Purcell faktörünün, mod hacmiyle ters orantılı iken, kalite faktörü ile doğrusal bir ilişkiye sahip olduğu açıkça ortaya koymaktadır. Kavite performansının önemli bir beklentisi olarak mod hacminin mümkün olduğunca küçük olması gerekirken, kavite bölgesinin iyileştirme parametresi olan yüksek Purcell faktörünün gereksinimini karşılamak için kalite faktörünün yüksek değerlere sahip olması beklenir. Çizelge 4.1'de önceki analizler için en iyi sonuçları veren  $\lambda_2 = 1579nm$  merkezli dalga boyu bandında, her dönme açısı için tasarlanmış kavite yapısının tek katmanlı 3B performans sonuçları sunulmuştur. Bu sonuçlara göre ışığın  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  rotasyonel açılarında sırasıyla  $V(\lambda/n)^3 = [2.89, 2.53, 2.23, 2.28]$  değerlerindeki hacimlerde hapsediği açıkça görülür. Elde edilen sonuçlar, literatürdeki kavite çalışmaları referans alındığında küçük mod hacimleri olarak yorumlanabilir [54,56,60-62]. Bununla birlikte, kalite ve Purcell faktör değerleri 2B'ninki kadar yüksek değildir.

Çizelge 4.1 :  $\lambda_2 = 1579 nm$  merkez dalgaboylu mod için  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  kusur bölgesi modifikasyon açılarında elde edilen kalite faktörü  $Q = [Q_{0^\circ}, Q_{15^\circ}, Q_{30^\circ}, Q_{45^\circ}]$ , Purcell faktörü  $F_p = F_{p_{0^\circ}}, F_{p_{15^\circ}}, F_{p_{30^\circ}}, F_{p_{45^\circ}}$  ve mod hacmi  $V(\lambda/n)^3 = V_{0^\circ}(\lambda/n)^3, V_{15^\circ}(\lambda/n)^3, V_{30^\circ}(\lambda/n)^3, V_{45^\circ}(\lambda/n)^3$  sonuçları.

$0^\circ$ $Q_{0^\circ}$	1263.52	$15^\circ$ $Q_{15^\circ}$	1248.55
$V_{0^\circ}(\lambda/n)^3$	2.89	$V_{15^\circ}(\lambda/n)^3$	2.53
$F_p$	33.2615	$F_p$	37.56
$30^\circ$ $Q_{30^\circ}$	1216	$45^\circ$ $Q_{45^\circ}$	1260.55
$V_{30^\circ}(\lambda/n)^3$	2.23	$V_{45^\circ}(\lambda/n)^3$	2.28
$F_p$	41.37	$F_p$	41.94

3B simülasyonlarda elde edilen kalite faktörlerinin 2B yapılar için yapılan simülasyonlara göre oldukça düşük olmasının nedeni yukarıda da anlatıldığı gibi

lokalizasyon sırasında ışığın havaya sızmasıdır. Bunun nedeni olarak ışığın z-eksenindeki yüzeyler arasında TİY yapamayarak kavite bölgesinde hapsolmek yerine yüzeylerden sızması gösterilebilir. 2B yapıların genellikle z-ekseninde kullanılan dalgaboyuna oranla yüksek büyüklüklerde olması beklenir (10 katın üzerinde) bu uzunluk algısı sonsuz bir uzunluk olarak algılanabilirken, 3B yapılar sonlu uzunluktadır, bu nedenle, 3B analizlerde katman sayısı artırılarak 2B bir analize yakınsama yapılmak istendiğinde yanlış bir yolun izlendiği söylenemez. Bu yol baz alınarak en yüksek kalite değerinin yakalandığı  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  dönme açısındaki iletim tepe noktasına  $\lambda_2 = 1560 \text{ nm}$  göre yapılan 3B analizlerden 2B analiz sonuçlarına yakınsamak istenmiş ve Şekil 4.5'den görülebileceği üzere bir, iki ve üç kat 3B analizlerde kalite değerleri için sırasıyla,  $Q = [1263.52_{Q_1}, 4702.81_{Q_2}, 10326.10_{Q_3}]$  şeklinde üstel artan bir trend elde edilmiştir. Bu üstel artış göz önünde bulundurularak, z-ekseninin uzunluğu sonsuza yakınsadığında 2B analizlerde elde edilen  $Q = [2.296 \times 10^8]$  değerinin elde edilmesi tesadüf olmayacaktır. Nitekim elde edilen veriler ikinci dereceden fit yöntemine göre fit edildiğinde  $Q = [2.296 \times 10^8]$  kalite değerine, 3B analizin 450. katmanında ulaşıldığı görülmüştür.



Şekil 4.5 :3B yapının kat sayısına göre kalite faktörü artışı.

Bir yapının 2B sayılabilmesi için çalışılan dalgaboyunun en az 10 katı bir kalınlığa sahip olması koşulu göz önünde bulundurulduğunda,  $1561 \text{ nm}$  çalışma dalgaboyu için en az  $15610 \text{ nm}$ 'lik yüksekliğe sahip bir yapıya 2B denilebilir. Buna göre  $5000 \text{ nm}$ 'lik yüksekliğe sahip 3B yapımızın ancak 450. katmanında ( $2250000 \text{ nm}$ ) yani dalgaboyunun  $\sim 1441$  katı bir değerde 2B analizdeki kalite

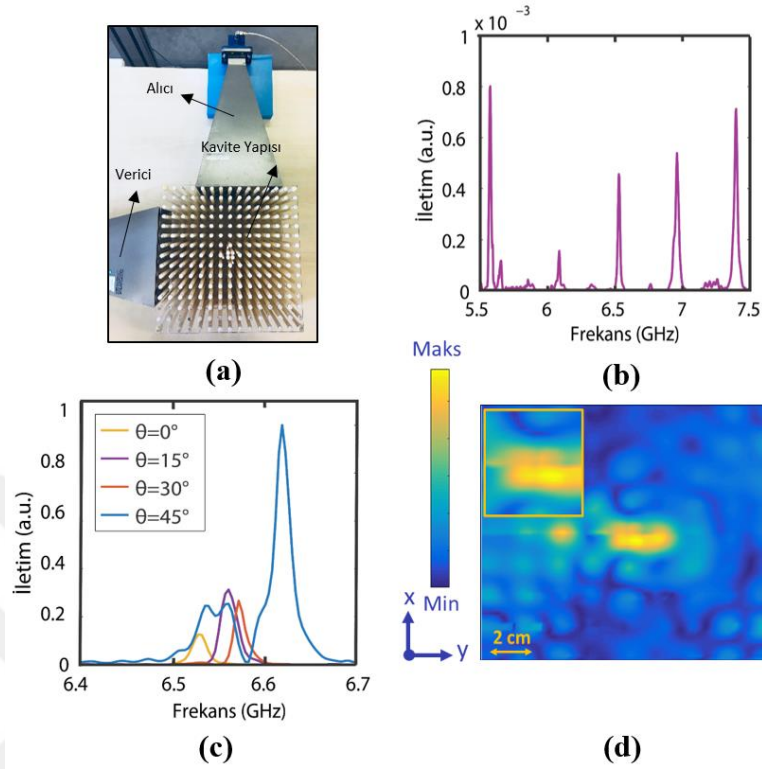
değerine ulaşacağı ve bu durumun 2B simülasyon analizinin doğruluğunun bir ispatı olduğu söylenebilir.

