

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

**NANO-BOYUTTAKİ DÜŞÜK SİMETRİLİ FOTONİK YAPILARLA  
AYARLANABİLİR AYGIT TASARIMI VE PARİTE ZAMAN SİMETRİ ETKİSİ**



**DOKTORA TEZİ**

**İbrahim Halil GİDEN**

**Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı**

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

**AĞUSTOS 2017**

Fen Bilimleri Enstitüsü Onayı

.....  
**Prof. Dr. Osman EROĞUL**

Müdür

Bu tezin Doktora derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığımı onaylarım.

.....  
**Doç. Dr. Tolga GİRİCİ**

Anabilimdalı Başkanı

TOBB ETÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 131217012 numaralı Doktora Öğrencisi **İbrahim Halil GİDEN**'in ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**NANO-BOYUTTAKİ DÜŞÜK SİMETRİLİ FOTONİK YAPILARLA AYARLANABİLİR AYGIT TASARIMI VE PARİTE ZAMAN SİMETRİ ETKİSİ**” başlıklı tezi **16.08.2017** tarihinde aşağıda imzaları olan jüri tarafından kabul edilmiştir.

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

**Jüri Üyeleri :** **Prof. Dr. Mehmet MUTLU** .....  
TOBB Ekonomive Teknoloji Üniversitesi

**Prof. Dr. Barış AKAOĞLU (Başkan)** .....  
Ankara Üniversitesi

**Yrd. Doç. Dr. Harun Taha HAYVACI** .....  
TOBB Ekonomive Teknoloji Üniversitesi

**Yrd. Doç. Dr. Mirbek TURDUEV** .....  
TED 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.

İbrahim Halil GİDEN

## ÖZET

Doktora Tezi

NANO-BOYUTTAKİ DÜŞÜK SİMETRİLİ FOTONİK YAPILARLA  
AYARLANABİLİR AYGIT TASARIMI VE PARİTE ZAMAN SİMETRİ ETKİSİ

İbrahim Halil GİDEN

TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektri ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Hamza KURT

Tarih: Ağustos 2017

Nanoteknoloji; 1-100 nanometre mertebesinde olan yapıları inceleyen, çeşitli bilim ve mühendislik dallarını kapsayan bir disiplindir. Yapı boyutsal olarak küçüldükçe; yüzey/hacim oranı ve malzemenin kuantum etkileri artmakta ve dolayısıyla nanomalzemeler; alışılmadık fiziksel, kimyasal, biyolojik ve optik özellikler sergileyebilmektedir. Nanoteknoloji alanındaki çalışmaların amacı da; nanoboyutlu yapıların kullanılmasıyla fonksiyonel, verimli ve üstün özelliklere sahip cihazlar ve entegre devreler üretebilmektir. Suni nanoyapılardan olan, periyodik ve "Fotoniğin yarıiletkenleri" olarak da isimlendirilen Fotonik Kristaller (FK) ise; üstün optik özellikleri sayesinde nanoteknolojide yaygın olarak kullanılmaktadır. FK yapılarının simetrisinin düşürülmesi, alışılmadık optik özelliklerin gözlemlenmesini sağlamaktadır. FK tabanlı optik aygıtlara sıvı kristal infiltrasyonu ve bu hibrit yapıya harici voltaj uygulanması sayesinde; ayarlanabilir odak noktasına sahip optik lens, fotonik nanojet gibi fotonik entegre devrelerde önemli rolü olan aygıt tasarlamak mümkündür. Ayrıca Parite zaman simetri özelliği, FK yapılarında özellikle asimmetrik ışık iletimi üzerine incelenen popüler konulardan biridir.

**Anahtar Kelimeler:** Nanoteknoloji, Fotonik kristaller, Düşük simetri, Sıvı kristaller, Parite-zaman simetrisi.

## ABSTRACT

Doctor of Philosophy

### TUNABLE PHOTONIC DEVICE DESIGN WITH NANOSCALE LOW-SYMMETRIC PHOTONIC STRUCTURES AND PARITY-TIME SYMMETRY EFFECT

Ibrahim Halil GIDEN

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

Supervisor: Prof. Dr. Hamza KURT

Date: August 2017

Nanotechnology is a multi-disciplinary science and engineering deals with structures in 1-100 nanometer scale. Scaling the structure down provides to increase its surface/volume ratio and quantum effect and thus, nanostructures may exhibit extraordinary physical, chemical, biological and optical properties. The purpose of scientific studies in nanotechnology is to realize functional, efficient and outstanding featured devices and integrated circuits using nanostructures. Photonic Crystals from artificial nanostructures, also called periodic and "Semiconductors of photons" are widely used in nanotechnology due to their intriguing optical properties. Symmetry reduction in photonic crystals provides to observe intriguing optical properties. Liquid crystal infiltration into photonic crystal based optical devices and the external voltage excitation of such hybrid devices may provide the designs of tunable lenses and photonic nanojets. Furthermore, parity-time symmetry is another crucial effect especially studied about asymmetric light transmission in photonic crystal devices.

**Keywords:** Nanotechnology, Photonic crystals, Low symmetry, Liquid crystals, Parity-time symmetry.

## TEŞEKKÜR

Hayatım boyunca melek-i siyanet gibi bana daim kol kanat geren biricik annem FATMA GİDEN'e, babamın yokluğunu bana aratmayıp kardeşliğin bütün gereklerini hakkıyla yapan fedakar abilerim MEHMET GİDEN, BEDİR GİDEN ve RAMAZAN GİDEN'e, alışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarını şahsımdan esirgemeyen Nanofotonik Araştırma labındaki bütün arkadaşlarıma ve danışman hocam Prof. Dr. HAMZA KURT'a ve özelliklerimiz kalpli NESLİHAN ETİ ablaya, samimi dost KHALİL DADASHİ abiye ve kıymetli arkadaş DÖNE YILMAZ'a teőekkürü bir borç bilirim. Ayrıca, doktoram süresince bölüm bursiyeri olarak kabul eden TOBB ETÜ'ye ve 115R036 no'lu projeden yarı-zamanlı destek sağladığı için TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
<b>ÖZET</b> .....	iv
<b>ABSTRACT</b> .....	v
<b>TEŞEKKÜR</b> .....	vii
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	vii
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	ix
<b>ÇİZELGELİSTESİ</b> .....	xv
<b>KISALTMALAR</b> .....	xvi
<b>SEMBOL LİSTESİ</b> .....	xvii
<b>RESİMLİSTESİ</b> .....	xviii
<b>1. NANOTEKNOLOJİNİN ÖNEMİ</b> .....	<b>1</b>
1.1 Doğadaki Nanoyapılar .....	1
1.2 Nanoteknolojinin Doğuşu ve Potansiyel Uygulama Alanları.....	3
1.3 Nano-Ölçekte Üretim Metotları .....	6
1.3.1 Top-down üretim metodu .....	6
1.3.2 Bottom-up üretim metodu.....	7
<b>2. FOTONİK KRİSTALLER: IŞIĞIN YARI-İLETKENİ</b> .....	<b>9</b>
2.1 Fotonik Kristallere Giriş .....	9
2.2 Önemli Fotonik Kristal Özellikleri ve Parametreleri .....	9
2.3 Fotonik Kristallerin Tarihçesi .....	10
2.4 Fotonik Bant Yapısı.....	12
2.4.1 Fotonik yasaklı bant aralığı ve komple yasaklı bant aralığı .....	13
2.5 Fotonik Kristal İçerisinde Işık: Sıra dışı Bant Dispersiyonu .....	14
2.6 Düşük Simetrikli Fotonik Kristaller .....	15
2.7 Fotonik Kristal Yapılarındaki Çeşitli Simetri Operatörleri .....	17
2.8 Düşük Simetrimin Fotonik Bant Yapısına Etkisi.....	19
2.9 Fotonik Kristallerin Optik Uygulamaları.....	24
<b>3. SIVI KRİSTALLERE GİRİŞ</b> .....	<b>27</b>
3.1 Sıvı Kristallerin Genel Özellikleri.....	28
3.2 Sıvı Kristalin Sınıflandırılması .....	28
3.2.1 Termotropik sıvı kristaller: nematikler, kolesterikler ve smektikler.....	30
3.3 Sıvı Kristallerin Optik Anizotropisi .....	31
3.4 Sıvı Kristallere Harici Gerilim Uygulanması .....	33
3.5 Nematik Sıvı Kristallerle Ayarlanabilir Derecelendirilmiş Kırılma İndisli Fotonik Kristal Lens Tasarımı.....	34
3.5.1 Çalışmanın özeti.....	34
3.5.2 Ayarlanabilir optik ve ayarlanabilir derecelendirilmiş kırılma indisli fotonik kristal lens tasarımı .....	34
3.5.3 Tasarlanan DKFK yapısı ve sıvı kristaller ile infiltrasyonu .....	37
3.5.4 DKFK yapısında tanımlanan yapısal bozulmaların ve çizgi-kusurunun optik etkileri .....	42
3.5.5 Sonuç .....	44
3.6 Fotonik Nanojetlerin Sıvı Kristallerle Manipülasyonu .....	45
3.6.1 Çalışmanın özeti.....	45

3.6.2 Fotonik nanojetlere giriş.....	45
3.6.3 Nümerik metot ve üretim teknikleri.....	47
3.6.4 FNJ etkisinin nümerik sonuçları.....	49
3.6.5Eliptik çekirdek- eliptik kabuk yapısı.....	52
3.6.6Dairesel çekirdek–eliptik kabuk yapısı.....	55
3.6.7Eliptik çekirdek–dairesel kabuk yapısı.....	57
3.6.8Yapı dışında FNJ ışınması için SK indislerindeki optimizasyon.....	59
3.6.9Rezonans durumu.....	60
3.6.10Sonuç.....	62
<b>4. HERMİTİK OLMAYAN HAMILTON OPERATÖRÜ VE PARİTE-ZAMAN SİMETRİSİ.....</b>	<b>63</b>
4.1 Parite-zaman simetrisi: Temel kavramlar ve tanımlar.....	63
4.2 Optik Sistemlerde Parite-Zaman Simetrisi.....	66
4.3Parite-Zaman Simerili Mikro-Halka Rezonatörlerde Asimetrik Işık İletimi ....	67
4.3.1 Çalışmanın özeti.....	67
4.3.2 Giriş.....	67
4.3.3 Sistemin geometrik tanımı.....	68
4.3.4 Asimetrik ışık iletiminin nümerik olarak doğrulanması.....	71
4.3.5Kazanç-kayıp modülasyonlu mikro-halka rezonatörün analitik olarak incelenmesi.....	73
4.3.6Mikro rezonatörün halka yapısındaki periyod sayısının etkisi.....	75
4.3.7Sonuçlar.....	76
4.4İki Boyutlu Karmaşık Parite-Zaman-Simetrili Fotonik Yapılar.....	76
4.4.1 Çalışmanın özeti.....	76
4.4.2 Giriş.....	77
4.4.3 İki boyutlu petek şeklindeki parite-zaman simetrlili yapının derivasyonu .	78
4.4.4 Asimetrik kiral uyarma.....	81
4.4.5Parite-zaman geçiş noktasına yakın kiral bloch-benzeri modlar.....	83
4.4.6Parite-zaman simetrlili yarıiletken yapı tasarımı.....	86
4.4.7Sonuçlar.....	87
<b>SONUÇLAR VE GELECEK ÇALIŞMALAR.....</b>	<b>89</b>
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>91</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ.....</b>	<b>113</b>



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

- Şekil 2.1: 1B, 2B ve 3B FK'ların basit bir şematik gösterimi. Farklı renkler, farklı kırılma indise sahip dielektrik malzemeleri göstermektedir. Uzaysal düzlemdeki dielektrik malzemelerdeki periyodik modülasyon, FK'ların kristal örgü özelliklerini belirler .....10
- Şekil 2.2: 2B kare-örgülü silindirik FK çubuklar. (a) Farklı indis modülasyonuna sahip iki yön  $\{\alpha, \beta\}$  belirtilmiştir. Şekilde Kristal örgü sabiti  $a$  belirtilmiştir. (b) Kare örgülü yapıda belirtilen iki yön boyunca kırılma indis periyodikliği aynıdır.....12
- Şekil 2.3: (a)  $r=0.36a$  yarıçaplı silindirik kare örgülü FK'ların dispersiyon diyagramı.(b) Bu özellikteki FK yapısının iletim spektrumu.....14
- Şekil 2.4: Sabit frekansta farklı eğimlere sahip EFE'lere göre gelen fotonun davranışı. Belirli yön ve enerji aralıklarında, FK'lar öz-kolimatör, saçıcı veya toplayıcı lens gibi davranabilir .....15
- Şekil. 2.5:  $r=0.36a$  yarıçaplı FK birim hücresinin (a) Birinci, (b) İkinci, (c) Üçüncü ve (d) Dördüncü TM modları için oluşturulmuş EFE'ler. Belirli dalga vektör yönleri (a)'da gösterilmektedir .....16
- Şekil 2.6: (a) Kare örgüye sahip fotonik kristal yapısı ve çeşitli simetri operatörlerin gösterimi. (b) Brillouin bölgesi ve simetri noktaların gösterimi .....18
- Şekil 2.7: (a), (b) ve (c) sırasıyla aynı dielektrik doluluk oranına sahip üç farklı birim hücreli kare örgülü fotonik kristal yapısını göstermektedir. (d), (e) ve (f) ise üstte yer alan yapıların TM polarizasyon için bant diyagramlarını göstermektedir. Hesaplamalarda  $r$ ,  $d$ ,  $r_1$  ve  $r_2$  değerleri sırasıyla  $0.37a$ ,  $0.66a$ ,  $0.40a$  ve  $0.15a$  alınmıştır. Doluluk oranı  $f=0.432$  ve öteleme miktarı ise  $s=0.20a$ . Dielektrik malzeme için  $\epsilon_d=12$  ve  $\epsilon_b=1$  olarak alınmıştır.....22

Şekil 2.8: (a) $C_1$ simetrisine sahip birim hücre ve ayna görüntüsü. (b) Her iki duruma karşılık gelen kare örgü fotonik kristal yapının dispersiyon grafiği. (c), (d), (e) ve (f) ikinci ve üçüncü bantların eş-frekans eğrileri. $r_1 = 0.20a$ ve $r_2 = 0.10a$ .....	23
Şekil 3.1: Sıvı kristallerin sınıflandırılması .....	28
Şekil 3.2: (a) 5CB, (b) benzen-hekza-n-alkanoat türevleri ve (c) muz-şekilli sıvı kristallerinin moleküler yapısı.....	29
Şekil 3.3: Sodyum dodesilsülfatın (sabun) moleküler yapısı.....	29
Şekil 3.4: Nematik, Smektik ve Kolesterik Sıvı Kristal Fazlardaki Moleküllerin Düzenlenmesi .....	30
Şekil 3.5: Faz diyagramı: $T_m$ - erime sıcaklığı; $T_c$ - temizleme sıcaklığı.....	31
Şekil 3.6: $\Delta n > 0$ olan sıvı kristallerdeki kırılma indisinin sıcaklık bağımlılığı: $T_c$ - temizleme sıcaklığı, $n_{iso}$ - İzotropik sıvının kırılma indisi.....	32
Şekil 3.7: Çift-kırılmalı bir ortama giren polarize-olmayan bir ışığın ilerleyişinin şematik gösterimi.....	33
Şekil 3.8: Homojen dağılmış sıvı kristal hücresine elektriksel alan uygulamasının şematik gösterimi.....	33
Şekil 3.9: (a) Hava-delikli kare-örgülü FK birim hücrenin şematik gösterimi. 2B DKFK yapısının yatay görüntüsü şekle eklenmiştir. (b) DKFK yapısının etkin kırılma indis profili .....	37
Şekil 3.10: (a) Gelen ışığın dalgaboyuna bağlı yarı-adım (half-pitch) değişimi. Uzun DKFK yapısındaki farklı giriş frekansına bağlı durağan haldeki elektrik alan dağılımı; (b) $a/\lambda=0.10$ , (c) $a/\lambda=0.15$ ve (c) $a/\lambda=0.20$ .....	38
Şekil 3.11: (a) SK infiltre edilmiş 2B DKFK yapısının şematik gösterimi. $n_{LC}$ vektörü ve $\theta$ ayrıca çizilmiştir. (b) Tasarlanan hibrid yapının z-eksenindeki kesiti ve harici gerilim uygulanmasının şematik gösterimi. (c) Tasarlanan DKFK yapısının farklı SK yönlenmesine bağlı etkin kırılma indis profilleri. Farklı $\theta$ değerlerine bağlı kararlı hal elektrik alan dağılımları; (d) $\theta=0^\circ$ , (e) $\theta=38^\circ$ ve (f) $\theta=90^\circ$ .....	39
Şekil 3.12: (a) SK infiltre edilmiş kısa DKFK yapısının farklı SK yönelim açıları için $-\theta=\{0^\circ, 15^\circ, 30^\circ\}$ - hesaplanan etkin kırılma indis profili. (b) SK yönelim açısına bağlı OU ve YMTG değişimi. (c) $\theta=0^\circ$ , (d) $\theta=15^\circ$ ve (e) $\theta=30^\circ$ için hesaplanan kararlı hal elektrik alan dağılımları .....	40

Şekil 3.13: (a) ( <i>soldan sağa</i> ) Bozulmamış, sadece FK yarıçaplarında yapısal bozukluğu olan, sadece FK $y$ -konumlarında yapısal bozukluğu olan ve her iki şekilde yapısal bozukluğu olan yapının tek-sütun gösterimi. Etkin gerilim değerine bağlı (b) OU ve (c) YMTG değişimi .....	42
Şekil 3.14: (a) Çizgi-kusuru tanımlanmış SK infiltre edilmiş 2B DKFK yapısının şematik gösterimi. Kusursuz, L1 ve L4 çizgi-kusurlu DKFK yapısı için etkin gerilim değerine bağlı (b) OU ve (c) YMTG değişimi.....	43
Şekil 3.15: Önerilen FNJ yapısının şematik gösterimi .....	47
Şekil 3.16: (a) Nematik SK moleküllerinin TM polarizasyonundaki $xz$ -düzlemi boyunca yönelimi ve (b) yönelim açısı $\theta$ 'ya bağlı $n_{LC}$ değişim grafiği.....	48
Şekil 3.17: $d=\{5a, 10a, 15a\}$ ve değişen kalınlık $t$ değerleri için FNJ grafikleri: (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği. Tüm durumlarda, gelen ışığın dalgaboyu $\lambda=a$ olarak alınmıştır .....	50
Şekil 3.18: (a) $\theta=0^\circ$ , (b) $\theta=45^\circ$ ve (c) $\theta=90^\circ$ SK molekül yönelim açılarındaki FNJ yapısında oluşan kararlı hal elektrik alan dağılımları. Hesaplanan elektrik alan dağılımlarının $x$ -ekseni boyunca kesiti; (d) $\theta=0^\circ$ , (e) $\theta=45^\circ$ ve (f) $\theta=90^\circ$ için çizdirilmiştir.....	51
Şekil 3.19: $d=5a$ , $t=1.5a$ ve $\lambda=a$ için hesaplanan SK yönelim açılarına bağlı FNJ grafikleri: (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği .....	52
Şekil 3.20: Eliptik çekirdek-kabuk FNJ yapısının şematik gösterimi .....	53
Şekil 3.21: (a) Farklı eksen oranları için eliptik çekirdek-kabuk FNJ yapıları. Değişen eksen oranlarına bağlı (b) Sönümlenme uzunluğu ve (c) YMTG değişim grafiği. Önemli parametreler $d=5a$ , $t=1.5a$ , $\lambda=a$ olarak sabitlenmiştir .....	54
Şekil 3.22: Eliptik çekirdek-kabuk FNJ yapısında; $d=5a$ , $t=1.5a$ , $\lambda=a$ ve eksen oranı , $\alpha=0.75$ değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği.....	55
Şekil 3.23: (a) Farklı eksen oranları için dairesel çekirdek-eliptik kabuk FNJ yapıları. Değişen eksen oranlarına bağlı (b) Sönümlenme uzunluğu ve (c)	

- YMTG değişim grafiği. Önemli parametreler  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  olarak sabitlenmiştir ..... 56
- şekil 3.24: Dairesel çekirdek-eliptik kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı ,  $\alpha=0.85$  değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği..... 57
- şekil 3.25: (a) Farklı eksen oranları için eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapıları. Değişen eksen oranlarına bağlı (b) Sönümlenme uzunluğu ve (c) YMTG değişim grafiği. Önemli parametreler  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  olarak sabitlenmiştir ..... 58
- şekil 3.26: Eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı ,  $\alpha=0.80$  değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği..... 59
- şekil 3.27: Eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı ,  $\alpha=0.80$  değerlerinde optimize edilmiş SK indis değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği..... 60
- şekil 3.28:  $\theta=0^\circ$  durumunda;  $\alpha=0.60$ ,  $d=5a$ ,  $t=1.5a$  ve  $\lambda=a$  için eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapısında hesaplanan elektrik-alan yoğunluğu dağılım grafiği: (a) Yapı ışık kaynağıyla beslendiği durum ve (c) ışık kaynağının bir süre sonra kesilmesiyle gözlemlenen rezonans modu. Sadece rezonans modunun gözlemlendiği durumda elektrik-alan yoğunluğunun; (c)  $x$ -ekseni ve (d)  $y$ -ekseni boyunca kesiti çizdirilmiştir ..... 61
- şekil 3.29:  $\alpha=0.60$ ,  $d=5a$ ,  $t=1.5a$  ve  $\lambda=a$  FNJ parametreleri için hesaplanan SK yönelim açısına bağlı kalite faktörü değişim grafiği ..... 62
- şekil 4.1: (a) Ekle-bırak halka rezonatöre ait şematik ve geometrik parametreler. Kırmızı ve mavi oklar sırasıyla ileri (1. kanaldan) ve geri (4. kanaldan) yönde ışık uyarımının yönünü gösterir. Önerilen periyodik halka rezonatör  $\theta=90^\circ$  lik dört parçadan oluşmaktadır ve (b1) reel ve (b2) sanal kırılma indis modüasyonlarını içermektedir. (c) Reel (üst) ve sanal (alt) kırılma indislerin 1B periyodik modüasyonları ışığın rezonatör içerisinde

dolaşması şeklinde gösterilmiştir. Halka içerisinde resonant ışığın birleştiği yapının 1 periyodu verilmiştir .....69

Şekil 4.2: (a) Kazanç ve kayıp malzemelerinden oluşan ekle-bırak halka rezonatör tasarımının şematik olarak gösterimi. Kırmızı ve mavi oklar sırasıyla ileri (1. kanaldan) ve geri (4. kanaldan) yönlerde kaynak uyarımının yönlerini göstermektedir. (b) Rezonatörle birleşen ışığın karşılaştığı 1B indis modülasyonunun şematik gösterimi .....70

Şekil 4.3: (a) Sadece reel indis modülasyonlu ve (b) karmaşık indeks modülasyonlu (parite-zaman simetrik) yapı için 4. kanaldaki ( $P_{1\rightarrow 4}$ ) (kırmızı sürekli çizgi) ve 1. kanaldaki ( $P_{4\rightarrow 1}$ ) (mavi kesikli çizgi) hesaplanan çıkış gücü spektrumları; iç şekiller, ilgili rezonatörü göstermektedir. (c) Şekil (b)'de gösterilen parite-zaman simetrik konfigürasyon için normalize fark,  $\Delta P$ .72

Şekil 4.4: (a) Kazanç-kayıp modülasyonuna ait  $P_{1\rightarrow 4}$  (kırmızı sürekli çizgi) ve  $P_{4\rightarrow 1}$  (mavi kesikli çizgi) için hesaplanan çıkış güçleri. İlgili yapı iç şekilde verilmiştir. (b) Aynı yapı için normalize güç farkı,  $\Delta P$  .....73

Şekil 4.5: Kazanç-kayıp modülasyonlu mikro-halka rezonatör sistemin basit analitik modeli ve geometrik parametreleri. (b)'deki mutlak değerler ( $|s_{14}|, |s_{41}|$ ) mutlak  $s$ -parametrelerine karşılık gelmektedir ve (c) iletim farkları spektrumu, gelen dalgaboyu cinsinden çizilmiştir.....74

Şekil 4.6:  $45^\circ$ 'lik sekiz parçadan oluşan halka rezonatör yapısının (a1) reel ve (a2) sanal indis modülasyonları. (b) Birleşmiş resonant modların tasarlanan halka rezonatör içerisinde dolaşırken karşılaştığı 1B periyodik yapının reel (üst) ve sanal (alt) kırılma indis modülasyonları. (c) 4. kanaldaki ( $P_{1\rightarrow 4}$ ) ve 1. kanaldaki ( $P_{4\rightarrow 1}$ ) hesaplanan çıkış güç spektrumları. (d) İlgili güç farkı,  $\Delta P$  .....75

Şekil 4.7: (a1) *Solda*: 1B Bragg yansıtıcı. *Sağda*: Yapının Fourier dönüşümü, karşılıklı-örgü vektörleri ve rezonanstaki dalga vektörlerinin karşılıklı birleşmesi,  $n_1 > n_2$ . (a2) *Solda*: Kazanç-kayıp dağılımı (Kazanç (G), kırmızı; Kayıp (L), mavi). *Sağda*: (a1) ve (a2)'deki birleşik 1B parite-zaman simetrik yapının Fourier dönüşümü, simetrik örgü vektörleri ve rezonanstaki asimetric birleşme. (b1) *Solda*: Eşitlik 4.16'nın reel kısmı,  $n_0=1.1$ ,  $\Delta n=0.1$ . *Ortada*: Silindirlerin dizilişi. *Sağda*: gerçek silindirlerin yapısının Fourier dönüşümü ve örgü vektörleri. (b2) *Solda*: Eşitlik 4.16'nın sanal kısmı. *Ortada*: kazanç-kayıp silindirlerin altıgen dizilişi,  $n=1.1 \pm 0.1i$ ,

- $n_0=1.3$ . Sağda: silindirlerin 2B parite-zaman simetrik dizilişlerinin Fourier dönüşümü. (b1) ve (b2)'deki iç resimler, rezonanstaki simetrik ve asimetrik birleşmeyi gösterir..... 80
- Şekil 4.8 (a) 2B FK (gerçek) ve (b) 2B parite-zaman simetrik (karmaşık) yapıların şematik gösterimi ve (c) kaynak ve (d) algılayıcılar. (a) ve (b)'de verilen yapılar için sırasıyla, saat yönünde ve saat yönünün tersi yönde iletimlerin frekans cinsinden fonksiyon hali,  $a/\lambda$  cinsinden, (" $a$ ") yarıçapları  $R=0.45a$  olan silindirlerin merkezleri arasındaki mesafe). (d)'deki iç resim,  $a/\lambda=0.25-0.35$  arasındaki büyütülmüş gösterimdir. (e) ve (f) sırasıyla (a) ve (b)'deki gelen Gauss hüzmeleri (genişliği  $14a$ ) için normalize edilmiş şiddet dağılımları. Referans [242]'teki ek bilgilere bakınız..... 82
- Şekil 4.9: Hesaplanan dispersiyon diyagramları ve Bloch modları. Matris eigen değerlerinin  $\Delta\omega$  (a) reel ve (b) sanal parçaları, burada  $\Delta k_y$  yatay eksen üzerindeki  $k_0$  cinsinden rezonanstaki mesafedir.  $\Delta k=0$  için güçlendirilmiş kiral Bloch modun (c) genliği ve (d) fazı, burada uyarılma sırasıyla yukarıdan (f) ve aşağıdan (e) yapılmıştır. Taşıyıcı frekansı  $a/\lambda=0.303$  olan, gelen Gauss hüzmeleri için altıgen içerisindeki (g) alan şiddetinin ve (f) fazın dağılımı, ilgili büyütülen kısım  $6a \times 6a$  kadarlık bir bölgedir. (i) Doğrudan SFZD hesaplamasından elde edilen alan genliği; ok işareti giriş kanalını gösterir..... 85
- Şekil 4.10: (a) Dielektrik tabaka,  $n=3.474$ ,  $0.612\mu\text{m}$  yüksekliğinde, yarıçapı  $0.45\mu\text{m}$  olan ve içleri p-n/n-p yarıiletken eklemler ile doldurulmuş halkalara sahiptir,  $n=3.46\pm 0.007i$ ;  $a=1.0\mu\text{m}$ , burada kırmızı (mavi) daireler kazanç (kayıp) bölgelerini gösterir. (b) T1 ve T2 algılayıcılarındaki saat yönünde/saat yönünün tersi yönde, normalize edilmiş iletimler. (c)  $z=0$  ve (d)  $x=0$  kesit düzlemlerindeki elektrik alan dağılımlarının anlık görüntüleri. (c)'deki siyah ok işareti giriş kanalını gösterir..... 86

## ÇİZELGE LİSTESİ

### Sayfa

Çizelge 4.1: Schrödinger denklemi ile Helmholtz denkleminin karşılaştırılması.....66



## KISALTMALAR

<b>1B</b>	:Bir Boyutlu kristal yapılar
<b>2B</b>	:İki Boyutlu kristal yapılar
<b>3B</b>	:Üç Boyutlu kristal yapılar
<b>DKFK</b>	:Derecelendirilmiş Kırılma indisli Fotonik Kristaller
<b>EFE</b>	:Eş Frekans Eğrileri
<b>EFY</b>	:Eş Frekans Yüzeyleri
<b>EM</b>	:Elektromanyetik dalga
<b>FGM</b>	:Fısıldayan Galeri Modu
<b>FK</b>	:Fotonik Kristaller
<b>FNJ</b>	:Fotonik Nanojet
<b>FYB</b>	:Fotonik Yasaklı Bant Aralığı
<b>ITO</b>	:İndium Tin-oksit
<b>OU</b>	:Odak Uzaklığı
<b>SK</b>	:Sıvı Kristaller
<b>SFZD</b>	:Sonlu-farklar Zaman Düzlemi
<b>TE</b>	:Enine Elektrik alan polarizasyonu
<b>TM</b>	:Enine Manyetik alan polarizasyonu
<b>YMTG</b>	:Yarı Maksimumda Tam Genişlik



## SEMBOL LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
$k$	Dalga vektörü
$c$	Hava Ortamında Yayılan Işık Hızı
$n$	Dielektrik Malzemenin Kırılma İndisi
$a$	Kristal Örgü Sabiti
$\omega(k)$	Dalga Vektörü $k$ 'ya Karşılık Gelen Açısal Frekans
$n_p$	Elektromanyetik Dalganın Faz Kırılma İndisi
$v_g$	Elektromanyetik Dalganın Grup Hızı
$Q$	Kalite faktörü
$S(G)$	Yapısal fonksiyon
$\varepsilon(r)$	Dielektrik sabiti
$\lambda$	Işığın dalgaboyu

## RESİM LİSTESİ

### Sayfa

- Resim 1.1: Doğadaki Nanoteknoloji: (a) amfibik kulaklardaki duyusal bir yamanın elektron mikroskopik görüntüsü. (b) Çengelcikler içeren ve fotonik kristal örgülü tavus kuşunun tüyü. (c,d) Çengelciklerin enine ve boyuna bölümlerinin elektron mikroskobu görüntüsü [4].....2
- Resim 1.2: Geko'nun yapışkan ayak taban sistemi yapısı: (a) bir "tokay geko" türünün ventral görünümü; (b) yapışkan lamelleri içeren ayak tabanı; (c) mikroyapı: seta dizilerini gösteren tek bir lamelin parçası; (d)-(e) Nanoyapı: Sağ üst alanda dallanmış yapıya sahip, yüzlerce spatula ucuyla sonlanan bir seta yapısı ..... 4

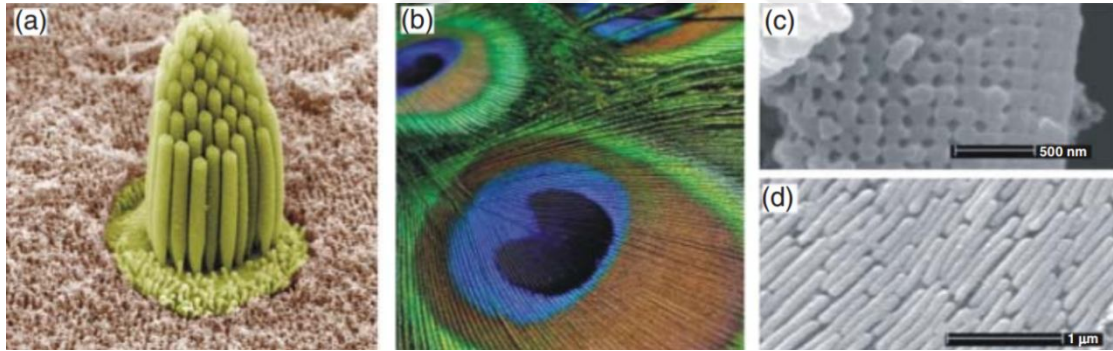
## 1. NANOTEKNOLOJİNİN ÖNEMİ

Nanoteknoloji; 1-100 nanometre mertebesinde - atomik ve moleküler seviyeden daha büyük- olan yapıları inceleyen,çeşitli bilim ve mühendislik dallarını kapsayan bir disiplindir.Nanometre boyutu,  $10^{-9}$  metredir, yani metrenin milyarda birine tekabül eder ve bu boyuta inince malzeme, oldukça ilginç özellikler sergileyebilmektedir. Yapı boyutsal olarak küçüldükçe; yüzey/hacim oranı ve malzemenin kuantum etkileri artmaktadır. Bu sebeple nanomalzemeler; alışılmadık fiziksel, kimyasal, biyolojik ve optik özellikler sergileyebilmektedir [1]. Nanoteknoloji alanındaki çalışmaların amacı da; nanoboyutlu yapıların kullanılmasıyla fonksiyonel, verimli ve üstün özelliklere sahip cihazlar ve entegre devreler üretebilmektir.Özellikle medikal, farmakolojik, zirai, tekstil, gıda, enerji, bilişim, inşaat, askeri ve daha pekçok farklı yaşam alanlarındaki nanoteknolojik uygulamalar sayesinde 21. yüzyıl; insanlık hayatında devrim niteliğindeki köklü değişikliklere sahne olmaktadır. Halen de dünya genelinde geleceğin teknolojisine yapılan trilyon dolarlık yatırımlarla nanoteknoloji; insanlık uygarlığının geleceğinde çok önemli bir yere sahip olacaktır [2].

### 1.1 Doğadaki Nanoyapılar

Nanoyapılar, doğada bol miktarda bulunmaktadır ve gezegenimizin yaratılış sürecinde de yapıtaşları olarak kabul edilmektedir. Nitekim, protein, DNA (2.5nm yarıçaplı) ve benzeri organik yapılar; virüsler (10nm-60nm) ve bakteriler (30nm'den 10 $\mu$ m'ye kadar değişebilen boyutta) gibi organizmalar; mineraller gibi inorganik yapılar ve daha saymadığımız pek çok farklı doğal sistemlerde nanoyapıları bulmak mümkündür [3]. Canlı organizmalardaki nanoyapılara örnek olması için Resim1.1, Ref. [4] den alınmıştır.Resim1.1(a), amfibi kulaklardaki duyuşal bir yamanın elektron mikroskobu görüntüsünü vermektedir. Bu yapı, papillanın epitelinden çıkıntı yapan tek bir stereo silis demetinden oluşur ve ses dalgalarından dolayı 3nm kadar olan sapmayı ölçen bir nanomekanik konsol tutucu olarak işlev görür. Doğadaki mevcut nanoyapı örneklerini artırmak mümkündür; Mesela kelebeğin

kanatlarındaki renk cümbüşünün sebebi, renk pigmentleri değil nanoboyutta periyodik olarak kanattaki pulçuklardır. Kanatlardaki pullar, nanometrik kanallar, sırtlar ve kitin, bir proteinden yapılmış oyuklarla periyodik örgü oluştururlar. Pigmentler, bazı dalga boylarındaki ışıkları emerek renk oluşturur ve geri kalan kısımda yansımalar sağlarken; nano yapılar fiziksel olarak ışıkları farklı yönlerde büküp saçar ve belirli renkleri gözlerimize geri yansıtır. Bu saçılmalar, ayrıca kanattaki görünen renkleri yanardöner hale getirebilir (diğer bir deyişle, görüş açısına göre kanat rengi değişir). Resim 1.1(b), parlak renkli tavus kuşu tüylerini göstermektedir. Tavus tüyünü oluşturan kıllar, ana tüy kökünden çıkıntı yapar ve kıllara tutturulmuş çengelcikler, tüyün rengindeki parıltıları oluşturur. Resim 1.1(c) ve 1.1(d)'deki çengelciklerin elektron mikroskobu görüntüleri, keratinde gömülü olan yüksek kırılma indisli melanin çubukları arasında hava boşluklarının olduğunu ve bu kompozit yapının oldukça düzenli bir periyodik örgü içerisinde olduğunu ispatlamaktadır. Melanin çubukları, keratin matrisi ve hava delikleri -bir bütün olarak- iki boyutlu bir fotonik kristal yapısını anımsatmaktadır.



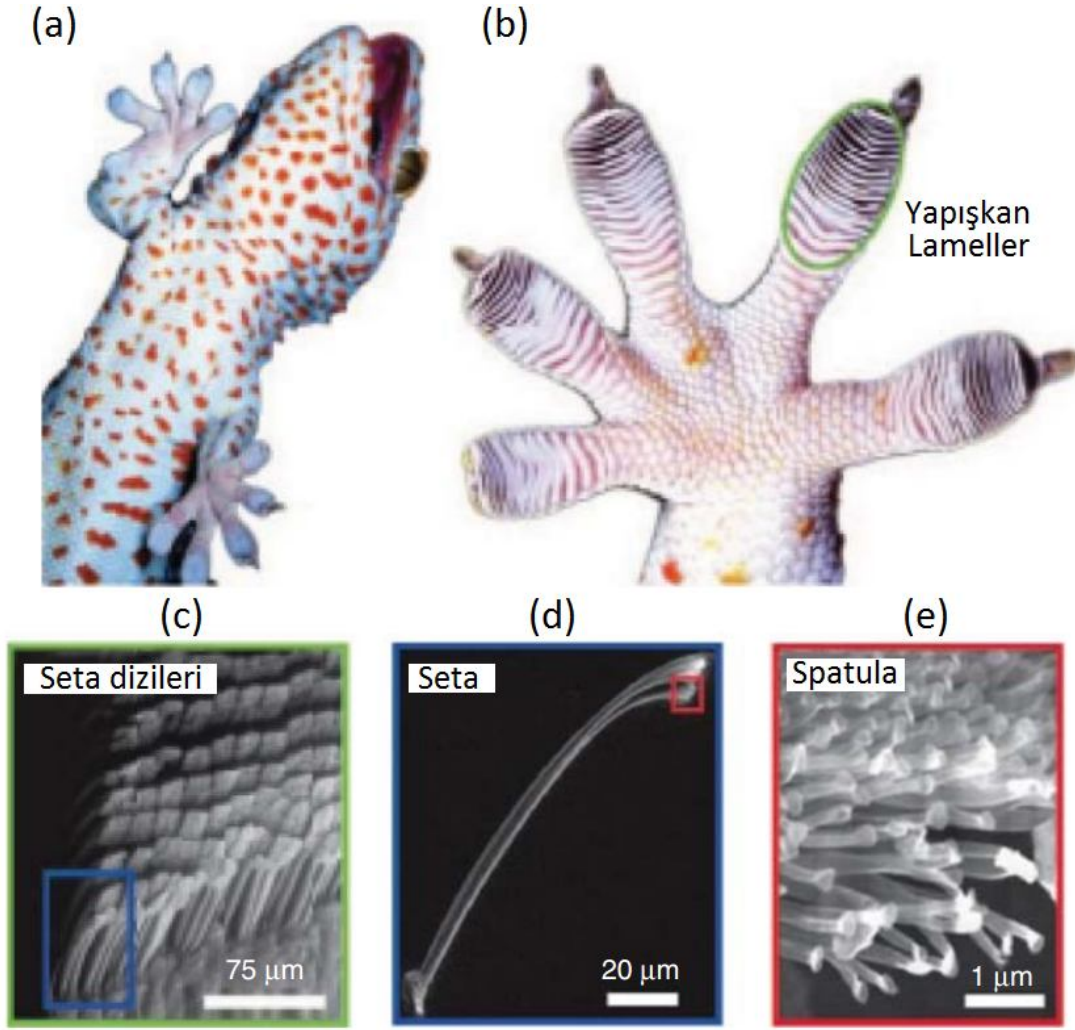
Resim 1.1: Doğadaki Nanoteknoloji: (a) amfibik kulaklardaki duysal bir yamanın elektron mikroskobik görüntüsü. (b) Çengelcikler içeren ve fotonik kristal örgülü tavus kuşunun tüyü. (c,d) Çengelciklerin enine ve boyuna bölümlerinin elektron mikroskobu görüntüsü [4].

Optik mühendislik ve iletişim alanlarındaki potansiyel uygulamalarda, bu doğal güzellikleri taklit etmek için halen de çaba sarf edilmektedir. **Biomimicry** olarak adlandırılan ve evrenin mükemmel yaratılışından ilham alan bu bilim dalındaki elde edilen çıktılardan birisi de, *Gekoteknolojisi*dir. Gekolar, yapışkan ayak parmakları sayesinde; duvarlara tırmanabilen, tavanda asılı durabilen ve aynı zamanda yaprak üzerinde yürüeyebilen az sayıdaki hayvan türünden biridir. Gekoların tırmanma kabiliyetindeki sır, yakın zamandaki bilimsel çalışmalarla gün yüzüne

çıkartıldı. Ayak parmaklarındaki nanoboyutlu periyodik nano yapılar sayesinde gekolar, yapışkan parmak uçlarını milisaniyelik bir sürede yapıştırma ve çıkarma yeteneğine sahiptirler [5]. Resim 1.2(a)-(e)'de gösterildiği gibi, gekonun ayak parmaklarının tabanında, genişliği ve uzunluğu yaklaşık 200nm olan milyarlarca incecik yapışkan nano-kıllar (seta) bulunmaktadır. Keratinden oluşan bu setalar, gekonun yüzeyle doğrudan temasını sağlamaktadır. Nano-kılları oluşturan spatula-şekilli uçları, yüzeyle oluşturduğu Van der Waals çekim gücü sayesinde kuvvetli yapışma gerçekleşmektedir [6]. 2003'te Manchester Üniversitesi'nden Andre Geim ve arkadaşları, "geko bandı" olarak adlandırılan kertenkele ayaklarını taklit eden sentetik bir materyal üretmeyi başardılar [7]. Farklı bir maddeden oluştuğu halde üretilen "geko bandı"nın yapısı, geko hayvanının ayak parmak yapısıyla benzerlik göstermiştir. Bandın üretim süreci, birçok modern nanoteknoloji yöntemini içerir. Geko bandı, astronot çizmelerine yapıştırılarak astronotların daha rahat uzay yürüyüşleri yapabilmelerini ve böylece, karmaşık koşum takımlarına olan ihtiyacı ortadan kaldırmasını sağlayabilir. Geko bandındaki inanılmaz yapışkanlık gücü; inşaat, askeri ve daha pek çok farklı sahada uygulama alanı bulabilir. Görünen o ki, evrendeki gizemler açığa çıktıkça insanoğlunu daha pek çok serüvenler beklemektedir.

## **1.2 Nanoteknolojinin Doğuşu ve Potansiyel Uygulama Alanları**

Nanoteknoloji fikri ilk olarak fizikçi Richard Feynman tarafından geldi. 1959 yılında "Altta Birçok Oda Var - Yeni Bir Fizik Alanına Giriş Daveti" isimli konuşmasında, Britannica ansiklopedisinin tamamının bir iğnenin başlığına yazılabileceğini düşünmüştü. Ayrıca, o zamanki bilgisayarların yerine, oldukça küçük -atomüstü boyutlarda- bilgisayarların gelecekte üretileceğini söylemişti [9]. Bu konuşma, birçok bilim adamının Nanoteknoloji alanındaki çalışmalarına ilham kaynağı olmuştur. Daha sonra 1980'lerdeki mikroskopi alanındaki gelişmeler, üretilen nanomalzemeyi görüntülemeye olanak sağlamıştır. Özellikle elektron-ışın litografisi gibi fabrikasyon yöntemlerindeki gelişmeler, nanoteknolojinin gelişmesini hızlandırmıştır.



Resim 1.2: Geko'nun yapışkan ayak taban sistemi yapısı: (a) bir "tokay geko" türünün ventral görünümü; (b) yapışkan lamelleri içeren ayak tabanı; (c) mikroyapı: seta dizilerini gösteren tek bir lamelin parçası; (d)-(e) Nanoyapı: Sağ üst alanda dallanmış yapıya sahip, yüzlerce spatula ucuyla sonlanan bir seta yapısı [8].