#### 4.1.3 Kavite özelliği için deneysel analizler

Yapılan çok katlı simülasyon analizlerinden sonra, tasarlanan 3B analizlerin gerçek dünyayla ne kadar örtüştüğü hakkında bilgi edinmek adına mikrodalga ölçümlerine geçilmiştir. İletim için hazırlanan deney düzeneğinde, Agilent E5071C tipi ağ analizörü, standart bir verici anten ve alıcı olarak da aynı özelliklere sahip bir anten kullanılmıştır.  $15a \times 15a$ 'lık bir FK yapısı, FK'ler içindeki kavite etkisinin hangi frekanslarda ortaya çıktığını belirlenebilmesi için Şekil 4.6(a)'da görüldüğü gibi köşeli yerleştirilmiş alıcı ve verici horn antenlerin orta noktasına konumlandırılmıştır. Kullanılan yapı içerisinde  $\epsilon_r = 9.61$  dielektrik sabitli sırasıyla küçük ve büyük olmak üzere  $3.17 \text{ mm}$  ve  $6.35 \text{ mm}$  çaplı silindirik alümina çubuklar kullanılmıştır. Deneyde kullanılan yapının boyutları ise  $23.7 \text{ cm}$  genişliğinde ve  $23.7 \text{ cm}$  uzunluğundadır, bu boyutlar göz önüne alındığında karşılık gelen kafes sabiti  $a = 15.85 \text{ mm}$  olarak hesaplanmıştır. Simülasyonlar sırasında kavite modlarının gözlemlendiği dalgaboyu aralığına göre dalgaboyu-frekans geçişi hesaplaması yapıldığında çalışma aralığı  $5.5 \text{ GHz} - 7.8 \text{ GHz}$  olarak seçilmiştir. Buna göre elde edilen iletim ölçümleri Şekil 4.6'da verilmiştir.

Elde edilen iletim grafiği sonuçlarına göre  $f_{\text{merkez}} = [5.575 \text{ GHz}_{f_{\text{merkez}_1}}, 6.528 \text{ GHz}_{f_{\text{merkez}_2}}, 6.960 \text{ GHz}_{f_{\text{merkez}_3}}, 7.398 \text{ GHz}_{f_{\text{merkez}_4}}]$  merkezli modların varlığı simülasyon sonuçları ile benzer sonuçlar elde edildiğinin göstergesidir, sonuçlar Şekil 4.6 (b)'de gösterilmiştir. Buna göre simülasyonlarda dalgaboyu cinsinden çalışılan modların frekans çevirimleri ile aralarında  $0.3 \text{ GHz} - 0.1 \text{ GHz}$  aralığında frekans farkı gözlenmiştir. Bunun nedeni olarak simülasyonlarda  $\epsilon_r = 12$  dielektrik sabitli silikon çubuklar kullanılırken, deneylerde  $\epsilon_r = 9.61$  alümina çubuklar kullanılması olarak gösterilebilir. Yapıya ait genel trendin incelenmesi açısından Şekil 4.6 (c) de oldukça faydalı bilgiler vermektedir. Bu sonuçlara göre ideal olarak tanımladığımız  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  merkezli dalgaboyuna sahip mod için çalışma boyunca üzerinde durduğumuz frekans ayarlanabilirliği ile ilgili hassasiyet özelliği için simülasyon ve deney

sonuçları arasındaki tutarlılık açıkça görülmektedir. Buna göre ideal mod  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  dönme açıları için sırasıyla,  $f_{merkez} =$



Şekil 4.6 : (a) Mikrodalga deney düzeneğinin şematik gösterimi, (b)  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  dönme açısında tüm modlar için iletim grafikleri, (c) İdeal mod  $\lambda_2 = 1579nm$  merkez dalgaboyu için  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  dönme açıları arasında kayma trendi, (d) İdeal mod için  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  ideal dönme açısındaki elektrik alan deney sonucu.

$[6.528 GHz_{f_{merkez1}}, 6.561 GHz_{f_{merkez2}}, 6.572 GHz_{f_{merkez3}}, 6.619 GHz_{f_{merkez4}}]$  frekanslarına kaymakta, simülasyondakilere benzer bir yaklaşımla maksimum hassasiyeti  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 45^\circ]$  dönme açıları arasında  $f_{kayma} = [6.532GHz, 6.619GHz]0.087 GHz$ 'lik bir kayma göstererek sağlamıştır. Kalite faktörü üzerinden yapılan analizler için ise, düşük kalite analizi yapılmıştır. Buna göre,

$$Q = \frac{f_{merkez}}{f_2 - f_1} \quad (4.2)$$

Denklem 4.2 kullanılarak her bir durum için kalite değerlerine ulaşılmıştır. Burada  $f_{merkez}$ , analiz yapılacak olan eğrinin merkez frekans değeri,  $f_2 - f_1$ , eğrinin bant genişliğidir. Yukarıda her bir mod için verilen frekansların kalite değerleri sırasıyla  $Q = [302.77_{Q_1}, 350.97_{Q_2}, 268.84_{Q_3}, 277.08_{Q_4}]$  olarak belirlenmiş bu

sonuçlara göre simülasyonlardaki kalite faktörlerinde ideal davranış gösteren modun deneysel kalite analizinde de bu davranışını devam ettirdiği gözlenmiştir. İdeal mod için  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  dönme açılarındaki 3B kalite değerleri ile tutarlı olarak deney için sırasıyla  $Q = [350.97_{Q_{0^\circ}}, 308.03_{Q_{15^\circ}}, 462.82_{Q_{30^\circ}}, 342.95_{Q_{45^\circ}}]$  sonuçlarını verdiği görülmektedir.

Tüm bu sonuçlara göre ideal olarak tanımlanan  $\lambda_2 = 1579 \text{ nm}$  merkezli modun yüksek performans gösterdiği dönme açısı  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  için aldığı değer olan  $\lambda_2 = 1561 \text{ nm}$ 'ye yaklaşık olarak denk gelen frekans için elektrik alan yoğunluğu Şekil 4.6 (d)'de verilmiştir. Mikrodalga deneyinin bu kısmı iletimin ölçüldüğü deney düzeneğinde vericive alıcı horn antenlerin, monopol antenler ile değiştirilmesiyle yapılmıştır. Öte yandan, Şekil 4.6 (d)'de görünen mod profilinin aynı dalgaboyu ve dönme açısı kullanılarak elde edilen simülasyon sonucuyla uyumlu olduğu net bir şekilde anlaşılmaktadır. Simülasyon değerlendirmeleriyle paralel olarak elektrik alan dağılımlarının dielektrik üzerine yoğunlaştığı da aynı şekilden kontrol edilebilir.