Nanoteknoloji alanındaki gelişmeler sayesinde; malzemelerinde daha sağlam, dayanıklı, reaktif ve iletken hale getirilmesi mümkün olmuştur. Günlük hayatta nanoteknolojik malzemelerin kullanım alanlarını sıralayacak olursak [10]:

- **Giyim:** Kumaşlardaki nanoboyutlu katkı malzemeleri veya yüzey işlemleri; anti-balistik, anti-bakteriyel, lekelenmeyen ve buruşmayan elbiselerin üretimini sağlamaktadır.
- **Ekran teknolojisi:** Gözlükler, bilgisayar ve kamera ekranları, pencereler ve diğer camsı yüzeylerdeki nano-boyutlu katmanlar sayesinde; su ve kalıntı önleyici, anti-reflektif, kendini temizleyebilen, ultraviyole/kızılötesi ışığa karşı dayanıklı, sis önleyici, anti-mikrobik, çizilmeye karşı dayanıklı veya elektrik iletkenliği olan yüzeylerin üretimi gerçekleştirilmektedir.

- **Tıp:** Vücuttaki hastalıklı hücrelere doğrudan ilaç verebilen molekül seviyede özelleştirilmiş nanopartiküller geliştirilmiştir. Ayrıca, kemoterapi ilaçlarının hastanın sağlıklı hücrelerine yaptığı zararı azaltmak için çalışmalar devam etmektedir.
- **Elektronik:** Daha küçük boyutlu, güç tasarrufu daha fazla olan sensörler, süper bilgisayarlar gibi elektronik cihazların üretimi nanoteknolojik gelişmeler sayesinde mümkün olmaktadır.
- **Gıda:** Nanoteknolojinin gıdaların yetiştirilmesi ve paketlenmesindeki alternatif çözümleri sayesinde; sadece gıdanın tadı değil, aynı zamanda gıda güvenliği ve sağlığının korunması noktasında da önemli gelişmeler elde edilmiştir.
- **Yakıt hücreleri:** Nanoteknoloji, yakıttan hidrojen iyonları üretmek için yakıt hücrelerinde kullanılan katalizörlerin maliyetini düşürmek ve yakıt hücrelerinde kullanılan zarlardan oksijen gibi diğer gazlardan ayrıştırılmasını sağlayan membranyapıların verimliliğini arttırmak için kullanılmaktadır.
- **Güneş pilleri:** Geleneksel güneş pillerinden daha düşük maliyetle üretilen nanoteknolojik solar hücreler geliştirilmiştir.
- **Piller:** Mevcut pillerden daha uzun raf ömrü olan ve daha güçlü piller, nanomalzemeler kullanılarak geliştirilmektedir.
- **Uzay Teknolojisi:** Nanomalzemelerdeki gelişmeler sayesinde; daha hafif bir uzay aracı ve uzay asansörü tasarımı yapılmaktadır. Bu sayede, gerekli roket yakıt miktarını önemli ölçüde azaltılmakta ve uzay aracının yörüngeye ulaşma ve uzay yolculuğu maliyetlerini düşürülmektedir.
- **Daha iyi hava kalitesi:** Nanopartiküllerden yapılan katalizörler, otomobillerden veya endüstriyel tesislerden çıkan buharları zararsız gazlara dönüştürmek için kullanılmakta ve sluduğumuz havanın daha temiz olmasına olanak sağlamaktadır.
- **Temiz su:** Nanopartiküller, kontamine suyun kimyasallardan arındırılması için kullanılmakta ve böylece doğanın kimyasallar sebebiyle zehirlenmesi önlenmektedir.
- **Sensörler:** Yüzey/hacim oranını artıran nano-boyutlu yüzey modifikasyonu ile; yüksek hassasiyetli nanomalzeme tabanlı sensörlerin üretilmesi mümkün olmaktadır.

Bahsi geçen uygulamalardan da anlaşılacağı üzere; nanoteknolojik malzemeler, günlük hayatımızda çok önemli bir yere sahiptir ve yakın gelecekte hayatımızın her tabakasında büyük bir rol oynayacaktır.

### 1.3 Nano-Ölçekte Üretim Metotları

*Nanomanufacturing* olarak da adlandırılan üretim tekniği, nano-ölçekli aygıtların ölçeklendirilmiş, güvenilir ve düşük maliyetli üretimini amaçlamaktadır. Bu üretim metodunda; nano-yapılı yüzeyler, nanopartiküller, nano-delikli malzemeler ve nanotüpler gibi geliştirilmiş yapıların fabrikasyonu mümkündür. *Nanomanufacturing* üretim tekniği için iki temel yaklaşım vardır; “top-down” ve “bottom-up”. “Top-down” üretim tekniğinde, ham maddeden başlayıp-kademeli olarak işlenmesi sonucunda-istenen nanoyapıya ulaşılır. Buna, büyük mermer bloğundan oyma heykel yapmak örnek gösterilebilir. “Bottom-up” metodu ise; tersi bir yaklaşım içermektedir: Atomik/moleküler seviyeden başlayıp -aşamalı olarak birleştirilmesi neticesinde- nano-kaplama ve benzeri nanoyapılar elde edilmektedir. Bu sebeple “bottom-up” üretim metodu, “top-down” metoduna kıyasla zaman alıcı bir metottur. Bu iki teknikte de çevresel koşullar (hava basıncı, ortamdaki nem ve toz oranı) ve üretim koşulları (elektron ışınının enerji yoğunluğu), nano-ölçekte üretimi etkilemektedir. Bu nedenle nano-üretim çalışmaları, vakumlu temiz-oda ortamında gerçekleştirilmektedir [11].

#### 1.3.1 Top-down üretim metodu

Yarıiletken endüstrisinde bilgisayar çipleri ve benzeri entegre devre üretiminde kullanılan çeşitli “top-down” metotları vardır ve topluca *litografi* olarak isimlendirilirler. Litografi üretim tekniğinde, mikro-boyutlu yapıları ayırtırmak için ışık veya elektron ışınları kullanılır. Yüksek hızda ve daha küçük boyutta elektronik aygıt tasarımında, litografi tekniklerinin büyük katkısı olmuştur. Mesela, yeni nesil işlemcilerde farklı litografi teknikleri kullanılarak boyutu 45nm civarında transistörler üretilmiştir [12].

Aşağıda, mevcut ve nanoteknolojide sıkça kullanılan litografi teknikleri başlıklar halinde listelenmiştir:

- Fotolitografi
- Tarama litografisi
- Elektron ışın (E-beam) litografisi



- Yumuşak kalıp litografisi
- Nano-kontak litografisi
- Nano-baskı litografisi
- Nano-küre litografisi
- Koloidal litografi
- Tarama probu litografisi

### 1.3.2 Bottom-up üretim metodu

Bu üretim metodu, gaz-fazı ve sıvı-faz metodu olmak üzere iki gruba ayrılmaktadır. Bu iki grupta da nanoyapılar, tek bir atom/molekülden başlayıp kontrollü üretim sonucunda elde edilmektedir:

- **Gaz-fazı metodu:** Plazma arklama ve kimyasal buhar depozisyon, bu grup içerisinde yer almaktadır.
- **Sıvı-faz metodu:** Bu grupta en çok kullanılan metotlardan birisi, sol-jel sentezidir. Moleküler öz-toplanma ise gelişmekte olan diğer bir metottur.

Tezin sonraki bölümünde, suni nanoyapılardan olan, periyodik ve "Fotonun yarıiletkenleri" olarak da isimlendirilen **Fotonik Kristaller** üzerinde durulacaktır.



## 2. FOTONİK KRİSTALLER: IŞIĞIN YARI-İLETKENİ

### 2.1 Fotonik Kristallere Giriş

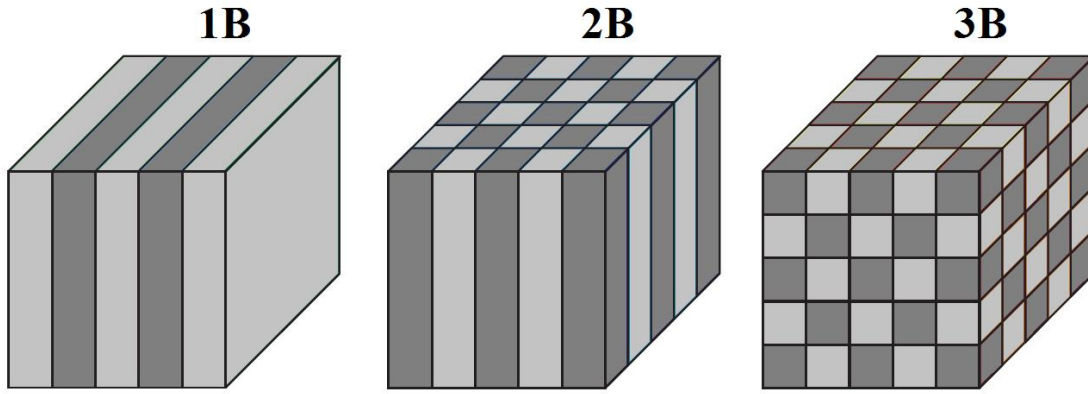
Fotonik kristaller (FK), çalışma dalga boyuyla kıyaslanabilen uzunlukta kırılma indisinin periyodik olarak modülasyonu ile elde edilen nanomalzemelerdir. “Kristal” olarak adlandırılmasındaki sebep, FK'ların temel yapı bloklarının periyodik düzenlenmesiyle oluştuğundandır. “Fotonik” terimi ise fotonlarla etkileşebildiği için kullanılır. Genellikle, Elektromanyetik (EM) dalga belirli kırılma indisli bir yapı içinde ilerlerken yapıyla etkileşime girer. Farklı kırılma indisine sahip bölgeler arasındaki geçişlerde (ara yüzler), EM dalga uyumlu bir saçılıma uğrar. Belirli frekans bölgesinde bulunan bir fotonun özellikleri, FK yapısı içindeki ilerleme yönüne bağlı olarak değişiklik arzeder. Malzemenin kırılma indisinde yapılan periyodik değişiklikler, belirli enerji seviyesi ve ilerleme yönüne sahip fotonların yapı boyunca ilerlemesini yasaklayabilmektedir. Bu enerji bölgelerine “Fotonik yasaklı bant aralığı” denir. Işığın polarizasyonundan ve ilerleme yönünden bağımsız olarak oluşan frekans aralığı, “Komple yasaklı bant aralığı” olarak adlandırılır.

### 2.2 Önemli Fotonik Kristal Özellikleri ve Parametreleri

FK bant özelliklerini etkileyen kristal özellikleri ve parametreleri aşağıda sıralanmıştır:

- *Kristal boyutu.* Kırılma indisinin periyodik düzeni, FK'nın boyutunu belirler. FK'lar, bir boyutlu (1B), iki boyutlu (2B) veya üç boyutlu (3B) olabilir. Düzlemsel FK, kare/üçgensel örgülü FK ve Bravais örgülü FK sırasıyla 1B, 2B ve 3B FK için örnek olarak gösterilebilir (Şekil 2.1).
- *Simetri.* Temel yapı bloklarının FK'daki pozisyonu, kristal örgüsünün simetri özelliğini oluşturur.
- *Kristal örgü ve parametreleri.* Temel yapı blokları arasındaki en küçük aralık “Kristal örgü sabiti” olarak isimlendirilir. Optik spektrumdaki çalışma bandı, kristal örgü sabiti ile orantılıdır.

- *Hücresel dolum oranı ve etkin kırılma indisi.* Saçılma temel yapı bloklarını oluşturan malzemenin bağıl miktarına “Hücresel dolum oranı” denir. “Etkin kırılma indisi” genellikle malzemenin ortalama dielektrik sabitinin kareköküne eşittir. Etkin kırılma indisi, kristal örgü sabiti ile birlikte FK’nın çalışma frekans bölgesini belirler.
- *Ölçeklenebilirlik.* FK’nın en ilgi çekici özelliklerinden birisi, esas uzunluk ölçüsü veya dielektrik sabitinin olmamasıdır. Bu sayede, teorik olarak bulunan sonuçlar tamamen ölçeklenebilir. Kristal örgü sabiti ve malzemenin kırılma indisi ayarlanarak istenilen frekans bölgesinde çalışılabilir.



Şekil 2.1: 1B, 2B ve 3B FK’ların basit bir şematik gösterimi. Farklı renkler, farklı kırılma indise sahip dielektrik malzemeleri göstermektedir. Uzaysal düzlemdeki dielektrik malzemelerdeki periyodik modülasyon, FK’ların kristal örgü özelliklerini belirler.

### 2.3 Fotonik Kristallerin Tarihçesi

Fakat optik frekans bölgesinde periyodik dielektrik yapıların fotonlarla etkileşimi incelenmiş ve yasaklı bant aralığı önceden çalışılmıştı. “Fotonik kristaller” ve “Fotonik bant yapısı” terimleri 1987’den öncesinde kullanılmıyordu. Küçük kırılma indisi kontrastlı bir boyutlu konfigürasyonlar, optik cihazlarda bilinen en popüler yapılarıydı ve uzun süredir optik aygıtlarda kullanılmaktaydı. Çok katmanlı periyodik dielektrik yapılar üzerine öncü çalışma, Rayleigh tarafından 1887’de yapılmıştır [13]. Bu çalışma, tek boyutlu periyodik yapılarda fotonik bir bant aralığı (FYB) bulmanın mümkün olduğunu gösterdi. Tek boyutlu periyodik yapıların entegre versiyonları; çok katmanlı dielektrik aynalar, Bragg ızgaralar, dağıtılmış geri besleme lazerleri ve dikey kavite yüzeyli lazerler gibi fotonik cihazlarda incelenmiş ve kullanılmıştır [14]. Bu tür aygıtların ortak özelliği, bir boyut boyunca modüle edilen küçük bir kırılma indisi kontrastıdır.

Tam bir asır sonra 1987 yılı Mayıs'ın ortalarında, birbirinden bağımsız iki araştırmacı (Yablonovitch ve John) popüler bir fizik dergisi olan "Physical Review Letters" in aynı sayısında iki makale yayınladılar. Bunlardan birincisi, ABD'de Bell Haberleşme ve Araştırma laboratuvarında çalışmalarını sürdüren Yablonovitch tarafından yayımlandı [15]. Çalışmasında, 3B periyodik yapılar kullanılarak elektromanyetik radyasyonların doğal ışınmasının engellenebileceğini ispatladı. Ve bu şekilde bir yapının FYB aralığına sahip olması gerektiği savında bulundu. John tarafından yayımlanan ikinci makalede ise [16], dikkatlice hazırlanmış düzensiz yapılarda fotonların güçlü Anderson lokalizasyon [17] özelliklerini inceledi. Dielektrik yapıda oluşturulan şekilsel bozuklukların belirli enerji seviyelerinde fotonların yayılımını engellediğini savundu.

"FK'lar" ve "FYB malzemeleri", ışık akışını kontrol edebilme kabiliyeti nedeniyle 1987'den bu yana fotonik alanında yoğun bir şekilde çalışılmaktadır. FK'ların en çekici özelliklerinden biri de, standart optik dalga kılavuzlarında gözlenemeyen benzersiz optik özelliklere olanak sağlaması ve ışık-madde etkileşiminin oldukça güçlü olmasıdır. Yavaş ışık, derecelendirilmiş kırılma indisli FK ortamı, yüksek Q-faktörlü optik kavite, süper prizmalar, öz-kolimatörler, hassas biyokimyasal FK tabanlı sensörler, özgül ışık kaynakları ve lazerler, FK'ların farklı optik özelliklerine örnek gösterilebilir [18-29]. Dahası FK'lardaki ışığın ilerlemesi, ölçek değişmezli Maxwell denklemleri ile analiz edilebilir; böylece, yapısal FK birim hücre parametreleri kolayca milimetre veya mikron ölçeğine uyarlanabilir [30-33].

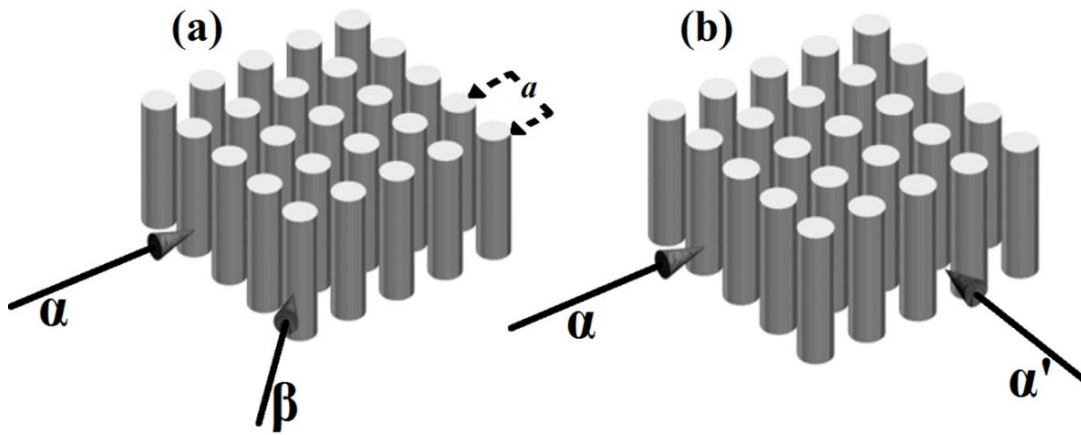
Günümüzde ise Fotonik alanında çok önemli gelişmeler kaydedilmiştir. Bu konuyla ilgili genel bir değerlendirme için Referans 34'ü inceleyebilirsiniz. FK alanında hala gündemde olan konular aşağıdaki gibi sıralanabilir:

- FK'ların fabrikasyonu için "Holografik litografi" [35] gibi yeni ve pratik tekniklerin geliştirilmesi,
- İstenmeyen yapısal bozulmaların önlenmesi için kristal kalitesinin geliştirilme yolları [36],
- 3B FK yapılarında kontrol edilebilen yapısal bozulmaların tanımlanması ve böylece dalga kılavuzu ve rezonant kavite oluşturulması [37],
- Görünür frekans bölgesinde çalışabilen FK araştırması [38,39],
- FK'ların metalik malzemelerle fabrikasyonu [40,41],
- Yeni topolojide ve asimetric yapıların tasarlanması [42,43].

## 2.4 Fotonik Bant Yapısı

Fotonik bant yapısı; EM dalga radyasyonunun FK içindeki ilerleme özellikleri hakkında bize bilgi verir. Fotonik bant yapısı, “Mevcut enerji seviyelerinin ışığın ilerleme yönüne bağlı çizimsel gösterimi” olarak düşünülebilir. Dalga vektörü  $k$  ve frekans arasındaki ilişki (“Dispersiyon ilişkisi” de denir) serbest fotonlar için  $\omega=c.k$  formülüyle ifade edilir. Bu eşitlikte,  $c$  hava ortamında yayılan ışık hızını gösterir. Eğer fotonlar homojen ve izotropik dielektrik bir ortamda ilerlerse, bu durumda, dispersiyon ilişkisi  $\omega=c.k/n$  şeklinde formülize edilir. Bu eşitlikte,  $n$  dielektrik malzemenin kırılma indisini gösterir. Formülden de anlaşılacağı üzere frekans  $\omega$  (dolayısıyla foton enerji seviyesi); dalga vektörü  $k$  ve kırılma indisi  $n$  arasındaki oran ile doğrusal bir bağıntıya sahiptir. İzotropik yapılarda, dispersiyon ilişkisinin yönsel bağımlılığı yoktur ve foton enerjisini elde etmek için sadece dalga vektörünün normu gereklidir. Fakat malzemenin kırılma indisi belirli yönler boyunca ayarlanırsa, bu durumda, foton enerjisinin yönsel bağımlılık özelliği ortaya çıkar (FK dispersiyon ilişkisi yönsel bağımlılık gösterir).

Örnek olarak kare örgülü 2B bir yapı ele alalım. Bu yapının, silindir şeklindeki dielektrik yapılardan oluştuğu ve komşu silindirler arası mesafe kristal örgü sabiti  $a$ 'ya eşit olduğu varsayılmaktadır (Şekil 2.2). Şekil 2.2(a)'da tanımlanan  $\alpha$  ve  $\beta$  yönlerinde farklı kırılma indis modülasyonu vardır ve bu yüzden de, dispersiyon ilişkisi farklı giriş açıları için farklılık göstermektedir. Fakat  $\alpha$  ve  $\alpha'$  doğrultuları boyunca periyodik olarak tekrarlanma aynı olduğundan dispersiyon ilişkileri de aynı özellikleri göstermektedir.



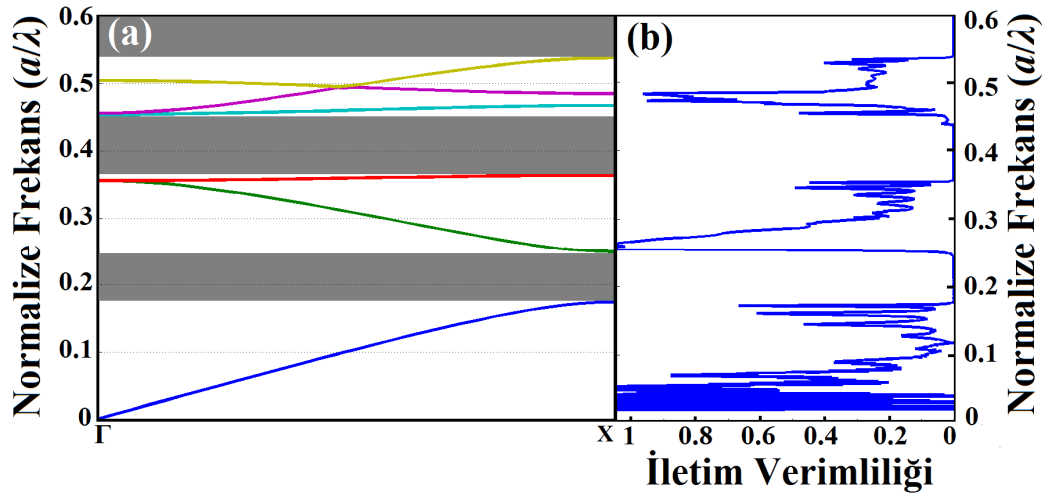
Şekil 2.2: 2B kare-örgülü silindirik FK çubuklar. (a) Farklı indis modülasyonuna sahip iki yön  $\{\alpha, \beta\}$  belirtilmiştir. Şekilde Kristal örgü sabiti  $a$  belirtilmiştir. (b) Kare örgülü yapıda belirtilen iki yön boyunca kırılma indis periyodikliği aynıdır.

FK'nın dispersiyon ilişkisini göstermek için katı hal fiziğinde [44,45] elektron enerji seviyelerini bulmak için kullanılan metodun benzeri bir metod takip edilecektir. Ters uzayda tanımlı herhangi bir dalga vektörünün birincil Brillouin bölgesinde ters örgülü temel vektörlerin doğrusal birleşimi olarak göstermek mümkündür. Bloch teorisi, bu dönüşümü ispatlamak için kullanılacaktır. Kare örgülü FK durumunda, gerçek uzay temel vektörler  $a_1=a.(1,0)$  ve  $a_2=a.(0,1)$ . Ters uzayda, temel vektörler  $b_1=2.\pi/a(1,0)$  ve  $b_2=2.\pi/a(0,1)$  haline dönüşür. İki uzayda tanımlı temel vektörler,  $a_i.b_j=2.\pi.\delta_{ij}$  koşulunu sağlarlar. Öyle ise, ters uzaydaki kristal örgüsü de kare örgüdür. Birincil Brillouin bölgesinin üç tane simetri noktası vardır:  $\Gamma$ , X, M. Bu noktalar, indirgenemez Brillouin bölgesinin köşelerini oluşturur.

#### **2.4.1 Fotonik yasaklı bant aralığı ve komple yasaklı bant aralığı**

Işık FK yapısına girince, farklı dielektrik bölgelere geçiş esnasında saçılıma uğrar. Yapının periyodik oluşu nedeniyle, ışık saçılımı belirli yönde ve frekansta eş-evreli gerçekleşir. Dolayısıyla, bazı yönlerde belirli foton enerji seviyelerinin (Belirli frekans bölgelerinin) yayılımı periyodik yapı tarafından engellenir. Fotonik bant diyagramında hiçbir modu desteklemeyecek şekilde tanımlanan bölgelere “Fotonik yasaklı bant aralığı (FYB)” denir.

Sırasıyla Şekil 2.3(a)'da  $r=0.36a$  yarıçapında kare örgülü bir yapıya sahip dielektrik çubukların dispersiyon diyagramı ve Şekil 2.3(b)'de ise ilgili iletim karakteristiği gösterilmektedir. Şekil 2.3(a)'daki dispersiyon diyagramında bulunan koyu renkli bölgeler, bu periyodik FK yapısı için tanımlanan FYB aralıklarını ifade etmektedir. Koyu renkli bölgelerde  $\Gamma$ -X doğrultusu boyunca foton iletimi gerçekleşmez. Bu durumu, Şekil 2.3(b)'deki iletim spektrumundan da kolaylıkla görebilmekteyiz (Taraflı bölgelere karşılık gelen bölgelerde ışık iletimi yoktur). Fakat dalga modlarının olduğu diğer frekans aralıklarında (Şekil 2.3(a)'daki dispersiyon diyagramındaki eğriler, uyarılan dalga modlarını göstermektedir) belirli ölçüde yapı boyunca ışık iletimi gerçekleşmektedir. Bu durum ise, Şekil 2.3(b)'deki iletim verimliliği spektrumundan açıkça anlaşılmaktadır.



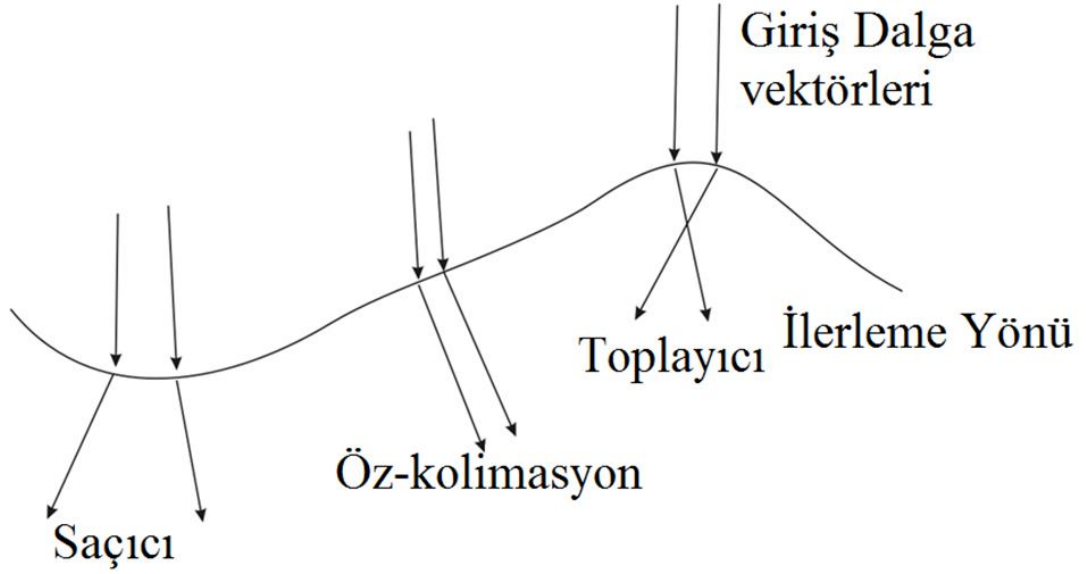
Şekil 2.3: (a)  $r=0.36a$  yarıçaplı silindirik kare örgülü FK'ların dispersiyon diyagramı. (b) Bu özellikteki FK yapısının iletim spektrumu.

FK periyodik yapılarda oluşturulan diğer önemli bir özellik de “Komple Fotonik yasaklı bant aralığı” fenomenidir: Bu frekans bölgesindeki foton-polarizasyonu ne olursa olsun, hiçbir şekilde yapı boyunca hiçbir yönde bir ilerlemesi olmaz. Bu bölgelerin tanımlanabildiği yapılar, polarizasyondan bağımsız dalga kılavuzu, interferometre, kavite vb. tasarımlarda kullanılabilir.

## 2.5 Fotonik Kristal İçerisinde Işık: Sıra Dışı Bant Dispersiyonu

Işık, belirli bir  $\omega$  frekansında  $n_1$  kırılma indisine sahip bölgeden diğer kırılma indisli  $n_2$  bölgesine geçerken kırılmaya uğrar (Işığın yayılma yönü değişir). Dalga-vektör uzayında, dalga vektörünün paralel bileşenleri  $k_{\parallel}$  korunur [46]. Böylece, enerji ve frekans da korunmuş olur. Işık frekansı ile dalga vektörü arasındaki ilişki  $\omega=c.k/n$  olduğundan, Eş frekans yüzeyleri (EFY)  $\omega=c/n (k_x^2+k_y^2)^{1/2}$  şeklinde bir forma sahip olur. Ayrıca biliyoruz ki fotonun yayılım yönü,  $\vec{v}_g(x,y)=\nabla_k\omega(k)$  denkleminde bulunabilir. FK durumunda ise EFY eş-yönlü bir dağılıma sahip değildir. Bunun için ışığın FK yapısında ilerleme durumunu tahmin edebilmek için Fotonik bant yapısını kullanarak çıkarılan eş frekans eğrilerine (EFE) ihtiyacımız vardır. Şekil 2.4'ten anlaşılacağı üzere, sabit frekans değeri için EFE'lerin -farklı eğim tiplerine bağlı olarak- FK'lar; öz-kolimasyon, saçıcı ve toplayıcı özellikler gösterebilir.





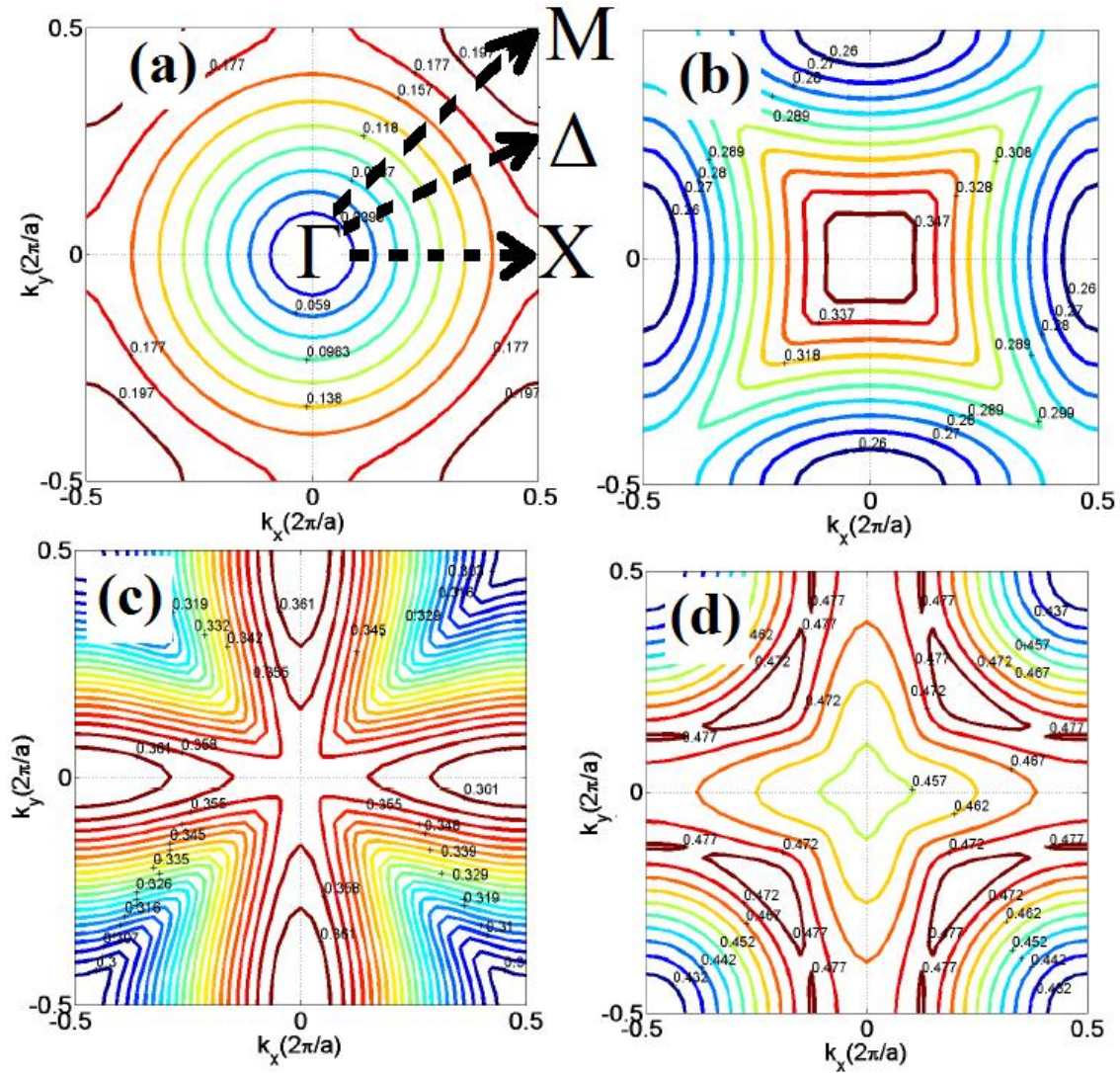
Şekil 2.4: Sabit frekansta farklı eğimlere sahip EFE'lere göre gelen fotonun davranışı. Belirli yön ve enerji aralıklarında, FK'lar; öz-kolimatör, saçıcı veya toplayıcı lens gibi davranabilir.

Şekil 2.5,  $r=0.36a$  yarıçaplı kare-örgülü FK silindirik çubukları için çıkarılan EFE'leri göstermektedir (Yapıda uyarılmış ilk dört bant için). EFE'ler üzerinde görülen değerler normalize olmuş frekans değerlerini ifade etmektedir. Şekil 2.5(a)'da da belirtildiği gibi, EFE'lere bakarak  $\Gamma$ -X  $\Gamma$ - $\Delta$  ve  $\Gamma$ -M yönlerindeki veya herhangi bir yön için dalga-vektörü değerlerine ulaşabiliriz. Birinci bant için tanımlanmış EFE'de (Şekil 2.5(a)), EFE'ler dairesel bir şekle sahiptir. Bu demektir ki; periyodik yapımız, homojen bir ortam gibi davranmaktadır.  $a/\lambda=0.197$  normalize frekans değerinden sonra  $a/\lambda=0.260$  frekans değerine kadar (Şekil 2.5(b)), FYB sebebiyle EFY'de bir süreksizlik oluşmaktadır ve bu bölge içinde tanımlanmış bir dalga vektörü bulunmamaktadır. İkinci TM bandı için oluşturulan EFE'ler (Şekil 2.5(b)),  $\Gamma$ -X doğrultusu boyunca düz eğilime sahiptir. Bu nedenle -Şekil 2.4'te de gösterildiği gibi- FK yapısı, öz-kolimasyon özelliğini sağlamaktadır.

## 2.6 Düşük Simetrlili Fotonik Kristaller

Homojen indis dağılımlı bir ortamın, periyodik modülasyona uğramış bir ortama dönüştürülmesi sonucunda oldukça ilginç optik özellikler gözlemlenmektedir. Özellikle FK birim hücresindeki asimetri, üstün optik özelliklerin ortaya çıkmasını sağlamaktadır [47]. Son zamanlarda, aperiodik ve düzensiz FK yapıları üzerine ilgi çekici araştırmalar yapılmaktadır [48]. Fotonların bu tür yapılarla etkileşimi heyecan verici optik olguların gözlemlenmesine olanak sağlamaktadır. Mesela, düzensiz

ortamdaki ışık saçılması, güçlü foton lokalizasyonları oluşturabilmektedir [49]. Düzensiz yapılar; rastgele lazerleme, Anderson lokalizasyonu, dalga boyu altı görüntüleme ve yeni ışık kaynağı tasarımları gibi bazı optik uygulamalarda yerini almıştır [50]. Yeni bir çalışmada, yüksek çözünürlüklü kompakt bir spektrometre, fotonik ortama kasıtlı olarak bozukluk getirerek tasarlanmıştır [51]. Lazer tasarımı için rastgele kazanç ortamını kullanmak, düzensiz yapıların ışık yayılımı ve güçlendirilmesi için kullanıldığı başka bir araştırma konusudur [51-55].



Şekil. 2.5:  $r=0.36a$  yarıçaplı FK birim hücrenin (a) Birinci, (b) İkinci, (c) Üçüncü ve (d) Dördüncü TM modları için oluşturulmuş EFE'ler. Belirli dalga vektör yönleri (a)'da gösterilmektedir.

Periyodik yapılar bazı durumlarda yüksek simetri nedeniyle dezavantajlı olabilirler; mesela, yüksek simetrik yapılar yapısal deformasyona çok duyarlıdır. Üstelik yüksek simetrik PC durumu için çalışma bant genişliği oldukça küçük olabilir. Ayrıca, ideal

durumlardan sapmaya neden olduğu için, fabrikasyon sürecindeki yapısal bozulmalar başka olası bir sorun olarak düşünülebilir. Fakat FK yapılarının simetrisinin düşürülmesi, alışılmadık optik özelliklerin gözlemlenmesini sağlamaktadır. Periyodik ve düzensiz FK yapılarına ek olarak, kuvazi kristaller de ilgi konusudur ve bu tip yapılar üzerinde yoğun çalışmalar yapılmaktadır. Öteleme simetrisi kuvazi-periyodik yapılarda kırılırken, dönme simetrisi korunmaktadır [56]. Rastgele ve düzensiz FK'larda konumsal simetri özelliği bulunmazken; kuvazi-periyodik FK'larda konumsal ve yönsel simetriye sahiptirler ve bu sayede, Fotonik bant yapısında ve iletim spektrumunda olağandışı özellikler sergilemektedirler [57-60]. Kuvazi kristallerin yüksek dönme simetrisi nedeniyle, yasaklı bant aralıkları ve ışık iletimi özellikleri, normal FK'lardan oldukça farklıdır [61-67]. Ayrıca, kuvazi-periyodik FK tasarımlarını kullanarak; iletim, yansıma, kırılma, lokalizasyon, fotonların ışınımı, Fourier uzayında simetri, doğrusal olmayan optik ve kırınım özelliklerinde benzersiz özellikler ortaya çıkabilmektedir. Örneğin, polimer LED'lerde ışık radyasyonunun artırılması, kuvazi-periyodik FK yapıları kullanılarak elde edilmiştir [68].

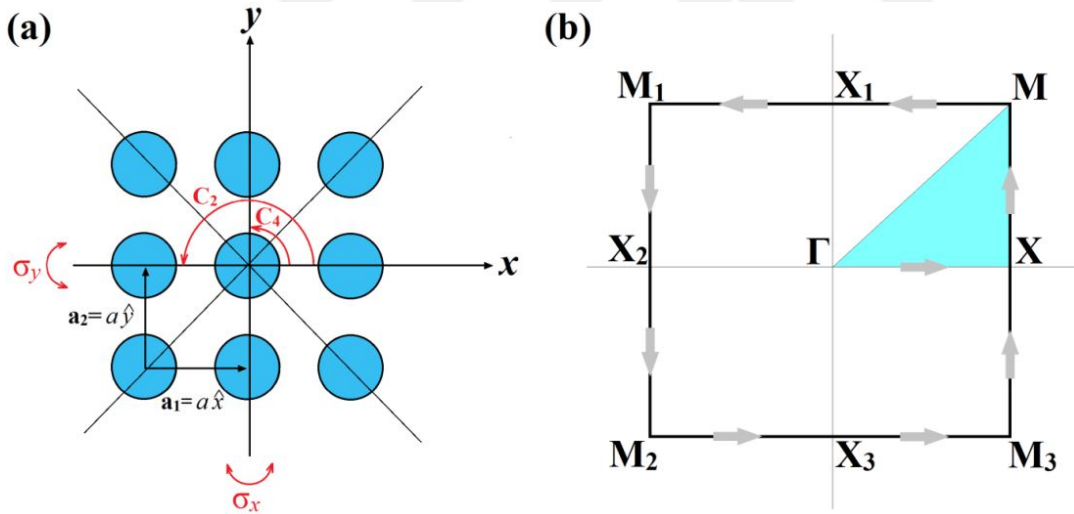
Düşük simetrik veya azaltılmış simetri FK'ları, birim hücredeki dönme veya öteleme simetrisinin bozulmasıyla elde edilmektedir. FK'lardaki dönme simetrisi, FK birim hücresine farklı konumlarda birden fazla dielektrik malzeme konumlandırılmasıyla kırılabilirken; öteleme simetrisi, FK yapısında kusur (defect) veya kavite bölgeleri tanımlamakla mümkün olabilmektedir [69]. Şimdiye kadar düşük simetrikli FK'lar, genellikle komple fotonik yasaklı bant aralığını genişletmek için çalışılmıştır [70-77]. Fakat düşük simetrikli FK'ların EFE'lerindeki özelliklerini inceleyen çalışmalar, literatürde sınırlı sayıda kalmıştır.

## 2.7 FK Yapılarındaki Çeşitli Simetri Operatörleri

FK yapılarındaki yönelimsel veya konumsal simetrisi, yapının dispersiyon özelliklerinde önemli değişimlere sebep olmaktadır.

Kare örgülü FK yapısı için kristal-örgü vektörleri  $\vec{a}_1$  ve  $\vec{a}_2$  olsun. Bu durumda, periyodik yapının dielektrik sabiti  $\varepsilon(r) = \varepsilon(r + l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2)$  olarak tanımlanabilir. Bu eşitlikte,  $l$  ve  $m$  herhangi bir doğal sayıdır. Şekil 2.6(a)'dan anlaşılacağı üzere silindirik FK periyodik yapısında birim örgü sabiti  $\vec{a}_1 = a\hat{x}$  ve  $\vec{a}_2 = a\hat{y}$  şeklinde yazılabilir. Burada  $\hat{x}$  ve  $\hat{y}$  uzay düzlemindeki birim vektörlerdir ve  $a$  örgü sabiti

olarak ifade edilmektedir. İki boyutlu FK yapıları çeşitli simetri özelliklerine sahip olabilirler. Bunlar, öteleme simetrisi (translational symmetry), ayna simetrisi (mirror symmetry) ve dönme simetrisi (rotational symmetry) olarak sıralanabilir. Eğer yapı, mesela,  $x$ - eksenine göre bir ayna simetrisine sahipse, bu durumda dielektrik sabiti  $x$ - parametresinin işaretinden bağımsız olacaktır. Yani,  $\varepsilon(x, y) = \varepsilon(-x, y)$ . Benzer olarak, periyodik FK yapısı  $\sigma_y$  gibi bir operatörle  $y$ - eksenine göre ayna simetrisine sahipse, dielektrik sabiti  $y$  değişkeninin işaretinden bağımsız olacaktır. Böylece,  $\varepsilon(x, y) = \varepsilon(x, -y)$  olarak ifade edilebilir. Ayna simetrisi operatörleri  $\sigma_x$  ve  $\sigma_y$  Şekil 2.6(a)'da belirtilmiştir. Diğer önemli simetri operatörü de dönme simetri operatörü  $C_n$ 'dir. Bu operatör sayesinde, FK yapısı saat yönünün tersi istikamette  $\frac{2\pi}{n}$  radyan döndürülmesine rağmen periyodik dielektrik yapının geometrisi değişmemektedir [78]. Şekil 2.6(a)'da  $C_2$  ve  $C_4$  simetri operatörleri için genel durum şematik olarak ifade edilmiştir.



Şekil 2.6: (a) Kare örgüye sahip FK yapısı ve çeşitli simetri operatörlerin gösterimi. (b) Brillouin bölgesi ve simetri noktaların gösterimi.

FK yapıları için hesaplanabilen bant yapıları (dispersion diagram), bu yapıların optiksel özellikleri hakkında bizlere geniş bilgiler sunmaktadır. Eğer incelenen FK yapısı dönme veya ayna simetrisine sahipse, fotonik bant yapısı da simetrik olacaktır [78]. Böyle bir durum için, Brillouin bölgesindeki (Brillouin zone) bütün dalga vektörü  $\vec{k}$  değerleri için hesaplama yapmamıza gerek yoktur. Hesaplama yapılması gereken en küçük bölge, "İndirgenemez Brillouin bölgesi" (Irreducible Brillouin

zone) olarak adlandırılır. Şekil 2.6(b)'de bu bölge boyalı olarak belirtilmiştir. Fakat birim FK hücresinde (unit cell) dönme ve ayna simetrisinin kırılması ile İndirgenemez Brillouin bölgesi dispersiyon diyagramının çıkarımında yeterli olmayacaktır. Bunun yerine, Brillouin bölgesinin bütün kenarları boyunca  $\vec{k}$  vektör hesabı gerekmektedir. Şekil 2.6(b)'deki oklar  $\vec{k}$  vektör hesaplama yönünü göstermektedir.

## 2.8 Düşük Simetrinin Fotonik Bant Yapısına Etkisi

İki boyutlu FK birim hücrelerinde düşük simetri tanımlanmasının nasıl bir etki oluşturduğunu anlamak için kaynaktan bağımsız (source-free) dielektrik bir ortam (ve manyetik olmayan bir ortam) için geçerli ve zamana bağlı (time-dependent) Maxwell eşitliklerinden başlayabiliriz:

$$\nabla \cdot \vec{H}(r,t) = 0, \quad \nabla \times \vec{H}(r,t) - \varepsilon(r) \frac{\partial \vec{E}(r,t)}{\partial t} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \varepsilon(r) \vec{E}(r,t) = 0, \quad \nabla \times \vec{E}(r,t) + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(r,t)}{\partial t} = 0. \quad (2.2)$$

Burada,  $(\vec{H}, \vec{E})$  manyetik ve elektrik alan vektörlerini ifade eder. Ayrıca, zamana ve pozisyona bağımlılığı olan fonksiyonlardır.  $(\varepsilon(r), \mu_0)$  parametreleri, uzayda konuma bağımlı dielektrik sabiti (permittivity) ve manyetik geçirgenlik katsayısını (permeability) ifade eder. Zaman-harmonik  $\vec{E}(r,t)$  ve  $\vec{H}(r,t)$  alan vektörleri, vektörel alan fazörleri cinsinden  $E(r)$  ve  $H(r)$ , aşağıdaki denkleme olduğu gibi gösterilebilir:

$$\vec{E}(r,t) = \vec{E}(r) \exp(-i\omega t), \quad \vec{H}(r,t) = \vec{H}(r) \exp(-i\omega t), \quad (2.3)$$

Burada  $\omega$  açısal frekansa karşılık gelmektedir. Bu denklemlere göre, durağan durumdaki (steady-state) Maxwell denklemleri vektörel alan fazörleri cinsinden aşağıda da belirtildiği gibi yazılabilir:

$$\nabla \times \vec{H}(r) + i\omega(\varepsilon(r)\vec{E}(r)) = 0, \quad \nabla \times \vec{E}(r) - i\omega(\mu_0\vec{H}(r)) = 0. \quad (2.4)$$

Dielektrik bir ortamda, Eşitlik 2.4'teki Maxwell denklemi, birleştirilip sadece manyetik alan fazörü  $\vec{H}(r)$  cinsinden yazılacak olursa:

$$\nabla \times \left[ \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) \right] = \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 \vec{H}(r). \quad (2.5)$$

Bu denkleme, ‘‘Master Denklemi’’(Master Equation) denir. Denklemdaki  $c_0$  electromanyetik dalganın hava ortamdaki faz hızını ifade eder. Bu sayede, Master eşitliği bir özdeğer problemi (eigenvalue problem) olarak düşünülebilir. Özfonksiyon:  $\vec{H}(r)$  ve özdeğer:  $(\omega/c_0)^2$ . Bilinen bir dielektrik fonksiyonunu alarak denklemi sağlayan özdeğer problemini çözmek gerekmektedir. Ayrıca, Bloch teoremine göre periyodik bir yapıda ilerleyen elektromanyetik bir dalga, aşağıdaki denklemi sağlayan sonsuz sayıda harmonik (Bloch) modlar olarak düşünülebilir [79]:

$$\vec{H}(r) = \vec{H}_k(r) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (2.6)$$

Burada  $H_k(r)$  kristal-örgülü yapının örgü sabiti ile periyodik bir fonksiyondur:  $a$  kristal örgü sabiti ve  $\vec{k}$  birincil Brilloun bölgesindeki Bloch dalga vektörü olduğu durum için  $\vec{H}_k(r) = \vec{H}_k(r + R)$ . Periyodik dielektrik bir ortamdaki fotonun enerji öz değerleri Bloch dalgaları şeklinde yazılabilir.

Bu denklemler ışığında Fourier transformasyonu kullanılarak manyetik alan  $H_k(r)$  ve dielektrik fonksiyonu  $\varepsilon(r)$  düzlem dalgaların (plane-waves) toplamı şeklinde gösterilebilir:

$$\vec{H}_k(r) = \sum_G \sum_{j=1,2,3\dots} \hat{e}_j H_{j,k} \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r}), \quad (2.7)$$

$$\varepsilon(r) = \sum_G \varepsilon(\vec{G}) \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r}). \quad (2.8)$$

Bu denklemden,  $\hat{e}_j$  manyetik alanın birim vektörüdür ve  $\vec{G}$  ters-uzay (reciprocal-space) kristal-örgü vektörüdür. Bu durumda, Eşitlik 2.7 ve 2.8’deki ifadeleri Master denklemine koyacak olursak (Eşitlik 2.5), iki boyutlu periyodik FK yapılarında

enine-manyetik (transverse-magnetic, TM) ve enine-elektrik (transverse-electric, TE) polarizasyonları için aşağıdaki iki denklem elde edilir:

$$\sum_{G'} |k+G| |k+G'| \varepsilon^{-1}(\vec{\mathbf{G}}-\vec{\mathbf{G}}') \vec{H}_{\perp,k}(\vec{\mathbf{G}}') = \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 \vec{H}_{\perp,k}(G), \quad (2.9)$$

$$\sum_{G'} |k+G| |k+G'| \varepsilon^{-1}(\vec{\mathbf{G}}-\vec{\mathbf{G}}') \vec{H}_{\parallel,k}(\vec{\mathbf{G}}') = \left( \frac{\omega}{c_0} \right)^2 \vec{H}_{\parallel,k}(G). \quad (2.10)$$

Eşitlik 2.9 ve 2.10'daki  $\varepsilon^{-1}(\vec{\mathbf{G}}-\vec{\mathbf{G}}')$ ,  $\varepsilon(\vec{\mathbf{G}}-\vec{\mathbf{G}}')$ 'in ters matrisidir (inverse matrix) ve formüllerdeki alt indis  $\parallel$  ve  $\perp$  z eksenine sırasıyla paralel ve dik bileşenleri ifade etmektedir. Dielektrik sabit matrisi aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\varepsilon(\vec{\mathbf{G}}) = \frac{1}{A} \int_A \varepsilon(\mathbf{r}) \exp(-i\vec{\mathbf{G}} \cdot \vec{\mathbf{r}}) d\mathbf{r}, \quad (2.11)$$

Burada  $A$  birim FK hücresi başına düşen alanı ifade eder ve integral işlemi bu alan üzerinde alınır. Eşitlik 2.11, aşağıdaki gibi basit hale indirgenebilir:

$$\varepsilon(\vec{\mathbf{G}}) = \begin{cases} f\varepsilon_d + (1-f)\varepsilon_b & \text{for } G = 0, \\ (\varepsilon_d - \varepsilon_b) S(\vec{\mathbf{G}}) & \text{for } G \neq 0. \end{cases} \quad (2.12)$$

Bu formülde  $\varepsilon_d$  ve  $\varepsilon_b$  silindirik FK çubuklarının ve arka planın dielektrik sabitine karşılık gelmektedir. Ayrıca  $f$  birim FK hücresinin sahip olduğu doluluk oranını (filling factor) temsil etmektedir.  $S(\vec{\mathbf{G}})$  fonksiyonu yapısal fonksiyon (structure factor) olarak isimlendirilir ve doğrudan FK birim hücresindeki dielektrik bölgenin geometrisiyle ilişkilidir.  $S(\vec{\mathbf{G}})$  fonksiyonu aşağıdaki formüldeki gibi ifade edilebilir:

$$S(\vec{\mathbf{G}}) = \frac{1}{A} \int_A \exp(-i\vec{\mathbf{G}} \cdot \vec{\mathbf{r}}) d\mathbf{r}. \quad (2.13)$$

Kare örgü FK yapıda ters latis baz vektörleri  $\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$  koşulunu sağlarlar ve  $(\vec{b}_1, \vec{b}_2) = (\frac{2\pi}{a}\hat{x}, \frac{2\pi}{a}\hat{y})$ .

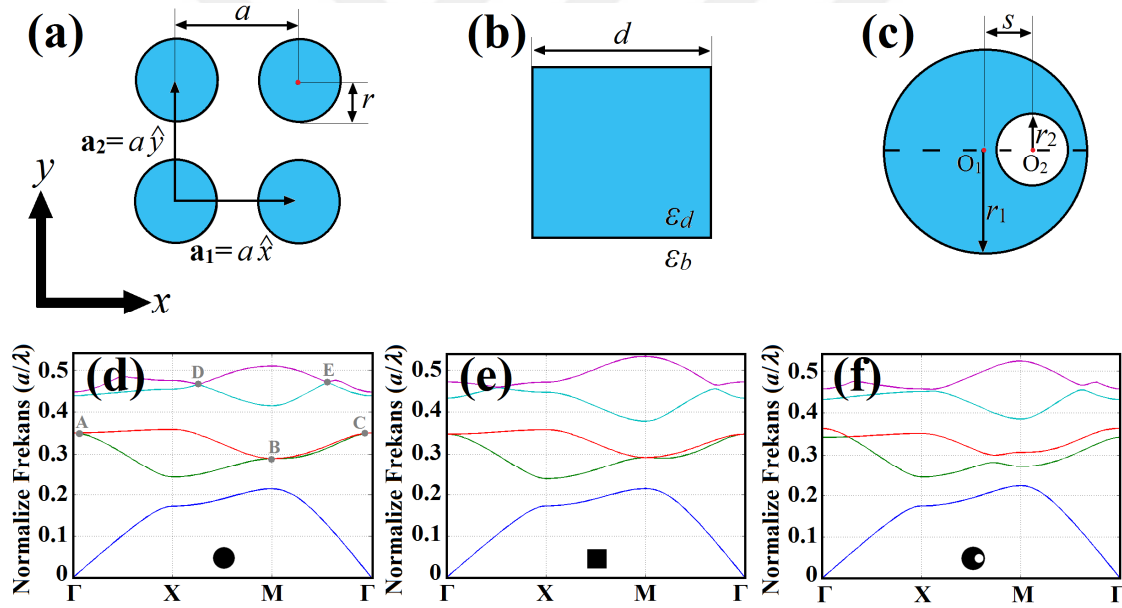


Bu durumda ters latis vektörü  $\vec{G} = l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2$  olur.  $l$  ve  $m$  birer tam sayıdır. Şekil 2.7(a)'da yarıçapı  $r$  olan simetrik hücreyi düşünürsek;  $S(\vec{G}) = 2f \frac{J_1(Gr)}{Gr}$  hesaplanır.

$J_1(\cdot)$  birinci mertebeden ilk tür Bessel fonksiyonudur. Şekil 2.7(b)'de kenarı uzunluğu  $d$  olan kare için ise  $S(\vec{G}) = f \text{sinc}\left(\frac{G_x d}{2}\right) \text{sinc}\left(\frac{G_y d}{2}\right)$  şeklinde yazılabilir.

$G_x$  ve  $G_y$  ters latis vektörün  $x$  ve  $y$  bileşenleridir.

Şayet Şekil 2.7(c)'deki gibi bir birim hücre oluşturmuş olursak, yapısal fonksiyon şu şekilde dönüşür;  $S(\vec{G}) = S_1(\vec{G}) - \exp(i\vec{G} \cdot \vec{s}) S_2(\vec{G})$ .  $S_1(\vec{G})$  ve  $S_2(\vec{G})$  yarıçapları  $r_1$  ve  $r_2$  olan silindirlere karşılık gelmektedir.  $\vec{s}$  ise küçük hava silindirin  $x$ - ekseninde öteleme vektörüdür.



Şekil 2.7: (a), (b) ve (c) sırasıyla aynı dielektrik doluluk oranına sahip üç farklı birim hücreli kare örgülü FK yapısını göstermektedir. (d), (e) ve (f) ise üstte yer alan yapıların TM polarizasyon için bant diyagramlarını göstermektedir. Hesaplamalarda  $r$ ,  $d$ ,  $r_1$  ve  $r_2$  değerleri sırasıyla  $0.37a$ ,  $0.66a$ ,  $0.40a$  ve  $0.15a$  alınmıştır. Doluluk oranı  $f=0.432$  ve öteleme miktarı ise  $s=0.20a$ . Dielektrik malzeme için  $\epsilon_d=12$  ve  $\epsilon_b=1$  olarak alınmıştır.

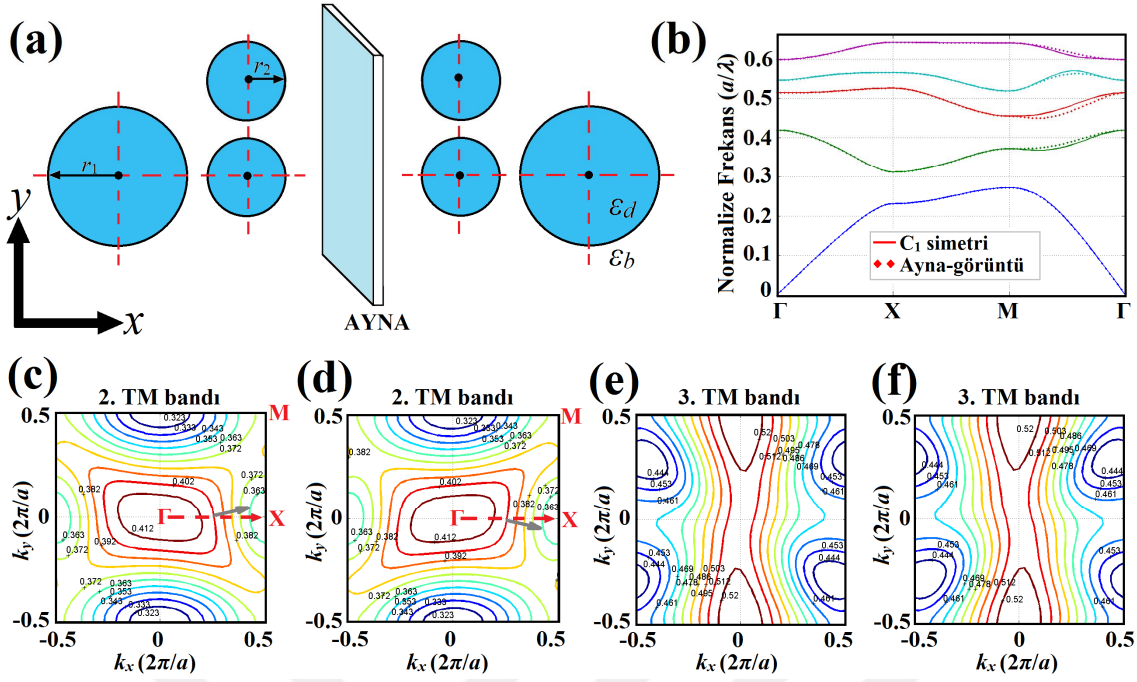
Yukarıdaki açıklamalardan da anlaşılacağı üzere FK birim hücresindeki dielektrik dağılımında  $\epsilon(r)$  meydana gelen değişiklik, doğrudan yapısal faktör  $S(\vec{G})$  'yi etkilemekte ve bu yüzden, farklı polarizasyonlar için fotonik bant yapısı değişiklik arz etmektedir. Buradaki tartışmanın daha iyi anlaşılması için, simetrik (silindirik),



kare-yapılı ve düşük simetrlili birim hücreye sahip üç farklı kare-örgülü FK yapısının dispersiyon diyagramı incelenmiştir ve sonuçlar Şekil 2.7'de verilmiştir. Bu üç durumda doluluk oranı aynı olduğu halde, dönme ve ayna simetrisinin bozulması nispetinde (Şekil 2.7(a)'daki silindirik FK'lardan Şekil 2.7(c)'deki düşük simetrlili FK'ya doğru) fotonik bant yapısında özellikle yüksek simetri noktalarındaki (degenerate points, A,B,C,D,E ile gösterilmiştir) enerji seviyelerinde açılmalar olmaktadır.

Üç durumdaki dispersiyon grafikleri incelendiği zaman ilk bantlarda düşük frekans değerlerinin bulunduğu bölgelerde sonuçların aynı olduğu görülmektedir. Bu durum beklentiler dâhilindedir, zira etkin ortam teorisi geçerlidir [80]. Diğer taraftan frekansın artmasıyla birlikte Bloch modları birim hücre içerisinde gerçekleşen değişimlere hassas hale gelmektedir. Yönel ve ayna simetrisinin azaltılması sayesinde dispersiyon eğrileri etkilenmeye başlamaktadır.

Elde edilen sonuçlar düşük simetrlili FK'ların enerji bantlarının mühendisliğini mümkün kılmaktadır. Bu yöntem projemizin önemli bir kısmını teşkil etmektedir. Düşük simetriye sahip birim hücreli yapıların enerji grafikleri detaylıca incelenecektir. Simetri noktalarında enerji grafiklerinde meydana gelen açılmalar yasaklı bant aralıklarının genişletilmesi için kullanılabilir. Diğer taraftan belirli doğrultuda eğrinin eğiminde meydana gelen değişimler sayesinde dispersiv olmayan yavaş ışık olayı incelenebilir. Eğimdeki değişimden fotonların grup hızları ( $v_g = \partial\omega/\partial k$ ) yavaş Bloch modları sayesinde kontrol edilebilmektedir.



Şekil 2.8: (a)  $C_1$  simetrisine sahip birim hücre ve ayna görüntüsü. (b) Her iki duruma karşılık gelen kare örgü FK yapının dispersiyon grafiği. (c), (d), (e) ve (f) ikinci ve üçüncü bantların eş-frekans eğrileri.  $r_1 = 0.20a$  ve  $r_2 = 0.10a$ .

Birim hücreye düşük simetrisinin eklenmesi yönsel simetrisinin değiştirilmesi ile de yapılabilir. Bu duruma bir örnek Şekil 2.8(a)'da verilmiştir. Örnekte öteleme simetrisinin korunmaktadır. Öteleme simetrisinin korunmadığı durumlar kuvazi-yapılarla çalışılacaktır. Birim hücrenin kendisi ile ayna görüntüsünün dispersiyon grafikleri hesaplandığı zaman Şekil 2.8(b) elde edilmektedir. Bu grafikten yapılan iki önemli gözlemden bir tanesi şudur: simetrideki azalış nedeniyle Brillouin bölgesinin köşe noktalarında dejenere modlar oluşmamaktadır. Diğerisi ise bantlar arasında meydana gelen kaymalardır. Örneğin,  $\Gamma - M$  doğrultusunda bantlarda meydana gelen kaymalar sayesinde fotonların yapı içerisindeki hareketleri manipüle edilebilir. İkinci ve üçüncü bantlar için eş-frekans eğrileri hesaplandığı zaman Şekil 2.8(c)-(f)'deki sonuç ortaya çıkmaktadır. Fotonların taşıdıkları enerjinin akış yönü eş-frekans eğrilerinden çıkarılabilmektedir [81]. Şekil 2.8(c) ve 2.8(d)'de oklarla gösterilen enerji akış doğrultuları fotonların hareket yönlerinin birim hücrede meydana getirilen değişimlerle kontrol edilebileceğini göstermektedir. Şayet normalize olmuş  $a/\lambda = 0.402$  frekans değerinde fotonlar yapıya  $\Gamma$ -X doğrultusunda gönderilmiş olsun. İlk durumda doğru ile pozitif açı yapacak şekilde yön değiştiren

fotonlar ikinci durumda geliş doğrultusu ile negatif açı yapacak şekilde ilerlemektedir.

## 2.9 Fotonik Kristallerin Optik Uygulamaları

Çok sayıda Fotonik ve optik uygulama alanının olması, FK'ları araştırmacılar için vazgeçilmezlerden yapmıştır. FK'ların başlıca uygulama alanları şekildeki gibi sıralanabilir:

- Süper-kolimatörler ve süper-lensler [82,83],
- Süper-prizma etkisinin ve öz-kolimasyon etkilerinin kullanılmasıyla oluşturulmuş dalga boyu çoklayıcıları [84,85],
- Tüm-açı negatif kırılma özelliğini kullanarak tasarlanan optik lensler [86],
- Keskin köşeli ve T-yapılı dalga kılavuzları [87,88].
- Polarizasyondan bağımsız dalga kılavuzları [89,90]
- Fotonik kristal lazerler [91],
- Ultra düşük güçlü ve ultra hızlı tüm-optik anahtarlama sistemler [92],
- Yüksek kalite-faktörlü mikro-kaviteler [93],
- Çok-kanallı ve dar-bantlı optik filtreler [94],
- Fotonik kristal tabanlı biyo-kimyasal sensorler [95],
- Tüm-op mantıksal devreler [96]
- Fotonik kristal interferometreler [97]
- Hüzme ayırıcı yapıları [98].



### 3. SIVI KRİSTALLERE GİRİŞ

Maddeler genellikle katı, sıvı ve gaz olmak üzere üç fazda bulunabilmektedir. Maddenin fazları arasındaki geçişler, bulunduğu ortamın sıcaklık ve basıncı değiştirilerek sağlanabilmektedir. Bilindiği üzere; katı fazdaki molekül veya atomlar, pozisyonel ve yönelimsel bir düzen içerisinde bulunurlar ve bu sayede, kristalik moleküler/atomik örgü oluştururlar. Sıvı fazdaki molekül veya atomlar ise; şekilsiz ve düzensiz bir akışkanlığa (difüzyon) sahiptirler. Bazı organik maddelerde ise; -bu üç faza ek olarak- katı ve izotropik sıvı fazı arasında bir ara faz (mezofaz) oluşabilmektedir. Bu maddeler, yönelimsel ve kısmen de pozisyonel bir düzen içerisinde olmakla katı fazdaki moleküllere benzerken; akışkanlık özellikleri sebebiyle izotropik sıvılara benzemektedirler. Bu özgün özellikleri barındıran mezofazdaki organik moleküllere "Sıvı kristaller (SK)" denmektedir [99]. SK'ların keşfi, Avusturyalı botanist F. R. Reinitzer tarafından 1888 yılında yaptığı bir deneyde rastlantı sonucu; cholesteryl benzoate adlı organik maddenin iki ayrı erime noktası olduğunu farketmesiyle ortaya çıkmıştır: 155°C de katı cisim bulanık bir sıvıya dönüşmüş ve bu 179°C de bulanıklığını kaybederek berrak bir sıvı halini almıştı [100]. Bu deneyden sonra, kristal optik konusunda uzman olan Alman fizikçi Otto Lehmann, bulanık sıvının yönelimsel bir düzene sahip olduğuna ikna olmuştu. Buna karşın, daha yüksek sıcaklıktaki şeffaf sıvının moleküler düzeni, izotropik sıvılardaki gibi tamamen düzensiz bir haldeydi. Bu yeni buluş, bilim camiasında fikri ayrılıklara sebep olmuştu ve bazı bilim adamları, keşfedilen bu mezofazın muhtemelen katı ve sıvı bileşenlerin karışımından oluşmuş olabileceğini iddia ettiler. Fakat, 1910-1930 yılları arasındaki deneysel ve teorik çalışmalar, SK mezofazının varlığını ispatladı.

Manyetizma ve süper iletkenlik üzerinde çalışan Fransız teorik fizikçisi Pierre-Gilles de Gennes, 1960'larda SK'lar üzerinde yoğun çalışmalar yaptı ve SK'lar ile süper iletkenler ve manyetik malzemeler arasındaki etkileyici benzerlikler farkettiler ve SK'lar üzerindeki çalışmaları sayesinde, 1991'de Nobel Fizik Ödülünü kazandı [101]. 1960'lı yıllarda keşfedilen SK'ların özgün elektro-optik özellikleri, sıvı kristal ekran

(LCD) teknolojisinin temellerini oluşturmuş ve günümüz modern görüntüleme teknolojisinde önemli uygulama alanı bulmuştur [102].

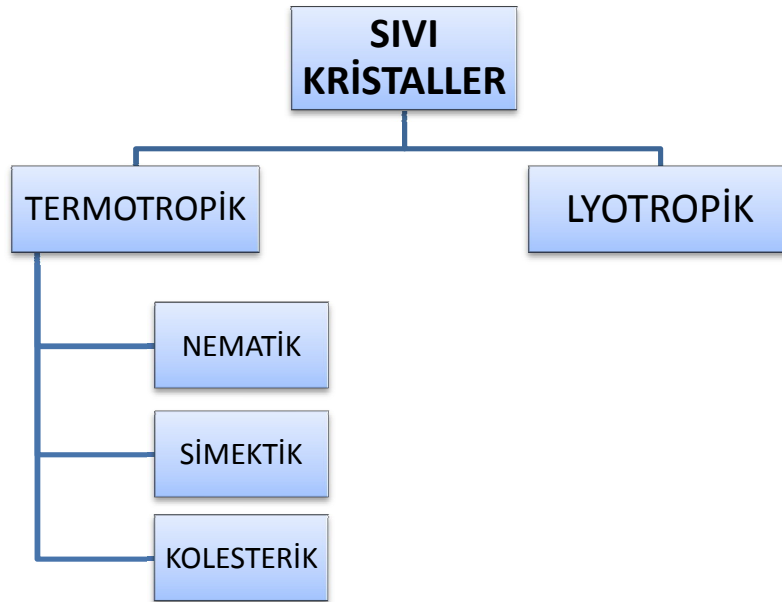
### 3.1 Sıvı Kristallerin Genel Özellikleri

Sıvı kristallerin en belirgin özelliği, bileşen moleküllerinin uzun menzilli yönelimsel düzenlerinin olmasıdır. Bu moleküller, bir veya iki boyutta ötelenme ve pozisyonel düzene sahiptirler. SK'lar, moleküllerin fiziksel özelliklerine göre çok çeşitli fazlarda bulunabilirler. Bu mezofazdaki moleküller, bazı özellikler bakımından katı/sıvı fazlarıyla benzerlik gösterdiği gibi, özgün elektro-optik özellikleri sayesinde diğer fazlardan oldukça farklıdır.

SK'ların ana özelliklerinden birisi de anizotropidir. Ortama elektriksel/manyetik alan uygulanmasıyla SK moleküllerin yönelimi kontrol edilebilmekte ve böylece, optik ve manyetik özellikleri değiştirilebilmektedir. Sıvı moleküllerin bu elektro-optik özelliği, sıvı molekül tabanlı ayarlanabilir optik aygıt tasarımı mümkün kılmaktadır.

### 3.2 Sıvı Kristalin Sınıflandırılması

Sıvı kristal fazları, iki ana sınıfa ayrılmaktadır; **termotropik** ve **lyotropik** (Şekil 3.1).



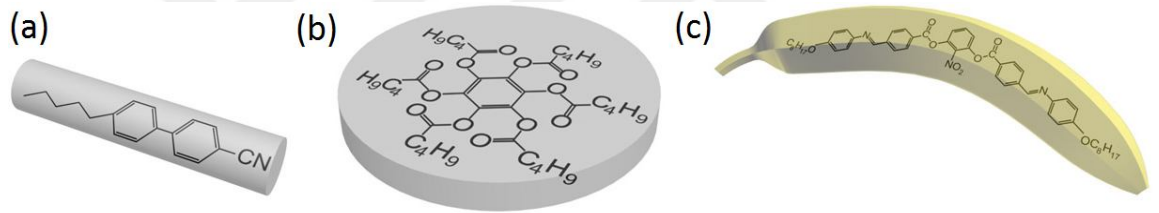
Şekil 3.1: Sıvı kristallerin sınıflandırılması.

**Termotropik** SK fazı, belirli bir sıcaklık aralığında oluşur ve faz geçişlerinin sıcaklıkla gerçekleşmesi nedeniyle "Termo-" önekini almıştır. Tüm organik

moleküllerin yaklaşık% 1'i katı kristal fazdan eriyerek bir termotropik SK fazını oluşturur ve sonunda daha yüksek sıcaklıklarda izotropik bir sıvıya dönüşür [103].

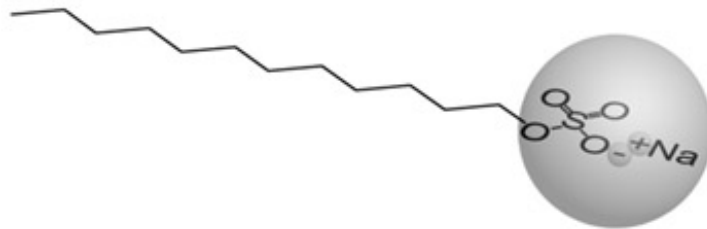
Buna karşın **liyotropikSK** fazları, bir çözelti oluşturur ve sıcaklığa ilaveten çözeltinin derişimi, sıvı kristalliğini kontrol eder. Termotropik organik moleküller, SK fazı oluşturmak için solvante ihtiyaç duymazlar. Liyotropik SK'lar ise, çözelti içinde amfifilik moleküller tarafından oluşturulur.

Günümüz teknolojisinde, SK fazı üretmenin birçok yolu keşfedilmiştir. **TermotropikSK**'lar, genellikle anizotropik (uzatılmış veya disk-benzeri) şekli olan moleküller tarafından oluşturulur. Böyle moleküller, genelde merkezi rigid bir çekirdek grubu (genellikle aromatikdir) ve esnek kuyruktan (genellikle alifatik gruplardan) oluşur. Uzatılmış veya çubuk-benzeri moleküller, kalamitikSK fazını oluştururken; disk-benzeri moleküller, diskotik SK fazını oluşturmaktadır. Muz-şekilli moleküller ise, ilginç termotropik SK'ları oluşturan karmaşık yapı taşlarına örnek olarak verilebilir (Şekil 3.2).



Şekil 3.2: (a)5CB, (b) benzen-hekza-n-alkanoat türevleri ve (c) muz-şekilli sıvı kristallerinin moleküler yapısı [104].

**LiyotropikSK**'lar, genellikle iki bileşenli sistemlerdir ve amfifilik bileşikler, bir solvent içerisinde çözündürülür. Liyotropik SK'ları oluşturan yapı taşları, iki ayrı parça ile karakterize edilebilir; hidrofilik (hidrojen bağıyla geçici olarak su ile bağlanabilir) kutup başı ve hidrofobik (su itici) kutupsuz kuyruk. Bu tür moleküllere, sabun (sodium dodecyl sulphate,  $C_{12}H_{25}NaSO_4$ ) örnek gösterilebilir [105]. Şekil 3.3'te bir sabun molekülünün uzaysal geometrisi gösterilmiştir.

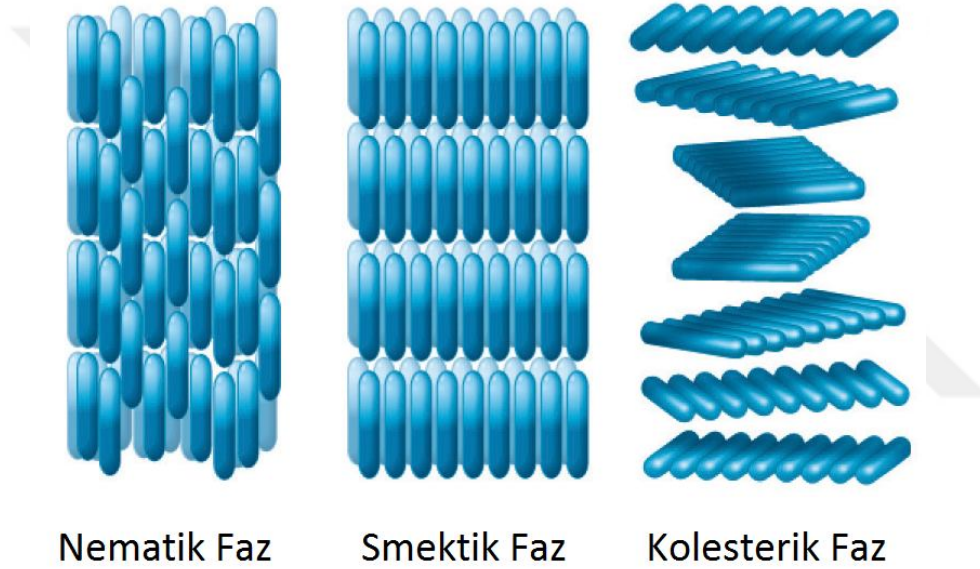


Şekil 3.3: Sodyum dodesilsülfatın (sabun) moleküler yapısı.

Liyotropik SK'lar, biyolojik sistemlerde karmaşık yapılar halinde bulunurken; termotropik SK'lar, yapay olarak üretilip günümüz teknolojisinde sıklıkla kullanılmaktadır.

### 3.2.1 Termotropik sıvı kristaller: nematikler, kolesterikler ve smektikler

Lineer olmayan özellikleri sebebiyle termotropik SK'lar, günümüz teknolojisinde oldukça yaygın kullanım alanına sahiptir [106]. Moleküler yapıları karmaşık olmakla beraber, çubuk şekilli veya disk-şekilli olarak gözlenmektedir. Termotropik SK'lar, mezofazlarına göre üç farklı şekilde sınıflandırılırlar: nematik, kolesterik ve smektik (Şekil 3.4).



Şekil 3.4: Nematik, smektik ve kolesterik sıvı kristal fazlardaki moleküllerin düzenlenmesi.

**Nematik sıvı kristaller,** mikroskopik olarak incelendiğinde iplikçi şekilde görünmesi sebebiyle "nematik" olarak isimlendirilmiştir. SK'ların en çok incelenen ve en çok kullanılan türüdür. Moleküller katmanlı değil fakat uzaysal yönelimleri aynıdır fakat konumsal olarak bir düzenleri yoktur. Nematik fazdaki moleküller, dönme ve birbiri içine geçme hareketi yapabilirler [107].

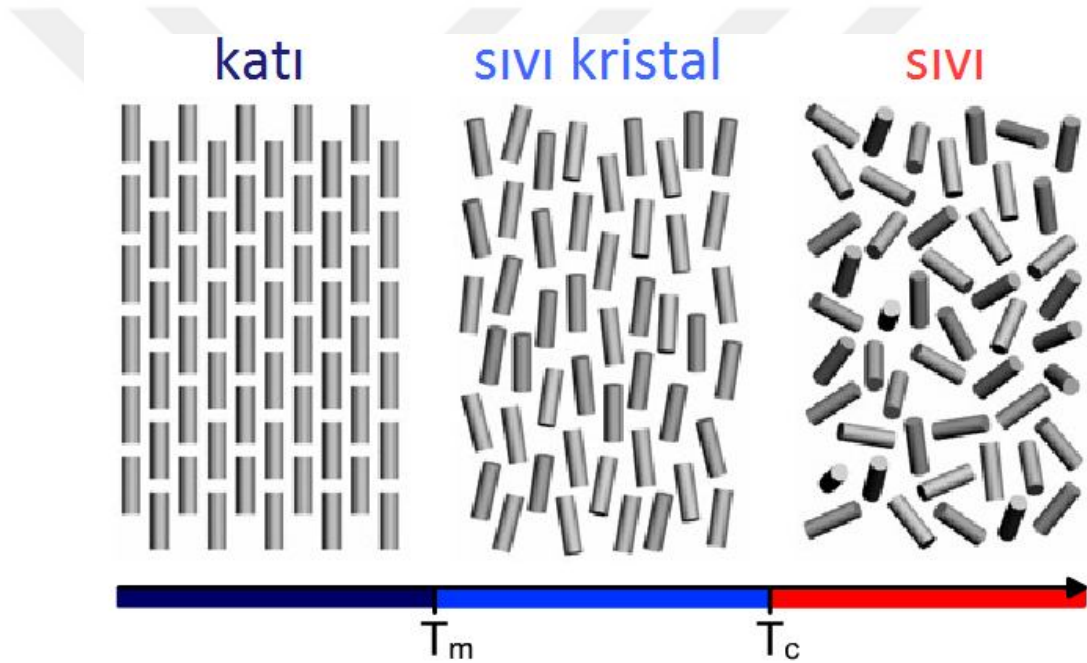
**Smektik sıvı kristal** fazındaki moleküller, yönelsel ve konumsal düzene aynı zamanda sahiptirler. Moleküller, katmansal bir yerleşim göstermektedir. Dolayısıyla moleküller, kendi etraflarında serbest dönebilirken; katmanlar arasındaki geçiş hareketi yapamazlar. Moleküler eksenler ile moleküllerin tabakaları arasındaki açıya bağlı olarak, smektik fazın çeşitli varyantları bilinmektedir. Bunların arasında en çok



bilineni, Smektik A fazıdır. Bu fazdaki moleküller, molekül katmanlarına dik bir şekilde dizilirler [108].

**Kolesterik sıvı kristal** fazında, molekül katmanları helezonik şekilde yönlenmiş olup üst üste istiflenmiştir. Her katmandaki molekül demeti, bir üst katmana göre küçük bir açı farkıyla aynı yöne dönmektedir. Kolesterik mezofazda, molekül katmanları arasındaki adım uzunluğu (pitch) önemli bir parametredir. Ayrıca, helis yapısı nedeniyle Bragg ızgara benzeri optik yansımalar elde etmek mümkündür [109].

Şekil 3.5'te de görüldüğü üzere SK mezofazı, belirli sıcaklık aralığında oluşmaktadır;  $T_m < T < T_c$ . Burada,  $T_m$  katı fazdan bir mezofaza erime sıcaklığını ifade ederken;  $T_c$ , SK'ların izotropik sıvıya dönüştüğü "Temizleme" sıcaklığını ifade etmektedir.



Şekil 3.5: Faz diyagramı:  $T_m$  - erime sıcaklığı;  $T_c$  - temizleme sıcaklığı.

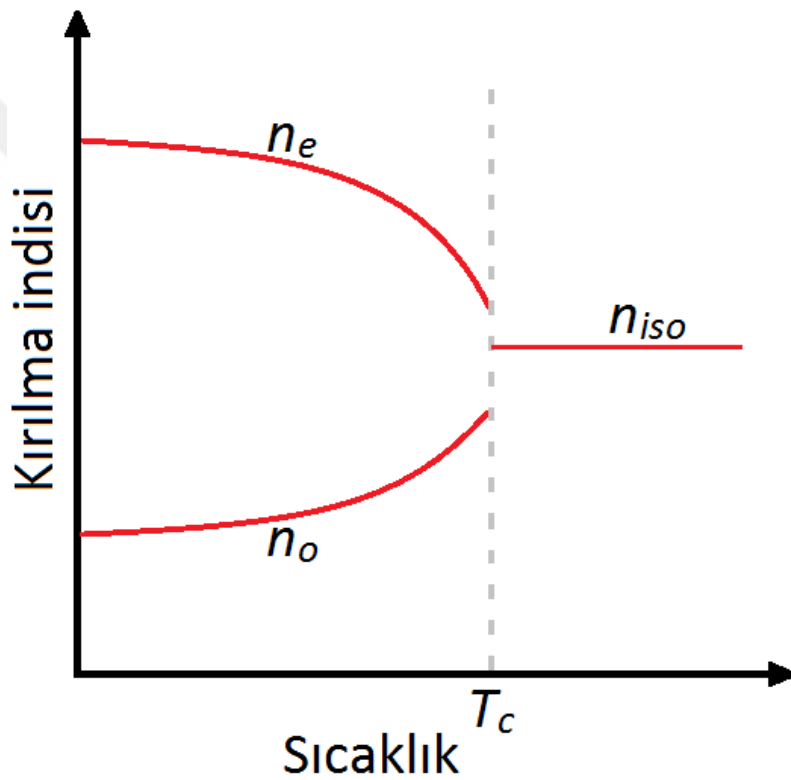
### 3.3 Sıvı kristallerin optik anizotropisi

SK'ların anizotropi özelliği, gelen ışığın farklı polarizasyonlarda farklı faz hızında ilerlemelerini sağlamaktadır. Öyleyse, SK'lar çift-kırılımlıdır (birefringent). Tek-eksenli SK'lar, iki temel kırılma indeksine sahiptir; olağan (ordinary) kırılma indeksi  $n_o$  ve olağanüstü (extra-ordinary) kırılma indisi  $n_e$ . Çift-kırılım (birefringence), bu iki kırılma indisi arasındaki farka eşittir;  $\Delta n = n_e - n_o$ .

Elektromanyetik dalganın optik alan ile etkileşimi dielektrik tensörü aracılığıyla olur. Dalganın ilerleme yönünden ziyade, elektromanyetik dalganın elektrik alanının yönü -yani- polarizasyonun yönü önemlidir:

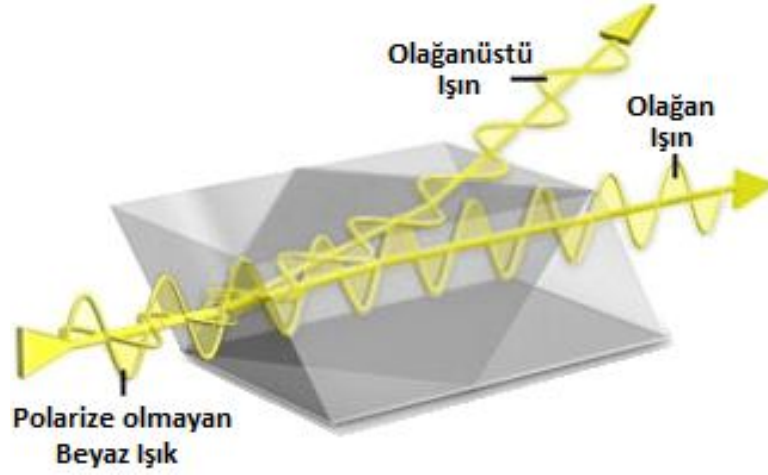
- Optik eksene (moleküllerin yönelimine) paralel olan polarizasyon olağan (ordinary) kırılma indisini görmektedir.
- Optik eksene (moleküllerin yönelimine) dik olan polarizasyon olağan üstü (extraordinary) kırılma indisini görmektedir.

SK'ların çift-kırıcılık özelliği, sıcaklığa göre değişmektedir [110]. Şekil 3.6'te, nematik SK'ların dielektrik sabitlerinin sıcaklığa bağlı değişimi gösterilmektedir. Sıcaklık arttıkça, sıvı kristalin çift-kırıcılık özelliği ( $\Delta n = n_e - n_o$ ) zayıflamakta ve temizleme sıcaklığında ( $T_c$ ) SK, izotropik bir sıvıya dönüşmektedir (sabit bir kırıcılık indisine sahiptir,  $n_{iso}$ ).



Şekil 3.6:  $\Delta n > 0$  olan sıvı kristallerdeki kırılma indisinin sıcaklık bağımlılığı:  $T_c$  - temizleme sıcaklığı,  $n_{iso}$  - İzotropik sıvının kırılma indisi.

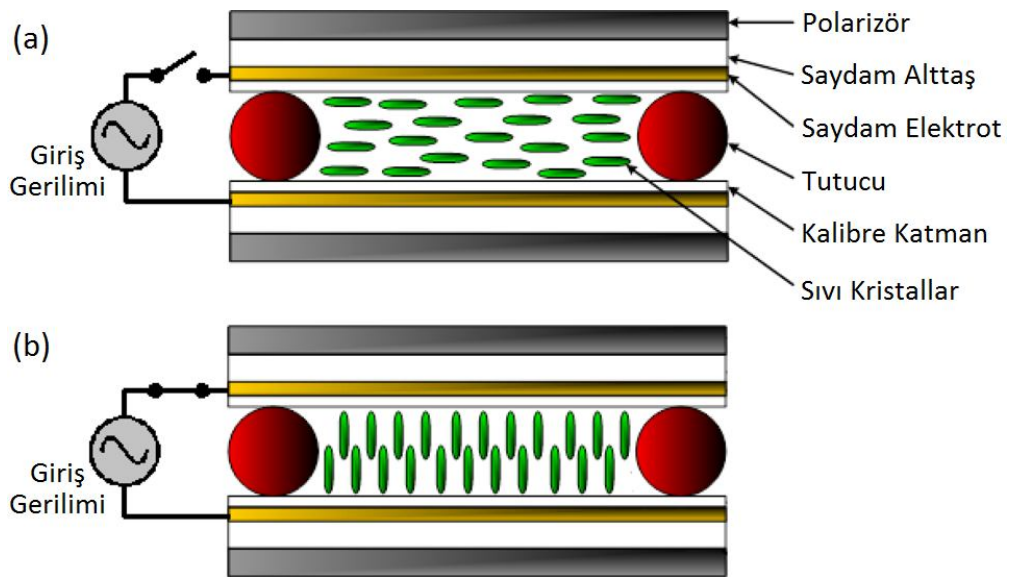
Moleküllerin yönelimine paralel bir şekilde polarize olan ışık, dik şekilde polarize olan ışıktan daha farklı bir kırılma indisine sahiptir. Yani, farklı faz hızıyla ilerlemektedirler. Bu durumda, nematik SK'lar gibi çift-kırılmalı (birefringent) bir ortama giren beyaz ışık, hızlı (olağan -ordinary- ışık) ve yavaş (olağanüstü -extraordinary- ışık) iki hüzmeye ayrılır. Yapının çıkışında bu iki ışık hüzmeleri tekrar birleştiklerinde ise, hüzmelerin arasında faz farkı oluşur ve böylece, farklı polarizasyonda bir ışık çıkışta elde edilir. Şekil 3.7, SK'lar gibi çift-kırılmalı yapılardaki ışık ilerleyişini şematize etmektedir.