#### 4.1.4 Sonuçlar

Sonuç olarak, tasarlanan düşük simetrik fotonik kristal yapıda kavite çalışmalarında beklenen bazı performans istekleri için analizler yapılmıştır. Bu analizler, kavite bölgesi içerisinde yer alan kusur bölgesi dahilinde en yakınındaki büyük dielektrik çubuğa göre belli açılarda  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  dönen daha küçük yarıçaplı çubukların bahsi geçen kusur bölgesinde farklı kavite etkileri çıkarması ilkesine dayanmaktadır. Analizlere öncelikle yukarıda açıklanan dönüş neticesinde oluşan her bir konfigürasyon için MPB kullanılarak bant diyagramları çıkarılması ile başlanmıştır. Bant sonuçlarına göre her bir konfigürasyon tarafından desteklenen dört kavite modu olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Ardından, Lumerical yardımıyla elektrik alan ve iletim simülasyonları için ZASF yöntemi uygulanmış, paralel yürütülen frekans alanı simülasyonları sayesinde modların sınıflandırılması, frekans aralıklarının belirlenmesi, mod profillerinin incelenmesi gibi konularda nihai sonuçlara varılabilmektedir. 2B için yapılan bu analizler sırasında kavite çalışmalarında beklenen bazı performans analizlerinin (kalite



faktörü, Purcell faktörü, mod hacmi vb.) sağlanıp sağlanamadığı kontrol edilmiştir. Bahsi geçen performans isterlerinin yanı sıra düşük simetrik kusur bölgesi oluşturulmasının sağladığı bir avantaj olarak yapıda ortaya çıkan kavite modlarının frekans ayarlanabilirliğine etkisi üzerinde durulmuştur. Yapının frekans ayarlanabilirliğine tepkisi üzerine yapılan analizlerde dönme açısı değişimlerine karşılık frekansların belli bir bant aralığında kaymaya maruz kaldığı yani her açı değişiminde elde edilmiş modların ortaya çıkış frekanslarının değiştiği sonucuna ulaşılmıştır. Her bir modun her bir açı için çıktığı frekans noktalarındaki mod profilleri incelenmiş ve modların lokalize yapıları incelenmiştir. Aynı zamanda kalite faktörü ve Purcell faktör gibi özelliklerin de belli değerler üzerinde olması şartı araştırılarak en verimli mod üzerinde bir karar verilmiştir. Buna göre, en verimli mod olarak 2. Mod seçilmiş ve bu modun özellikleri üzerine yoğunlaşmıştır. Örnek olarak bu mod için 3B yaklaşım incelemeleri yapılmış tüm modifikasyon değerleri için 1 katlı 3B simülasyon koşulunda kalite faktörü, mod hacmi ve Purcell sonuçları değerlendirilmiştir. Aynı 3B yapının iki ve üç katlı simülasyonları da uygulanarak elde edilen kalite faktörü değerleri incelenerek 2B yaklaşımla tutarlılığı incelenmiştir. Buna göre kalite faktörünün altı katlık bir 3B yapı için 2B'lu analizde elde edilen kalite değerine ulaştığı öngörülmüştür. 3B analizlerden sonra deney aşamasına geçilmiş ve iletim ve kalite faktörü için analizler burada da yapılmıştır. Elde edilen sonuçlara göre iletim grafiklerinden görüldüğü üzere simülasyonlarda görünen 4 mod simülasyonlarda en yüksek kalite değerini veren manipülasyon açısı olan  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  için kıyaslanmış ve deney için de en yüksek kalite değerini veren dalgaboyu olarak  $\lambda_2 = 1561 \text{ nm}$  belirlenmiştir. Bu dalgaboyundaki elektrik alan dağılımı grafiği de simülasyonlarla karşılaştırıldığında simülasyonlarla tutarlılık göstermiştir. Tasarlanan yapının frekans hassasiyetinin seçilen ideal dalgaboyunda  $\lambda_2 = 1561 \text{ nm}$  ne gibi bir davranış gösterdiğini incelemek için bu dalgaboyunun manipülasyonlara cevabı da farklı kusur bölgesi açıları için  $\theta_{dönme} = [0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ]$  değerlendirilmiş, simülasyonda çıkan modlar, deney sonuçlarında da benzer frekanslarda ortaya çıkmıştır. Bahsi geçen bu ufak sapmanın nedeni simülasyonlarda kullanılan dielektrik malzemenin  $\epsilon_r = 12$  dielektrik sabitli silikon olmasına rağmen deneyde kullanılan malzemenin  $\epsilon_r =$

9.61 dielektrik sabitli alümina olmasıdır. Tüm bu sonuçlar değerlendirildiğinde, tasarlanan düşük simetrik kavite yapısının, kusur bölgesindeki manipülasyonlar kullanılarak yüksek dalgaboyu hassasiyetine sahip, frekans ayarlaması yeteneği görülen, yüksek kalite ve Purcell faktörü değerleri gösteren, düzgün mod profili sergileyen ve tüm bunları 2B, 3B ve deney yollarıyla ispatlamış bir yapı olduğu söylenebilir. Sonuçlara göre, çıkan dört mod arasında, frekans ayarlanabilirliğine en iyi cevap veren mod  $\theta_{dönme} = [0^\circ - 45^\circ]$  açı manipülasyonunda  $36nm$ 'lik bir kayma gösteren ikinci mod olmuştur. Bu mod  $\theta_{dönme} = [0^\circ]$  konfigürasyonunda desteklediği dalgaboyu olan  $\lambda_2 = 1561 nm$  için  $Q = [2.296 \times 10^8]$ 'lik bir kalite faktörü ile oldukça yüksek bir değere ulaşmıştır. Diğer konfigürasyonlar ve modlar arasından sıyrılan bu seçenek aynı özelliğini 3B ve deney sonuçlarında da göstermiştir.

## 5. DÜŞÜK SİMETRİK KUVAZİ FOTONİK KRİSTALLERDE YAVAŞ IŞIK ETKİSİ

### 5.1 Yavaş Işık Etkisinin Nümerik ve Deneysel Analizi

Tezin son kısmını oluşturan yavaş ışık çalışmasında kuvazi fotonik kristal olarak adlandırılan fotonik kristal yapıları için düşük simetri özelliğinin yavaş ışık fenomeni üzerindeki etkisi üzerinde durulmuştur. Periyodiklik özelliği göstermeyen ancak belli katlanma durumlarında düzenlilik gösteren yapılar, kuvazi kristal yapılar olarak adlandırılmaktadır. Bu çalışmada, bir ongenin köşeleri şeklinde kendini tekrar eden yapılara sahip olan dekağonal yapıdan faydalanılmıştır. Bahsi geçen dekağonal yapı içerisinde merkez hat boyunca açılan bir dalgakılavuzu sayesinde yavaş ışık fenomeninin incelenmesine olanak sağlanmıştır. Dalga kılavuzunun alt ve üstünde kalan fotonik kristal yapılarındaki küçük simetri elemanlarının davranışları üzerinden bir ideal durum belirlenmiş ve bu durum için elektrik alan, mesafeye göre zaman gecikmesi ve grup indeksi ( $n_g$ ) analizleri üzerine yoğunlaşmıştır. Elde edilen verilerin sağlam temeller üzerine oturtulması adına, aynı yapı için mikrodalga deneyleri uygulanmış ve nümerik data ile uyumlu deney sonuçları elde edilmiştir.