Şekil 3.7: Çift-kırılmalı bir ortama giren polarize-olmayan bir ışığın ilerleyişinin şematik gösterimi.

### 3.4 Sıvı Kristallere Harici Gerilim Uygulanması

SK'ların moleküler yönelimleri, uygulanan harici gerilime göre değişmektedir: elektrotlar arasında harici bir elektriksel alan uygulandığında, SK molekülleri, -anlık polarizasyonları sebebiyle- elektriksel alan doğrultusuna doğru yönelmeye başlarlar. Şekil 3.8'de tipik bir SK hücresi şematize edilmiştir. SK hücresi, iki saydam alıtış, polarizör, tutucular ve saydam elektrottan (genellikle ITO'dan) oluşmaktadır. Nematik fazda olduğu varsayılan SK'ların yönelimi, harici bir elektriksel alan yokken (Şekil 3.8(a)) katmanlara paralel dizilirken; elektriksel alan şiddeti artırıldıkça, moleküllerin yönelim açısı katman düzlemine dik olacak şekilde artmaktadır [111].



Şekil 3.8: Homojen dağılmış sıvı kristal hücresine elektriksel alan uygulamasının şematik gösterimi.

Doktora eğitimim sırasında, sıvı kristallerin fotonik uygulamaları üzerine yayınlanmış birkaç çalışmam mevcuttur [112-114]. Tezin bu kısmında, fotonik yapılara sıvı kristal infiltrasyonu ile oluşturulmuş ayarlanabilir fotonik lens ve fotonik nanojet çalışmalarından bahsedilecektir.

### **3.5 Nematik Sıvı Kristallerle Ayarlanabilir Derecelendirilmiş Kırılma İndisli Fotonik Kristal Lens Tasarımı**

#### **3.5.1 Çalışmanın özeti**

Bu çalışmada, nematik sıvı kristaller kullanılarak ayarlanabilir derecelendirilmiş kırılma indisli fotonik kristal (DKFK) lens sistemi tasarlanmıştır. Sıvı kristallerin harici bir gerilim altında etkin kırılma indislerinin değişme özelliği vardır. Bu özellik düşük-inds farklı DKFK'ların etkin kırılma indis profillerinin modülasyonuna olanak sağlamaktadır. Bu özellik sayesinde ayrıca, 2B DKFK boyutlarında herhangi bir değişiklik yapmadan yapıya ait odak uzaklığı, uygulanan gerilimin kontrolü ile sonsuzdan belirli bir pozitif yada negatif değere değiştirilebilir. 2B DKFK'da tanımlanan rasgele yapısal bozukluklar ve yapıya eklenen çizgi-kusurların odak ayarlama üzerindeki etkisi ayrıca çalışılmıştır. Ayrıca FK'ların dispersiyon ilişkisi ölçeklenebilir olduğundan, çalışılan tasarımın boyutları da kızılötesi yada mikro dalga bölgede çalışacak şekilde ayarlanabilir. Sonuç olarak önerilen ayarlanabilir polimerik DKFK yapısı; yakın-alan görüntüleme ve tarama sistemleri, görüntü düzeltme ve otomatik odaklama gibi çeşitli optik uygulamalara kullanılabilir.

#### **3.5.2 Ayarlanabileroptik ve ayarlanabilir derecelendirilmiş kırılma indisli fotonik kristal lens tasarımı**

Lenster, özellikle görüntü işleme ve optik haberleşme için önemli olan, kritik optik devre elemanlarıdır. Geleneksel blok lensterler, sabit bir odak uzaklığına sahiptir. Fakat çoğu zaman, ayarlanabilir bir oda uzaklığına sahip lens sistemine ihtiyaç duyulabilir. Bu açıdan ayarlanabilir ya da ayarlanabilir optik [115], optik teknolojisinde önemli bir yere sahiptir. Ayarlanabilir-odaklayıcı lensterler; akıllı makine-görüntüleme cihazları, küçültülmüş kameralar, üç boyutlu görüntüleme ve endoskopi gibi pek çok potansiyel uygulamada önemli rol oynamaktadır.

İnsan gözü, ayarlanabilir lens sistemine mükemmel bir örnektir [116]. İnsan gözünün odaklamasına yardımcı olan kritik parçaları ise iris ve hemen ardında yer alan lenstir.

İris, pupilin boyunu kontrol edebilmektedir, yani lensin üzerine düşen ışık miktarını ayarlamaktadır [117]. Dış bükey olan bu lens, bir şekilde ışığı retinaya odaklar. Kirpiksi kasların gerilimine bağlı olarak (gevşeme-gerilme), lensin şekli değişmekte ve böylece gözün odağı, uzak veya yakın görüş durumlarına göre ayarlanabilmektedir. İnsan gözünün bu kabiliyeti, bilim adamlarına uyarlanabilir lens geliştirmelerinde ilham kaynağı olmuştur: Güncel bir çalışmada elastomerik parçalar kullanarak, doğadan ilham alan geniş görüntüleme açılı dijital bir kamera yapılmıştır [118].

Günümüz teknolojisinde elektro-optik [119], elektro-mekanik [120], termo-optik [121] ve akusto-mekanik [122] teknikler, ışığın otomatik odaklaması için kullanılmaktadır. Bu tekniklerin arasında SK'lar, uygulanan gerilimle yönelimlerinin dinamik kontrolünün mümkün olması ve buna bağlı olarak kırılma indislerinin gerilim seviyesine göre değişmesi sebebiyle elektro-optik lens tasarımı için iyi bir tercih olabilir [123]. SK'lar ayrıca basit elektro-optik kontrolleri, düşük kontrol gerilimleri, az yer kaplamaları, düşük enerji tüketimleri ve nisbeten düşük maliyetlerinden dolayı uyarlanabilir optik uygulamalarında önemli bir yere sahiptir [124]. SK tabanlı cihazlar; rasgele lazer salınımları [125,126], elektro-optik anahtarlar [126-128], mikrolens dizileri [129], termo-optik uyarlama [130-131], optik anahtarlama [132] ve optik görüntüleme sistemleri [133] gibi farklı optik uygulamalarda çalışılmıştır.

Tezin bu bölümünde, silindirik dielektrik deliklerden oluşan iki boyutlu (2B) derecelendirilmiş kırılma indisli fotonik kristal (DKFK) yapıların odaklama kabiliyetleri çalışılmıştır. Tasarlanan 2B DKFK ortamı, nematik SK'larla infiltre edilip, bu hibrid yapının odak noktası ayarlanabilirliği incelenmiştir. Büyük dalga boyları için ( $\lambda \gg a$ ) FK'ların etkin homojen ortam olarak kabul edildiği bilinmektedir [134]. Dolayısıyla, uzun dalgaboyu bölgesinde FK'ların etkin dielektrik sabitleri etkin ortam teorisi (EOT)'ne göre hesaplanır [135]. Farklı polarizasyonlara ait etkin permitivitenin analitik ifadesi aşağıdaki gibidir:

$$\varepsilon_{\text{eff,TE}} = \varepsilon_{\text{host}} \frac{(1 - ff)\varepsilon_{\text{host}} + (1 + ff)\varepsilon_{\text{cyl}}}{(1 + ff)\varepsilon_{\text{host}} + (1 - ff)\varepsilon_{\text{cyl}}}, \quad (3.1)$$

$$\varepsilon_{\text{eff,TM}} = (1 - ff)\varepsilon_{\text{host}} + ff \cdot \varepsilon_{\text{cyl}}. \quad (3.2)$$

Eşitlik 3.1 ve 3.2, aşağıdaki gibi de ifade edilebilir:

$$\varepsilon_{\text{eff,TE}} = \varepsilon_{\text{host}} \frac{ff(\varepsilon_{\text{cyl}} - \varepsilon_{\text{host}}) + (\varepsilon_{\text{cyl}} + \varepsilon_{\text{host}})}{-ff(\varepsilon_{\text{cyl}} - \varepsilon_{\text{host}}) + (\varepsilon_{\text{cyl}} + \varepsilon_{\text{host}})} \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_{\text{eff,TM}} = \varepsilon_{\text{host}} + ff(\varepsilon_{\text{cyl}} - \varepsilon_{\text{host}}). \quad (3.4)$$

Denklemlerde;  $ff = \pi r_{\text{cyl}}^2 / a^2$  havadan ya da polimerik malzemeden oluşan silindirlerin doluluk oranıdır. Bu denklemde,  $r_{\text{cyl}}$  FK silindirin yarıçapı ve  $a$  örgü sabitidir. Yukarıdaki eşitlikte,  $\varepsilon_{\text{host}}$  ve  $\varepsilon_{\text{cyl}}$  çevreleyen ortamın ve FK silindirlerin permitivitesini ifade etmektedir. Eşitlik 3.3 ve 3.4 göz önüne alınınca hem TE hem de TM polarizasyonu için  $\varepsilon_{\text{host}}$  ve  $\varepsilon_{\text{cyl}}$  permitivite değerlerine bağlı üç farklı durum ortaya çıkmaktadır:

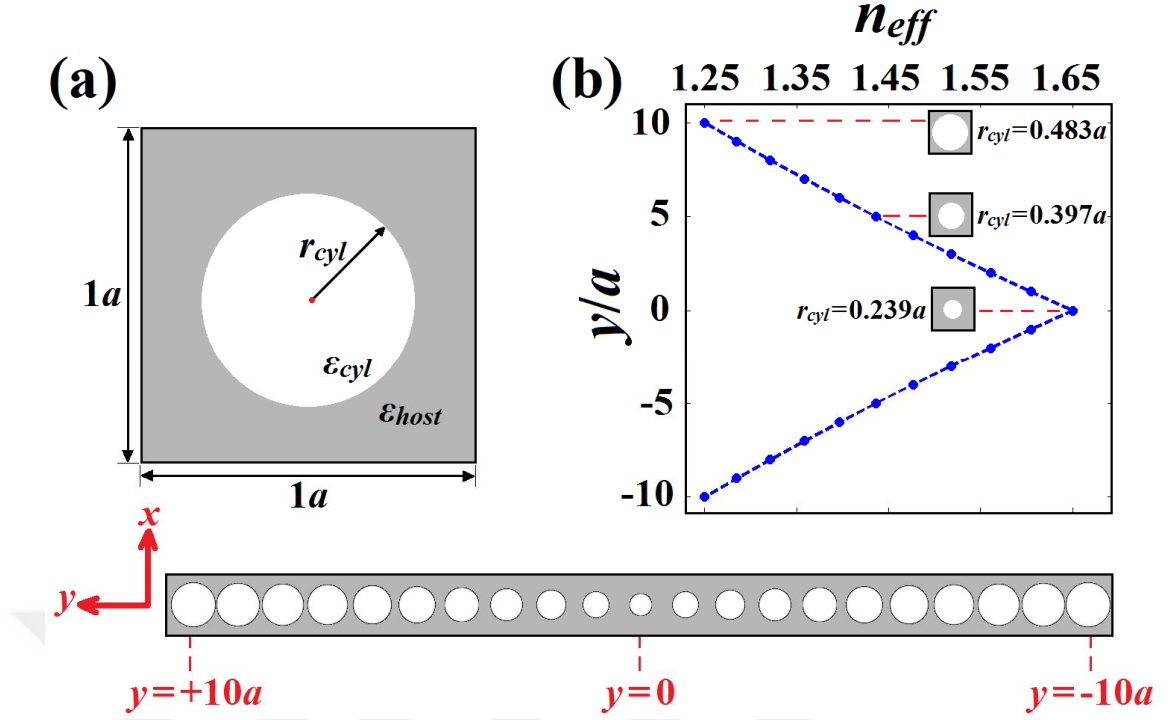
$$\begin{cases} \varepsilon_{\text{host}} = \varepsilon_{\text{cyl}} \rightarrow \varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_{\text{host}} \text{ (1. Durum)} \\ \varepsilon_{\text{host}} > \varepsilon_{\text{cyl}} \rightarrow \varepsilon_{\text{eff}} < \varepsilon_{\text{host}} \text{ (2. Durum)} \\ \varepsilon_{\text{host}} < \varepsilon_{\text{cyl}} \rightarrow \varepsilon_{\text{eff}} > \varepsilon_{\text{host}} \text{ (3. Durum)} \end{cases} \quad (3.5)$$

Bu 3 durum, çalışmada daha sonra detaylı incelenecek olan uyarlanabilir SK tabanlı FK lens sistemlerinin ana prensibini oluşturmaktadır.  $r_{\text{cyl}}$  değerini tam olarak elde etmek için Eşitlik 3.3 ve 3.4 yeniden düzenlenmiştir:

$$r_{\text{cyl,TE}} = a \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot \frac{(\varepsilon_{\text{cyl}} + \varepsilon_{\text{host}}) \cdot (\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_{\text{host}})}{(\varepsilon_{\text{cyl}} - \varepsilon_{\text{host}}) \cdot (\varepsilon_{\text{eff}} + \varepsilon_{\text{host}})}} \quad (3.6)$$

$$r_{\text{cyl,TM}} = a \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi} \cdot \frac{(\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_{\text{host}})}{(\varepsilon_{\text{eff}} + \varepsilon_{\text{host}})}} \quad (3.7)$$

Böylece, istenen DKFK ortamın indis profiline göre herhangi bir yöndeki FK silindirin çapı belirlenebilir. Diğer bir deyişle, istenen yapının belirli noktadaki kırılma indisleri bilinerek herhangi bir indis profilinde DKFK ortamı tasarlamak mümkündür. İlk olarak, aşağıdaki etkin ortam teorisi ilişkisi kullanılarak üstel (exponential) etkin kırılma indis profilinde 2B DKFK ortamı oluşturulmuştur. DKFK tasarımında etkin kırılma indis profili,  $n_{\text{eff}}(y) = \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}} = n_0 e^{\beta|y|}$  denklemine uymaktadır.  $\beta=0.0278 a^{-1}$  alınmıştır. Böylece DKFK tasarımının etkin kırılma indis dağılımı,  $n_{\text{eff}}(y=0) = 1.65$  ile  $n_{\text{eff}}(y = \pm 10a) = 1.25$  arasında değişmektedir. Örgü sabiti  $1a$  alınmıştır. DKFK yapısında dielektrik arka plan olarak esnek bir polimer olan polykarbodiimid kullanılmıştır ve bu malzeme, görünür ışıktaki  $n=1.76$  kırılma indisli ve saydamdır [136].



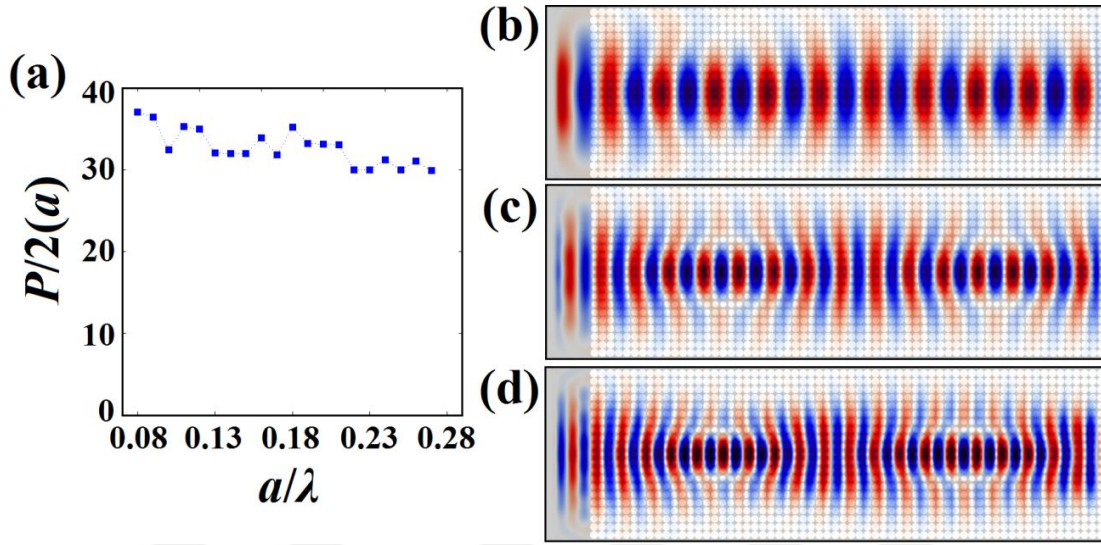
Şekil 3.9: (a) Hava-delikli kare-örgülü FK birim hücrenin şematik gösterimi. 2B DKFK yapısının yatay görüntüsü şekle eklenmiştir. (b) DKFK yapısının etkin kırılma indis profili.

Şekil 3.9(a)'da hava-delikli kare-örgülü FK birim hücrenin detaylı çizimi gösterilmektedir. Şekil 3.9'de DKFK yapının yatay görüntüsü sunulmuştur ve Şekil 3.9(b)'de bu yapıya ait etkin kırılma indis profili çizdirilmiştir. Belirli noktadaki hava-silindirlerinin yarı çapları, aynı şeklin içinde verilmiştir. İstenen kırılma indis profiline uydurmak için;  $y=0$ 'da  $r_{cyl}=0.239a$  ve  $y=\pm 10$  a'da  $r_{cyl}=0.483a$  olarak ayarlanmıştır.

### 3.5.3 Tasarlanan DKFK yapısı ve sıvı kristaller ile infiltrasyonu

Bir sonraki adımda, gelen dalgaboyu  $a/\lambda=0.08$  ile  $a/\lambda=0.27$  arasındayken DKFK yapının yarı-adım (half-pitch) bağımlılığı belirlenmiştir ve farklı dalga boylarında 2B zaman düzlemi analizleri yapılmıştır [137]. Bu frekans aralığında yapının yarı-adım değerleri;  $P/2=30a$  ile  $P/2=37a$  arasında değişmektedir ve hesaplanan  $P/2$  grafikleri Şekil 3.10(a)'da sunulmuştur. DKFK yapısının içinde elektrik alan salınımlarının daha iyi gözlemlenebilmesi için yapı sürekli ışık kaynağıyla uyarılmış ve  $a/\lambda=\{0.1, 0.15, 0.2\}$  giriş frekansları için DKFK yapısının kararlı hal alan dağılımları Şekil 3.10(b)-3.10(d)'de verilmiştir. Elektrik alan dağılımlarına bakılırsa, giriş frekansı arttıkça DKFK yapısının odak genişliği küçülmekte ve dolayısıyla odaklama

kabiliyetinin arttığı görülmektedir. Fakat, elektrik alan salınımları daha karmaşık olmaktadır.



Şekil 3.10: (a) Gelen ışığın dalgaboyuna bağlı yarı-adım (half-pitch) değişimi. Uzun DKFK yapısındaki farklı giriş frekansına bağlı durağan haldeki elektrik alan dağılımı; (b)  $a/\lambda=0.10$ , (c)  $a/\lambda=0.15$  ve (d)  $a/\lambda=0.20$ .

Tasarlanan DKFK yapısının odaklayıcı lens gibi davranması için boyutları  $(d_x, d_y)=(7a, 20a)$  olarak seçilmiştir. Bu kısa DKFK yapısı,  $a/\lambda=0.15$  normalize frekanslı monokromatik ışık kaynağıyla uyarılmıştır. Çalışılan dalga boyu uzun olduğundan DKFK yapısı, etkin ortam olarak kabul edilebilir. Daha sonra, DKFK'ya SK infiltre edilmesiyle oluşan hibrid yapının optik lens özelliği kontrol edilebilir hale gelmektedir. 2B SK infiltre edilmiş DKFK yapısı, Şekil 3.11(a)'da detaylıca verilmiştir ve SK moleküllerinin yönelme açıları  $\theta$  ve  $n_{LC}$  grafiği de paylaşılmıştır. Çalışılan SK'lar fenil asetilendir [138] ve çift-kırılım özelliğine sahiptir;  $n_o$ , olağan kırılma indisi ve  $n_e$ , olağan dışı kırılma indisi. Çalışılan SK'ların olağan kırılma indisi  $n_o=1.59$  ve olağan dışı kırılma indisleri  $n_e=2.23$ 'tür. Dışarıdan uygulanan gerilimle SK'lerin yönelim açıları düzenlenirken etkin kırılma indis değerleri  $n_e$  ile  $n_o$  arasında değiştiğinden SK'lar anizotropik malzemeler gibi davranmaktadır. DKFK yapısına SK infiltre edilmesiyle oluşan hibrid yapının z-eksenindeki kesiti Şekil 3.11(b)'de verilmiştir. SK'ların yönelim açıları, alt ve üst katmanları oluşturan ITO'ya harici bir gerilim uygulanmasıyla ayarlanabilir. Hiç gerilim uygulanmadığı durumda SK'lar, x-eksenine paralel olarak yönlenmektedir; ancak uygulanan gerilim arttıkça SK molekülleri z-eksenine doğru yönlenmeye ve dolayısıyla etkin kırılma



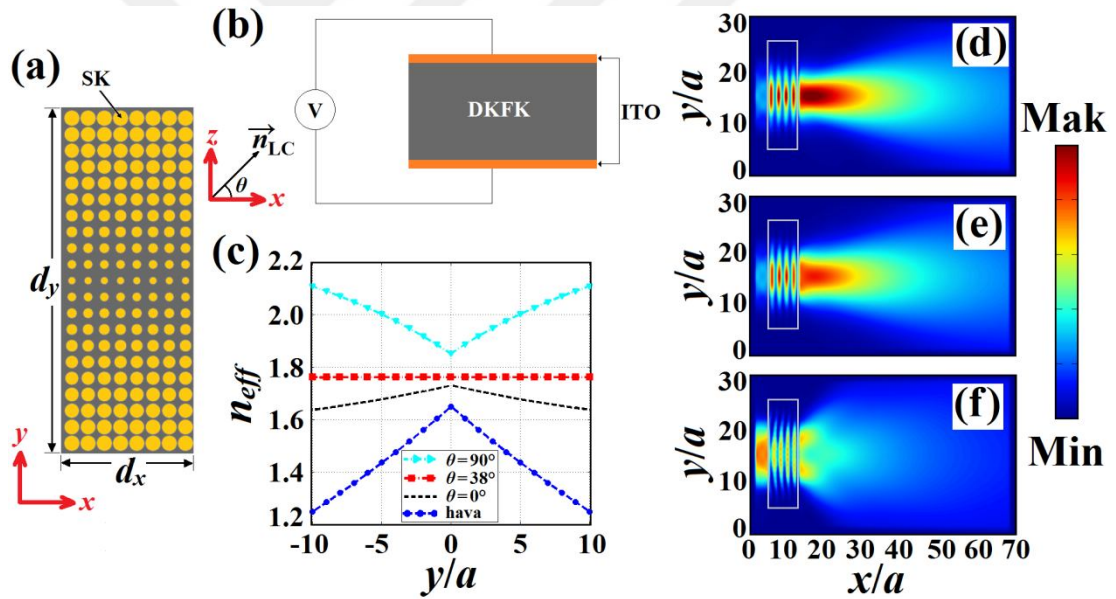
indisi  $n_{LC}$  değişmeye başlamaktadır. TM polarizasyonda SK'ların etkin kırılma indisi [139]:

$$n_{LC}^2 = \frac{n_e^2 \cdot n_o^2}{n_e^2 \cos^2(\theta) + n_o^2 \sin^2(\theta)} \quad (3.8)$$

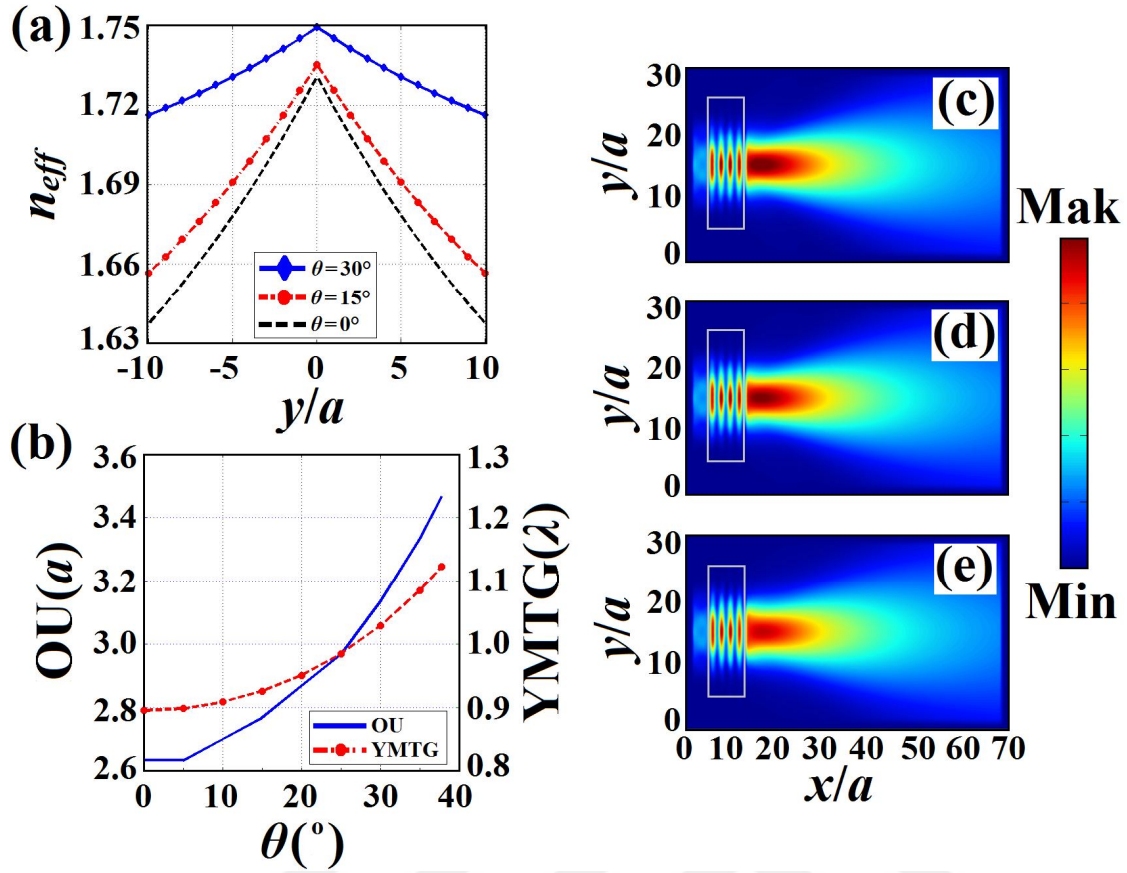
Yönelme açısı  $\theta$  ile uygulanan gerilim arasındaki ilişki :

$$\theta = \begin{cases} 0, & V \leq V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} e^{-\frac{V-V_c}{V_0}}, & V > V_c \end{cases} \quad (3.9)$$

denklemleri ile ifade edilebilir. Bu denklemde,  $V_c$  moleküler yönlenmenin başladığı kritik gerilimi ifade eder ve  $V_0$  da deneysel olarak bulunan bir sabit parametredir. Eşitlik 3.8'e göre SK'in etkin kırılma indisi  $\theta=0^\circ$  de  $n_{LC}=n_o$ 'dan,  $\theta=90^\circ$ 'da  $n_{LC}=n_e$ 'ye değişmektedir. Yani  $\theta$ 'daki değişime bağlı olarak önerilen SK infiltre edilmiş DKFK yapısının indis profili ayarlanabilir.



Şekil 3.11: (a) SK infiltre edilmiş 2B DKFK yapısının şematik gösterimi.  $n_{LC}$  vektörü ve  $\theta$  ayrıca çizilmiştir. (b) Tasarlanan hibrid yapının  $z$ -eksenindeki kesiti ve harici gerilim uygulanmasının şematik gösterimi. (c) Tasarlanan DKFK yapısının farklı SK yönlenmesine bağlı etkin kırılma indis profilleri. Farklı  $\theta$  değerlerine bağlı kararlı hal elektrik alan dağılımları; (d)  $\theta=0^\circ$ , (e)  $\theta=38^\circ$  ve (f)  $\theta=90^\circ$ .



Şekil 3.12: (a) SK infiltre edilmiş kısa DKFK yapısının farklı SK yönelim açıları için -  $\theta = \{0^\circ, 15^\circ, 30^\circ\}$ - hesaplanan etkin kırılma indis profili. (b) SK yönelim açısına bağlı OU ve YMTG değişimi. (c)  $\theta = 0^\circ$ , (d)  $\theta = 15^\circ$  ve (e)  $\theta = 30^\circ$  için hesaplanan kararlı hal elektrik alan dağılımları.

Tasarlanan lens sistemi yapının FK delikleri, hava ve farklı yönelme açılı  $\theta = \{0^\circ, 38^\circ, 90^\circ\}$  SK'larla dolu olduğu durumlara ait indis profilleri Şekil 3.11(c)'de çizdirilmiştir. Bu indis profillerine bakarak bazı önemli çıkarımlar yapmak mümkündür; öncelikle FK deliklerin SK ile doldurulmasıyla ortalama etkin kırılma indisi artmaktadır ayrıca Eşitlik 3.5'deki durumlara bağlı olarak DKFK yapının optik karakteristiği gibi indis profili de uyarlanabilir. Önerilen DKFK yapısına infiltre edilen SK'lerin yönelim açıları  $\theta = 0^\circ$  ile  $\theta = 38^\circ$  arasında iken, yani etkin kırılma indisi ortamdan küçükken (Eşitlik 3.5'deki 3. Durum), yapı dış bükey (odaklayıcı) lens gibi davranmaktadır. Ancak  $\theta = 38^\circ$  yani  $n_{eff} = 1.76$  iken, ortam tamamıyla homojen olmaktadır. Artan  $\theta > 38^\circ$  açı değeriyle beraber (Eşitlik 3.5 - 2. Durum) yapı iç bükey (dağıtıcı) lens gibi davranmaktadır. Bu ayarlanabilir etkiyi daha iyi gözlemleyebilmek için  $\theta = \{0^\circ, 38^\circ, 90^\circ\}$  yapıdaki kararlı hal elektrik alan dağılımları hesaplanmış ve sırasıyla Şekil 3.11(d)-3.11(f)'de gösterilmiştir.  $\theta = 38^\circ$  (Şekil 3.11(e)) için gelen dalga yapıdan etkilenmezken  $\theta = 0^\circ$  (Şekil 3.11(d)) için güçlü bir

odaklanma görülmektedir. Şekil 3.11(e)'deki elektrik alan dağılımı, ilerleyen dalganın saf homojen dielektrik katmanla karşılaşmasına benzemektedir. Yönelim açısı  $\theta=90^\circ$  olarak ayarlandığında ise yapı; dağıtıcı lens gibi davranmaktadır ve böylece, ilerleyen dalga Şekil 3.11(f)'de görüldüğü gibi yapının içerisinde ayrılmaya başlamaktadır. Nümerik sonuçlar; harici bir gerilim uygulanmasıyla, yani SK'lerin yönelimlerinin değiştirilmesiyle, SK infiltre edilmiş DKFK yapısının odaklama karakteristiği kontrol edilebilir olduğunu göstermektedir. SK infiltre edilmiş DKFK bu tasarım, ilerleyen dalganın dinamik kontrolünün sağlanabilmesi açısından ayarlanabilir elektro-optik lens olarak kabul edilebilir.

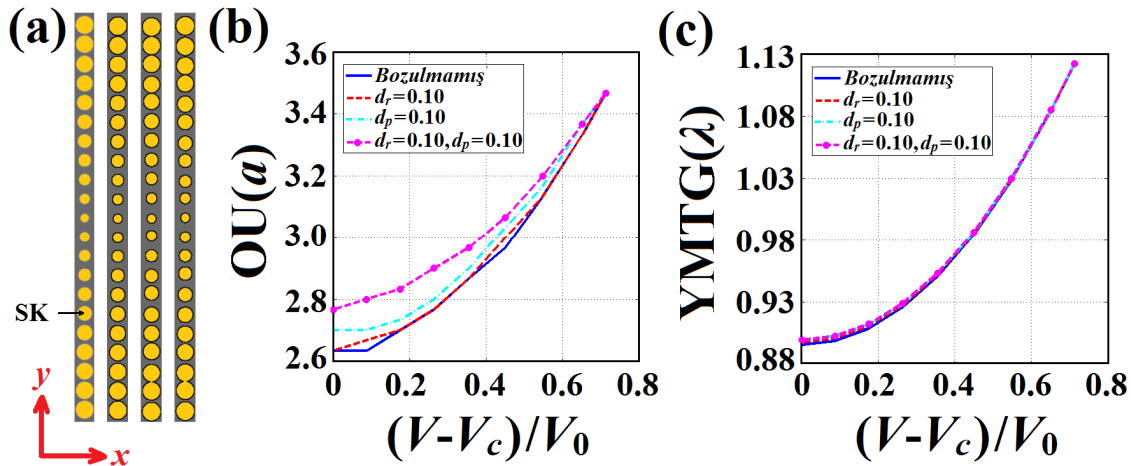
Daha sonra, SK infiltre edilmiş DKFK yapıya harici gerilim uygulanarak aktif odak uzaklığı (OU) ayarlanabilirliği incelenmiştir. OU, odak noktasıyla yapının sonu arasındaki mesafe olarak hesaplanmıştır. OU kayması,  $0^\circ < \theta < 38^\circ$  aralığında farklı yönelim açısına bağlı olarak ortamdaki etkin kırılma indisi artsa da yapıya ait indis değişim hızının  $\theta$  ile beraber hafifçe azalmasından kaynaklanmaktadır.

SK infiltre edilmiş kısa DKFK yapısı, normalize frekansı  $a/\lambda=0.15$  olan sürekli ışık kaynağıyla uyarılmış ve OU ayarlanabilirlik etkisinin gözlemlenmesi amacıyla  $\theta$  değeri değiştirilmiştir.  $\theta=\{0^\circ, 15^\circ, 30^\circ\}$  durumundaki etkin indis profiller hesaplanmış ve Şekil 3.12(a)'da çizdirilmiştir. İndis değişim hızı katsayıları aynı şekilde görülebileceği gibi azalmaktadır,  $\beta=\{-0.0056a^{-1}, -0.0047a^{-1}, -0.0019a^{-1}\}$ . Bu durum, gelen dalganın odak noktasının ayarlanabilmesini sağlamaktadır. Şekil 3.12(b)'de, farklı  $\theta$  için, yarı maksimumda tam genişlik (YMTG) gibi OU da hesaplanmış ve çizdirilmiştir. OU değeri  $\theta=0^\circ$  iken  $2.633a$ 'dan  $\theta=37.8^\circ$  için  $3.467a$  değerine yükselmiştir. Hesaplanan OU eğrisi, 2. Dereceden bir  $\theta$  fonksiyonuna  $OU(\theta)=p_1\theta^2+p_2\theta+p_3$  uymaktadır: Burada  $p_1$ ,  $p_2$  ve  $p_3$  sabitlerdir ve  $p_1=161.58$  (nm/rad<sup>2</sup>),  $p_2=-4.16$  (nm/rad) ve  $p_3=217.4$  (nm) olarak belirlenmiştir. Bu formülasyon Eşitlik 3.9'la ile birlikte çözümlerse uygulanan gerilime bağlı odak noktası kayma miktarı elde edilebilir. Bununla beraber lens sisteminin odak genişliği (YMTG) değeri  $0.895\lambda$  değerinden  $1.123\lambda$  değerine artmaktadır. Eğer önerilen tasarımın görünür bölgede 550nm dalga boyunda çalıştığı varsayılırsa; örgü sabiti  $a=82.5$ nm olmalıdır. Böylece, tasarlanan DKFK yapının boyutları  $(d_x, d_y)=(0.578\mu\text{m}, 1.65\mu\text{m})$  olur. Bu tasarımı üretmek zor görünse de FK'ların dispersiyon özellikleri ölçeklenebilirdir ve tasarım kızılötesi hatta mikro dalga spektrumunda çalışacak şekilde boyutsal olarak düzenlenebilir. Yönelim açısı  $\theta$ 'nın değişimine bağlı olarak odak noktası kaymasıyla beraber odaklama gücünün de değişiminin daha iyi

gözlemlenebilmesi için Şekil 3.12(c)-3.12(e)'de  $\theta=\{0^\circ,15^\circ,30^\circ\}$  değerleri için yapının elektrik alan yoğunluğu dağılım grafikleri sunulmuştur.  $\theta$ 'nın artışla beraber odaklama gücü hafifçe düşerken odak noktası da yapının sonundan uzaklaşmaktadır. Başka bir ifadeyle;  $\theta=0^\circ$ 'dan  $37.8^\circ$ 'ye değişirken, odak uzaklığı  $217.22\text{nm}$ 'den  $286.03\text{nm}$ 'e artmaktadır. Böylece SK yönelim açısına bağlı odak uzaklığı kayma miktarı  $\Delta\text{OU}/\Delta\theta=1.82(\text{nm}/^\circ)$  olarak hesaplanmaktadır. Nümerik hesaplamalar göstermektedir ki, tasarlanan DKFK yapısı, görüntü düzeltme ve otomatik odaklama gibi ayarlanabilir optik uygulamalarında kullanılabilir.

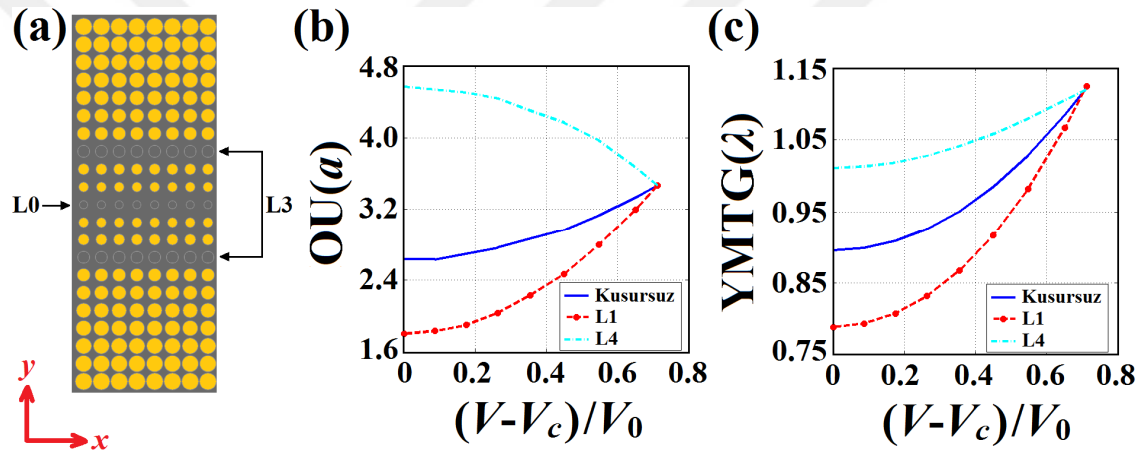
### 3.5.4 DKFK yapısında tanımlanan yapısal bozulmaların ve çizgi-kusurunun optik etkileri

Çalışmanın bu kısmında, DKFK'daki yapısal düzensizliklerin OU ve YMTG üzerindeki etkisi incelenmiştir. Bunun için, tasarlanan yapıyı oluşturan FK deliklerinin çaplarında veya konumlarında rasgele değişiklikler, bu denkleme göre tanımlanmıştır:  $r = r_0(1 + 2d_r(0.5 - \rho))$  ve  $y = y_0 + 2d_p(0.5 - \rho)$ . Burada  $r_0$ , FK delikli yapının başlangıç yarıçap değerini ve  $y_0$ , y-eksenindeki başlangıç konumunu ifade etmektedir.  $\rho$  ise, (0,1) aralığında düzgün dağılmış rasgele bir sayıyı ifade etmektedir. Yapısal bozulma seviyesi,  $\{d_r, d_p\}$  değerlerinin kontrolüyle sağlanmaktadır. Bu iki değer in sıfırdan farklı olduğu herhangi bir durumda, tasarlanan DKFK konfigürasyonu, yapısal bozulmaya uğrar.



Şekil 3.13: (a) (soldan sağa) Bozulmamış, sadece FK yarıçaplarında yapısal bozukluğu olan, sadece FK y-konumlarında yapısal bozukluğu olan ve her iki şekilde yapısal bozukluğu olan yapının tek-sütun gösterimi. Etkin gerilim değerine bağlı (b) OU ve (c) YMTG değişimi.

Rasgele yapısal bozulmada üç farklı durum ele alınmıştır: (1) Sadece FK deliklerinin yarıçaplarındaki bozukluk ( $d_r=0.10$ ), (2) sadece FK deliklerinin  $y$ -konumundaki rasgele değişim ( $d_p=0.10$ ), ve (3) hem yarıçapta hem de  $y$ -eksenindeki konumunda tanımlanmış rasgele değişiklikler ( $d_r=0.10$  ve  $d_p=0.10$ ). Bu üç farklı durumun bir-sütun şematığı Şekil 3.13(a)'da gösterilmiş; ve ilgili OU ve YMTG değerleri, etkin gerilim değerine göre Şekil 3.13(b)-3.13(c)'de çizilmiştir ve bozulmamış (*unperturbed*) yapıya göre kıyaslama yapılmıştır. Sonuçlardan da anlaşılacağı üzere; DKFK yapısının hem OU hem de YMTG değerleri, yapıya tanımlanan %10'luk bozukluklara göre oldukça az değişim göstermektedir. Bu durumda, tasarlanan DKFK yapısının üretim aşamasında oluşabilecek yapısal bozulmalara karşı dayanıklı olduğu çıkarımı yapılabilir.



Şekil 3.14: (a) Çizgi-kusuru tanımlanmış SK infiltre edilmiş 2B DKFK yapısının şematik gösterimi. Kusursuz, L1 ve L4 çizgi-kusurlu DKFK yapısı için etkin gerilim değerine bağlı (b) OU ve (c) YMTG değişimi.

Tasarlanan yapıdaki OU ayarlanabilirliği, belirli noktasal veya çizgi kusurları tanımlayarak da iyileştirilebilir [140]. Bu gibi yapısal deformasyonlar, dalga yan loblarını etkileştirebilir ve böylece, SK moleküllerin yönelimine bağlı OU ayarlaması güçlendirilebilir. Bu amaçla Şekil 3.14(a)'da da görüleceği üzere, tasarlanan DKFK yapısında çizgi-kusurları tanımlanmaktadır; eğer  $y=0$  eksenini boyunca bir çizgi-kusuru tanımlanırsa, buna "L0 çizgi-kusuru" denir. Fakat,  $y=\pm Na$  konumunda tanımlanan ikili çizgi-kusurları, "LN çizgi-kusuru" olarak tanımlanır ki N bir pozitif sayıyı ifade etmektedir. Çizgi-kusurlu DKFK yapıları detaylıca incelenmiş ve Şekil 3.14(b)-3.14(c)'de hesaplanan OU/YMTG değerleri çizdirilmiş ve kusursuz (*no-defect*) yapıyla kıyaslama yapılmıştır. OU değerleri, L0-L2 çizgi-kusuru durumlarında -uygulanan gerilimin artmasıyla- artış eğilimi gösterirken, L3-L5 çizgi-

kusurlarında azalan bir eğilim göstermektedirler. Optimum sonuçlar, L1 ve L4 çizgi-kusuru durumlarında gözlemlenmiştir: L1 çizgi-kusurlu yapı için OU, 1.8a'dan 3.5a'ya değişmekte ve YMTG değeri ise 0.79λ'dan 1.13λ'ya değişmektedir. L4 durumunda ise; OU, 4.57a'dan 3.47a'ya azalmakta ve YMTG değeri, 1.01λ'dan 1.12λ'ya değişmektedir.