#### 5.1.1 Giriş

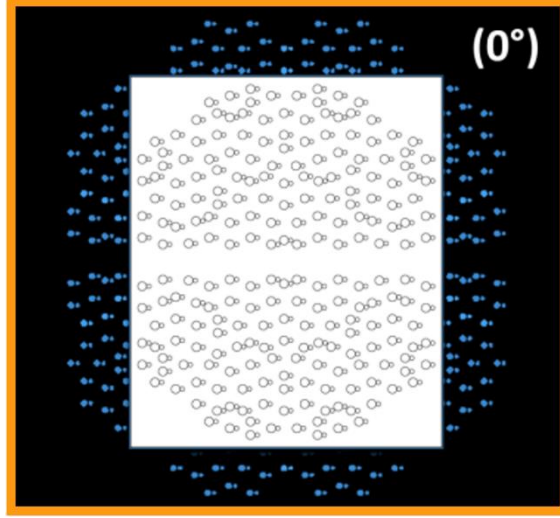
Işık,  $c$  olarak isimlendirilen ve vakum ortamında yaklaşık olarak  $3 \times 10^8$  m/s değerindeki bir hızla hareket eder. Buna göre ışık kullanılarak yapılan data aktarımı, çok uzak mesafelerde bilginin hızla bir noktadan başka bir noktaya iletilmesi açısından çok büyük avantaj sağlamaktadır. Ancak bu aktarımın kontrollü yapılabilmesi açısından zaman alanında karşılaşılan bazı zorlukları da beraberinde getirmektedir. Buna göre, paketler halinde ilerlediği varsayılan ışığın geçici olarak depolanabilmesi ve bahsi geçen paketlerin ilerleyişi sırasındaki zamanlama ayarlarının yapılabilmesini mümkün kılmak için çalışmalar sürmektedir. Bu

ihtiyaçlar dahilinde, anahtarlı geciktirme hatlarının kullanımı bir seçenek olarak değerlendirilebilir ancak mekanik bir yöntem olduğundan uygulamalarda yavaş kalacağı düşünülmektedir. Bu açıdan düşünüldüğünde ışık hızının mekanik bir yöntemden ziyade malzeme bazlı bir yaklaşımla yavaşlatılması daha makul görünmektedir.

Genel anlamda yavaş ışık çalışmaları,  $v_g$  olarak ifade edilen ve bir ışık zarfının hızı olarak değerlendirilen grup hızı üzerinden devam ettirilir. Buna göre  $v_g$ , bir malzeme veya yapı içerisinde ilerleyen ışık, malzemenin dielektrik dağılımdan kaynaklanan bir optik rezonansın oluşturduğu birinci dereceden bir dağılım tarafından azaltılır, böylece ışık yavaşlatılmış olur [63]. Bu noktada fotonik kristal yapılarında bu etkinin elde edilebilmesi, yapı içerisinde oluşturulan kusur bölgelerinin yardımıyla mümkündür. Işık bu kusur bölgeleri boyunca ilerlerken, dikey ekseninde TİY ve yatay ekseninde DBY etkileri ile karşılaşarak lokalize olarak ilerlemeye devam eder. Işığın lokalizasyona uğraması katettiği mesafeyi daha uzun sürede bitirmesine neden olur, bu da yavaşladığının bir göstergesidir [64-69].

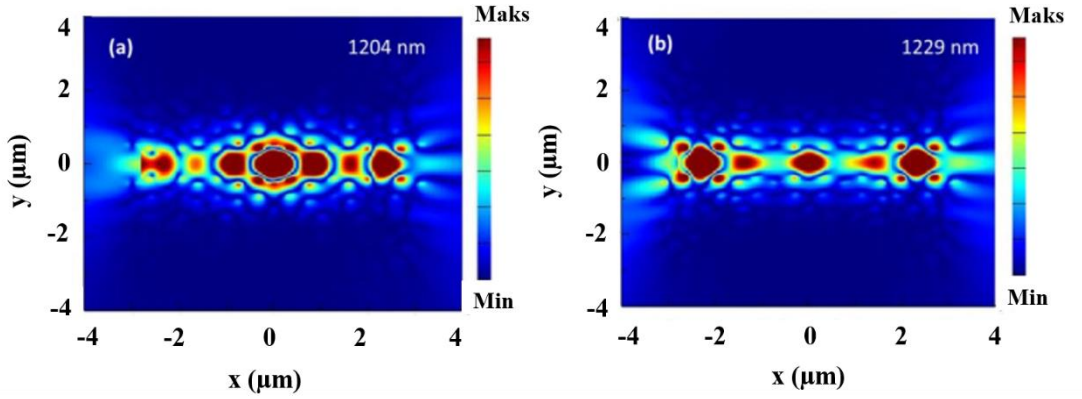
### 5.1.2 Yavaş ışık etkisi için nümerik analizler

Bu çalışmada, kuvazi bir fotonik kristal yapısı kullanılarak yavaş ışık fenomeninin incelenmesi üzerinde durulmuştur. Buna göre, kullanılan dekağonal yapı içerisine kusur bölgesini oluşturması açısından bir dalgakılavuzu açılarak ışığın bu dalgakılavuzu boyunca ilerleyişinde ne gibi bir etkiye maruz kaldığı incelenmiştir. Bu çalışmada kullanılan yapı Şekil 5.1'de verilmektedir. Dekagonal (ongen) bir yapıdan yola çıkılarak elde edilen yapı, sonrasında mikrodalga deneyinin yapılabilmesi açısından daha kompakt bir hale getirilerek, beyaz dikdörtgen içerisinde ifade edilen yapı boyutlarına taşınmıştır. Yavaş ışık fenomeninin incelenmesi açısından öncelikli olarak rezonans tepe noktalarının ortaya çıktığı frekansların belirlenmesi aşaması gerçekleştirilmiştir.  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  ve  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  olarak belirlenen rezonans dalgaboyları ışığın yavaş bir tutum sergilediği dalgaboyları olarak tanımlanabilir. Bu özelliğin daha ayrıntılı incelenebilmesi açısından uygulanan ZASF yöntemi neticesinde ışığın belirlenen frekanslar için



Şekil 5.1: Kuvazi fotonik kristal yapısının şematik gösterimi.

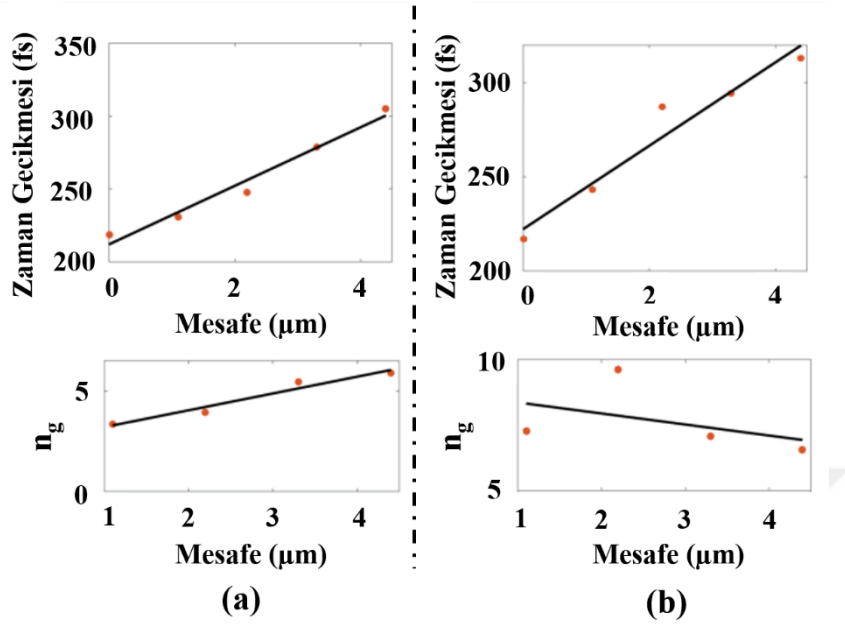
lokalize bir tutum sergilediği Şekil 5.2'deki elektrik alan yoğunluğu grafiklerinden anlaşılmaktadır.



Şekil 5.2: Kuvazi kristal yapıda yavaş ışık davranışı beklenen dalgalı boyaları, (a)  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  ve (b)  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  için elektrik alan yoğunluğu sonuçları.

Şekil 5.2'den görülen elektrik alan yoğunluğu grafiklerinde her iki dalgalı boyu için de dalgalılavuzu içinde ilerleyen dalganın belli noktadaki lokalizasyonu dikkat çekmektedir. Lokalizasyonun gerçekleştiği bu konumlar dekadonal yapıda ışığın daha fazla kusur elemanı ile karşılaştığı bölümler olarak tanımlanabilir. Bu dalgalı boyaları için yapı içerisine eşit aralıklarla yerleştirilen dedektörler yardımıyla ışığın ilerleyişi ölçülmüş ve buna göre elde edilen, mesafeye göre zaman gecikmesi grafikleri Şekil 5.3'de verilmiştir. Zaman gecikmesi grafiklerine göre her iki

dalgaboyu için de ışığın yapı içerisinde yol aldıkça daha çok zaman gecikmesine uğrayarak daha yavaş ilerlediği açıkça görülmektedir.

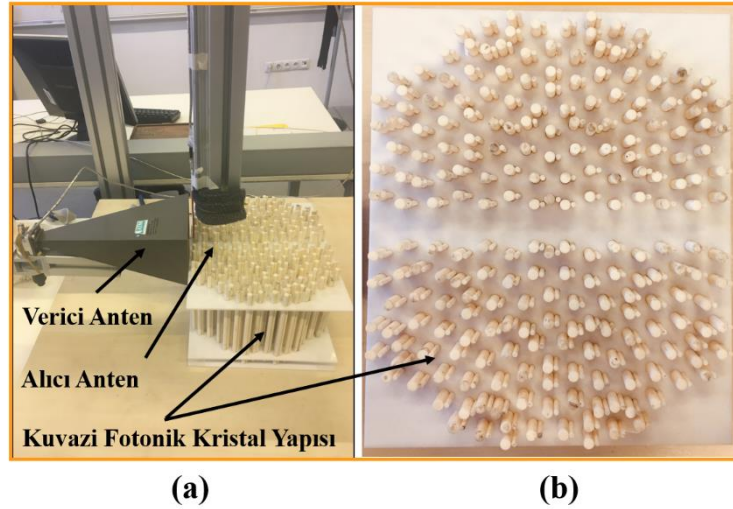


Şekil 5.3: ZASF yöntemiyle hesaplanan zaman gecikmesi ve  $n_g$  değerlerinin (a)  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  ve (b)  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  dalgaboylarında, ışığın yapı içerisinde ilerlediği mesafeye göre değişim grafikleri.

Yavaş ışık fenomeni,  $n_g$  ile tanımlanan grup indeks cinsinden değerlendirilecek olursa, öncelikli olarak aralarındaki ilişkiye değinilmesi gerekmektedir. Buna göre grup indeks,  $v_g$  grup hızıyla  $n_g \equiv c/v_g = c(dk/dw)$  şeklinde ilişkilendirilebilir. Bahsi geçen ilişkiye göre grup indeksi, ışığın vakum ortamındaki  $c$  hızından daha az bir hıza yavaşlaması durumundaki yavaşlatma faktörüdür ve bu faktör malzeme içerisinde büyük bir birinci dereceden dağılım etkisiyle arttırılabilmektedir. Yapılan simülasyonlara göre  $n_g$  değerleri yavaş ışık fenomeni için seçilen dalgaboylarında  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  ve  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  için ortalama olarak sırasıyla  $n_{g1} = 4.66$  ve  $n_{g2} = 7.62$  olarak belirlenmiştir. Bu değerler yavaş ışık fenomeni için beklenen  $n_g$  değerlerine yakın sonuçlar olarak gösterilebilir. Elde edilen bu değerlerin, ışığın yapı içindeki ilerleyişi sırasında hangi konumlarda elde edildiğini veren grafik sırasıyla Şekil 5.3 (a) ve Şekil 5.3 (b)'de  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  ve  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  dalgaboyları için sırasıyla verilmiştir.

### 5.1.3 Yavaş ışık etkisi için deneysel analizler

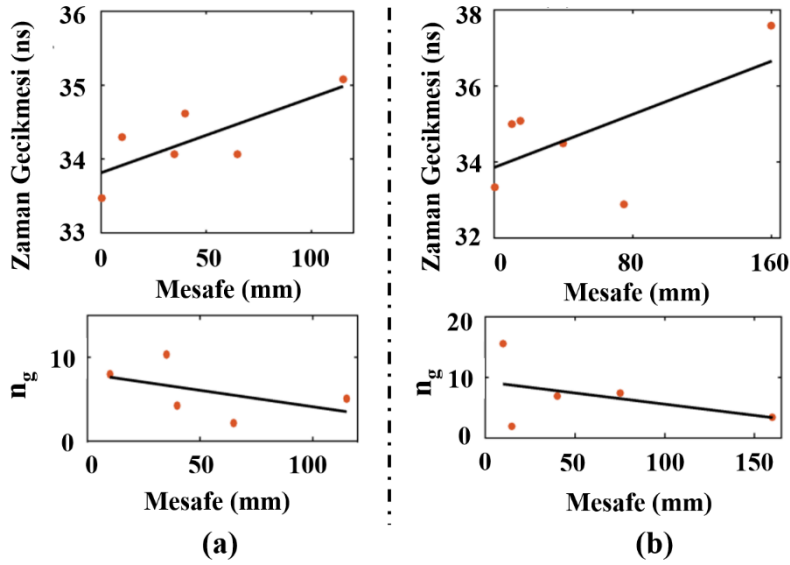
Nümerik analizleri yapılan yapının mikrodalga deneyi üzerinde de çalışmaları yapılmıştır. Bu çalışmalara göre nümerik olarak elde edilen yavaş ışık fenomeninin mikrodalga mertebesinde de elde edilebilirliği araştırılmıştır. Deney düzeneğinde,  $\epsilon_r = 9.8$  değerine sahip küçük ve büyük alümina çubuklar kullanılmış ve çubukların çapları sırasıyla  $3.17 \text{ mm}$  ve  $6.35 \text{ mm}$  olarak seçilmiştir boyları  $15.85 \text{ mm}$  olarak verilebilir, deney düzeneği Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Milimetrik skalada yapılması belirlenen deneyde kullanılması hedeflenen frekanslar, simülasyonda kullanılan  $\lambda_1 = 1229 \text{ nm}$  ve  $\lambda_2 = 1204 \text{ nm}$  dalgaboylarına göre  $f_1 = 7.16 \text{ GHz}$  ve  $f_2 = 7.30 \text{ GHz}$  değerlerine karşılık gelmektedir, ve bu değerlerin beklenen rezonans modu tepe noktaları olduğu aşıkardır. Ancak mikrodalga deneyinde karşılaşılan rezonans modu tepe noktaları ufak sapmalarla  $f_1 = 7.19 \text{ GHz}$  ve  $f_2 = 7.22 \text{ GHz}$  olarak belirlenmiştir. Deney ve nümerik sonuçlar arasındaki bu ufak sapmanın nedeni olarak deney düzeneğinin çevresel faktörlerden etkilenmesi gösterilebilir.



Şekil 5.4: (a) Yavaş ışık yapısının mikrodalga deneyi için deney düzeneği. (b) Alümina çubuklardan oluşan dekağonal kuvazi fotonik kristal yapının yakın görünüşü.