Tasarlanan DKFK yapısının üretim tekniklerinden bahsetmek gerekirse; SK moleküllerinin delikli FK yapısına infiltrasyonu için, makro-gözenekli Si yapılarına infiltrasyonu ile benzer bir teknik kullanmak mümkündür [141]. Bu amaçla numune, vakumlanmış bir düzeneğe yerleştirilir ve SK'lar atım iğnesiyle enjekte edilir. Güçlü kılcal emme gücü sayesinde, SK'lar kolaylıkla hava boşluklarına dolabilirler. Katı substrat üzerinde SK yerleştirilmesi için "hometropik ve homojen" olarak adlandırılan iki farklı hizalama tekniği vardır [142]. Homojen hizalamada, katı substrat yüzeyi kadife bezle ovuşturulur ve bu sayede, SK moleküllerinin düzlemsel yönelimi kolaylaştırılmaktadır. Homeotropik hizalamada ise; yüzey aktifliğini azaltmak amacıyla substrat yüzeyi yüzey-etkin (surfactant), lesitin ve benzeri sıvıyla yıkanır. Yüzey-etkin maddesi ve SK'lar arasındaki inter-moleküler bağ sayesinde, SK molekülleri yüzeye dikine sabitlenirler. Fakat bu hizalama tekniği, sıcaklığa ve diğer çevresel değişiklere karşı dayanıksızdır [143]. Bu yüzden, SK molekül yönelimleri için yüksek gerilim uygulanmasına ihtiyaç vardır.

### 3.5.5 Sonuç

2B kare-örgülü DKFK yapısı kullanılarak ayarlanabilir bir lens tasarlamıştır. Harici gerilim uygulanmasıyla SK moleküllerindeki etkin kırılma indis değişimi, tasarlanan polimerik yapının indis profilinde değişikliklere sebep olduğu nümerik hesaplamalarla gösterilmiştir. Boyutsal herhangi bir değişiklik yapmadan tasarlanan DKFK yapısı; yakınsak, kollime ve iraksak merceklere dönüşebilmekte ve dahası, yapının odak uzaklığı -SK moleküllerinin yönelimine bağlı olarak- değişebilmektedir. Böyle bir hibrid yapı sayesinde, SK'ların elektro-optik özellikleri kullanılarak oto-odaklama yapmak mümkündür. Ayrıca, tanımlanan rasgele bozukluklara karşı da DKFK yapısının dayanıklı olduğu ispatlanmıştır. Yapıda tanımlanan çizgi-kusurlarının da tasarlanan DKFK lensin optik özelliklerini nasıl etkilediği de detaylıca incelenmiştir. Belirtilen elektro-optik özellikleri sayesinde önerilen ayarlanabilir polimerik DKFK yapısı; yakın-alan görüntüleme ve tarama

sistemleri, kamera düzeltme ve otomatik odaklama gibi optik uygulamalarda kullanılabilir.

### **3.6 Fotonik Nanojetlerin Sıvı Kristallerle Manipülasyonu**

#### **3.6.1 Çalışmanın özeti**

Tezin bu kısmında; bir kabuk ve sıvı kristal çekirdekten oluşan, ayarlanabilir Fotonik Nanojetler (FNJ) hakkındaki teorik çalışmalarımız sunulmaktadır. FNJ yapısının kabuk kısmı, indium tinoksitten (ITO) ve çekirdek kısmı nematik sıvı kristallerden oluştuğu varsayılmıştır. Harici bir statik elektrik alan ile sıvı kristallerin uzaysal yönelimleri ve dolayısıyla, etkin kırılma indisleri değiştirilebilir. Bu melez yapı sayesinde; hem rezonans hem de rezonans olmayan modda ışıma elde edilmiştir. Dairesel ve eliptik kabuk/çekirdek yapılarıdaki FNJ'lerin hem rezonans hem de rezonans olmayan modları, yüksek çözünürlüklü sonlu-farklar zaman düzlemi (SFZD) analizleriyle incelenmiştir. Yapılan nümerik analizler, önerilen FNJ yapısının ayarlanabilir kırılma indisi özelliğinin; sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı ve rezonans genişliği gibi bazı parametrelerde önemli değişikliklere sebep olduğunu göstermiştir. FNJ tasarımları yüksek çözünürlüklü optik sensör, optik tuzaklama ve yüksek yoğunluklu veri depolama alanlarında kullanılabilir.

#### **3.6.2 Fotonik nanojetlere giriş**

Gustav Mie, Maxwell denklemlerini kullanarak ışığın küçük küresel yapılardan saçılımını analitik olarak ifade etmiştir [144]. Çalışmasında, düzlem dalga ile etkileşen dielektrik parçacıkların odak noktalarının genellikle ileri yönde olduğuna dikkat çekmiştir. Fotonik Nanojetler (FNJ) hakkındaki ilk çalışma, Chen ve arkadaşları tarafından yayınlamıştır [145] ve bu çalışmadan sonra, son on yılda, küçük parçacıklardan ışık saçılımı oldukça ilgi çeken bir konu haline gelmiştir. FNJ'ler, genellikle üzerlerine düşen düzlem ışığın dalgaboyundan daha büyük boyutlardaki bir kayıpsız dielektrik objenin kabuğunda oluşan yüksek odaklamalı, sönümlenmeyen, dar elektromanyetik hüzmelerdir [146]. FNJ'nin en önemli özelliklerini şu şekilde sıralayabiliriz; çok küçük sapmalarla birkaç dalga boyu kadar optik mesafede ilerleyebilirler, maksimum odak değerinin elde edildiği bantta, maksimum yoğunluğun yarı yüksekliğindeki odak genişliği değeri (YMTG) ışık kırınım limitinin de altında olabilmektedir. Bu ve benzeri optik özellikler sayesinde

FNJ yapıları; yüksek yoğunluklu veri depolama [147], yüksek çözünürlüklü optik sensörler [148], optik tuzaklama [149], iki-fotonlu floresan güçlendirme [150] ve raman spektroskopisi [151] gibi alanlarda kullanılabilen çok yönlü bir optik bileşen haline gelmektedir. Ayrıca bazı güncel makaleler Fısıldayan Galeri Modu (FGM) bakış açısıyla silindirik yapıların rezonans temellerini [152], mikroküre zincirlerinde indirgenmiş FNJ modlarını [153] ve yansıma modundaki 3B dielektrik küboidleri ele almaktadır [154].

Lineer veya lineer olmayan optik etkiler sayesinde etkin kırılma indis değeri değişebilen fotonik yapılara, **ayarlanabilir** olarak isimlendirilmektedir. Ayrıca, malzemenin soğurma katsayısının manipülasyonu ile de ayarlanabilir fotonik yapıları elde etmek mümkündür. Manyetik/elektiriksel alan, sıcaklık ve akustik dalgalar gibi harici etkenler kullanılarak, saydam mlzemelerde kırılm indis değişimi sağlanabilir ve bu yolla, ayarlanabilir optik devre elemanları oluşturmak mümkündür. Benzer özellik, FNJ'nin kabuk yapısına enjekte edilen sıvı kristaller (SK) ile de elde edilmektedir. ITO'dan oluşan kabuk, uygulanan gerilim değişimini SK'ya iletmekte ve SK moleküllerin düzlem dışı yönelimi, gerilime bağlı olarak değişmektedir ki bu özellik; ayarlanabilir kırılma indisi sağlamaktadır. Entegre optik devrelerde düzenlenebilir aygıt oluşturabilmek için ayarlanabilirlik özellikle önemlidir [155]. Güncel olarak optik görüntüleme, anahtarlama ve yönlendirme [156-158], dalga klavuzu [159-162], polarizasyon yönlendiricileri [163] ve SK görüntüleme teknolojisi [164,165] gibi uygulamalarda SK fotonik yapılar bulunmaktadır. Ayrıca düşük kontrol voltajları ve güç tüketimleri, basit elektro-optik kontrolleri, kompakt yapıları ve görece düşük maliyetlerinden dolayı SK'lar; FNJ uygulamaları için oldukça faydalı olabilirler [124].

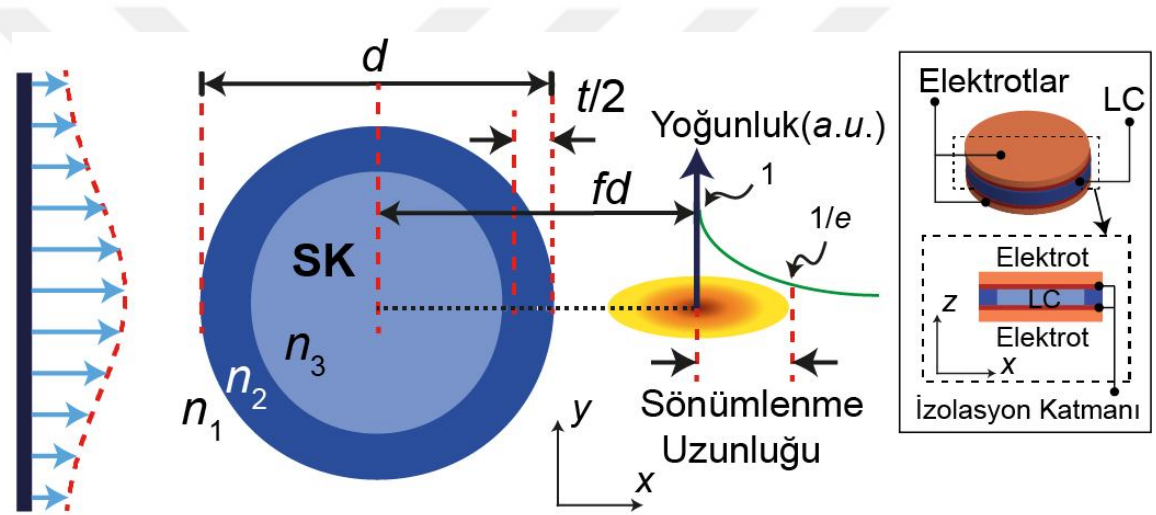
Bu çalışmadaki nümerik hesaplamalar, nematik SK çekirdek ve ITO kabuktan oluşan ayarlanabilir çekirdek-kabuk FNJ yapıları için verilmiştir. Yakın zamanda, kabuk-çekirdek SK yapıları kullanılarak 2B [166,167] ve 3B [168] uzatılmış ayarlanabilir FNJ yapılarının incelendiği birkaç farklı çalışma mevcuttur. Bizim çalışmamızda bahsi geçen çalışmalardan farklı olarak; kabuk/çekirdek yapılarının şekilsel değişimlerinin FNJ özelliğine olan etkisi detaylıca incelenmiştir. Dairesel çekirdek ve kabuk, eliptik çekirdek ve kabuk, eliptik çekirdek ve dairesele kabuk, dairesele çekirdek ve eliptik kabuk gibi farklı çekirdek-kabuk yapıları incelenmiş ve eliptik çekirdek yapılarda rezonans FNJ ışımalar elde edilmiştir; ancak dairesele çekirdek yapılarda bu rezonans modları oluşmamaktadır. Bu durum çalışmada daha sonra



incelenecektir. Kabağa uygulanan elektrik alan çekirdekdeki nematik SK'nın kırılma indisinin değişmesine sebep olmaktadır. Dielektrik silindir yapısındaki ışık saçılımları için gereken Maxwell denklem çözümleri, yüksek çözünürlüklü 2B sonlu-farklı zaman düzlemi (SFZD) metoduyla sürdürülmüştür [137,169].

### 3.6.3 Nümerik metot ve üretim teknikleri

SFZD metodu, elektromanyetizma alanında en çok kullanılan ve yüksek çözünürlüklü yöntemlerden biridir. Bu metodla uzay düzenli bir örgüye dönüştürülmekte ve bu örgünün takip eden noktalarında Maxwell denklemleri zaman düzleminde hesaplanmaktadır. Yüksek çözünürlüklü SFZD metodu, silindir yüzeyden saçılan ışığın Maxwell denklemlerinin çözümünde kullanılabilir.

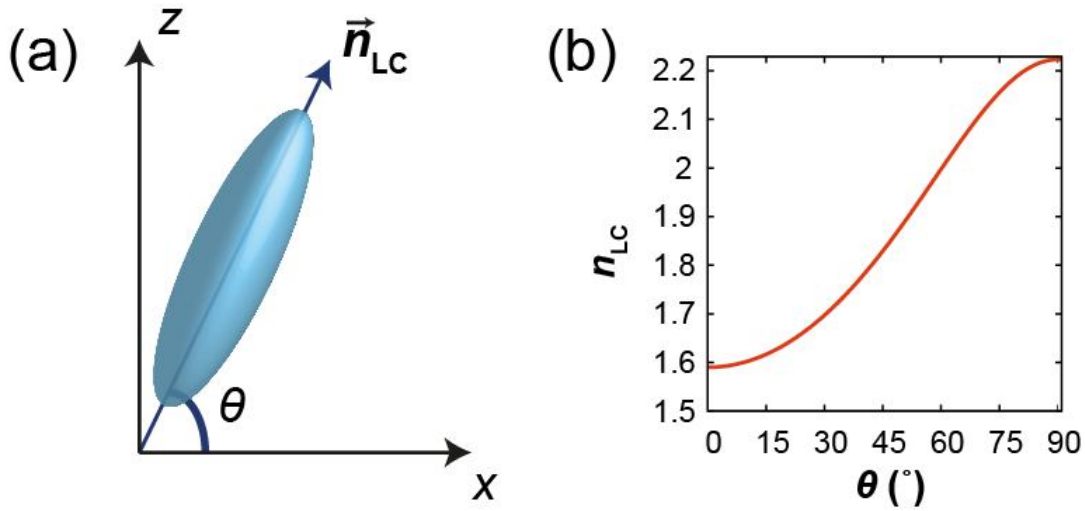


Gelen Dalga

Şekil 3.15: Önerilen FNJ yapısının şematik gösterimi.

Hesaplama alanındaki her bir birim hücre, 50x50'lik eşit aralıklı bir örgüye dönüştürülmektedir. Sınırlar emici sınır koşulu olarak kusursuz uyumlu katmanlar ile çevrelenmiştir, böylece çerçeveden yansımalar engellenmiştir. Gelen dalga enine manyetik polarizasyonludur yani elektrik alan düzlemin dışına doğrudur. Böylece sıfırdan farklı manyetik alan bileşenleri sırasıyla  $H_x$ ,  $H_y$  ve  $E_z$ 'dir. Sonlu hesaplama alanının köşelerinde oluşan girişimlerden kurtulmak için düzlem dalga kaynağı bir Gauss fonksiyonu ile çarpılmıştır. Şekil 3.15'te gösterildiği gibi; ayarlanabilir FNJ hesaplama alanı, ITO ince film içine doldurulan nematik SK'lardan oluşturulmuştur. Şekil 3.15'te koyu mavi ve mavi bölgeler sırasıyla ITO ve nematik SK bölgeleri göstermektedir. Dairenin çapı  $d$  ve kalınlığı  $t/2$ 'dir. Odak uzaklığı, " $fd$ ", silindirin merkezi ile FNJ yoğunluğunun maksimum olduğu nokta arası alınmıştır. Dış

ortamın, ITO kabuğun ve SK çekirdeğin kırılma indisleri sırasıyla  $n_1$ ,  $n_2$  ve  $n_3$ 'tür. Dış ortam havadır, yani  $n_1=1$ . Kabuk ITO'dur ve gelen dalga boyu  $\lambda=676$  nm iken  $n_2=1.738$  [170]. Çekirdek kısmın fenilasetilen tipi nematik SK'lar ile doldurulduğu düşünülmüştür [138]. SK'lar,  $n_o$  ve  $n_e$  sırasıyla olağan ve olağan dışı kırılma indisleri olan anizotropik malzemeler gibi davranmaktadır. Fenilasetilen tip SK'ların olağan kırılma indisi  $n_o=1.59$  ve olağan dışı kırılma indisi  $n_e=2.223$ 'tür. SK çekirdeği boyunca potansiyel farkın uygulanması için poliimid veya Polivinil alkol gibi bir izolasyon katmanı eklenebilir.



Şekil 3.16: (a) Nematik SK moleküllerinin TM polarizasyonundaki  $xz$ -düzlemi boyunca yönelimi ve (b) yönelim açısı  $\theta$ 'ya bağlı  $n_{LC}$  değişim grafiği.

Harici bir elektrik alan uygulanmasıyla SK'ların yönelimleri ayarlanabilir. SK'ların yönelimlerinin düzlemin dışına doğru olması için harici gerilimin yanlardan uygulanması gerekmektedir. Gerilim olmadığında SK molekülleri  $x$ -eksenine paralel uzanmaktadır, ancak uygun gerilimle beraber SK moleküllerinin yönelimleri  $z$ -eksenine doğru değişmeye başlar. Enine manyetik polarizasyonda kırılma indisi Eşitlik 3.8'deki gibi ifade edilebilir:  $n_{LC}^2 = \frac{n_e^2 \cdot n_o^2}{n_e^2 \cos^2(\theta) + n_o^2 \sin^2(\theta)}$ . Bu denkleme göre; SK moleküllerinin etkin kırılma indisi  $\theta=0^\circ$  ile  $n_{LC}=n_o$ 'dan  $\theta=90^\circ$ 'de  $n_{LC}=n_e$  'e değişmektedir. Şekil 3.16(a), nematik SK molekülünün yönelim açısını göstermektedir. Öte yandan açıyla,  $\theta$ , kırılma indisi,  $n_{LC}$  arasındaki ilişkiyi Şekil 3.16(b)'de verilmiştir. Yönelim açısı,  $\theta$ , ile uygulanan gerilim arasındaki ilişki, Eşitlik

3.9'daki gibi gösterilebilir:  $\theta = \begin{cases} 0, & V \leq V_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} e^{-\frac{V-V_c}{V_0}}, & V > V_c \end{cases}$ . Bu ilişkide,  $V_c$

moleküler yönelimin başladığı kritik gerilim değerini ve  $V_0$  deneysel olarak belirlenen sabiti ifade etmektedir.

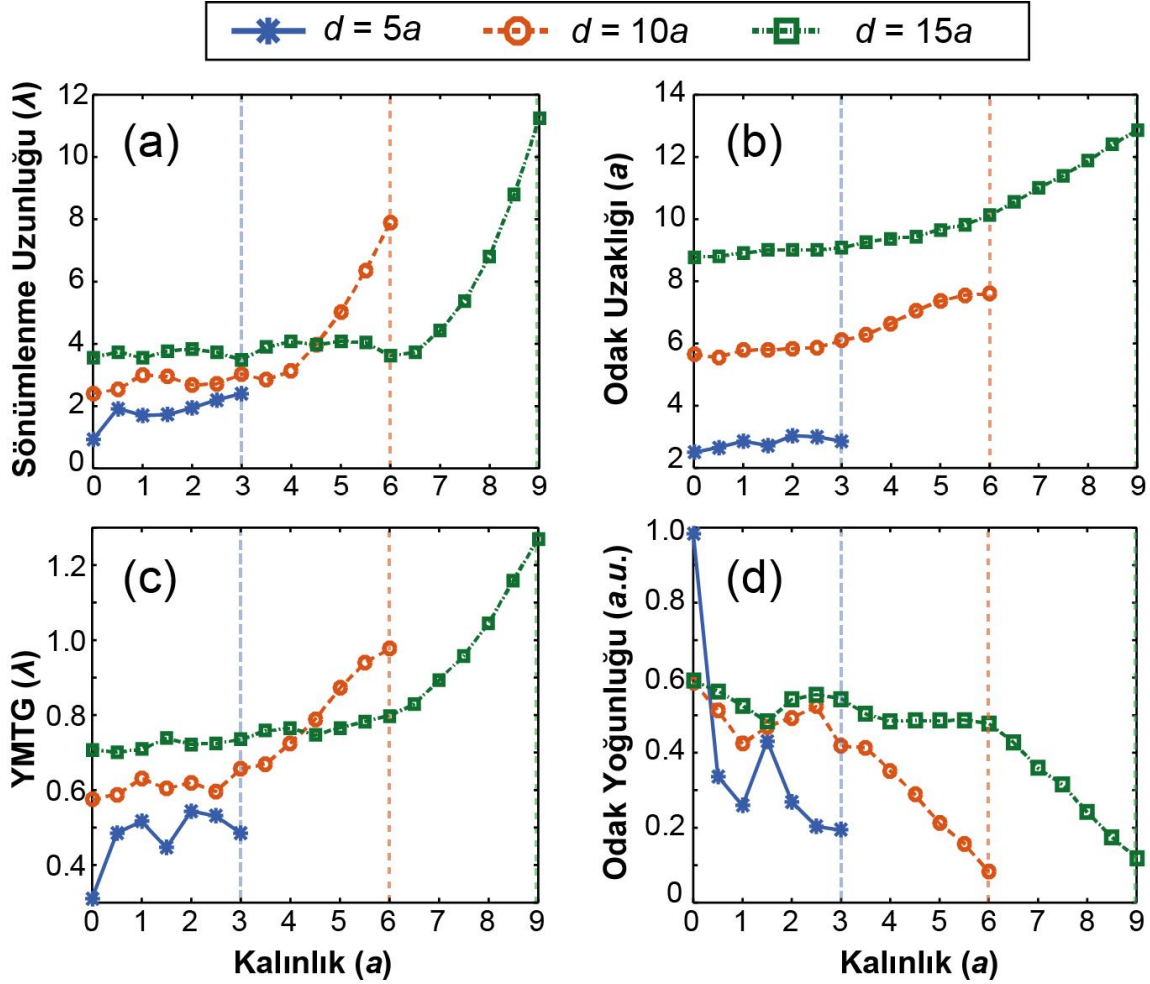
ITO malzemesi, görünür dalgaboyu spektrumunda saydamdır ve soğurma katsayısı neredeyse yoktur. SK tabanlı FNJ aygıtlarında yüksek ayarlanabilir etkisinin oluşması için; kullanılacak SK'ların büyük çiftkırılım (birefringence) özelliğine sahip olması gerekmektedir; yani,  $\Delta n = n_e - n_o$  büyük olmalıdır. FNJ yapılarının pratik uygulamaları için nano-halkalı yapılar, fotolitoğrafi [171] veya elektron ışını depozisyonu [172] gibi üretim teknikleriye elde edilebilmektedir. Ayrıca, SK moleküllerinin hava halkaları içerisinde homojen olarak hizalanması için hava halkalarının yüzeyi lesitin solüsyonu ile yıkanabilir. Son olarak SK'lar, bir mikro pipet [173] veya vakumlanmış bir deney düzeneyinde kılcal etki kullanılarak [141] hava deliğine dolumu gerçekleştirilebilir.

Sonraki bölümde SFZD simülasyon sonuçlarından sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı, YMTG ve kabuk-çekirdek kalınlıkları ve geometrilerindeki değişimlere bağlı odaklama yoğunluğu gibi parametreler incelenecektir. Belirli bir “ $d$ ” ve “ $t$ ” değeri ve çekirdek-kabuk geometrisi seçildikten sonra, bu yapıya ait sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı ve YMTG odak yoğunluğu gibi yapısal performans özellikleri SK moleküllerinin yönelimine bağlı olarak hesaplanmıştır. Ayrıca rezonans (FGM) ve rezonans olmayan (FNJ) optik etkiler de incelenmiştir.

### 3.6.4 FNJ etkisinin nümerik sonuçları

Farklı kabuk çaplarının değişen kabuk kalınlıklarıyla beraber etkileri; farklı FNJ yapılarda sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı, YMTG ve odak yoğunluğu parametrelerindeki değişimler gözlenerek analiz edilmiştir. Şekil 3.17, bu parametrelerin değişimini örgü sabiti  $a$  cinsinden ifade edilen farklı çaplarda çekirdek-kabuk geometrileriyle  $d = \{5a, 10a, 15a\}$ , değişen  $t$  değerlerine bağımlılığını göstermektedir. Dış kabuk çapı  $d = 5a$  iken, kabuk kalınlığı  $t = 0$ 'dan  $t = 3a$ 'ya değişmektedir (Şekil 3.17 mavi renk);  $d = 10a$  iken kalınlık  $t = 0$ 'dan  $t = 6a$ 'ya değişmektedir (kırmızı); dış kabuk çapı  $d = 15a$  iken kalınlık  $t = 0$ 'dan  $t = 9a$ 'ya değişmektedir (yeşil). Bu hesaplamalarda,  $\theta = 0^\circ$  ve gelen ışığın dalga boyu  $\lambda = a$  olarak sabitlenmiştir. Şekil 3.17(a) incelendiğinde, sönümlenme uzunluğunun kalınlık arttıkça genel olarak arttığı görülmektedir. Bu değer,  $d = 5a$  iken yaklaşık  $2\lambda$  ve diğer dış kabuk çaplarında ise  $2\lambda$ 'nın üzerindedir. Şekil 3.17(b)'den kabuk kalınlığı arttıkça odak uzaklığının hafifçe arttığı gözlemlenebilir. Şekil 3.17(c)'den YMTG

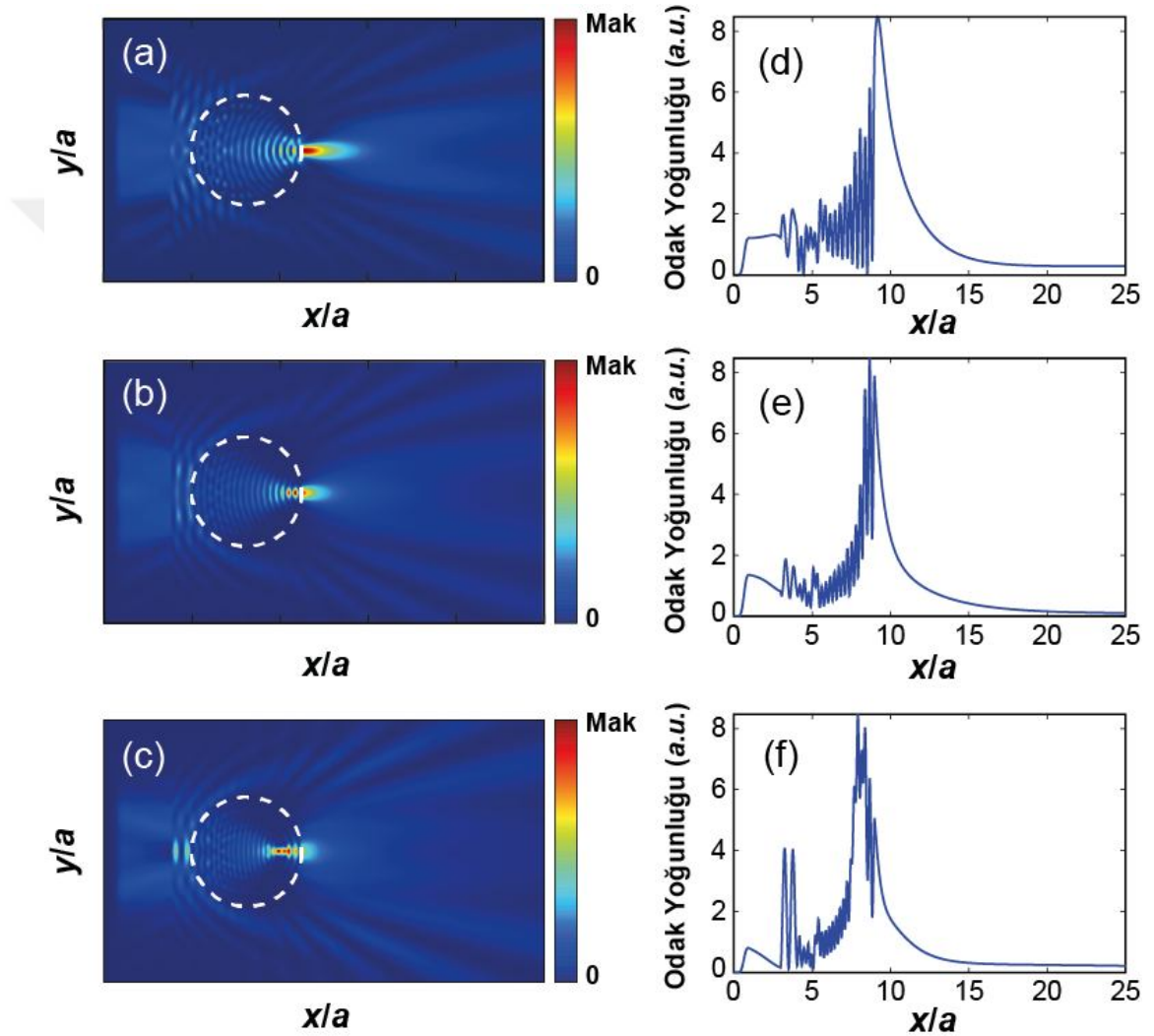
değerinin genellikle  $\lambda$ 'dan küçük olduğu görülmektedir, özellikle  $d=5a$  için YMTG değeri  $\lambda/2$ 'den küçüktür ki; bu kırınım limiti anlamında oldukça önemli bir sonuçtur. Şekil 3.17(d)'de normalize odak yoğunlukları kabuk kalınlığı arttıkça azaldığı görülmektedir.



Şekil 3.17:  $d=\{5a, 10a, 15a\}$  ve değişen kalınlık  $t$  değerleri için FNJ grafikleri: (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği. Tüm durumlarda, gelen ışığın dalgaboyu  $\lambda=a$  olarak alınmıştır.

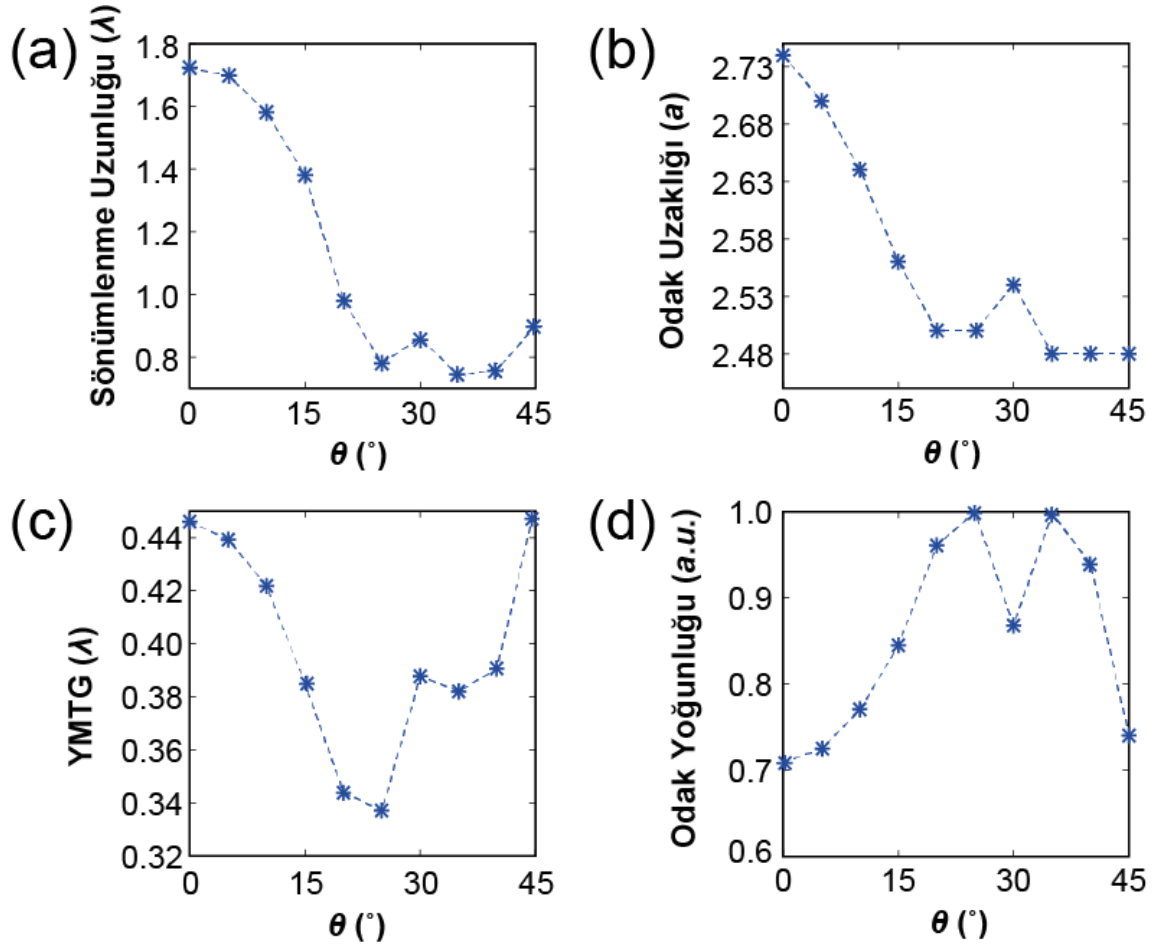
FNJ karakteristiği, farklı yönelimlerdeki SK molekülleri için belirli parametreler sabitlenerek incelenmiştir: Dış kabuk çapı  $d=5a$ , kabuk kalınlığı  $t=1.5a$ , ve gelen ışığın dalga boyu  $\lambda=a$  seçilmiştir. SK yönelme açısı  $\theta=0^\circ$ 'den  $\theta=90^\circ$ 'e kadar  $5^\circ$  adımlarla değiştirilmiştir.  $\theta=\{0^\circ, 45^\circ, 90^\circ\}$ 'ye karşılık gelen elektrik alan dağılımları sırasıyla Şekil 3.18(a)-3.18(c)'de verilmiştir. Bu elektrik alan dağılımlarının FNJ'ın merkezinden itibaren  $x$ -ekseni boyunca kesitleri ( $y=0$ ) Şekil 3.18(d)-3.18(f)'de çizdirilmiştir.  $\theta>45^\circ$  açı değerlerinde, odak noktasının yapının içerisinde olduğu

görülmektedir. Dolayısıyla, FNJ etkisinin kabuğun dışında oluşması için açı değişimi,  $0^\circ$  ile  $45^\circ$  arasında sınırlandırılmıştır. FNJ parametrelerinin detaylı analizi, sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı, YMTG ve yoğunluk  $\theta$  değişimi ile ilişkilendirilmiştir ve sonuçlar Şekil 3.19’da paylaşılmıştır. Şekil 3.19’dan görülmektedir ki,  $\theta=0^\circ$  ‘den  $45^\circ$ ’ye arttığında sönümlenme uzunluğu ve odak uzaklığı değerleri azalırken, YMTG değeri  $\lambda/2$ ’nin altında kalmakta ve ilgili yapının FNJ yoğunluğu da güçlenmektedir. Sonuçlar, Ref. 174-175 ile örtüşmektedir.



Şekil 3.18: (a)  $\theta=0^\circ$ , (b)  $\theta=45^\circ$  ve (c)  $\theta=90^\circ$  SK molekül yönelim açılarındaki FNJ yapısında oluşan kararlı hal elektrik alan dağılımları. Hesaplanan elektrik alan dağılımlarının  $x$ -ekseni boyunca kesiti; (d)  $\theta=0^\circ$ , (e)  $\theta=45^\circ$  ve (f)  $\theta=90^\circ$  için çizdirilmiştir.

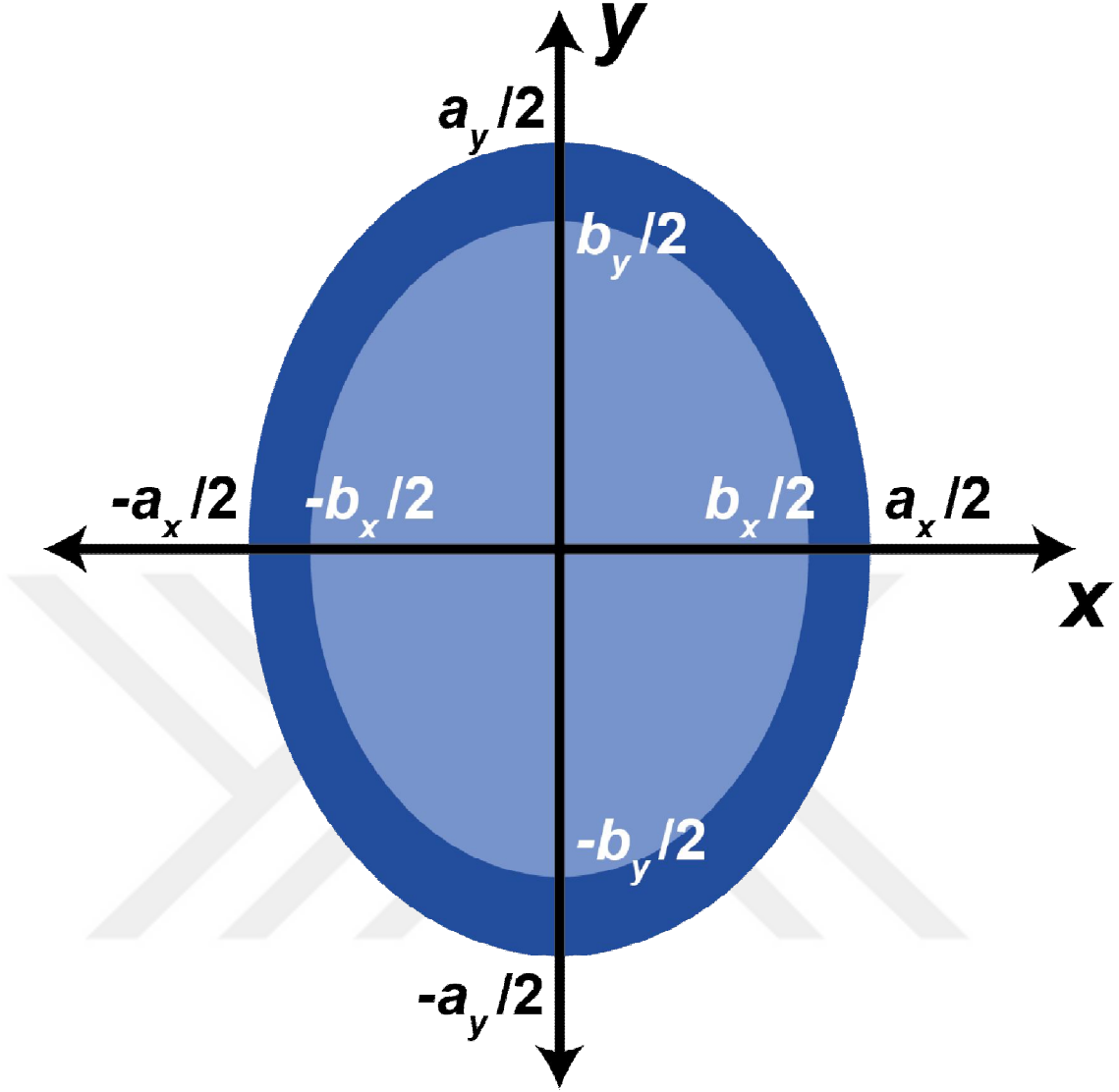
Şimdiye kadar, çekirdek–kabuk mikrosilindir yapıların FNJ özelliklerinin ve SK moleküllerinin uygulanan gerilimle yönelimlerinin etkileri incelenmiştir. Sıradaki bölümde, çekirdek–kabuk geometriye ait şekil değişikliklerinin yapının FNJ'nin temel optik özellikleri üzerindeki etkisi incelenmektedir.



Şekil 3.19:  $d=5a$ ,  $t=1.5a$  ve  $\lambda=a$  için hesaplanan SK yönelim açlarına bağlı FNJ grafikleri: (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği.

### 3.6.5 Eliptik çekirdek- eliptik kabuk yapısı

Çekirdek-kabuk geometrisinin FNJ üzerindeki etkilerinin araştırılması için, eliptik yada dairesel olmak üzere şekilsel değişiklikler yapılmıştır. Şekil 3.20’de görüleceği üzere, iç ve dış elipslerin eksen çapları sırasıyla  $(b_x, b_y)$  ve  $(a_x, a_y)$ ’dir. İç ve dış elipslerin çapları seçilirken; yapının doluluk oranının, çekirdek-kabuk mikro silindirik yapılardan  $d=5a$ ,  $t=1.5a$  ile aynı olması göz önünde bulundurulmuştur. Bu durumda FNJ yapısının büyük ve küçük yarı çapları şu ilişkiye göre seçilmiştir:  $a_x a_y = d^2$  ve  $b_x b_y = (d - t)^2$ . Eğer eksen oranları  $\alpha = a_x / a_y = b_x / b_y$  olarak düzenlenirse dış ve iç yarı çaplar şu şekilde ifade edilebilir:  $a_x = d\sqrt{\alpha}$ ,  $a_y = d/\sqrt{\alpha}$ ,  $b_x = (d - t)\sqrt{\alpha}$  ve  $b_y = (d - t)/\sqrt{\alpha}$ .

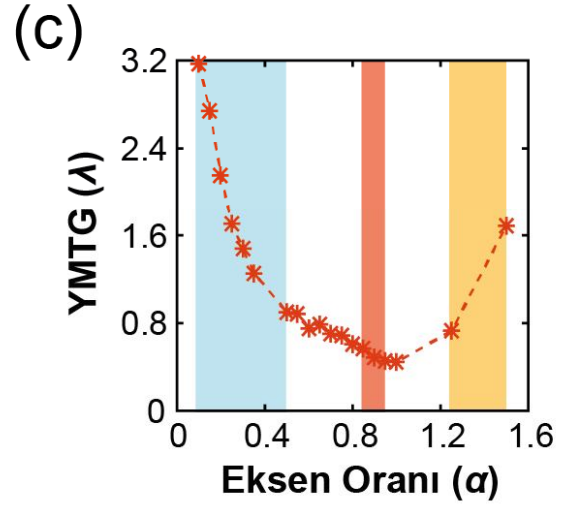
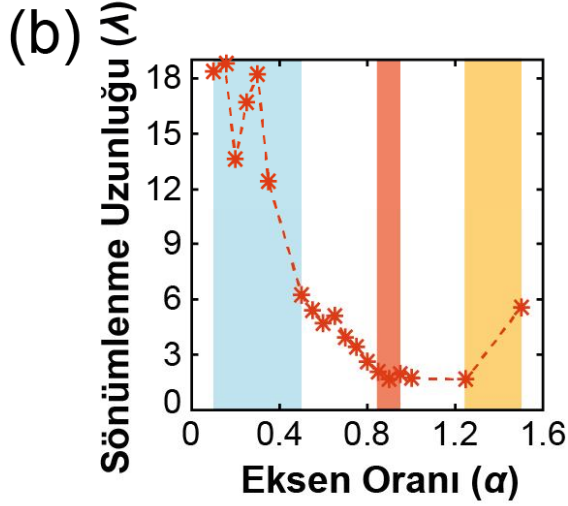
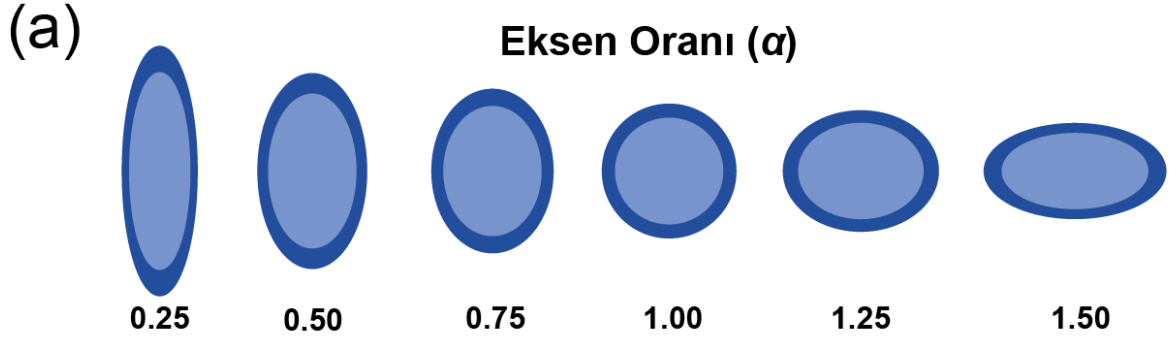


Şekil 3.20: Eliptik çekirdek-kabuk FNJ yapısının şematik gösterimi.

Şekil 3.21(a)'da değişen eksen oranlarıyla  $\alpha=\{0.25,0.50,0.75,1.00,1.25,1.50\}$  farklı eliptik çekirdek-eliptik kabuk tasarımları gösterilmiştir. Sönümlenme uzunluğu ve YMTG gibi temel parametreler, sırasıyla Şekil 3.21(b) ve 3.21(c)'de görüldüğü gibi değişen  $\alpha$  değerleri için hesaplanmıştır.

Şekillerde görüldüğü gibi 3 farklı durum elde edilmiştir: (1)  $\alpha=0.1-0.5$  aralığında FNJ ışına görülmemektedir, (2)  $\alpha=0.5-0.95$  aralığında hem rezonans (FGM) hem de rezonans olmayan (FNJ) ışına modları görülmektedir, (3)  $\alpha=1.25-1.5$  aralığında FNJ sadece yapının içinde görülmektedir. FNJ etkisi, şekillerdeki geriye kalan alanlarda oluşmaktadır.





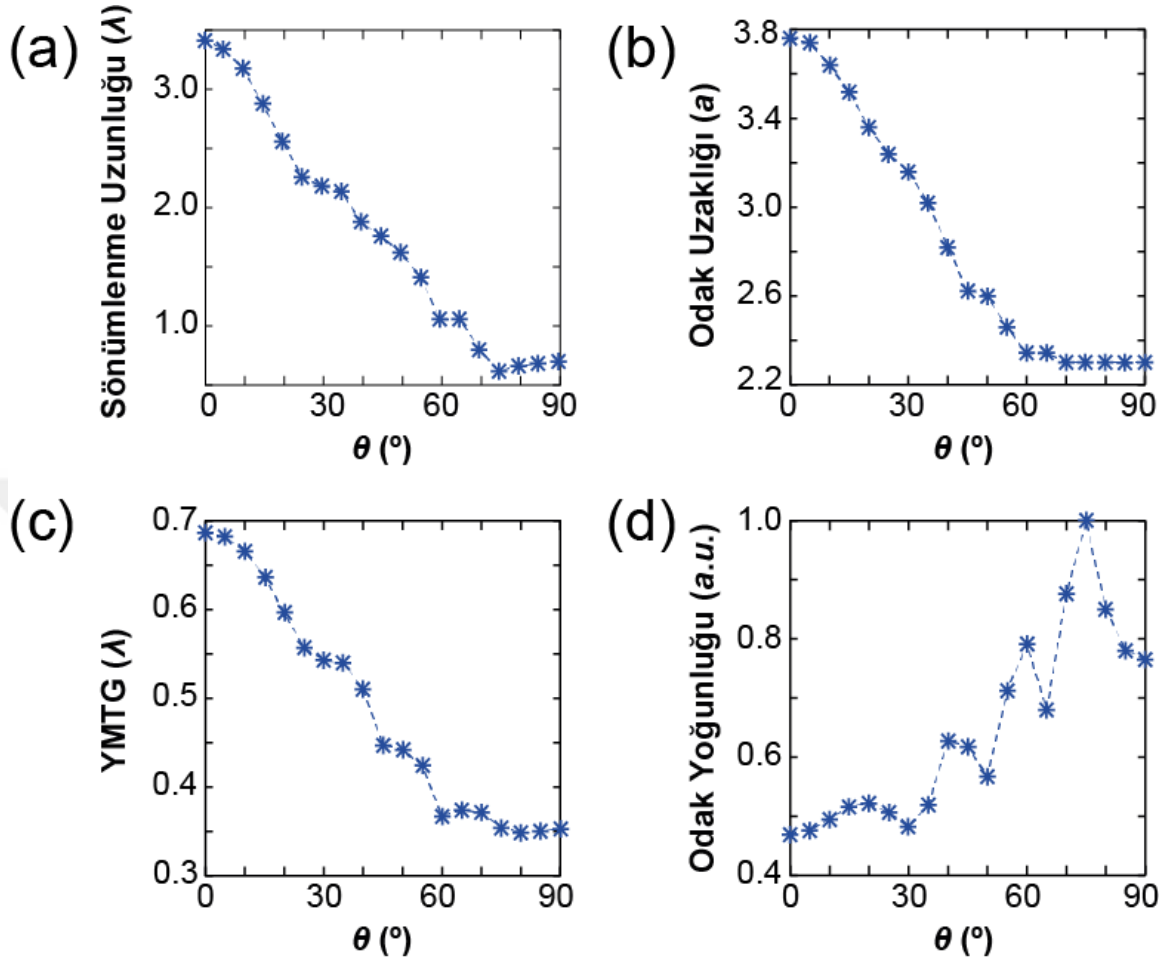
- FNJ etkisini oluşturmadığı durumlar,  $\alpha = (0.1, 0.5)$
- FNJ ve rezonans etkisinin oluştuğu durumlar,  $\alpha = (0.85, 0.95)$
- FNJ'nin yapının içinde oluştuğu durumlar,  $\alpha = (1.25, 1.5)$

Şekil 3.21: (a) Farklı eksen oranları için eliptik çekirdek-kabuk FNJ yapıları. Değişen eksen oranlarına bağlı (b) Sönümlenme uzunluğu ve (c) YMTG değişim grafiği. Önemli parametreler  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  olarak sabitlenmiştir.

Sönümlenme uzunluğu ve YMTG değerleri  $\alpha=0-1$  aralığında azalırken bu değerler  $\alpha=1.2-1.6$  aralığında artmaktadır. Minimum sönümlenme uzunluğu ( $<2\lambda$ ) ve minimum YMTG değerleri ( $<0.5\lambda$ )  $\alpha=1$  için yani şekil dairesel iken hesaplanmıştır. Şimdiye kadar eliptik kabuk – eliptik çekirdek yapı için bütün hesaplamalar,  $\theta=0^\circ$  durumu için yapılmıştır. Bu kısımda,  $\alpha=0.75$  değerine sabitlenmiştir ve Şekil 3.22’de değişen  $\theta$  değerleri için sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı, YMTG ve odak yoğunluğu değerlerinin değişimleri incelenmiştir. Bu şekilden görülmektedir ki, yönelme açısı  $\theta=0^\circ$ ’den  $90^\circ$ ’a doğru arttıkça, sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı



ve YMTG değerleri azalırken YMTG değeri  $0.7\lambda$ 'nın altında kalmakta ve FNJ yoğunluğu gittikçe güçlenmektedir.

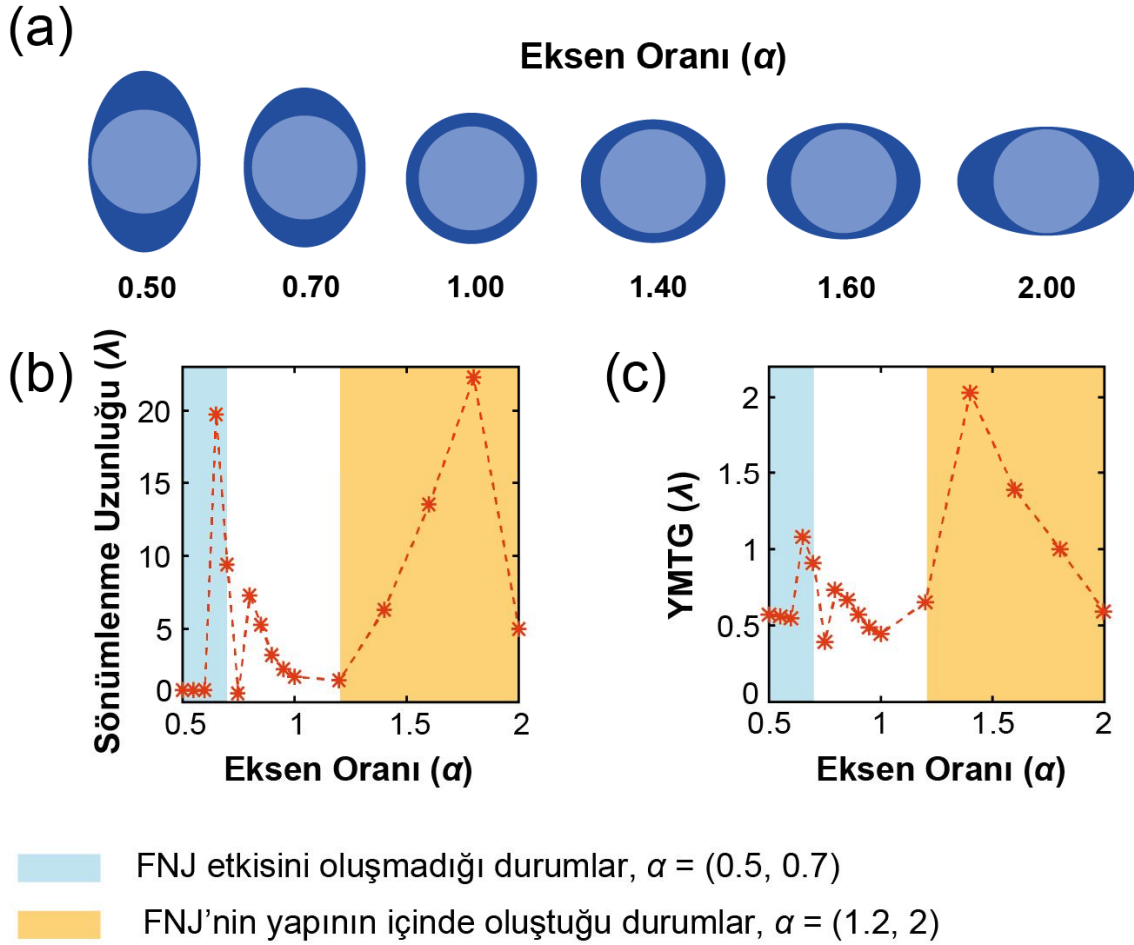


Şekil 3.22: Eliptik çekirdek-kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı  $\alpha=0.75$  değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği.

### 3.6.6 Dairesel çekirdek–eliptik kabuk yapısı

Dairesel çekirdek–eliptik kabuk şeklin FNJ üzerine etkisinin araştırılması için bu geometri SK ile uygun şekilde düzenlenmiştir. İçerideki dairesel çekirdeğin eksen çapları  $(b_x, b_y)$  ve dışarıdaki eliptik kabuğun eksen çapları  $(a_x, a_y)$ 'dir. Bu durumda yapını büyük ve küçük yarı çapları şu ilişkiye göre seçilmiştir:  $a_x a_y = d^2$  ve  $b_x b_y = (d - t)^2$ . Eğer eksen oranları  $\alpha = a_x / a_y$  olarak düzenlenirse dış ve iç yarı çaplar şu şekilde ifade edilebilir:  $a_x = d\sqrt{\alpha}$ ,  $a_y = d/\sqrt{\alpha}$  ve  $b_x = (d - t)$ . Dış kabuk çapı ve kabuk kalınlığı,  $d=5a$  ve  $t=1.5a$  olarak sabitlenmiştir. Yapının matematiksel

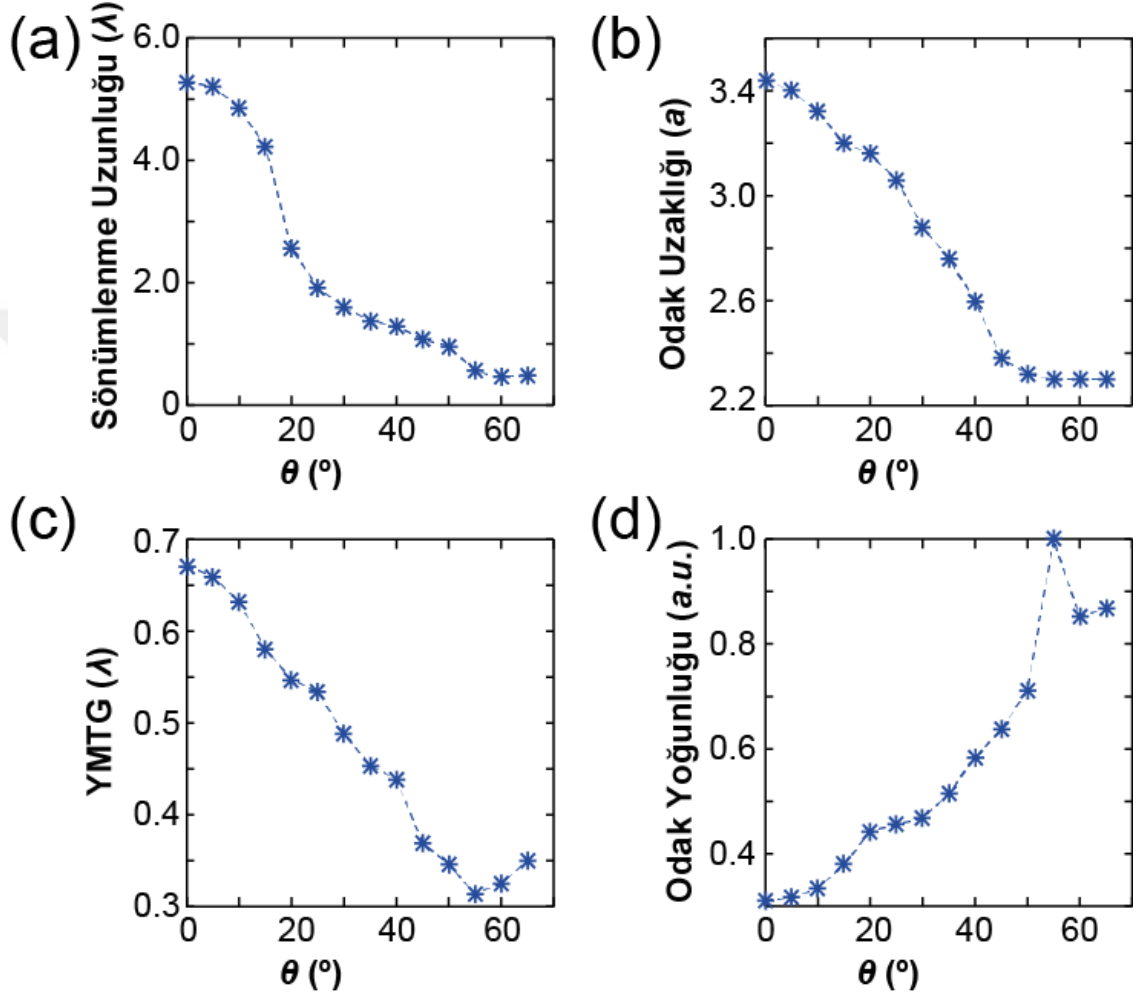
ifadesinden de anlaşılacağı üzere dairesel kısmın boyutları sabitlenmiştir; ancak kabuk kısmındaki eliptik geometri,  $\alpha$  ile değişmektedir.



Şekil 3.23: (a) Farklı eksen oranları için dairesel çekirdek-eliptik kabuk FNJ yapıları. Değişen eksen oranlarına bağlı (b) Sönümlenme uzunluğu ve (c) YMTG değişim grafiği. Önemli parametreler  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  olarak sabitlenmiştir.

Şekil 3.23'te farklı dairesel çekirdek-eliptik kabuk tasarımları,  $\alpha=\{0.5,0.7,1.0,1.1,1.4,1.6\}$  değerleri için gösterilmektedir. Sırasıyla Şekil 3.23(b) ve 3.23(c)'de farklı  $\alpha$  değerleri için hesaplanan sönümlenme uzunluğu ve YMTG sonuçları paylaşılmıştır. Şekillerden de görüldüğü gibi üç farklı sonuç elde edilmiştir: (1)  $\alpha=0.5-0.7$  aralığında FNJ etkisi görülmemektedir, (2)  $\alpha=0.85-1.0$  aralığında FNJ etkisi yapının dışında oluşmaktadır, (3)  $\alpha=1.2-2.0$  aralığında FNJ etkisi sadece yapının içerisinde oluşmaktadır. Dairesel çekirdek-eliptik kabuk yapısı için rezonans etki görülmemiştir. Benzer şekilde  $\alpha=0.85-1.0$  aralığında FNJ etkisi görülürken sönümlenme uzunluğu ve YMTG değerleri düşmektedir.  $\alpha=1$  iken, yani yapı dairesel iken, minimum sönümlenme uzunluğu ve YMTG değerleri hesaplanmıştır.

Şekil 3.24'te  $\alpha=0.85$ 'e sabitlenmişken değişen  $\theta$  değerlerine bağlı sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı, YMTG ve yoğunluk parametrelerindeki değişimler incelenmiştir. Bu şekilden anlaşıldığı üzere  $\theta=0^\circ$ 'den  $\theta=65^\circ$ 'ye artmasıyla; sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı ve YMTG değerleri azalmaktadır. YMTG değeri,  $0.7\lambda$ 'nın altında kalmakta ve yapının FNJ yoğunluğu güçlenmektedir.

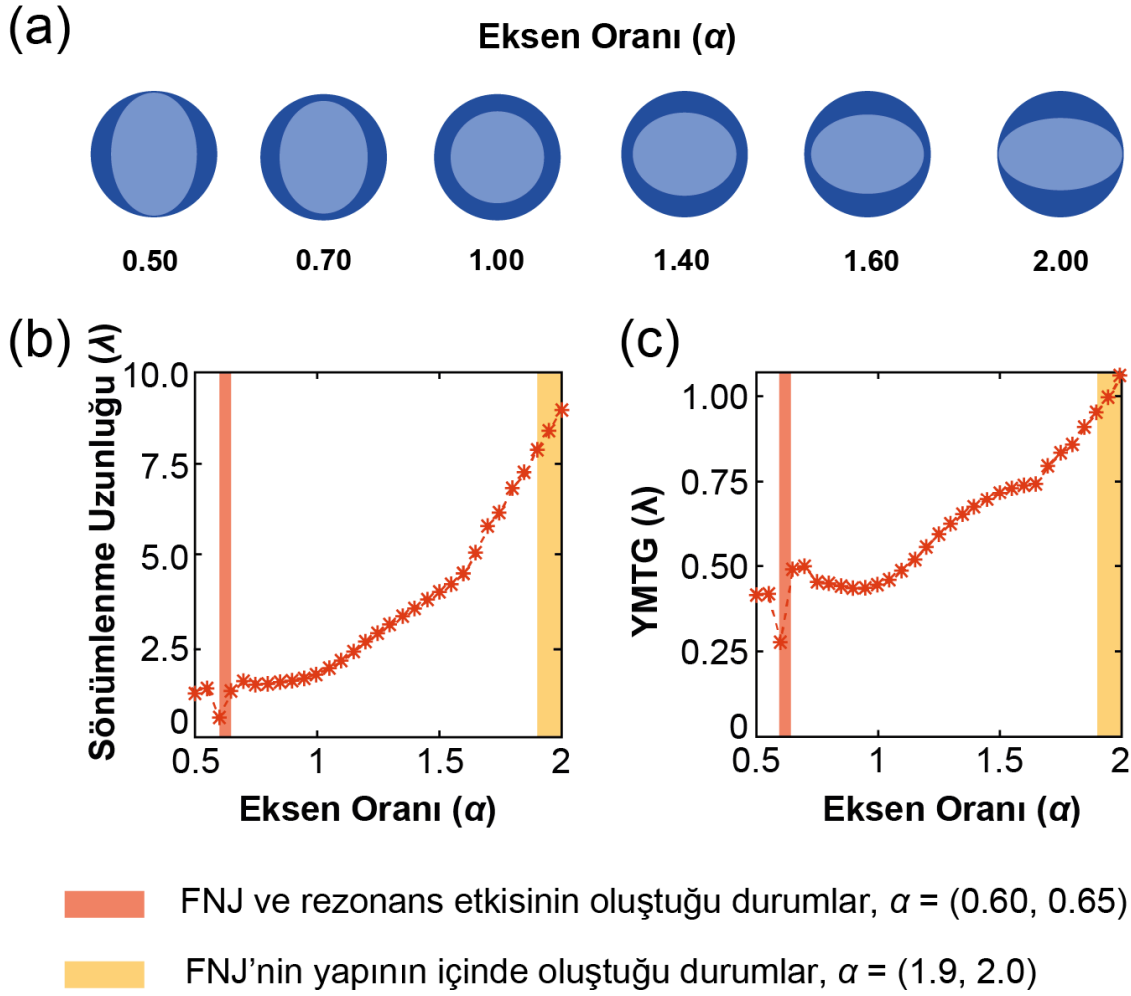


Şekil 3.24: Dairesel çekirdek-eliptik kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı  $\alpha=0.85$  değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği.

### 3.6.7 Eliptik çekirdek–daireysel kabuk yapısı

Eliptik çekirdek–daireysel kabuk şeklinin FNJ üzerindeki etkisinin araştırılması için bu geometri SK'lar ile uygun şekilde düzenlenmiştir. Dışarıdaki daireysel kabuğun yarıçapı ( $a_x$ )'tir. İçerideki eliptik çekirdeğin eksenel yarı çapları ise ( $b_x, b_y$ )'dir. Yapıdaki dairenin çapı şu ilişki ile  $a_x a_x = d^2$  ve yapının içindeki eliptik çekirdeğin

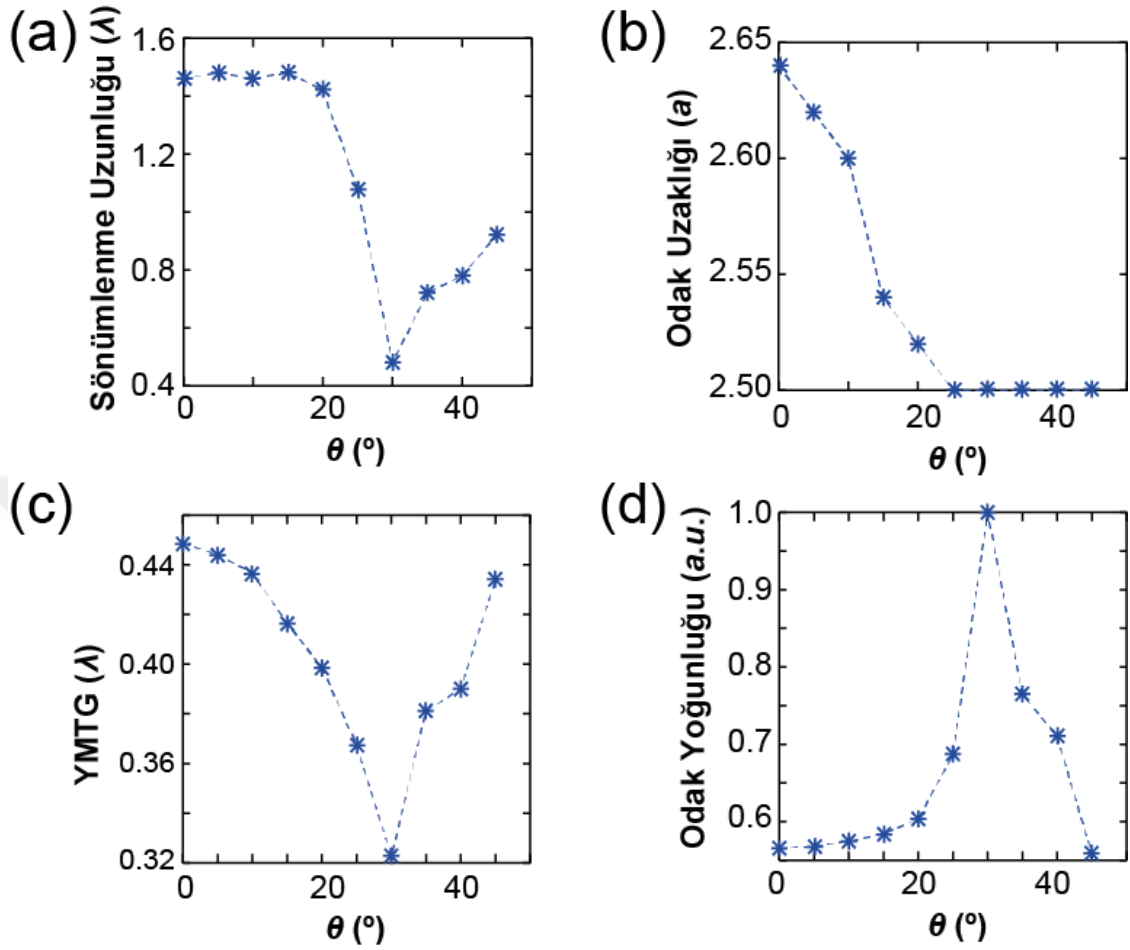
büyük ve küçük yarı çapları ise şu ilişkiyle:  $b_x b_y = (d - t)^2$  seçilmiştir. Eğer eksen oranları  $\alpha = b_x/b_y$  olarak kabul edilirse iç ve dış çaplar:  $a_x = d$ ,  $b_x = (d - t)\sqrt{\alpha}$  ve  $b_y = (d - t)/\sqrt{\alpha}$  olur. Burada  $(d,t)=(5a,1.5a)$  olarak sabitlenmiştir. Yapının matematiksel ifadesinden anlaşıldığı gibi kabuk kısmının şekli korunurken; çekirdek kısmı,  $\alpha$  değerlerine bağlı olarak değişmektedir.



Şekil 3.25: (a) Farklı eksen oranları için eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapıları. Değişen eksen oranlarına bağlı (b) Sönümlenme uzunluğu ve (c) YMTG değişim grafiği. Önemli parametreler  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  olarak sabitlenmiştir.

Şekil 3.25(a)'da, farklı  $\alpha$  değerleri için,  $\alpha=\{0.5,0.7,1.0,1.4,1.6,2.0\}$ , FNJ yapıları gösterilmektedir. Sırasıyla Şekil 3.25(b) ve 3.25(c)'de değişen  $\alpha$  değerleri için hesaplanan sönümlenme uzunluğu ve YMTG görülebilir. Şekillerden görüldüğü gibi 3 farklı durum oluşmuştur: (1)  $\alpha=0.60 - 0.65$  aralığında FNJ ışınması ve rezonans FGM modu elde edilmiştir, (2)  $\alpha=0.65-1.90$  aralığında FNJ ışınması yapının dışında oluşmakta, (3)  $\alpha=1.9-2.0$  aralığında FNJ sadece yapının içerisinde oluşmaktadır.

$\alpha$  değeri arttıkça sönümlenme uzunluğu ve YMTG artmaktadır. Minimum sönümlenme uzunluğu ve YMTG değerleri,  $\alpha=1$  yani yapı daireselken oluşmaktadır.



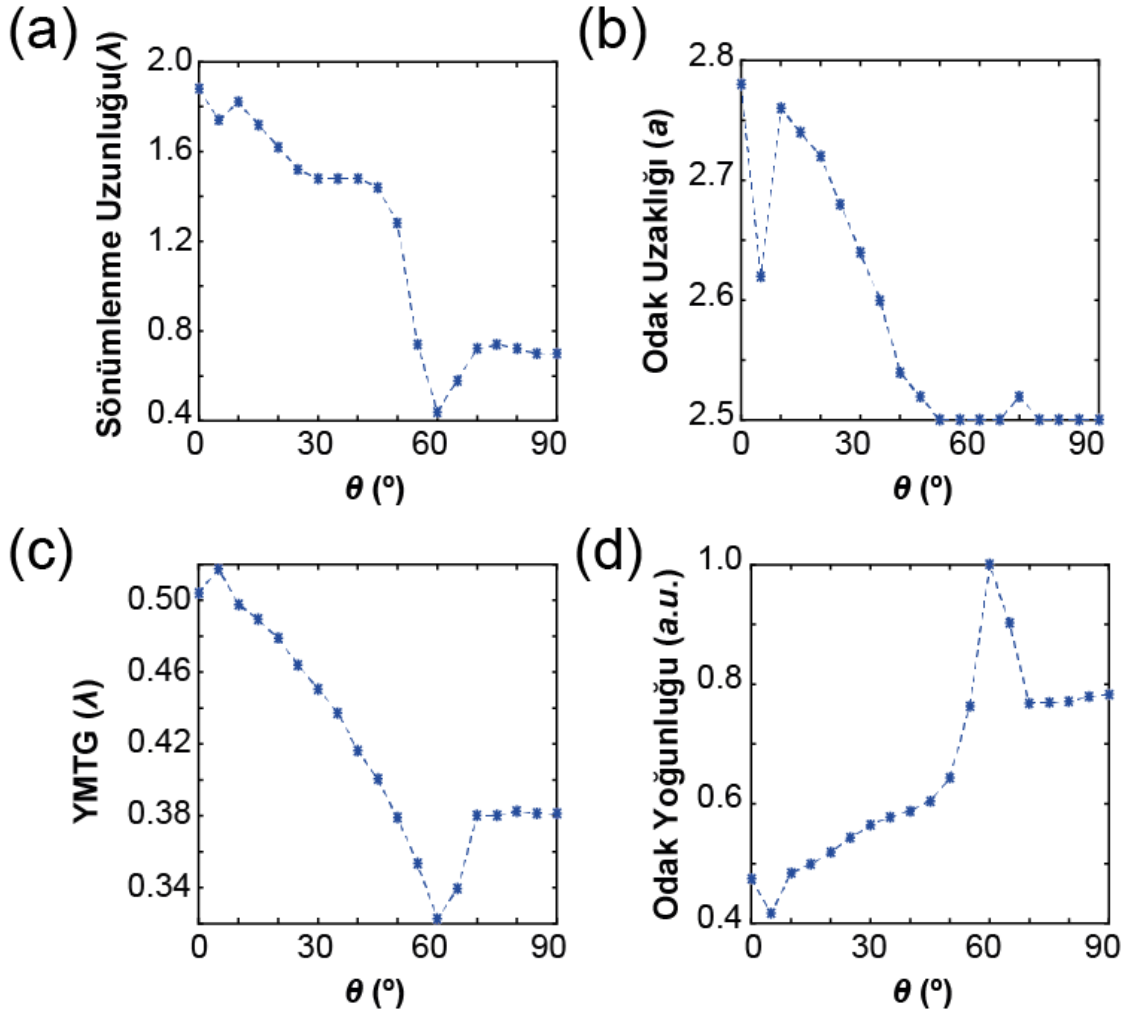
Şekil 3.26: Eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı  $\alpha=0.80$  değerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzunluğu değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği.

Şekil 3.26'da,  $\alpha=0.80$ 'e sabitlenmişken değişen  $\theta$  değerlerine bağlı sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı YMTG ve yoğunluk parametrelerindeki değişimler incelenmiştir: Yönelme açısının  $\theta=0^\circ$ 'den  $30^\circ$ 'a artmasıyla sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı ve YMTG azalmaktadır. YMTG değeri,  $0.7\lambda$ 'nin altında kalmakta ve yapının FNJ yoğunluğu güçlenmektedir.  $30^\circ < \theta < 45^\circ$  için, bu parametreler artmaktadır.

### 3.6.8 Yapı dışında FNJ ışması için SK indislerindeki optimizasyon

İncelenen çekirdek- kabuk yapısında bütün SK molekülleri yöneliminde FNJ ışmasının yapı dışında oluşması için,  $\{n_e, n_o\}$  optimal bir değere getirilmiştir;

$\{n_e, n_o\} = \{1.54, 1.75\}$  [176]. Eliptik çekirdek-dairesel kabuk yapısında  $\alpha=0.80$ 'e sabitlenmişken değişen  $\theta$  değerlerine bağlı olarak; sönümlenme uzunluğu, odak uzaklığı YMTG ve yoğunluk parametrelerindeki değişimler incelenmiştir ve sonuçlar Şekil 3.27(a)-3.27(d)'de sunulmuştur. Sonuçlardan da görüleceği üzere değişen  $\theta$  değerleri için,  $YMTG < 0.5\lambda$  ve sönümlenme uzunluğu  $0.4\lambda - 2\lambda$  aralığında kalmaktadır. Ayrıca  $\theta$  değerinin artmasıyla, FNJ odak noktası kabuk yapısına gittikçe yaklaşmaktadır.

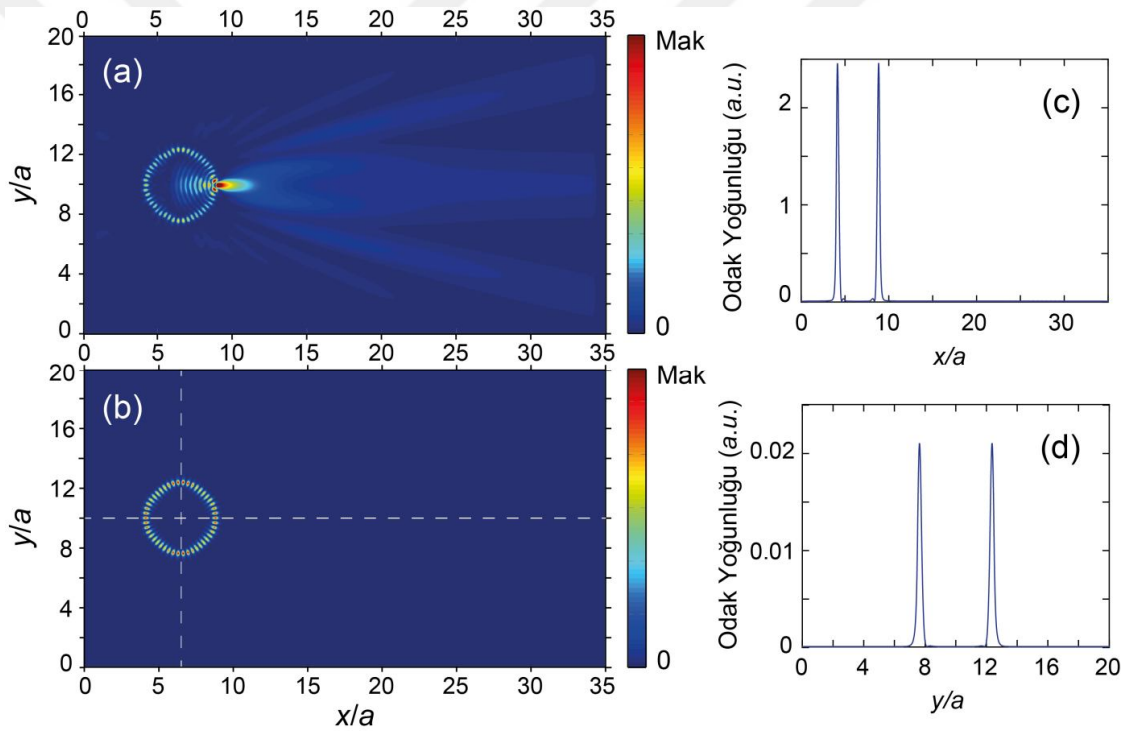


Şekil 3.27: Eliptik çekirdek-dairesel kabuk FNJ yapısında;  $d=5a$ ,  $t=1.5a$ ,  $\lambda=a$  ve eksen oranı  $\alpha=0.80$  değerlerinde optimize edilmiş SK indisdeğerleri için hesaplanan (a) Sönümlenme uzunluğu değişim grafiği, (b) odak uzaklığı değişim grafiği, (c) YMTG değişim grafiği ve (d) odak yoğunluğu değişim grafiği.

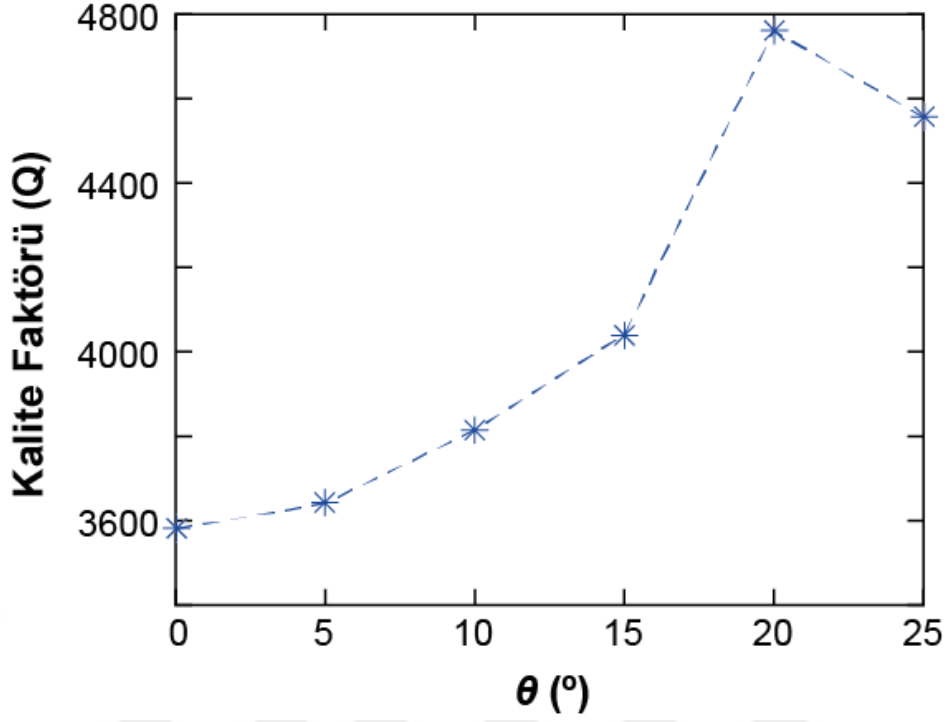
### 3.6.9 Rezonans durumu

Rezonant optik alanların yapının kabuk kısmında oluşmaları durumuna FGM denmektedir. FGM'nin önemli optik özellikleri; kalite faktörü  $Q$ , azimut mod sayısı

$m$  ve radyal mod sayısı  $l$ 'dir. Çalışmada daha önce rezonans modu sadece yapının çekirdeği eliptikken görülmüştür. Şekil 3.28'de  $\alpha=0.6$  değeri için eliptik çekirdek–daireesel kabuk yapısında oluşan bir rezonans durumu gösterilmektedir. Şekil 3.28(a)'dan anlaşılacağı üzere; kabukta gözlemlenen rezonans modu etkisiyle FNJ yoğunluğu azalmaktadır. Şekil 3.28(b)'de yapıya dalga girişi durdurulmuş ve bir süre sonra yapıda kalan FGM modu görülmektedir. Bu rezonans modu için,  $Q=3579$ ,  $m=56$  ve  $l=1$  olarak hesaplanmıştır. Şekil 3.28(c) ve 3.28(d)'de sırasıyla alan yoğunluğunun  $x$ -ekseni ve  $y$ -ekseni kesitleri gösterilmektedir. Bu kesitlerde yapının sınırlarında, rezonansın olduğu yerlerde, elektrik alanları tepe yapmaktadır. Kalite faktörünün  $\theta$ 'ye bağlı değişimi Şekil 3.29'da çizdirilmiştir. Maksimum kalite faktörü değeri  $\theta=20^\circ$  iken gözlemlenmiştir.



Şekil 3.28:  $\theta=0^\circ$  durumunda;  $\alpha=0.60$ ,  $d=5a$ ,  $t=1.5a$  ve  $\lambda=a$  için eliptik çekirdek–daireesel kabuk FNJ yapısında hesaplanan elektrik-alan yoğunluğu dağılım grafiği: (a) Yapı ışık kaynağıyla beslendiği durum ve (c) ışık kaynağının bir süre sonra kesilmesiyle gözlemlenen rezonans modu. Sadece rezonans modunun gözlemlendiği durumda elektrik-alan yoğunluğunun; (c)  $x$ -ekseni ve (d)  $y$ -ekseni boyunca kesiti çizdirilmiştir.



Şekil 3.29:  $\alpha=0.60$ ,  $d=5a$ ,  $t=1.5a$  ve  $\lambda=a$  FNJ parametreleri için hesaplanan SK yönelim açısına bağlı kalite faktörü değişim grafiği.

### 3.6.10. Sonuç

ITO kabuk ve nematik SK çekirdek yapılarında, çekirdek ve kabuğun doğru geometrik parametrelerle tasarımları hem rezonans olmayan FNJ hem de rezonans olan FGM modlarının gözlemlenebilmesini sağlamaktadır. Bu iki ışmanın aynı anda oluşması, ilk defa bu çalışmada sunulmaktadır. SK'nın yönelme açıları, SK çekirdek ve onu çevreleyen ITO kabuğun şekilleri; FNJ karakteristiğini oldukça etkilemektedir. Eliptik çekirdek tasarımlarında FNJ etkisine ek olarak, ITO kabuğun içinde rezonans modları elde edilmiştir. Ayrıca SK'ların yönelim açılarının değişimi; FNJ ışımalarının odak noktasını değiştirmekte ve yapının içine/dışına taşırmaktadır. Hesaplanan sonuçlar bu tür mikro-boyutlu FNJ yapıların nano boyutta parçacıkların görüntülenmesi (optik mikroskopi) ve nano-algılama gibi kırılım-limiti altı uygulamalarda kullanımına olanak sağlayacağı düşünülmektedir.



#### 4. HERMİTİK OLMAYAN HAMILTON OPERATÖRÜ VE PARİTE-ZAMAN SİMETRİSİ

Optik alanında özellikle yapay heterojen yapılara olan ilgi, son yıllarda gitteğe artmaktadır. Bu tip yapılar; optik frekanslarda görülen yapay elektromanyetiklik [177-180], negatif kırıcılık [181,182] ve güçlü uzaysal dispersiyon [183,184] gibi - homojen doğal yapılarda bulunmayan- birçok eşsiz özelliğe sahip olabilir. Belirtilen üstün özellikler; plazma sistemler [185], fotonik kristaller [18,186], rasgele lazerler [187] ve benzeri malzemelerin ışıkla olan rezonans etkileşimi sayesinde oluşmaktadır. Fakat rezonans etkileşiminin -Joule kaybı gibi- çeşitli optik ve yapısal kayıplara sebep olması, bu gibi yapıların optik uygulama alanlarını kısıtlamaktadır [188-190]. Bu problemi çözüm olarak, heterojen sisteme aktif (güçlendirici) bileşenler eklenmesi önerilmiştir [191-199]. Bu sayede, -rezonans etkisiyle- ışığın heterojen sistemin belirli bölgelerinde güçlendirilmesi ve diğer bölgelerde zayıflatılması hedeflenmiştir. Sezgisel olarak, heterojen yapı içerisinde -eşit sanal kırıcılık indisli- güçlendirici ve sönmüleyici bileşenlerin eşit hacimde bulundurulmasıyla kayıpların telafi edileceği düşünülmektedir. Bu koşullar altında, ışık amplifikasyonu veya zayıflamasının olmadığı durumlardan -ki kayıpların belirgin şekilde telafi edilmesine rağmen- amplifiye edildiği veya zayıfladığı durumlara bir geçişin gerçekleşebileceği anlaşılmaktadır [200-202]. Benzer geçiş noktalarının varlığı, **parite-zaman** simetrisi sistemlerde analitik olarak açıklanmıştır. Benzer geçiş noktalarının tanımlanması, ilk olarak kuantum mekaniği çalışmalarında gözlemlendi [203,204]. Kompleks potansiyeli  $V(r) = V^*(-r)$  olan Hamilton sistemlerin; Hermitik olmadığı halde gerçek özdeğerlere (eigenvalues) sahip olduğu hesaplandı. Bu özellikteki Hermitik olmayan Hamilton sistemlere, **Parite-zaman (parity-time)** simetrisi sistemler denildi.

##### 4.1 Parite-Zaman Simetrisi: Temel Kavramlar ve Tanımlar

1998'de Bender ve Boettcher, Hermitik Olmayan Hamilton kuantum sistemlerinin gerçek özdeğerleri olan bir özdeğer kümesine sahip olabileceğini gösterdi (gerçek

bir spektrum) [203]. Başka bir deyişle, özdeğerlerin gerçek olması için hamilton sistemlerin Hermitikliğine ihtiyaç olmadığını ispatladılar [203,205,206].

Kuantum mekaniğinde, bir parçacığın davranışı Schrödinger denklemi kullanılarak hesaplanabilir. Schrödinger denkleminin zamandan bağımsız formu aşağıdaki gibidir [207]:

$$\hat{H}\psi = E\psi. \quad (4.1)$$

Bu denklemde,  $\psi(x, y, z)$  skaler, pozisyona bağımlı ve zamandan bağımsız dalga fonksiyonudur.  $\hat{H}$  ve  $E$  operatörleri, hamilton operatörü ve dalga fonksiyonuna karşılık gelen enerjiye karşılık gelmektedir. Hamilton operatörü  $\hat{H}$ 'nin kuantum mekaniğindeki önemli rolleri aşağıdaki gibi özetlenebilir [203,208,209]:

1. Eşitlik 4.1'deki enerji özdeğerleri  $E$ 'nin çözümünde kullanılır.  $E$  özdeğerini fiziksel olarak ölçülebilir bir büyüklük olursa,  $E$ 'nin reel olması gerekmektedir.
2. Zaman-alanındaki Schrödinger denklemi bağlamında;

$$\hat{H}\psi(x, y, z; t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, y, z; t) \quad (4.2)$$

Hamilton operatörü  $\hat{H}$ , durum vektörü  $\psi$ 'nin zaman evrimini tanımlamada önemli bir rolü vardır.

3.  $\hat{H}$  operatörü, kuantum mekaniği teorisine simetri özelliği katmaktadır: Hamiltonlar, zamansal ve mekansal öteleme gibi sürekli simetri özelliği gösterebileceği gibi; parite inversiyon ve zaman-ters değişmezlik gibi ayrık simetri özelliği de gösterebilmektedir.