Şekil 5.4 (a)'da gösterilen deney düzeneğinde, Agilent E5071C tipi ağ analizörü,  $5.85 \text{ GHz} - 8.2 \text{ GHz}$  frekanslarında çalışan standart bir verici anten ve alıcı olarak

bir monopol anten bulunmaktadır. Deney düzeneğinin etrafı mikrodalga emicilerle çevrelenmiş ve çevresel etkiler minimuma indirgenmeye çalışılmıştır. Mikrodalga deneyinde de nümerik datalarla kıyaslanabilmesi açısından zaman gecikmesi ve grup indeksi ölçümleri uygulanmış ve nümerik datalara yakın sonuçlar gösteren yavaş ışık fenomeni gözlenmiştir, elde edilen deney sonuçları Şekil 5.5’de gösterilmiştir.



Şekil 5.5: (a)  $f_1 = 7.19 \text{ GHz}$  ve (b)  $f_2 = 7.22 \text{ GHz}$  frekansları için zaman gecikmesi ve grup indeksi değerlerinin mesafeye göre değişim grafikleri.

Mikrodalga deney sonuçlarına göre, her iki frekans için de ışığın yapı içerisinde ilerlemesi sırasında yavaşlayarak hareket ettiği görülmektedir. Ortalama olarak verilen grup indeksi değerleri de nümerik datalarla benzer sonuçlar vererek yavaş ışık için gerekli büyüklükteki değerleri göstermiştir. Bu değerler,  $f_1 = 7.19 \text{ GHz}$  için  $n_{g1} = 5.94$  iken,  $f_2 = 7.22 \text{ GHz}$  için  $n_{g2} = 7.06$  olarak verilebilir.

#### 5.1.4 Sonuçlar

Sonuç olarak, tezin son kısmını oluşturan bu çalışmada, ışığın yapı veya malzeme etkisiyle bir dalgakılavuzu içerisinde yavaşlatılmasını bazalan yavaş ışık fenomeni üzerinde durulmuştur. Buna göre, kuvazi fotonik kristal yapısından faydalanılarak, ışığın açılan dalgakılavuzu yolunda daha çok kusur bölgesiyle etkileşime girmesi ve



böylece birinci dereceden bir dağılımdan daha fazla etkilenmek suretiyle ilerleyişi sırasında lokalize olması sağlanmıştır. Bu fenomenin ölçülmesi için, lokalizasyon sırasında ortaya çıkan rezonans etkisinin gerçekleştiği frekanslar saptanmış bu frekanslar için ilerleme mesafesine göre yapılan zaman gecikmesi ve grup indeksi sonuçları tez içerisinde paylaşılmıştır. Sonuç olarak, gerek nümerik gerekse deneysel sonuçlar ışığında belirlenen frekanslar için tasarlanan yapı için zamanla daha az mesafe katettiğini göstermektedir.





## 6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Tez çalışması kapsamında düşük simetrlili fotonik kristal yapılar kullanılarak özgün optik fenomenler gözlenmiştir. Birim hücre yapılandırılmasında düşük simetrik konfigürasyonların kullanılması, dielektrik malzemenin birim hücre içerisindeki dağılımının kontrol edilebilirliğini artırarak bahsi geçen özgün optik fenomenlerin ortaya çıkması için zemin hazırlamaktadır. Düşük simetri, özgün fenomenlerin ortaya çıkmasına öncülük etmekle kalmayıp bu davranışların manipüle edilebilirliğini de sağlamaktadır. Düşük simetrlili fotonik kristal yapılar, tamamen yuvarlak optik elemanların sağlayamadığı avantajları sağlarken, performans bakımından iyi ancak üretimi sırasında sorunlar yaşanan keskin köşeli yapılardaki dezavantajlardan da uzak kalmaktadır. Bu yönleri ile fotonik alanında kolay ama etkili bir yöntem olarak değerlendirilebilecek düşük simetrlili fotonik kristal yapılarla ilgili olan tez çalışması kapsamında, neredeyse tüm uygulamalar için gerekli bir optik özellik olan öz-kolimasyon üzerine çalışmalar yapılmıştır. Tezin ilk aşaması olan bu kısımda, geniş bant aralığında çalışan bir öz-kolimatör yapısı tasarlanmış ve ışığın saçılımsız iletimi hedeflenerek en iyileştirmeler yapılmıştır. Bağlantı noktaları için bir gereklilik olarak kuplaj özelliği sunan bu tasarım, çok geniş bir giriş açısı aralığı için istisnasız bir şekilde yüksek iletimli ve uzun mesafeli öz-kolimasyon şartını sağlamaktadır. Özetle, ışık hangi açıyla yapıya gönderilirse gönderilsin, yapı ile ışık arasında kuplaj şartı sağlanacak, ışık yapı içerisinde öz-kolimasyonla ilerleyecek ve yapı içerisinde saçılmalar maruz kalmadığı için az kayıpla yapı dışına çıkabilecektir. Düşük simetrlili yapısı nedeniyle kendiliğinden bir yansıma önleyici katman özelliği gösteren bu yapının performans arttırımı için, yapı başlangıcına çok daha küçük ve artan yarıçaplı dielektrik yapılardan oluşan ve birkaç tabaka eklenebilir böylece yapının kuplaj özelliğinde ihtiyaca göre iyileştirme yapılarak istenilen bağlantı noktaları için hazır hale getirilebilir.

Tezin ikinci aşamasında, yüksek dalgaboyu hassasiyetine sahip, öz-kolimasyonlu ve geniş bant aralıklı bir süper-prizma yapısı önerilmiştir. Önerilen yapının sağladığı avantaj olarak, değişen açı ve dalgaboylarında yapıya gelen ışığın yapıyla etkileşime girdikten kısa bir mesafe sonra yapının saptırıcılık özelliğinin tamamen hissedilir bir hal alması gösterilebilir. Bu etki, öz-kolimasyonun etkisindeki ışığın saçılımsız ilerleyişiyle daha da güçlenerek, yapı sonuna ulaşan ışığın yapıyı dikey eksendeki uzak bir mesafeden terk etmesine neden olur. Dalgaboyu hassasiyetine bağlı olarak bu etkinin her dalgaboyu için farklı bir ağırlığı vardır. Buna göre, herhangi bir dalgakılavuzu olmadan aynı konumdan gönderilen birkaç kaynak yapıyı birbirinden tamamen farklı ve herhangi bir çakışma olmaksızın az kayıpla terk eder. Kanallama gerektiren uygulamalar için yüksek verimlilik sağlayacağını düşündüğümüz bu çalışma literature göre pek çok performans isterini eş zamanlı olarak karşılamaktadır.

Tezin üçüncü aşamasında, dalgaboyu duyarlılığı, yüksek kalite faktörü ve düşük mod hacmi özelliklerine sahip bir kavite yapısından söz edilmektedir. Bu çalışmada kusur bölgesindeki ufak manipülasyonlar üzerine yoğunlaşmış ve kavite içerisinde bulunan kusur bölgesine, küçük dielektrik çubuklar büyük olanların çevresinde döndürülerek farklı doluluk oranları kazandırılmıştır. Farklı doluluk oranları, çıkan kavite modlarının üzerinde mod frekanslarının kayması olarak gözlenmiş ancak bu durum kalite faktöründe herhangi bir düşüşe neden olmamıştır. Bunun yanı sıra, düşük alanlarda lokalize olan bu modlar için yüksek Purcell değerlerine ulaşılmış modun kavite bölgesinde hapsolme süresine bağlı olarak kavite bölgesinin etkileyici bir performansa sahip olduğu görüşüne varılmıştır. Bu özellikleri ile tasarlanan kavite yapısı, yalnızca istenen dalgaboylarının verimli bir şekilde hapsedilmesini amaçlayan pek çok optik uygulama için faydalı bir kompakt yapı olarak görev yapabilir.