$\hat{H}$  operatörünün pozisyon  $x$  ve  $\mathbf{p}$  doğrusal momentum operatörüne bağlı gösterimi aşağıdaki gibidir:

$$\hat{H} = \mathbf{p}^2 + V(x). \quad (4.3)$$

Bu denklemde,  $V(x)$  bir parçacığın potansiyel enerji fonksiyonunu ifade etmektedir.  $\mathbf{p}$  doğrusal momentum operatörü, sanal ve anti-simetriktir;  $\mathbf{p} = -i\nabla$ . Bu durumda,  $\mathbf{p}^2 = -\nabla^2$  reel ve simetriktir (**Hermitik operatörü**). potansiyel enerji fonksiyonu  $V(x)$  uzayda reel olursa, bu koşulda, bütün  $E$  özdeğerleri reel olup  $\hat{H}$  operatörü aşağıdaki koşulu sağlamaktadır:

$$\hat{H} = \hat{H}^\dagger, \quad (4.4)$$

işareti, Hermitik eşlenik işlemini ifade etmektedir. Matris formunda, transpoz ve kompleks konjüstasyon işleminin bütününe ifade eder. Bender ve Boettcher, Eşitlik 4.4'teki Hermitiklik koşulunun reel enerji öz durumlarını elde etmek için yeterli bir koşul olduğunu; fakat, zorunlu bir koşul olmadığını ispatladılar [203].

Herhangi bir Hamilton operatörü, eğer  $\hat{P}\hat{T}$  operatörü ile aynı özfonksiyona sahipse "Parite-zaman simetrlili" denir [205,210,211]. Parite-zaman simetrlili hamiltonu  $\hat{H}$ ; zaman-tersinim operatörü  $\hat{T}$  ve parite operatörü  $\hat{P}$  ile değişmelidir:

$$\hat{P}\hat{T}\hat{H} = \hat{T}\hat{P}\hat{H}. \quad (4.5)$$

Parite operatörü  $\hat{P}$  bütün koordinatların işaretini değiştirmektedir [212]:

$$\hat{P}: (x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z). \quad (4.6)$$

Bu durumda, polar vektörlerin yönü tersine dönmektedir ( $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}, \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}, \mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E}$ ), fakat eksensel vektörlerin yönelimi değişmemektedir ( $\mathbf{H} \rightarrow \mathbf{H}$ ). Bu gösterimde, ruzaysal koordinatı ve  $\mathbf{p}$  momentumu belirtmektedir.  $\mathbf{E}$  ve  $\mathbf{H}$ , elektrik ve manyetik alanı göstermektedir.

Zaman-tersinim operatörü  $\hat{T}$ 'nin fonksiyonu ise aşağıdaki gibidir:

$$\hat{T}: (\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}, \mathbf{p} \rightarrow -\mathbf{p}, i \rightarrow -i). \quad (4.7)$$

Bu durumda, parite-zaman simetrlili Hamiltonda aşağıdaki koşul sağlanmaktadır:

$$\hat{H}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \hat{H}^*(-\mathbf{r}, \mathbf{p}, -t). \quad (4.8)$$

Eğer Hamilton operatörü  $\hat{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r})$  formunda ise  $-m$ , parçacık kütesini ve  $V$ , parçacığın potansiyel enerjisini belirtmektedir; potansiyel fonksiyonu  $V(\mathbf{r})$ 'nin reel kısmı, koordinat düzleminde çift bir fonksiyon halindedir ve sanal kısmı ise tek fonksiyon halindedir. Dolayısıyla,  $V(\mathbf{r})$  aşağıdaki gibi tanımlanabilir [213]:

$$V(\mathbf{r}) = V^*(-\mathbf{r}). \quad (4.9)$$

Sonuç olarak, kompleks potansiyel fonksiyonu  $V(\mathbf{r})$ 'nin reel kısmı, pozisyona göre simetrik ve sanal kısmı ise, anti-simetrik olmalıdır [214].

## 4.2 Optik Sistemlerde Parite-Zaman Simetrisi

Kuantum mekaniği ile paraksial optik alanı arasında güçlü bir benzeşim söz konusudur ve bu iki farklı fiziksel alandaki matematiksel denklemler, ilginç bir benzerlik arzederler. Kuantum mekaniğinde, parçacık hareketi Schrödinger denklemi ile çözümlenirken; optikte, elektromanyetik dalga dinamiği Helmholtz denklemi ile tanımlanmaktadır. Helmholtz ve Schrödinger denklemlerinin karşılaştırması, Çizelge 4.1'de özetlenmiştir:

Çizelge 4.1: Schrödinger denklemi ile Helmholtz denkleminin karşılaştırılması.

	Kuantum Mekaniği	Elektromanyetik
Alan	$\Psi(x, t) = \psi(x)e^{iEt/\hbar}$	$\mathbf{E}(x; t) = \text{Re}[E(x)e^{j\omega t}]$
Özdeğer problemi	$\hat{H}\psi = E\psi$	$\hat{\Theta}E = -\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 \epsilon_b E$
Hamilton operatörü	$\hat{H} = \mathbf{p}^2 + V(x)$	$\hat{\Theta} = \nabla^2 + \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 \Delta\epsilon(x)$

Bu karşılaştırmadan yola çıkarak, parite-zaman simetrik bir optik sistemin aşağıdaki gibi bir dielektrik geçirgenlik profiline sahip olması gerekmektedir:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon^*(-\mathbf{r}) \text{ veya } n(\mathbf{r}) = n^*(-\mathbf{r}). \quad (4.10)$$

Bu eşitlikten anlaşılacağı üzere parite-zaman simetrisinin oluşması için; dielektrik geçirgenliğinin  $\epsilon$  (veya kırıcılık indisi  $n$ ), çift fonksiyonlu reel kısma ve tek fonksiyonlu sanal kısma sahip olması gerekmektedir. Eğer dielektrik geçirgenlik sabiti,  $\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon'(\mathbf{r}) + i\epsilon''(\mathbf{r})$  şeklinde ifade edilirse;

$$\epsilon'(\mathbf{r}) = \epsilon'(-\mathbf{r}) \text{ ve } \epsilon''(\mathbf{r}) = -\epsilon''(-\mathbf{r}). \quad (4.11)$$

Bu eşitliklerden de anlaşılacağı gibi, parite-zaman simetrik optik devrelerin kazanç (gain) ve kayıp (loss) malzemelerinin periyodik modülasyonundan oluşmaları gerekmektedir [215].

Doktora eğitimim sırasında, parite-zaman simetrik nano/mikro boyutlu yapılar ve fotonik uygulamaları üzerine yayınlanmış birkaç çalışmam mevcuttur [216-218]. Tezin bu kısmında, parite-zaman simetrik mikro-halka rezonatörler ve 2B parite-zaman simetrik fotonik yapılar hakkındaki çalışmalarımı bahsedilecektir.

### 4.3 Parite-Zaman Simerili Mikro-Halka Rezonatörlerde Asimetrik Işık İletimi

#### 4.3.1 Çalışmanın özeti

Bu çalışmada, kazanç (gain) ve kayıp (loss) malzemelerden oluşmuş yeni bir ek-le-bırak (add-drop) mikro-halka rezonatör yapısı sunulmuştur. Mikro-halka rezonatörler; kompakt yapıda ve dar bantta çalışabilen optik bant-geçirici filtreler olarak düşünülebilir. Bu gibi lineer sistemlerde, yan-bağlanmış dalga kılavuzlarındaki ışık iletimi daima simetritir. Fakat halka rezonatör yapısının periyodik kazanç-kayıp ortamıyla oluşturulması, optik sistemde asimetrik iletim özelliğini ortaya çıkarmaktadır. Böylece giriş kanal değişimine bağlı olarak, farklı rezonans modları etkileştirilebilir. Bu asimetrik ışık iletimi özelliği, rezonatör yapısı parite-zaman simetrisine uygun bir periyodik kazanç-kayıp modülasyonuna sahip olunca gözlemlenmiştir. Ayrıca, halka yapısının yarısı kazanç, diğer yarısı da kayıplı ortamdan oluşması durumunda da benzer özellik korunmaktadır. Nümerik hesaplamalara ek olarak parite-zaman simetrik yapı, analitik olarak da modellenmiş ve analitik sonuçların, nümerik analizle örtüştüğü görülmüştür.

#### 4.3.2 Giriş

Parite-Zaman etkisi, optik alanında hızlı bir şekilde ilgi çekmeye başlamıştır. İlk olarak kuantum mekaniğinde farkedilen parite-zaman simetrik sistemler, karmaşık potansiyellerine rağmen reel özdeğerleri vardır ve bu yüzden Hermitik olmayan Hamiltonlar olarak tanımlanırlar [203]. Özellikle, kazanç-kayıp modülasyonuna sahip karmaşık kristallerin, eşzamanlı kazanç-kayıp ve reel indis modülasyonlarının, mikro- ve nano- fotonikte yeni hüme yayılımlarına sahip sentetik malzemelerin geliştirilmesi için uygun bir ortam olduğu gösterilmiştir [219-224].

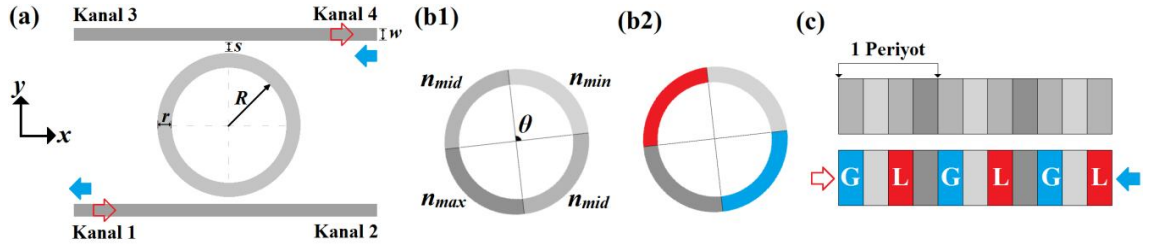
Optikte,  $n(r)=n^{\text{real}}(r)+in^{\text{imag}}(r)$  indis profiline sahip bir sistemin parite-zaman simetrik olması için,  $n(r)=n^*(-r)$  koşulu sağlanmalıdır. Bu ifade, kırılma indisinin reel kısmının simetrik, sanal kısmının ise asimetrik olması demektir. Optik parite-zaman simetrik sistemlerde; faz geçişi [224-226], asimetrik ışık yayılımı [201,227], tek yönlü görünmezlik [228], asimetrik kiralite [217] gibi ilgi çekici yeni özelliklerinin sergilendiği çeşitli teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır. Öncü olan çalışmalar bir boyutlu (1B) sistemlerde incelenmiştir [224-228] ve ayrıca 2B parite-zaman simetrik sistemler de yeni aygıtların tasarımında temel olması bakımından göz önüne

alınmıştır [229]. Bunun yanında, bugüne kadar sınırlı sayıda çalışmada halka geometrisinde parite-zaman simetrisi incelenmiştir [230,231].

Öte yandan, halka rezonatörler entegre fotonik aygıtlarda özel bir yere sahiptirler. Dalgaboyuna kıyasla boyutları büyük olsa da, nisbeten küçük boyutları sayesinde bu rezonatörlerin birbirlerine yakın konumlandırılmış birden fazla rezonansı desteklemeleri beklenmektedir. Bu sebeple, bu yapılar sinyal dalga kılavuzlarına yan bağlandığında optik filtre gibi davranırlar; dolayısıyla, kompakt dalgaboyu bölmeli çoklayıcı (wavelength division multiplexing) uygulamalarında kullanılabilirler [232]. Bu çalışmada, parite-zaman simetrisi ekle-bırak mikro-halka rezonatör sistemini kullanarak parite-zaman simetrisinin mikro-fotonikte uygulanması incelenmiştir. Halka rezonatörü, periyodik kazanç-kayıp ve reel indis modülasyonu sergiler ve modülasyonlar arası faz farkı, dalgaboyunun dörtte birine eşittir. Ayrıca rezonatör, giriş/çıkış kanalları gibi davranan iki sinyal dalga kılavuzu ile birleştirilmiştir. 1.5-1.7 $\mu\text{m}$  aralığında oluşan halka rezonans mod iletimi incelenmiştir. Asimetrik ışık iletimi, basit bir analitik model ile ilişkilendirilmiş olup nümerik olarak da hesaplanmıştır.

#### 4.3.3 Sistemin geometrik tanımı

Önerilen ekle-bırak rezonatör sistemi, iki optik dalga kılavuzu arasına yerleştirilmiş bir silindirik halkalı optik dalgakılavuzundan oluşmaktadır ve bu sayede rezonatör ile dalgakılavuzları arasında kaybolan dalganın (evanescent wave) etkileşmesi sağlanır. Mikro-halka yapısı, kazanç-kayıp malzemelerinin dengeli modülasyonunu içerecek ve asimetrik rezonant mod iletimini oluşturacak şekilde tasarlanmıştır. Sistemin kendine özgü tanımı -tüm geometrik parametreleri ile beraber- Şekil 4.1(a)'da şematik olarak gösterilmiştir. Mikro rezonatör sistemi, genişlikleri  $w=0.31\mu\text{m}$  olan iki Si- dalgakılavuzu ve giriş/çıkış uçları olmak üzere toplam dört kanaldan oluşmuştur. Bu dalgakılavuzları, yarıçapı ve kalınlığı  $(R,r)=\{2.79\mu\text{m},0.62\mu\text{m}\}$  olan halka rezonatör ile birleştirilmiştir. İki dalgakılavuzu birbirlerinin aynısıdır ve haberleşme dalgaboylarında kırılma indisleri  $n_{wg}=3.46$ 'dır. Dalgakılavuzları ve halka rezonatör arasındaki boşluklar  $s=0.20\mu\text{m}$  olarak belirlenmiştir. Halka rezonatör için farklı tasarımlar farklı karmaşık malzemeler ile oluşturulmuştur.

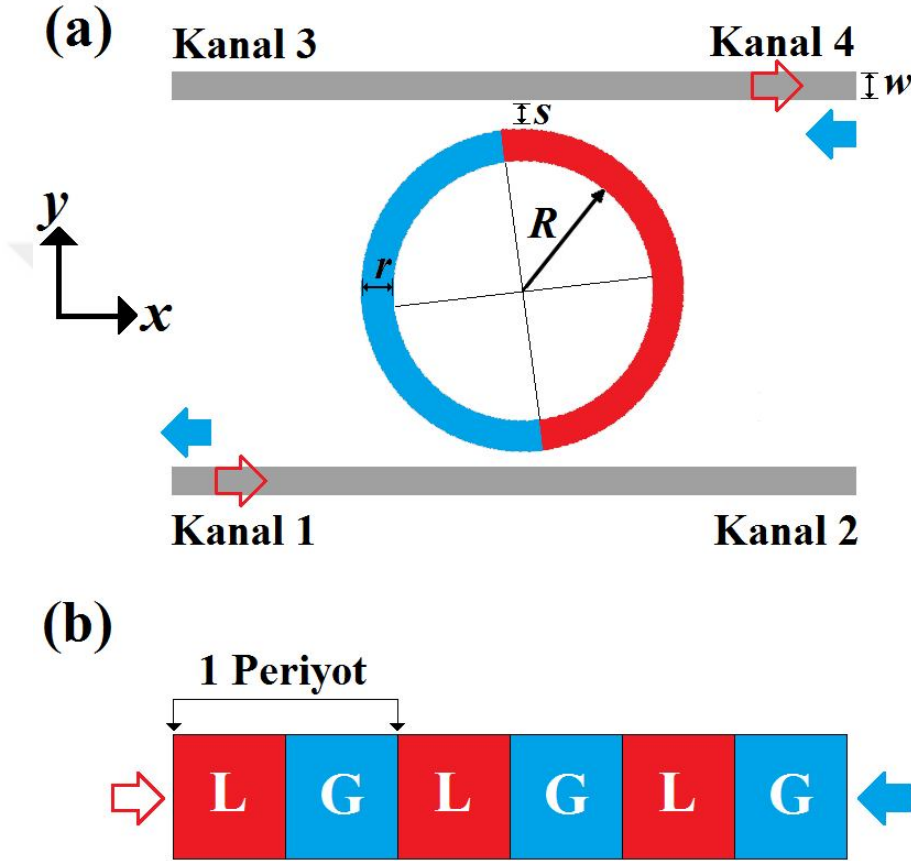


Şekil 4.1: (a) Ekle-bırak halka rezonatöre ait şematik ve geometrik parametreler. Kırmızı ve mavi oklar sırasıyla ileri (1. kanaldan) ve geri (4. kanaldan) yönde ışık uyarımının yönünü gösterir. Önerilen periyodik halka rezonatör  $\theta=90^\circ$ 'lik dört parçadan oluşmaktadır ve (b1) reel ve (b2) sanal kırılma indis modülasyonlarını içermektedir. (c) Reel (üst) ve sanal (alt) kırılma indislerin 1B periyodik modülasyonları ışığın rezonatör içerisinde dolaşması şeklinde gösterilmiştir. Halka içerisinde resonant ışığın birleştiği yapının 1 periyodu verilmiştir.

Birinci tasarımda halka yapısı her biri  $90^\circ$  derecelik çeyrek halkalardan oluşan dört farklı karmaşık ve dielektrik malzemeden oluşmaktadır. Mikro-halkanın eğimli karmaşık parçaları  $n_{min}=2.19$  ve  $n_{max}=2.21$  reel kırılma indisi değerlerine sahiptir ve  $n_{mid}=(n_{min}+n_{max})/2$  olur, bkz: Şekil 4.1(b1). Ayrıca, karmaşık kısımlar kazanç (gain-G) ve kayıp (loss-L) malzemeler içerir ki bu karmaşık indisler sırasıyla  $n_G=n_{mid}-i0.01$  ve  $n_L=n_{mid}+i0.01$  şeklindedir ve Şekil 4.1(b2)'de gösterilmiştir. Böylece, reel ve sanal kırılma indislerinin her ikisinin de modülasyonları eşittir ve  $\Delta n_{real}=\Delta n_{imag}=0.02$  değerine sahiptir. Bu sebeple, ilgili karmaşık indis dağılımı 1B parite-zaman simetrlili kırılma modülasyonunu andırır ve bu da  $n(s)=n_{min}+\Delta n_{real}\exp(iqs)$  olarak tanımlanır. Burada  $q$ , modülasyonun karşılıklı örgü vektörüdür. Halka rezonatörü elde etmek için kullanılan malzeme, halkanın çeyreğinde kazanç etkisini sağlamak erbiyum iyonları katkılabilen bizmut oksit tabanlı camdır [233]. Tasarlanan mikro-halka yapısı saat yönünün tersine  $5^\circ$  çevrilmiştir ve bu da yapının analitik ve nümerik modellenmesini basitleştirmiştir.

Gelen hüzmeye 1. kanaldan (kırmızı satır) girdiğinde halka rezonatör ile birleşir ve rezonant frekansında, birleşen ve ring içerisinde dolaşan ışık 1B parite-zaman simetrlili yapı ile karşılaşır; karşılaşılan yapı Şekil 4.1(c)'de şematize edilmiştir. Rezonans durumunda saat yönünde ve saat yönünün tersi yönde halka içerisinde birleşen modlar, asimetric ışık iletimine uğrar; çünkü, 1B parite-zaman simetrlili sistemdeki ileri ve geri yayılan modlardan dolayı simetri bozulmaktadır [223]. Sonuç olarak, geri yansımanın asimetric olması beklenir, yani rezonatör ve fiberler arasındaki birleşme aynı olursa, 1. kanaldan 3. kanala olan yol ( $P_{1\rightarrow 3}$ ), 4. kanaldan 2. kanala olan yoldan ( $P_{4\rightarrow 2}$ ) farklı olurken, ileri yönde iletim ( $P_{1\rightarrow 2}$ ) ile ( $P_{4\rightarrow 3}$ ) eşit olur.

Bu asimetri sonlu 1B parite-zaman simetrlili çok katmanlı sistemlerin asimetrik yansımalarının doğrudan bir sonucu olarak sayılabilir ancak iletim her zaman asimetriktir [201,227]. Bununla beraber, mikro-halkanın açılı yerleştirilmesinden dolayı mikro rezonatörün parite-zaman simetrlili karakterinin iletimdeki asimetriyi artırması beklenir, yani  $P_{1 \rightarrow 4}$  ile  $P_{4 \rightarrow 1}$  farklı olur ki bu durum bu çalışmanın temel amacıdır.



Şekil 4.2: (a) Kazanç ve kayıp malzemelerinden oluşan ekle-bırak halka rezonatör tasarımının şematik olarak gösterimi. Kırmızı ve mavi oklar sırasıyla ileri (1. kanaldan) ve geri (4. kanaldan) yönlerde kaynak uyarımının yönlerini göstermektedir. (b) Rezonatörle birleşen ışığın karşılaştığı 1B indis modülasyonunun şematik gösterimi.

Ayrıca, aynı kırılma indis değerlerine sahip olacak şekilde sadece kazanç ve kayıplardan oluşan daha basit bir halka yapısı da tasarlanmıştır. Bu durumda, Şekil 4.2’de gösterildiği gibi rezonatörün yarısı kazanç, diğer yarısı kayıp malzemedan oluşturulmuştur. Bu yapı, önceki yapıyı andırmaktadır ki bu yüzden, bu yapıda da asimetrik bir davranış beklenir [234]. Şekil 4.1(a)’daki parametreler  $(R,r,s,w)=\{2.79\mu\text{m},0.62\mu\text{m},0.20\mu\text{m},0.31\mu\text{m}\}$  aynı kalacak şekilde bu yapı şematik olarak Şekil 4.2(a)’da gösterilmiştir.Halka rezonatör iki komşu bölgeye sahiptir:



sentetik kazanç (G) malzemesinden oluşan ve karmaşık indisi  $n_G=n_{mid}-i0.01$  olan sol yarı çember ile kayıp (L) malzemesinden oluşan ve karmaşık indisi  $n_L=n_{mid}+i0.01$  olan sağ yarı çember. Bu şekilde, saat yönünde veya saat yönünün tersi yönde birleşen rezonant modlar ileri ve geri yönde kazanç-kayıp modülasyonu ile karşılaşılır, Şekil 4.2(b). İlerleyen kısımlarda her iki parite-zaman simetrik halka rezonatöre ait asimetric iletim performansları karşılaştırılacaktır.

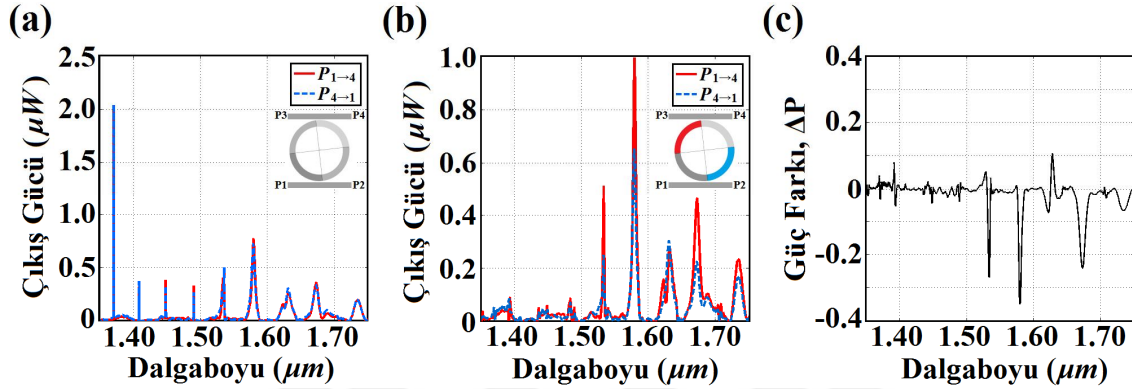
Bir sonraki adım olarak, aynı boyutlara sahip ancak aynı şemayı takip eden çoklu periyotlara sahip rezonatör tasarlanmıştır. Bütün durumlarda dalgakılavuzları arasındaki karmaşık mikro-halkadan kaynaklanan asimetric ışık birleşimi önce nümerik; sonra da analitik olarak incelenmiştir.

#### 4.3.4 Asimetric ışık iletiminin nümerik olarak doğrulanması

Tahminleri nümerik olarak doğrulamak için LUMERICAL yazılım paketi kullanılarak 2B sonlu farklar zaman metodu (SFZD) modellenmesi yapılmıştır [235]. Yapı, Şekil 4.1(a)'da görüldüğü gibi yapı, 1. kanaldan (4. kanal) geniş bant Gauss dalgası ile uyarılmış ve ilgili çıkış gücü 4. kanaldan (1. kanal) ölçülmüştür. Bu durum, asimetric iletim yollarının  $P_{1\rightarrow 4}$  ( $P_{4\rightarrow 1}$ ) incelendiği anlamına gelir. Gelen kaynak  $2.40mW$  ortalama güç değerine sahiptir ve  $0.28\mu m$  genişliğindedir, bu da hüzmenin hapsedilmesi için dalgakılavuzundan daha küçük olarak seçilmiştir.

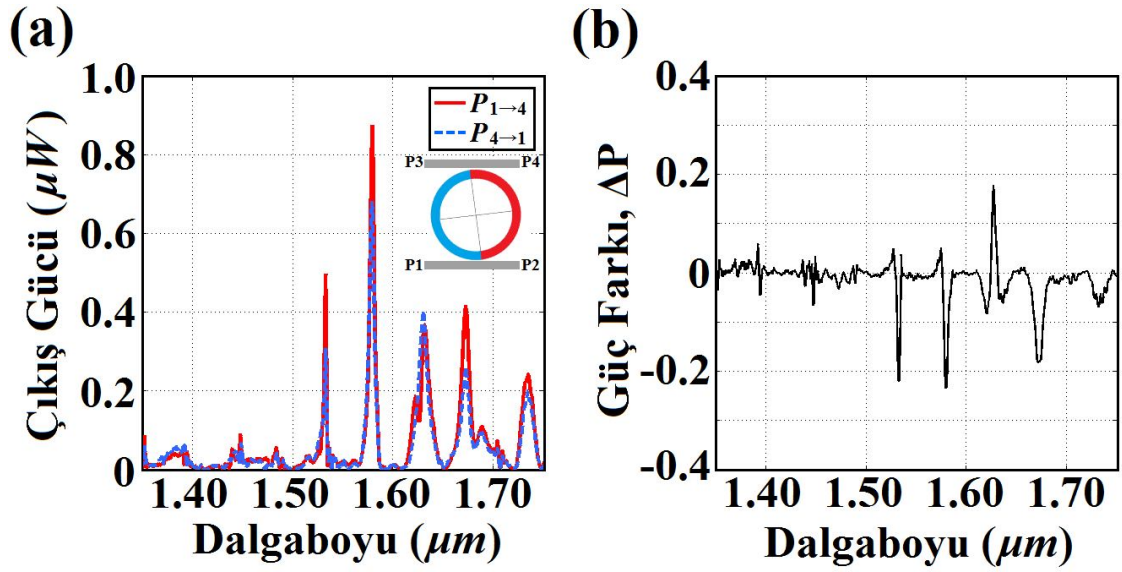
İlk olarak, Şekil 4.1(b1)'de görüldüğü gibi, tamamen reel indis modülasyonuna sahip halka rezonatör için simetrik çıkış gücü spektrumları doğrulanmıştır. Şekil 4.3(a)'da verilen sonuçta, eşit uzaklıktaki tepe değerleri mikro-halka rezonanslarını göstermektedir. Bu durumda, farklı giriş ve çıkış kanallarına ait -yani  $P_{1\rightarrow 4}$  ve  $P_{4\rightarrow 1}$ - hesaplanmış çıkış güçlerini gösteren iki eğri arasında bir fark görülmemiştir. Her iki iletim de SFZD'den kaynaklanan %0.02'lik bir fark ile uyumaktadır. Beklendiği gibi, elde edilen sonuçlar, pasif sistemlerde  $P_{4\rightarrow 1}=P_{1\rightarrow 4}$  şartını gerektiren karşılıklılık teoremi (reciprocity theorem) ile uyumaktadır. Daha sonra, Şekil 4.1(b2)'de gösterilen parite-zaman simetrik halka rezonatör yapısına ait çıkış güç spektrumları hesaplanmıştır ve sonuçlar Şekil 4.3(b)'de verilmiştir. Burada görüldüğü gibi çıkış gücü, parite-zaman simetrik mikro-halka sisteminin hangi giriş ucundan uyarıldığına bağlıdır. Özellikle, rezonant dalgaboylarında  $\lambda=\{1.53\mu m, 1.58\mu m, 1.67\mu m\}$ ,  $P_{1\rightarrow 4}$  rezonant modu  $P_{4\rightarrow 1}$  ile kıyasladığında daha büyüktür. İletimdeki asimetriciyi daha iyi görselleştirmek için  $\Delta P=(P_{4\rightarrow 1}-P_{1\rightarrow 4})/\max(P_{1\rightarrow 4}, P_{4\rightarrow 1})$  şeklinde tanımlanan normalize edilmiş güç farkı hesaplanmıştır. Bu güç farkı Şekil 4.3(c)'de gösterilmiştir.

Hesaplanan güç farkı oranı, rezonant dalgaboylarında  $\Delta P = \{-27\%, -35\%, -24\}$  olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.3(a) ve Şekil 4.3(b) karşılaştırıldığında,  $P_{4 \rightarrow 1}$  için elde edilen sonuçlar her iki durumda da neredeyse aynıdır. Bu sonuç, dengelenen kazancın ve kaybın rezonatörde ortalama sıfır kazanca sebep olduğunu gösterir. Ancak, rezonant modların  $P_{1 \rightarrow 4}$  için arttığı gözlenir. Bu da rezonatördeki parite-zaman simetrisinin bozulması ile elde edilir ve sonuç olarak elde edilen normalize edilmiş güç farklarına sebep olan da budur.



Şekil 4.3: (a) Sadece reel indis modülasyonlu ve (b) karmaşık indeks modülasyonlu (parite-zaman simetrik) yapı için 4. kanaldaki ( $P_{1 \rightarrow 4}$ ) (kırmızı sürekli çizgi) ve 1. kanaldaki ( $P_{4 \rightarrow 1}$ ) (mavi kesikli çizgi) hesaplanan çıkış gücü spektrumları; iç şekiller, ilgili rezonatörü göstermektedir. (c) Şekil (b)'de gösterilen parite-zaman simetrik yapı için normalize fark,  $\Delta P$ .

Sonrasında, Şekil 4.2'deki halkanın sadece kazanç ve kayıp kesitlerine ayrıldığı durum için de aynı çıkış güç spektrumları ve ilgili güç farkları hesaplanmıştır. Bu durumda da çok benzer sonuçlar elde edilmiştir. Aynı rezonant dalgaboyları  $\lambda = \{1.53 \mu m, 1.58 \mu m, 1.67 \mu m\}$  gözlemlenmiştir ve ayrıca kazanç-kayıp rezonatöründen kaynaklanan asimetric birleşme sağlanmıştır, bkz: Şekil 4.4.  $P_{4 \rightarrow 1}$  durumunda benzer çıkış gücü elde edilmiştir; Şekil 4.3(a)-4.3(b) ve Şekil 4.4(a)'daki mavi noktalı çizgiler karşılaştırılabilir. Ancak bu durum  $P_{1 \rightarrow 4}$  için geçerli değildir ve  $P_{4 \rightarrow 1}$ 'den farklıdır; Şekil 4.4(a) ve 4.4(b)'deki kırmızı çizgiler karşılaştırılabilir. Bu sebeple, kazanç-kayıp rezonatörü giriş kanalına bağımlı asimetric karaktere sahip olmaktadır. Bu yapı için belirli rezonant dalgaboylarındaki normalize edilmiş güç farkı oranları  $\Delta P = \{-21\%, -23\%, -18\}$  olmuştur ve bu da dört-parçalı parite-zaman simetrik yapıdan biraz daha azdır.



Şekil 4.4: (a) Kazanç-kayıp modülasyonuna ait  $P_{1 \rightarrow 4}$  (kırmızı sürekli çizgi) ve  $P_{4 \rightarrow 1}$  (mavi kesikli çizgi) için hesaplanan çıkış güçleri. İlgili yapı iç şekilde verilmiştir. (b) Aynı yapı için normalize güç farkı,  $\Delta P$ .

Sonuç olarak,  $1.58 \mu m$  ve  $1.67 \mu m$  arasında başka bir rezonant dalgaboyu  $\lambda = 1.63 \mu m$  bulunmaktadır ve burada normalize edilmiş güç farkının işareti ters çevrilmiştir yani  $P_{1 \rightarrow 4}$  rezonant modunun gücü  $P_{4 \rightarrow 1}$ 'den daha küçüktür. Beklendiği üzere, bu sonuçlar şunu ispatlar; asimetrik ışık iletimi performansı bakımından basit kazanç-kayıp rezonatör yapısı dört parçalı parite-zaman simetrik aygıt ile benzer özelliklere sahiptir.

Analitik model ile daha iyi karşılaştırma yapabilmek için tüm simülasyonlarda halkalar saat yönünün tersi yönde  $5^\circ$  döndürülmüştür. Ancak, döndürmenin olmadan tekrarlanan hesaplamalar küçük ayrılmalarda benzer özellik gösteren analog olarak hesaplanmış normalize çıkış güç farkları sağlar.

#### 4.3.5 Kazanç-kayıp modülasyonlu mikro-halka rezonatörün analitik olarak incelenmesi

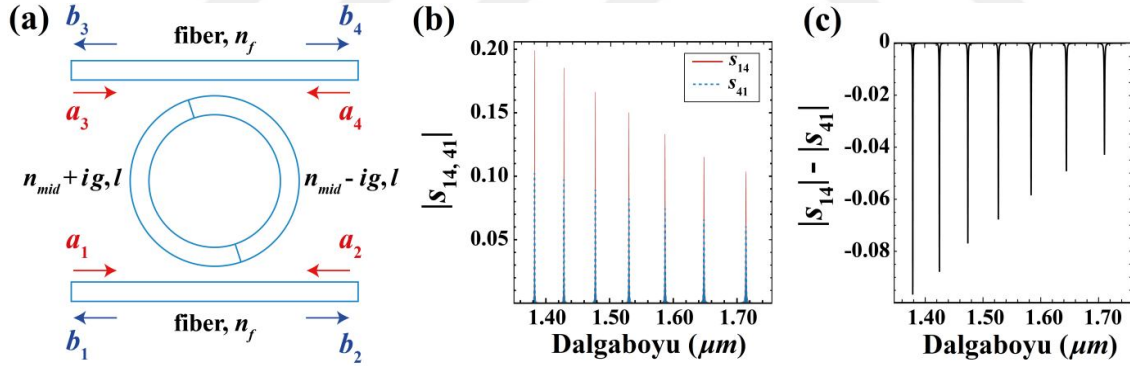
Nümerik sonuçlar, Şekil 4.4'deki gibi, mikro-halkada sadece kazanç ve kayıp bölgeleri göz önüne almaktadır ve  $l = 9.74 \mu m$  uzunluğundaki eşit iki halka aralığına sahip basit analitik model ile karşılaştırılmaktadır. bkz: Şekil 4.5. Aralıklar arasındaki her arayüz, sadece karmaşık kırılma indislerine bağlı yansıma ve iletim katsayıları ( $r_j, t_j$ ) ile karakterize edilmişlerdir ki bu da her iki taraftaki ileri  $A$  ve geri  $B$  yayılan alanların karmaşık genlikleri birbirleri ile şu şekilde ilişkilendirilir:

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/t_j & -r_j/t_j \\ r_j/t_j & 1/t_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \quad (4.12)$$

Kazanç (kayıp) kısmı boyunca ışık iletimi büyüme (zayıflama) ve  $\exp(ikn_j l_j)$  faktörü ile faz-kayması gösterir. Fiberler ve halka arasındaki ışık iletimi beraber hareket eden ışık dalgalarının birleşimi olarak modellenmiştir. Bu birleşme, fiberin, halkanın ve arkaplanın kırılma indislerine bağlıdır ve fiber-halka arasındaki ayrımı ( $s$ ), fiber ( $w$ ) ve halka ( $r$ ) genişliklerini ve ayrıca halka yarıçapını ( $R$ ) hesaba katar ki bunlar da etkin birleşme uzunluğunu ( $z$ ) belirler. Birleşmeden sonraki dalga genliği, gelen dalganın fonksiyonu olarak şu şekilde yazılabilir:

$$\begin{aligned} E_R(z) &= \cos(bz)E_R - ic \sin(bz)E_F \\ E_F(z) &= \cos(bz)E_F - ic \sin(bz)E_R \end{aligned} \quad (4.13)$$

Burada  $E$ , ileri ( $A$ ) veya geri ( $B$ ) yayılan dalgaları;  $R$  ve  $F$  alt indisleri, halka ve fiber dalgalarını;  $c$  ve  $b$  ise kırılma indislerine ve uzaysal alan profillerine bağlı birleşme katsayılarını temsil eder.



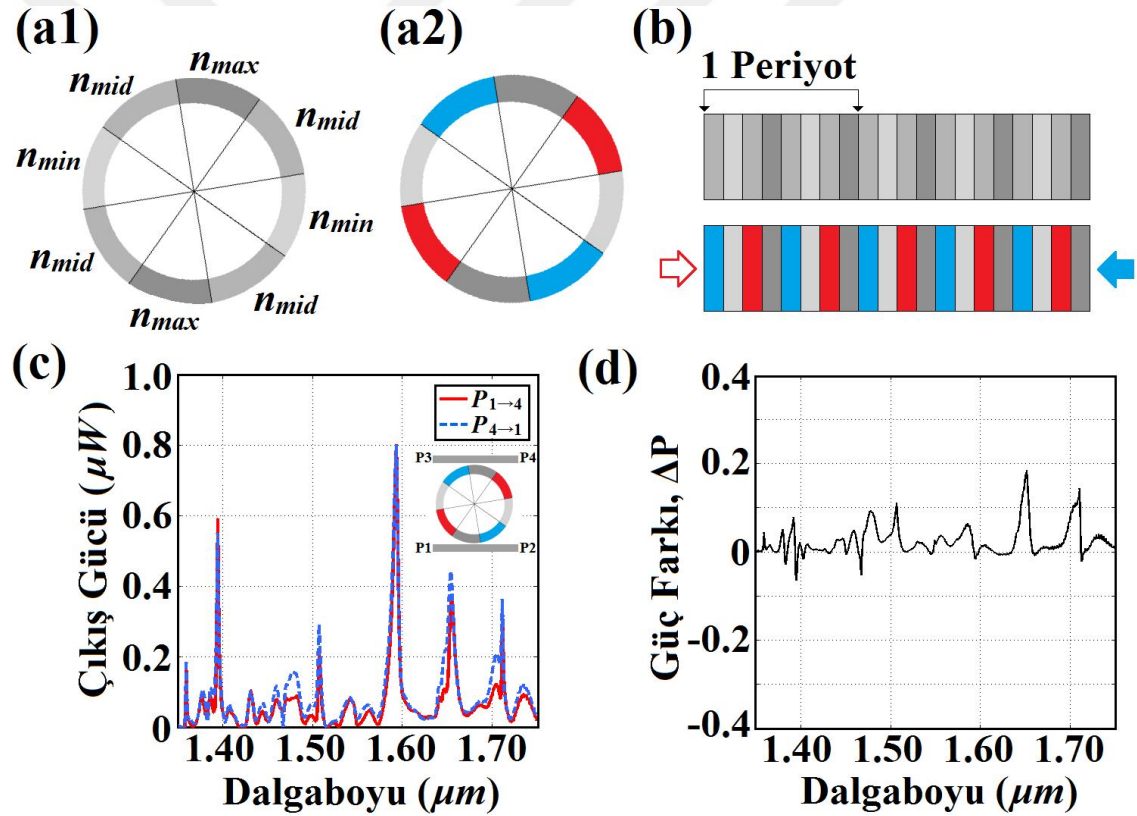
Şekil 4.5: Kazanç-kayıp modülasyonlu mikro-halka rezonatör sistemin basit analitik modeli ve geometrik parametreleri. (b)'deki mutlak değerler ( $|s_{14}|, |s_{41}|$ ) mutlak  $s$ -parametrelerine karşılık gelmektedir ve (c) iletim farkları spektrumu, gelen dalgaboyu cinsinden çizilmiştir.

Kazanç-kayıp modülasyonlu halka rezonatör için Şekil 4.5'te verilen analitik sonuçlar, Şekil 4.4'te verilen nümerik sonuçlar ile karşılaştırılabilir. İleri/geri indisler için mutlak iletim katsayıları  $\{|s_{41}|, |s_{14}|\}$  Şekil 4.5(b)'de verilmiştir ve ilgili iletim farkı spectrumları  $|s_{41}| - |s_{14}|$ , Şekil 4.5(c)'de gösterilmiştir. Rezonanslarda uyum gözlenmiştir; rezonant tepeleri  $\lambda = \{1.53\mu\text{m}, 1.58\mu\text{m}, 1.67\mu\text{m}, 1.71\mu\text{m}\}$  dalgaboylarında ortaya çıkmıştır. Bu rezonans tepeleri SFZD hesaplamalarında daha geniştir ki bu durum analitik modelde gösterilmeyen kayıplara bağlıdır. Fiberler ve

halkalar arasında büyük birleşme olduğu durumlar, iki uç arasındaki iletim ve asimetri nümerik sonuçlar ile karşılaştırılabilir.

Şekil 4.5(a)'da verilen halka için analitik model uygulamanın yanı sıra;  $22.5^\circ$  çevrilmiş, dört parçalı, üst ve alt kısımlarının indisleri sabit ve reel  $n_{mid}$  olan, sağ ve sol parçaları  $n_{L,G}=n_{mid}\pm i0.01$  olan halka da düşünülmüştür. Bu durumda fiberlerdeki kaybolan dalgalar, giriş kanalından bağımsız aynı kırılma indisini görür ve iletim mükemmel bir şekilde simetrik olmakla beraber beklenen sonuçları doğrular niteliktedir;  $P_{1\rightarrow3}=P_{4\rightarrow2}$  ve  $P_{1\rightarrow2}=P_{4\rightarrow3}$ . Ayrıca, bu durumda,  $P_{1\rightarrow4}=P_{4\rightarrow1}$  olduğu ve tek asimetrinin olmadığı durumun  $P_{1\rightarrow3}\neq P_{4\rightarrow2}$  olduğu bulunmuştur ki bu da asimetrik yansıma olarak düşünülebilir.

#### 4.3.6 Mikro rezonatörün halka yapısındaki periyod sayısının etkisi



Şekil 4.6:  $45^\circ$ 'lik sekiz parçadan oluşan halka rezonatör yapısının (a1) reel ve (a2) sanal indis modülasyonları. (b) Birleşmiş resonant modların tasarlanan halka rezonatör içerisinde dolaşırken karşılaştığı 1B periyodik yapının reel (üst) ve sanal (alt) kırılma indis modülasyonları. (c) 4. kanaldaki ( $P_{1\rightarrow4}$ ) ve 1. kanaldaki ( $P_{4\rightarrow1}$ ) hesaplanan çıkış güç spektrumları. (d) İlgili güç farkı,  $\Delta P$ .

Daha karmaşık yapıları incelemek için ve tahmin edilen asimetrik iletim etkisinin doğasını ispatlamak için; Şekil 4.1'deki parite-zaman simetrisini takiben  $45^\circ$ 'lik

sekiz parçadan oluşan bir halka rezonatör düşünülmüştür. Halkanın kırılma indisinin reel ve sanal kısımları sırasıyla Şekil 4.6(a1) ve 4.6(a2)'de şematik olarak gösterilmiştir. Bu durumda, yapı saat yönünün tersi yönde  $5^\circ$  döndürülmüştür. Şekil 4.6(c),  $P_{1\rightarrow 4}$  ve  $P_{4\rightarrow 1}$  için çıkış güçlerini göstermektedir ki bu durum, 1B parite-zaman simetrlili durumuna göre rezonanslarda daha zayıf bir asimerik iletim sergiler; bkz: Şekil 4.6(d)'deki ilgili güç farkı. Ayrıca, belirli rezonant dalgaboylarında da asimteri görülür ve hesaplanan güç farkı oranları  $\Delta P = \{18, 14\}$  şeklindedir.

Bu sonuçlar, parite-zaman simetrik yapının sadece sistemdeki asimetrik iletimi artırdığını işaret eder; ancak benzer şekilde, fiberler aynı kırılma indislerini görünce ( $P_{1\rightarrow 4} = P_{4\rightarrow 1}$ ), güç oranındaki azalma etki alanlarındaki artıştan kaynaklanan fiber-dolaştırıcı (fiber-circulator) birleşmesindeki küçük asimetrylere dayandırılabilir.

Günümüzde teknolojisinde, parite-zaman simetrik mikro-halkalı yapıların üretimi özel mikro-fabrikasyon teknikleri sayesinde mümkündür [236].