Tezin dördüncü aşamasında, kuvazi bir dizilime sahip dekağonal fotonik kristal yapıda çalışılan yavaş ışık fenomeni üzerinde durulmuştur. Yavaş ışık davranışı için bir gösterge olan grup indeksi ve zaman gecikmesi grafiklerinin mesafeye göre incelenmesinin ardından elde edilen sonuçlar ışığın bir dalgakılavuzu içerisindeki ilerleyişi sırasında yapısal kusurlardan etkilenerek lokalize olması

ilkesine dayanan bu davranışın tasarlanan yapıda mevcut olduğunu göstermiştir ve bu durum deneylerle de sabitlenmiştir. Bu tasarımın literatüre kuvazi fotonik kristal yapısı ile yapılmış, yavaş ışık davranışını destekleyici bir yapının kazandırılması bakımından katkı sağlamıştır. Bahsi geçen yapı, başlıca uygulamalar olarak kompakt dedektör veya filtre uygulamaları için kullanım sunmaktadır. Gelecek çalışmalar olarak ise düşük simetrikli kuvazi dizilimi sayesinde farklı frekanslar için hassasiyeti ayarlanabilen bir tasarım haline dönüştürülerek geniş bir frekans aralığında da çalışması sağlanan bir tasarıma dönüştürülebilir.





## KAYNAKLAR

- [1] **Maiman, T. H.**, (1960). Stimulated optical radiation in Ruby, *Nature*, 187, 493.
- [2] **Yablonovitch, E.**, (1987). Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics, *Physical Review Letters*, 58, 2059.
- [3] **John, S.**, (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Physical Review Letters*, 58, 2486.
- [4] **Joannopoulos, J. D. et al.**, (2008). *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press.
- [5] **Joannopoulos, J. D., Villeneuve, P. R., Fan, S. H.**, (1997). Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature*, 386, 143-149.
- [6] **Fan, S. et al.**, (1995). Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides, *Journal of the Optical Society of America B.*, 12, 1267.
- [7] **Rodriguez, A. et al.**, (2005). Disorder-immune confinement of light in photonic-crystal cavities, *Optics letters*, 30, 3192.
- [8] **Chan, Y., Chan, C. and Liu, Z.**, (1998). Photonic Band Gaps in Two Dimensional Photonic Quasicrystals, *Physical Review Letters*, 80, 956.
- [9] **Mekis, A. et al.**, (1996). High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides, *Physical Review Letters*, 77, 3787.
- [10] **Villeneuve, P. R., Fan, S., Joannopoulos, J.**, (1996). Microcavities in photonic crystals: mode symmetry, tunability, and coupling efficiency, *Physical Review B*, 54, 7837.
- [11] **Iitaka, T. et al.**, (1998). Calculating the density of states and the linear response functions with time-dependent Schroedinger equations, *Microelectronic Engineering*, 43, 459.
- [12] **Knight, J. C. et al.**, (1997). All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, *Optics Letters*, 22, 484.
- [13] **Birks, T. A., Knight, J. C. and Russell, P. S. J.**, (1997). Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Optics Letters*, 22, 961.
- [14] **Kosaka, H. et al.**, (1999). Self-collimating phenomena in photonic crystals, *Applied Physics Letters*, 74, 1212.
- [15] **Witzens, J., Lončar, M., Scherer, A.**, (2002). Self-collimation in planar photonic crystals, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8, 1246.

- [16] **Kosaka, H., Kawashima, T.,** (1998). Superprism phenomena in photonic crystals, *Physical Review B*, 58, R10096.
- [17] **Ohtera, Y., Sato, T., Kawashima, T., Tamamura, T., Kawakami, S.,** (1999). Photonic crystal polarisation splitters. *Electronics Letters*, 35, 1271.
- [18] **Koshiba, M.,** (2001). Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers. *Journal of Lightwave Technology*, 19, 1970–1975.
- [19] **Cubukcu, E. et al.,**(2003). Electromagnetic waves: negative refraction by photonic crystals, *Nature*, 423, 604.
- [20] **Giden, I. H., Turduev, M., Kurt, H.,** (2013). Broadband super-collimation with low-symmetric photonic crystal, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 11, 132.
- [21] **Gumus, M., Giden, I. H. and Kurt, H.,** (2018). Broadband self-collimation in C2 symmetric photonic crystals, *Optics Letters*, 43, 2555.
- [22] **Gumus, M., Giden, I. H., Kurt, H.,** (2018). Enhanced super-prism effect with self-collimation by dispersion management in C1 symmetric photonic crystals. *Proceeding of SPIE Photonics West: Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures VIII*, 10541, 105411L.
- [23] **Andonegui, I. and Garcia-Adeva, A. J.,** (2013). The finite element method applied to the study of two-dimensional photonic crystals and resonant cavities, *Optics Express*, 21, 4072.
- [24] **Leung, K. M. and Liu, Y. F.,** (1990). Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media, *Physical Review Letters*, 65, 2646.
- [25] **Giden, I. H., Turduev, M., Kurt, H.,** (2014). Reduced symmetry and analogy to chirality in periodic dielectric media. *Journal of the European Optical Society*, 14045i.
- [26] **Durnin, J., Miceli, J. and Eberly, J. H.,** (1987). Diffraction-free beams, *Physical Review Letters*, 58.1499.
- [27] **Lawrence, F. J. et al.,**(2008). Antireflection coatings for two-dimensional photonic crystals using a rigorous impedance definition, *Applied Physics Letters*, 93, 121114.
- [28] **Trull, J. et al.** (2011). Formation of collimated beams behind the woodpile photonic crystal, *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. doi: 10.1103/PhysRevA.84.033812.
- [29] **Hamam, R. E. et al.,** (2009) ‘Broadband super-collimation in a hybrid photonic crystal structure, *Optics express*, 17, 8109.
- [30] **Chung, K. B.,** (2011). Propagation of self-collimated ultrashort pulses in a hybrid photonic crystal, *Optics Express*, 19, 15705.



- [31] **Herrero, R., Botey, M. and Staliunas, K.,** (2014). Nondiffractive-nondiffusive beams in complex crystals, *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 89, 163811.
- [32] **Wu, Z. H. et al.,** (2012). All-angle self-collimation in two-dimensional rhombic-lattice photonic crystals, *Journal of Optics*, 14, 015002.
- [33] **Lumerical FDTD Solutions, Inc.,** <http://www.lumerical.com>.
- [34] **Chau, Y.F., Yang, T.J. and Lee, W.D.,** (2004). Coupling technique for efficient interfacing between silica waveguides and planar photonic crystal circuits, *Applied Optics*, 43, 6656.
- [35] **Prather, D. W. et al.,** (2007). Self-collimation in photonic crystal structures: A new paradigm for applications and device development, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40, 2635.
- [36] **Noori, M., Soroosh, M. and Baghban, H.,** (2016). Highly efficient self-collimation based waveguide for Mid-IR applications, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 19, 01.
- [37] **Tandon, S. N. et al.,** (2005). The superprism effect using large area 2D-periodic photonic crystal slabs, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 3, 10.
- [38] **Matsumoto, T. and Baba, T.,** (2004). Design and FDTD simulation of photonic crystal k-vector superprism, *IEICE Trans. Electron*, E87-C, 393.
- [39] **Luo, C., Soljacić, M. and Joannopoulos, J. D.,** (2004). Superprism effect based on phase velocities, *Optics letters*, 29, 745.
- [40] **Dellinger, J. et al.,** (2011). Near-field observation of beam steering in a photonic crystal superprism, *Optics Letters*, 36, 1074.
- [41] **Baba, T. and Matsumoto, T.,** (2002). Resolution of photonic crystal superprism, *Applied Physics Letters*, 81, 2325.
- [42] **Steel, M. J. et al.,** (2005). Analytic properties of photonic crystal superprism parameters, *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 71, 056608.
- [43] **Gao, B., Shi, Z. and Boyd, R. W.,** (2015). Design of flat-band superprism structures for on-chip spectroscopy, *Optics Express*, 29, 511.
- [44] **Pahlavan, S. and Ahmadi, V.,** (2017). Novel Optical Demultiplexer Design Using Oblique Boundary in Hetero Photonic Crystals, *IEEE Photonics Technology Letters*, 29, 511.
- [45] **Plihal, M. et al.,** (1991). Two-dimensional photonic band structures, *Optics Communications*, 80, 199.
- [46] **The Mathworks Inc., 2016, W. mathworks.com/products/matlab.**
- [47] **Bakhtazad, A. and Kirk, A. G.,** (2007). First-band S-vector photonic-crystal superprism demultiplexer design and optimization, *Journal of Lightwave Technology*, 25, 1322.

- [48] **Baek, S., Baryshev, A. V. and Inoue, M.,** (2012). Superprism phenomenon in two-dimensional magnetophotonic crystals: Experiment and numerical simulation, *Journal of Applied Physics*, 111, 1.
- [49] **Akahane, Y. et al.,** (2003). High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal, *Nature*, 425, 944.
- [50] **Song, B. S. et al.,** (2005). Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity, *Nature Materials*, 4, 207.
- [51] **Asano, T. et al.,** (2006). Ultrahigh- Q Nanocavities in Two-Dimensional Photonic Crystal Slabs, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 12, 1123.
- [52] **Kuramochi, E. et al.,** (2006). Ultrahigh- Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect, *Applied Physics Letters*, 88, 041112.
- [53] **Noda, S., Fujita, M. and Asano, T.,** (2007). Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities, *Nature Photonics*, 1, 449.
- [54] **Srinivasan, K. and Painter, O.,** (2002). Momentum space design of high-Q photonic crystal optical cavities, *Optics express*, 10, 670.
- [55] **Englund, D., Fushman, I., Vuckovic, J.,** (2005). General recipe for designing photonic crystal cavities, *Optics express*, 12, 5961.
- [56] **Zhang, Z. and Qiu, M.,** (2004). Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs, *Optics express*, 12, 3988.
- [57] **Baba, T. et al.,** (2004). Light localizations in photonic crystal line defect waveguides, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 10, 484.
- [58] **Fushimi, A. et al.,** (2014). Fast calculation of the quality factor for two-dimensional photonic crystal slab nanocavities, *Optics Express*, 22, 23349.
- [59] **Purcell, E. M.,** (1946). Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies, *Physical Review*, 69, 681.
- [60] **Boroditsky, M. et al.** (1998). Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity, *IEEE Proceedings - Optoelectronics*, 145, 391-397.
- [61] **Yang, D., Tian, H. and Ji, Y.,** (2015). High-Q and high-sensitivity width-modulated photonic crystal single nanobeam air-mode cavity for refractive index sensing, *Applied Optics*, 1, 1.
- [62] **Huang, L. et al.,** (2016). Optimization of one dimensional photonic crystal elliptical-hole low-index mode nanobeam cavities for on-chip sensing, *Journal of Lightwave Technology*, 34, 3496.
- [63] **Baba, T. et al.,** (2008). Slow light in photonic crystals, *Nature Photonics*, 2, 465.

- [64] **Letartre, X. et al.,** (2001). Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes. *Applied Physics Letters*, 79, 2312.
- [65] **Notomi, M. et al.,** (2001). Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review Letters*, 87, 253902.
- [66] **Baba, T. et al.,** (2004). Light localization in line defect photonic crystal waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 10, 484.
- [67] **Gersen, H. et al.,** (2005). Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Physical Review Letters*, 94, 073903.
- [68] **Baba, T. & Mori, D.,** (2007). Slowlight engineering in photonic crystals. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40, 2659.
- [69] **Krauss, T.,** (2007). Slow light in photonic crystal waveguides. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40, 2666.

[URL-1] [https://en.wikipedia.org/wiki/MPB alındığı](https://en.wikipedia.org/wiki/MPB_alındığı) tarih: 03.08.2018



## ÖZGEÇMİŞ

**Ad-Soyad** : Melike GÜMÜŞ  
**Uyruğu** : T.C.  
**Doğum Tarihi ve Yeri** : 06.02.1987-ERZURUM  
**E-posta** : mgumus@etu.edu.tr

### ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2011, Gazi Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik
- **Yüksek lisans** : 2015, Bilkent Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik

### MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

Yıl	Yer	Görev
2011-2014	Bilkent Üniversitesi	Tam Burslu Y. Lisans Öğrencisi
2015-2018	TOBB ETÜ	Proje Burslu Y. Lisans Öğrencisi

**YABANCI DİL:** İngilizce

### TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Gumus, M., Giden, I. H., Turduev, M., Kurt, H., 2017.** Non-diffraction Bloch Modes in Low-symmetric Photonic Crystals, The European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference (CLEO), June 25-29, Munich, Germany.
- **Gumus, M., Giden, I. H., Kurt, H., 2018.** Enhanced super-prism effect with self-collimation by dispersion management in  $C_1$  symmetric photonic crystals. Proceeding of SPIE Photonics West: *Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures VIII* (Vol. 10541, p. 105411L).
- **Gumus, M., Giden, I.H., Kurt, H., 2018.** Non-diffraction Bloch Modes with

Manipulation of “Rotational Symmetry,” in Photonic Crystals, *Optics Letters*, 43(11), 2555-2558.

- **Gumus, M.**, Giden, I.H., Akcaalan, O., Turduev, M., Kurt, H., 2018. Enhanced Superprism Effect in Symmetry Reduced Photonic Crystals, *Applied Physics Letters*, 113(12), (Kabul edildi).

#### **DİĞER YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:**

- **Gumus, M.**, Kaya, Y., Ilhan, I., Gayur, E. M., Ulku, B. K., Yilmaz, D., Kurt, H., 2017. Light Extraction Efficiency Enhancement in AC Driven OLEDs by Optimizing Layers Order and Thickness, 17<sup>th</sup> International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD), July 24-28, Copenhagen, Denmark.
- Yilmaz, D., Ulku, B. K., **Gumus, M.**, Gayur, E. M., Ilhan, I., Kaya, Y., Kurt, H., 2017. Efficiency enhancement of OLED by extracting guided modes, 17<sup>th</sup> International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD), July 24-28, Copenhagen, Denmark.