#### 4.3.7 Sonuçlar

Bu çalışmada, dengeli kazanç-kayıp malzemelerinden oluşan 2B ekle-bırak mikro-halka rezonatör sistemi önerilmiştir. İleri/geri ışık uyarımına bağlı farklı dalga birleşimi mekanizmaları göstermektedir ki; tasarlanan pasif yapı, parite-zaman simetrlili bir yapıyı taklit edebilmektedir. Fakat benzer durum, tamamen dielektrik rezonatör yapılarında gözlenmemiştir. Önerilen tasarımlar, 2B SFZD simülasyonları ile nümerik olarak incelenmiş ve beklenen asimetrik ışık iletimi doğrulanmıştır. Buna ek olarak, yarı-kazanç ve yarı-kayıplı malzemelerden oluşan basit mikro-halka için nümerik sonuçlar, asimetrik tepkiye sahip basit analitik model ile karşılaştırılmış ve benzer asimetrik iletim etkisi küçük periyotlu karmaşık modülasyonlu rezonatörlerde de gözlemlenmiştir. Hesaplanan sonuçlar, tasarımların rezonans frekanslarına yakın asimetrik rezonans etkisine sahip olduğunu ve bu tarz mikro rezonatörlerin asimetrik ışık iletimi, anahtarlama ve algılama ile ilgili uygulama alanlarında kullanılabileceğini göstermektedir.

### 4.4 İki Boyutlu Karmaşık Parite-Zaman-Simetrlili Fotonik Yapılar

#### 4.4.1 Çalışmanın özeti

Bu çalışmada, Hermitik olmayan Hamilton potansiyeline sahip fakat reel özdeğerleri olan 2B karmaşık parite-zaman simetrlili fotonik yapılar incelenmiştir. Temel fiziksel

yaklaşımlardan başlayıp tasarlanan yapıda, elektromanyetik dalganın harmonik bileşenleri arasındaki asimetric birleşim sağlanmış ve asimetric kiralite etkisi de gözlemlenmiştir. Analitik hesaplamalar, Bloch modların ve gerçek düzlemsel yarıiletken malzemelerin nümerik analiziyle ispatlanmıştır.

#### 4.4.2 Giriş

Parite-zaman simetrlili yapılar, alışılmadık özelliklere sahip yapılardır; karmaşık değerli potansiyellerine rağmen Hermitik olmayan Hamiltonlar (non-Hermitian Hamiltonians) ile sistemlerin reel özdeğerlerine (eigenvalues) sahip olduğu tarif edilir [203]. İlk olarak kuantum mekaniğinde incelenmiş bu tarz sistemlerin ilgi çekici ve kullanışlı uygulamalarının klasik dalga sistemlerinde, özellikle optikte, olabileceği gösterilmiştir. Aslında, parite-zaman simetrik fotonik sistemler ilgi çekici yeni özellikler göstermişlerdir; parite-zaman faz geçişi [225] ve tek yönlü görünmez ortamların oluşturulması [228,237] veya tek yönlü dalga kılavuzu vericileri [226,227]. Bu etkilerin bazıları ise deneysel olarak gerçekleştirilmiştir [225-227].

Parite-zaman simetrisi gereğince;  $U(\vec{r}) = U^{\text{Re}}(\vec{r}) + iU^{\text{Im}}(\vec{r})$  şeklindeki karmaşık potansiyeller,  $U(\vec{r}) = U^*(\vec{r})$  simetri şartına uymalıdır. Bu da şu anlama gelir; potansiyelin reel kısmı çift fonksiyon olurken  $U^{\text{Re}}(\vec{r}) = U^{\text{Re}}(-\vec{r})$ ; sanal kısmı tek fonksiyon olmalıdır, yani  $U^{\text{Im}}(\vec{r}) = -U^{\text{Im}}(-\vec{r})$ . Her ne kadar potansiyelin sanal kısmını doğada elde etmek genellikle zor olsa da, bu durum optik uygulamalar için geçerli değildir. Optikte, potansiyelin reel kısmı kırıcılık indisi; sanal kısmı ise kazanç-kayıp olarak bilinir. Bu sebeple, indis ve kazanç-kayıp modülasyonlarını istenilen simetrliler birleştirildiğinde bu tarz optik sistemler parite-zaman simetrlili Hamiltonlar olarak tanımlanan kuantum sistemlerin klasik analogları haline gelir.

Şimdiye kadar, optik parite-zaman simetrisi alanında yapılan öncü ve son çalışmalar daha çok 1B sistemleri kapsamaktadır. Öte yandan, kazanç-kayıp modülasyonlu 2B [219,220] ve kazanç-kayıp ile indisin aynı anda değiştiği karmaşık 2B kristaller [221,238] gibi güncel çalışmalar, mikro- ve nano- fotonik alanlarının üstün hüzme yayılımı etkilerine sahip sentetik malzemeler tasarlamak için uygun olduklarını göstermiştir. Ancak bu durumların hiçbiri [219-221,238], parite-zaman simetrlili sistemler ile bağlaştıramamışlardır; çünkü parite-zaman simetri şartlarını sağlamamaktadırlar.

Bu çalışmada, 2B parite-zaman simetrlili karmaşık fotonik bir yapı önerilmiştir ve yapının 2B karakterinden kaynaklanan optik özellikleri detaylıca incelenmiştir. Işığın

yapı içerisindeki yayılımı hem SFZD metodu ile yapılan gerçekçi nümerik hesaplamalar kullanılarak hem de potansiyelin karmaşık modülasyonundan kaynaklanan Bloch benzeri modlar analiz edilerek incelenmiştir. Bloch benzeri modların kristallografik rezonanslara yakın olduğu veya -bir başka deyişle- yüksek-simetri noktaları yakın olduğu yerlerde güçlü asimmetrik saat yönünde/saat yönünün tersi yönde ışık hareketi gözlenmiştir. Basit bir etki olarak, asimmetrik dalganın birleşmesinden ortaya çıkan, sonlu-boyuttaki yapının üzerine gelen Gauss ışık demetinin ölçülebilir asimmetrik iletimi nümerik olarak gösterilmiştir.

#### 4.4.3 İki boyutlu petek şeklindeki parite-zaman simetrlili yapının derivasyonu

2B parite-zaman simetrlili fotonik yapıdaki birleşme etkisini göstermek için 1B parite-zaman simetrik optik sistemden başlanabilir ki bunun özellikleri de Şekil 4.7’de verilmiştir. Bu yapı, aslında 1B Bragg aynasının [Şekil 4.7(a1)] ve aynı periyoda sahip olan ancak uzaysal olarak çeyrek-periyotta fazı kaydırılmış dengeli kazanç-kayıp modülasyonunun [Şekil 4.7(a2)] üst üste koyulmuş versiyonudur. En basit şekilde, yapının harmonik potansiyelini  $n(x) = n[\cos(qx) + i \sin(qx)]$  olarak düşünebiliriz, daha genel olarak şu şekilde yazılır:

$$n(x) = ne^{iqx}, \quad (4.14)$$

burada  $q$  modülasyonun karşılıklı-örgü vektörünü,  $n$  ise karmaşık indis modülasyonunun genliğidir. Bu şekilde bir modülasyon,  $k_B$  dalga vektörünü, tek yönlü olarak  $k_A = k_B + q$  vektörüne birleştirir. Şekil 4.7(a2)’de sağdaki sütunda, sola doğru yayılan rezonant dalga  $k_B = -q/2, k_A = k_B + q \approx q/2$  ile birleşmiştir ve böylece sağa doğru Bragg yansıması olur. Alternatif olarak, aşağıda belirtilen reel değerli potansiyele sahip harmonik Bragg yansıtıcı:

$$n(x) = n \cos(qx) = \frac{n}{2} [e^{iqx} + e^{-iqx}], \quad (4.15)$$

rezonans modda,  $k_A \approx q/2$  ile  $k_B = -q/2$  simetrik olarak birleşir ki bu da Şekil 4.7(a1)’de sağdaki sütunda gösterilmiştir. Bu şekilde Eşitlik 4.14’teki denklemde verilen 1B parite-zaman simetrik modülasyon, sol-sağ dalga birleşimi ve yayılımı simetrisini bozar ki; bu da en belirgin rezonans olur. Bu simetrinin bozulması Eşitlik 4.14 ve 4.15 arasındaki asıl farktır ve bu durum -karşılıklılık (reciprocity) şartı her



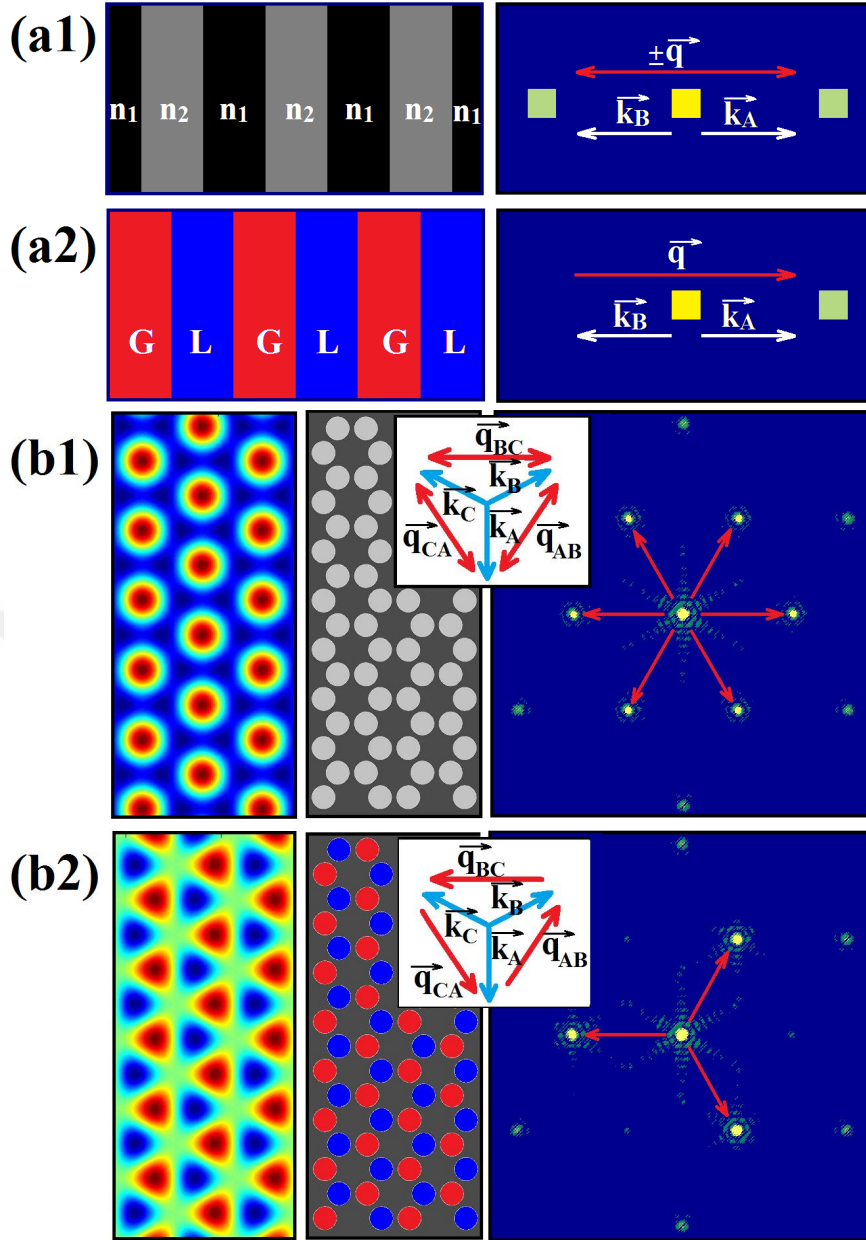
zaman sağlanırken- parite-zaman simetrlili sistemlerin sergilediği farklı optik özelliklerin sebebidir [11].

Bu temel prensibe bağlı kalarak 2B parite-zaman simetrik karmaşık kristal düşünülmüştür. En basit seçim 1B parite-zaman simetrisinin 2B olacak şekilde genişletilmesidir,  $n(\vec{r}) = n_x e^{iq_x x} + n_y e^{iq_y y}$ . Bu yaklaşım, aslında her bir parite-zaman simetri tümlevini çarpanlarına ayırmaktır; ancak bu durum, 2B için yeni özellikler ortaya çıkarmaz. Ancak, çarpanlarına ayrılamayan parite-zaman simetrliler -bir başka deyişle- düzlem-dalga bileşenleri arasında çarpanlarına ayrılamayan tek yönlü birleşmeler oluşturulmaya çalışılmıştır ki bunun için 1B parite-zaman simetrik sistemlere kıyasla 2B özelliklerin ortaya çıkacağı varsayılmıştır.

Açık olmayan basit çözümler için üçgen örgü düşünülmüştür:

$$n(\vec{r}) = n_0 + \Delta n \sum_{j=AB,BC,CA} e^{i\vec{q}_j \cdot \vec{r}}. \quad (4.16)$$

Bu denklem, isimleri  $\vec{q}_{AB,CA} = (q/2, \pm q\sqrt{3}/2)$  ve  $\vec{q}_{BC} = (-q, 0)$  olan üç vektörün birbirlerine göre simetrik olarak  $2\pi/3$  açı ile döndürülmesi sonucu elde edilmiştir ve Şekil 4.7(b2)'de sağ sütunda gösterilmiştir ki burada  $n_0$  dielektrik ortamın kırıcılık indisini ve  $\Delta n$  karmaşık modülasyonun büyüklüğünü temsil etmektedir. Eşitlik 4.16'nın sadece reel kısmı göz önüne alındığında altı katı simetriye sahip dielektrik fotonik kristal ortaya çıkar; Şekil 4.7(b1)'de gösterilmiştir. Rezonanstaki dalga vektörleri  $|k_{A,B,C}| = q\sqrt{3}/2$  -bu tarz bir gerçek yapı için (FK durumu için)- simetri eksenini boyunca yönlendirilen düzlem-dalga bileşenlerini karşılıklı olarak birleştirir ve bu durum Şekil 4.7(b1)'de iç resim olarak verilmiştir. Ancak, Eşitlik 4.16'da tanımlanan karmaşık örgü için birleşme, Eşitlik 4.14'te verilene göre benzerdir ve herhangi bir yönde parite-zaman simetrik olmaktadır. Bu tarz karmaşık örgü, Şekil 4.7(b2)'de iç resim olarak gösterildiği şekilde, üç katı simetri sergiler. Bu durumda, parite-zaman simetrlili sistemlerde farklı özelliklerin ortaya çıkması beklenir.



Şekil 4.7: (a1) *Solda:* 1B Bragg yansıtıcı. *Sağda:* Yapının Fourier dönüşümü, karşılıklı-örgü vektörleri ve rezonanstaki dalga vektörlerinin karşılıklı birleşmesi,  $n_1 > n_2$ . (a2) *Solda:* Kazanç-kayıp dağılımı (Kazanç (G), kırmızı; Kayıp (L), mavi). *Sağda:* (a1) ve (a2)'deki birleşik 1B parite-zaman simetrlili yapının Fourier dönüşümü, simetrik örgü vektörleri ve rezonanstaki asimetrik birleşme. (b1) *Solda:* Eşitlik 4.16'nın reel kısmı,  $n_0=1.1$ ,  $\Delta n=0.1$ . *Ortada:* Silindirlerin dizilişi. *Sağda:* gerçek silindirlerin yapısının Fourier dönüşümü ve örgü vektörleri. (b2) *Solda:* Eşitlik 4.16'nın sanal kısmı. *Ortada:* kazanç-kayıp silindirlerin altgen dizilişi,  $n=1.1 \pm 0.1i$ ,  $n_0=1.3$ . *Sağda:* silindirlerin 2B parite-zaman simetrik dizilişlerinin Fourier dönüşümü. (b1) ve (b2)'deki iç resimler, rezonanstaki simetrik ve asimetrik birleşmeyi gösterir.

Daha sonra, gerçekçi bir 2B parite-zaman simetrik yapı tasarlamak için düşük kırıcılık indisine sahip bölgeler, düşük kırıcılık indisli silindirler ile değiştirildi; Şekil

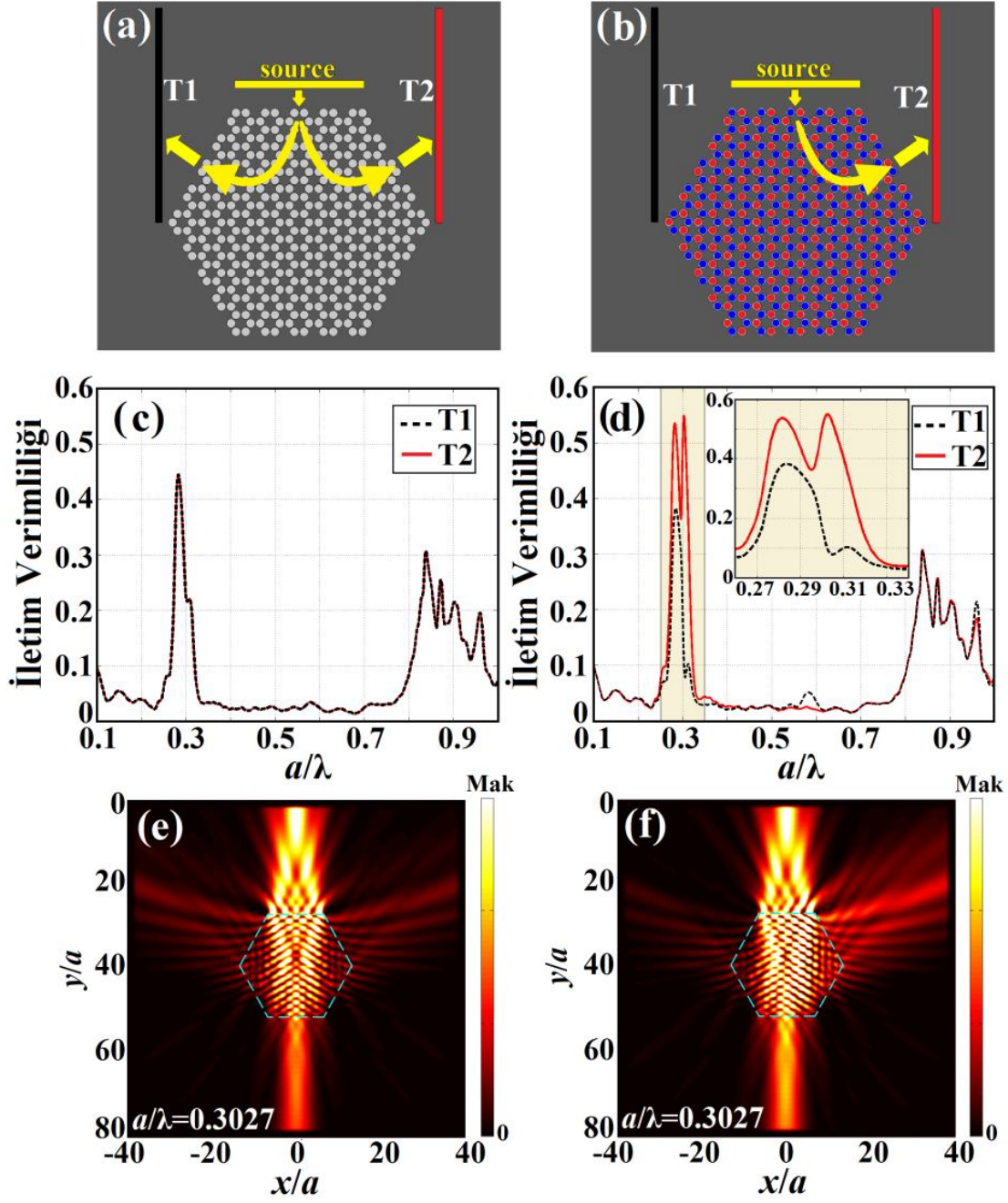
4.7(b1)'de ortadaki sütun. Şekil 4.7(b1)'de sağdaki sütun, simetrik birleşmeye sebep olan silindirin altı katı karşılıklı uzayını gösterir. Ancak, bu çeşit bir silindir alternatif olarak kazanç ve kayıp sergilediğinde, Şekil 4.7(b2)'de gösterildiği gibi indisin karmaşık dağılımı beklenen parite-zaman simetrisini içerir. Aslında, silindir düzeninin karşılıklı uzayı (Şekil 4.7(b2)'de sağdaki sütun) Eşitlik 4.16'da önerilen üç noktayı yeniden oluşturur ve dalga bileşenleri arasında tek yönlü birleşmeye sebep olur.  $\vec{q}_{AB}, \vec{q}_{BC}$  ve  $\vec{q}_{CA}$  örgü vektörlerini gösteren üç noktadan başka karmaşık dağılımın diğer yüksek-dereceli harmonikleri ortaya çıkar ve bunun sebebi ise, potansiyelin harmonik olmayan modülasyonudur.

Görünüşe göre üçgen örgü, 2B parite-zaman simetrisinin çarpanlara ayrılmayan en basit ve açık olmayan çözümdür. Daha ileri açık olmayan çözüm durumları ise yüksek tek katlı dönel simetrisi için gerçekleştirilebilir ki; bu da, 2B parite-zaman simetrik kuvazi kristaller için açık olmayan çözümleri sağlar. Burada sadece üçgen örgü göz önünde bulundurulmuştur.

#### 4.4.4 Asimetrik kiral uyarma

Karmaşık parite-zaman simetrisi sistemin beklenen özellikleri, özellikle de asimetrik ışık iletimini, sergileyip sergilemediği nümerik olarak kontrol edilmiştir. Bir boyuttan farklı olarak, dalga vektörleri arasındaki asimetrik birleşme, girişi  $\pm 2\pi/3$  kadar çevirir. Bir başka deyişle, yapının bir çeşit kiral karşılıklı olmama durumu sergilemesi beklenir. Bu test, SFZD tekniği kullanılarak nümerik olarak gerçekleştirilmiştir [240]. Şekil 4.8(a) ve 4.8(b)'de gösterildiği gibi sonlu-boyutta iki yapı düşünülmüştür ve yapılar gerçek ve karmaşık dağılımları içeren aynı simetriye sahiptirler.

İlk olarak, dikey yönde yapıya yukarıdan gelen geniş bantlı kısa dalganın ilerleyişi analiz edilmiştir ve yapının her iki tarafına simetrik olarak yerleştiren algılayıcılara gelen şiddet hesaplanmıştır (Şekil 4.8(a) ve 4.8(b)'deki T1 ve T2). Gelen dalganın şiddetine göre normalize edilmiş saat yönünde ve saat yönünün tersi yönde ortaya çıkan spektral iletim Şekil 4.8(c) ve 4.8(d)'de her bir yapı için gösterilmiştir.



Şekil 4.8 (a) 2B FK (gerçek) ve (b) 2B parite-zaman simetrik (karmaşık) yapıların şematik gösterimi ve (c) kaynak ve (d) algılayıcılar. (a) ve (b)'de verilen yapılar için sırasıyla, saat yönünde ve saat yönünün tersi yönde iletimlerin frekans cinsinden fonksiyon hali,  $a/\lambda$  cinsinden, (" $a$ " yarıçapları  $R=0.45a$  olan silindirlerin merkezleri arasındaki mesafe). (d)'deki iç resim,  $a/\lambda=0.25-0.35$  arasındaki büyütülmüş gösterimdir. (e) ve (f) sırasıyla (a) ve (b)'deki gelen Gauss hüzmesi (genişliği  $14a$ ) için normalize edilmiş şiddet dağılımları. Referans [242]'teki ek bilgilere bakınız.

Farklı yönlerden çıkan dalganın ışık İletimleri karşılaştırılırken, rezonant frekanslarında  $a/\lambda \approx 0.3$ , beklenen asimetrinin hassas bir şekilde arttığı görülmüştür; burada " $a$ " silindirlerin merkezleri arasındaki mesafedir, ayrıca  $q=4\pi/3a$  olduğu

unutulmamalıdır (Şekil 4.8(c) ve 4.8(d)). Her ne kadar T1 ve T2 spektrumları bütün frekanslar için mükemmel bir şekilde denk gelse de, Şekil 4.8(c)'deki FK durumunda, Şekil 4.8(d)'deki 2B parite-zaman simetrlili yapı için verilen rezonansta saat yönünün tersi yönde (saat yönünde) iletim artar (azalır).  $a/\lambda \approx 0.6$ 'daki yüksek dereceli rezonans (yüksek-derece mod birleşiminden kaynaklanan rezonans) haricinde, rezonanstan uzakta bile simetri hala bozulmamıştır ve her iki eğriler diğer frekanslarda da denk gelir.

FK yapısı için, gelen dalga  $\vec{k}_A$  simetrik olarak  $\vec{k}_B$  ve  $\vec{k}_C$  ile birleşir ve bu durum Şekil 4.7(b1)'de şematik olarak gösterilmiştir. Şu gözlemlenebilir ki; Şekil 4.8(e)'de verilen SFZD simülasyonu ile nümerik olarak elde edilmiş alan dağılımı mükemmel bir şekilde simetriktir. Ancak, karmaşık sistem içerisindeki asimmetrik ışık hareketi saat yönünün tersi yöndeki çıkış kanalına -T2- doğru, Şekil 4.8'de verildiği gibi, iletimi artırır, halbuki T1 kanalındaki iletim azalır. Şekil 4.8(f), Şekil 4.7(b2)'de iç resim olarak verilen asimmetrik birleşmeyi şematik olarak gösterir; gelen dalga  $\vec{k}_A, \vec{k}_B$  ile birleşir ama  $\vec{k}_C$  ile birleşmez. Son olarak, Şekil 4.8(e)'de verilen sonuç ile simetrinin bozulmasının öngörülmediği, rezonanstan çok uzak olan 2B parite-zaman simetrlili yapının alan dağılımının çok benzer oldukları bulunmuştur.

Sonuçta,  $\vec{k}_A$  ile  $\vec{k}_B$  birleşir,  $-\vec{k}_A$  ile  $-\vec{k}_C$  birleşir. Böylece, tabandan yukarı doğru yapıya gelen  $-\vec{k}_A$  dalgası, saat yönünün tersi yönde yayılmak yerine saat yönünde iletilir ki; bu durum, sistemin karşılıklı olmayan kiralitesinden kaynaklanır. Kapalı takım halindeki örgü vektörleri  $\vec{q}_{AB} + \vec{q}_{BC} + \vec{q}_{CA} = 0$ , iki eklem yerinden ayrılan üçlülerin anlık rezonansını mümkün kılar ki; bunların isimleri, dairesel kiral birleşmede  $(k_A, k_B, k_C)$  ve  $(-k_A, -k_B, -k_C)$  şeklindedir. Saat yönünün tersi yöndeki kiral mod  $k_A$  tarafından ve saat yönündeki mod ise  $-k_A$  tarafından uyarılır ve kiral ışık hareketini girişe bağımlı hale getirir.

#### 4.4.5 Parite-zaman geçiş noktasına yakın kiral bloch-benzeri modlar

FK için Bloch modlar, periyodik ortamdaki sınırlanmış elektromanyetik durumlar olarak tanımlanır ki bunlar yayılım ile değişmez. Ancak, Hermitik olmayan Hamilton ile tanımlanan parite-zaman simetrlili karmaşık bir sistemde, karmaşık Bloch-benzeri modlar zamanla güçlenir veya zayıflar. Aşağıda, üçgen simetrinin harmonik parite-zaman simetrik karmaşık kristalin en basit durumu düşünülerek Bloch-benzeri modlar analitik olarak hesaplanmıştır. Polarizasyonu kristal düzlemine dik olan bir

dalganın geldiği düşünölmüştür ve dalga vektörü rezonans yakınına dik olarak  $\vec{k} = (0, -k)$  yönelmiştir:  $\vec{k} = \vec{k}_A + \Delta\vec{k}$ . Küçük değışimlerin aynı yönde olduğu düşünölmüştür:  $\Delta\vec{k} = (0, \Delta k_y)$ . İkinci zaman türevleri ihmal edildiğinde, dalga denklemi şu şekilde yazılabilir

$$-2i\omega\partial_t\vec{E} = \frac{c^2}{n(\vec{r})^2}\nabla^2\vec{E} + \omega^2\vec{E} \quad (4.17)$$

Elektrik alanı, alanın ilk üç harmoniğine kadar genişlettik ki bunlar örgüde rezonanttır ve isimleri  $\vec{k}_A = (0, -k_0)$ ,  $\vec{k}_B = \vec{k}_A + \vec{q}_{AB}$  ve  $\vec{k}_C = \vec{k}_A - \vec{q}_{AB}$  şeklindedir ve TM polarizasyon için şu denklem elde edilir:

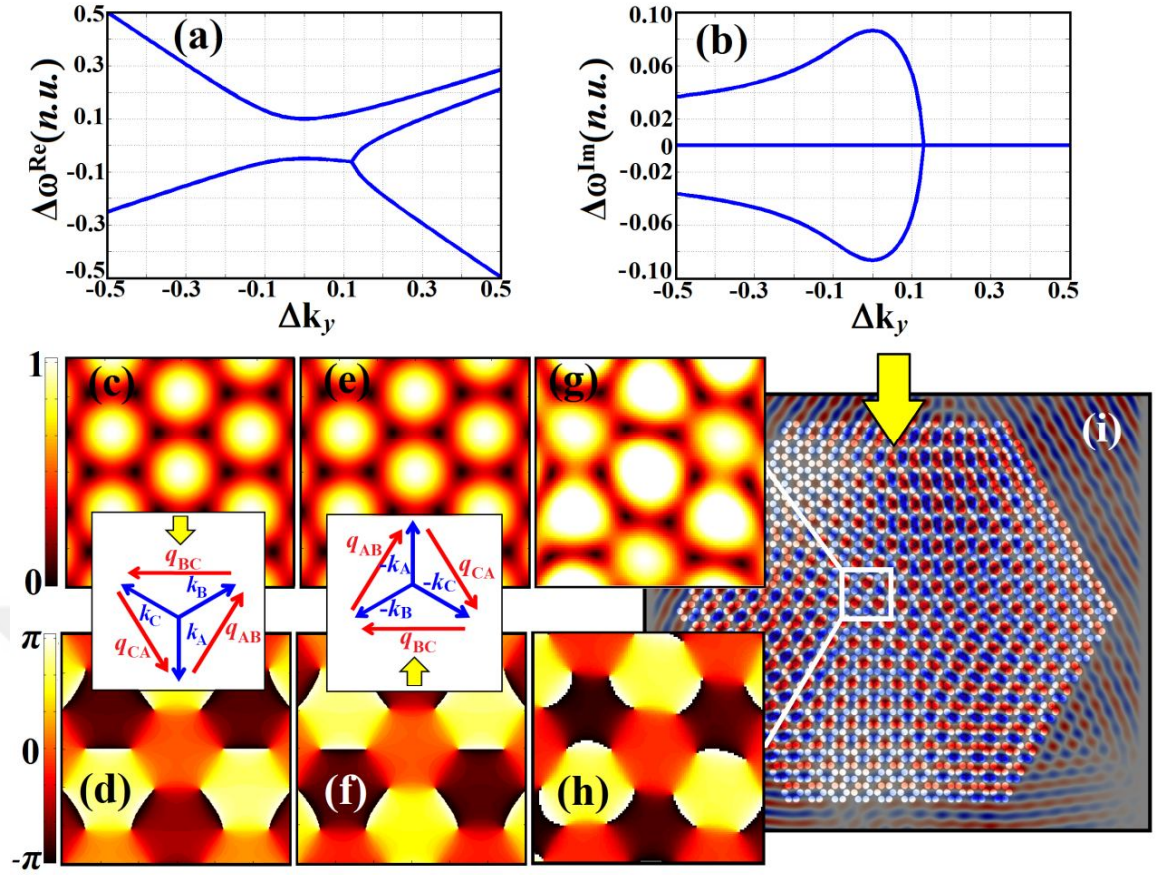
$$E = \sum_{j=A,B,C} a_j e^{i(\vec{k}_j + \Delta\vec{k}) \cdot \vec{r}}. \quad (4.18)$$

Eşitlik 4.18'de verilen açılım Eşitlik 4.17'ye yerleştirilmek, bunların genlikleri  $a_A$ ,  $a_B$ ,  $a_C$  arasında birleşme denklemlerini verir:

$$-i\frac{n_0}{k_0c}\partial_t \begin{pmatrix} a_A \\ a_B \\ a_C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{k}_A \cdot \Delta\vec{k} & \Delta n/n_0 & 0 \\ 0 & \vec{k}_B \cdot \Delta\vec{k} & \Delta n/n_0 \\ \Delta n/n_0 & 0 & \vec{k}_C \cdot \Delta\vec{k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_A \\ a_B \\ a_C \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

Dispersiyon diyagramları yani geçici öz değerler ve birleşmiş Bloch-benzeri modlar, Eşitlik 4.19'daki matrisin köşegenleştirilmesi ile elde edilmiştir. Şekil 4.9(a) ve 4.9(b) sırasıyla, Brillouin bölgesi sınırındaki üç Bloch-benzeri mod yani örgü vektörleri arasındaki rezonans için öz değerler matrisinin reel ve sanal kısımlarını gösterir. Bloch modun zamanla gelişimi,  $n_0/k_0c$  faktörlü matris öz değerleri ile tanımlanmıştır. Beklendiği üzere, rezonanstan yeterince uzakta, bütün öz değerler reel değerlidir (burada birleşmenin asimetrisi belirgin değildir). Resonansa yakın yerde parite-zaman faz değışimi ortaya çıkar ve karmaşık öz değerli Bloch modlar elde edilir ki bir tanesi negative sanal kısma sahiptir ve böylece zamanla güçlenir. Bu sebeple, genişletilmiş bir yapıda, sınırlı bir yayılım süresinden sonra, alan dağılımının bu güçlenen mod ile ilgili genlik ve faz sergilemesi beklenir. En çok güçlenen Bloch modun genliğı ve fazı, Eşitlik 4.19'da analitik olarak hesaplandığı üzere, sırasıyla Şekil 4.9(c) ve 4.9(d)'de gösterilmiştir.



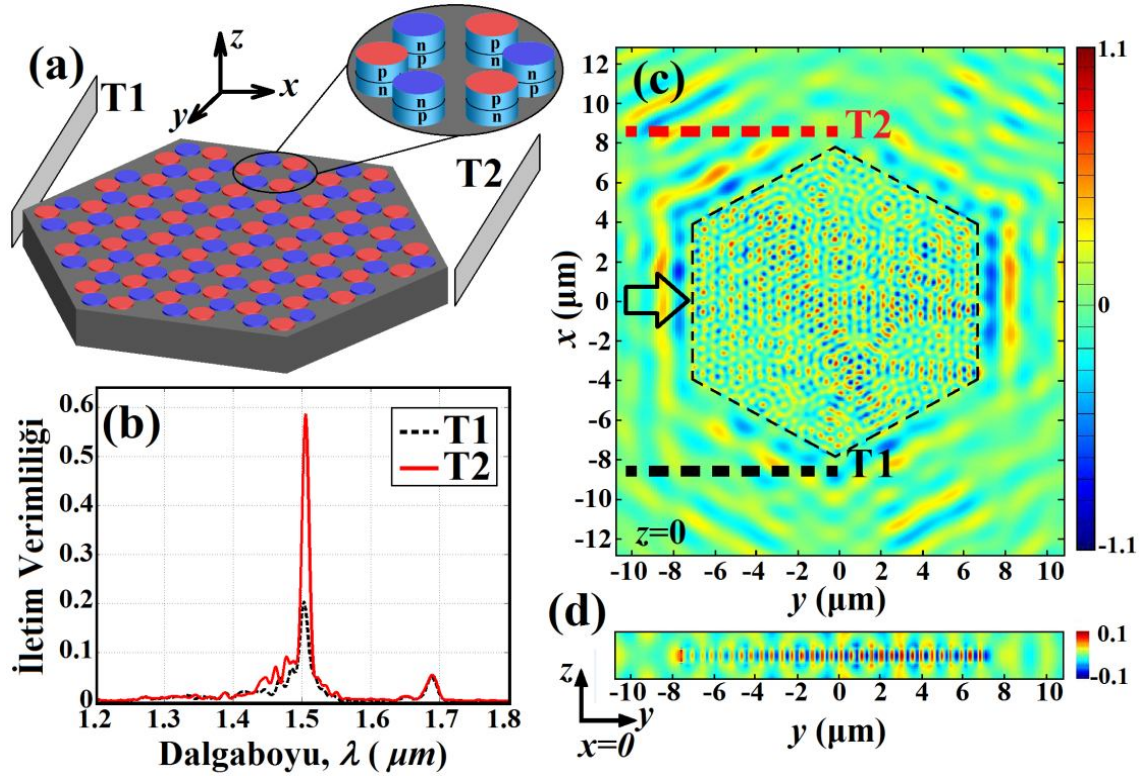


Şekil 4.9: Hesaplanan dispersiyon diyagramları ve Bloch modları. Matris öz değerlerinin  $\Delta\omega$  (a) reel ve (b) sanal parçaları, burada  $\Delta k_y$  yatay eksen üzerindeki  $k_0$  cinsinden rezonanstaki mesafedir.  $\Delta k=0$  için güçlendirilmiş kiral Bloch modun (c) genliği ve (d) fazı, burada uyarılma sırasıyla yukarıdan (f) ve aşağıdan (e) yapılmıştır. Taşıyıcı frekansı  $a/\lambda=0.303$  olan, gelen Gauss hüzmesi için altıgen içerisindeki (g) alan şiddetinin ve (f) fazın dağılımı, ilgili büyütülen kısım  $6a \times 6a$  kadarlık bir bölgedir. (i) Doğrudan SFZD hesaplamasından elde edilen alan genliği; ok işareti giriş kanalını gösterir. Referans [242]'teki ek bilgilere bakınız.

Analitik tahminleri kontrol etmek için alan gelişimini görece uzun Gaussian dalgası ile uyarılarak analiz edilmiştir ki bu dalga'nın merkez frekansı rezonanstadır ve Şekil 4.8(d)'deki iletim rezonansının tepe değerinin genişliğinden daha dar spektruma sahiptir. Yapı içerisinde (aynı petek diziliminin daha büyük hali), gelen radyasyon tüm birleşmiş harmonikler arasında tekrar dağıtılmıştır ki bu birleşmiş harmonikler uzun bir zamandan sonra büyüyen Bloch-benzeri modun durgun dağılımına yaklaşır. Yapı yukarıdan (aşağıdan) uyarıldığında, güçlenmiş kiral Bloch-benzeri modun analitik olarak hesaplanan genliği ve fazı sırasıyla Şekil 4.9(c) ve 4.9(d)'de gösterilmiştir. Şekil 4.9(i)'de verilen sonuç sırasıyla Şekil 4.9(g) ve 4.9(h)'de gösterilen Bloch modun genliğini ve fazını çıkarmada kullanılır. Elde edilen

sonuçlar, analitik olarak hesaplanan gclenmiş Bloch modları ile örtüşür. Ortaya çıkan farklar, yapının sınırlı boyutlara sahip olduğu kadar genellikle basitleştirilen modelin kullanılmasına (saçılmanın gerçek şeklini açıklamaz) ve yüksek-dereceli harmonikler arasındaki etkileşimine dayandırılır.

#### 4.4.6 Parite-zaman simetirli yarıiletken yapı tasarımı



şekil 4.10: (a) Dielektrik tabaka,  $n=3.474$ ,  $0.612\mu\text{m}$  yüksekliğinde, yarıçapı  $0.45\mu\text{m}$  olan ve ileri p-n/n-p yarıiletken eklemler ile doldurulmuş halkalara sahiptir,  $n=3.46\pm 0.007i$ ;  $a=1.0\mu\text{m}$ , burada kırmızı (mavi) daireler kazanç (kayıp) bölgelerini gösterir. (b) T1 ve T2 algılayıcılarındaki saat yönünde/saat yönünün tersi yönde, normalize edilmiş iletimler. (c)  $z=0$  ve (d)  $x=0$  kesit düzlemlerindeki elektrik alan dağılımlarının anlık görüntüleri. (c)'deki siyah ok işareti giriş kanalını gösterir.

Son olarak, incelenen 2B parite-zaman simetirli karmaşık yapının muhtemel gerçekleşmesi önerilmiştir ki bu yapı mikrofotonik aygıtlarda uygulanabilir ve llebilir. şekil 4.10(a)'da verilen dizilim, p-n ve n-p yarıiletken eklemlerin değişiminden oluşan petek örgüsüne sahip silikon tabakadan oluşmaktadır. 3B SFZD nümerik simülasyonlar LUMERICAL yazılım paketi kullanılarak gerçekleştirilmiştir [241]. Aygıt, geniş banta sahip Gauss profilinde dalga ile uyarılmıştır ve kaynağın genişliği  $7\mu\text{m}$  ve yüksekliği  $0.5\mu\text{m}$ 'dir. T1 ve T2 algılayıcıları, iletimi ölçmek için yapının her iki tarafına simetrik olarak şekil 4.10(a)'da gsterildiğigibi



yerleştirilmişlerdir. T1 ve T2'de hesaplanan normalize edilmiş iletim spektrumları Şekil 4.10(b)'de verilmiştir.  $\lambda=1.501\mu\text{m}$  (boşluktaki dalga boyu) dalga boyunda rezonans yakınındaki iletimde saat yönünde-saat yönünün tersi yönde asimetri gözlenmiştir.  $xy$ -düzlemindeki ( $z=0$ ) ve  $yz$ -düzlemindeki ( $x=0$ ) kesitlerdeki sabit durum elektrik alanları sırasıyla Şekil 4.10(c) ve 4.10(d)'de verilmiştir. Şekil 4.10(c)'deki elektrik alanının anlık görüntüsü, rezonans frekansında T1 ve T2 yönlerindeki asimetric ışık iletimi göstermektedir. Ayrıca, Şekil 4.10(d)'de verilen alan dağılımının kesiti, dikey hapsolmeyi ve tabakanın içerisinde ilerleyen dalganın yönlendirilmesini ispatlar. Sonuç olarak, düzlem dışı kayıplar bu özel tasarım için neredeyse ihmal edilecek seviyededir.

#### 4.4.7 Sonuç

Sonuç olarak, 2B parite-zaman simetric basit bir fotonik yapı önerilmiştir ve içerisindeki ışık yayılımı analiz edilmiştir. Tahmin edildiği üzere, rezonansa yakın yerlerde sistemin karşılıklı olmayan kiralite ki bu düzlem-dalga bileşenleri arasındaki asimetric dalga birleşmesi ile ilgilidir, sergilediği görülmüştür. Bu sebeple, bu tarz bir altıgen şeklindeki 2B parite-zaman simetric yapı, üzerine gelen ışığı asimetric olarak iletir. Ek olarak, Bloch-benzeri mod düzenleri analitik olarak hesaplanmıştır ve ayrıca daha fazla güçlenen modun rezonanstaki yapıdaki karmaşık alan ve faz dağılımı ile daha iyi uyum gösterdiği bulunmuştur. Önerilen şema takip edilerek, 3B SFZD simülasyonları kullanılarak, 2B parite-zaman simetric uygulanabilir görünüm tasarlanmıştır ve nümerik olarak analiz edilmiştir. Önerilen 2B düzlem yarıiletken yapı, mikrofabrikasyon ve kazanç-kayıp modülasyonunu sağlayacak elektrodların mikroyapımı ile üretilebilir. Yeni sentetik optik parçaların bu tarz optik sistemlere dayanacağı beklenebilir.



## SONUÇLAR VE GELECEK ÇALIŞMALAR

Şimdiye kadar bahsi geçen çalışmalardan da anlaşılacağı üzere; nanoteknoloji ve nanoyapıları, günümüz bilim ve teknolojisinde çok önemli bir yere sahiptir. Doktoram süresince nanofotonik yapıların optik aygıt tasarımları ve özgün optik özellikleri hakkında çalışmalarım oldu. Ayrıca, sıvı kristallerle infiltre edilmiş hibrit fotonik yapıların elektro-optik özelliklerinin kullanılarak farklı ayarlanabilir aygıt tasarımları konusunda da çalışmalar yaptım.

Bundan sonraki adımda ise; doktoram süresince çalışılan nanofotonik yapıların sağlık ve tıp alanındaki çeşitli uygulamaları üzerinde bilimsel araştırmalara devam edilebilir. **Biyofotonik** olarak adlandırılan bilim dalı; nanoyapılar kullanılarak oluşturulan çeşitli biyokimyasal sensörler, doğrudan hedef hücreye ilerleyebilen nanorobotlar ve farklı mikroskopi teknikleri, literatürde sıklıkla karşılaşılan çalışmaları kapsamaktadır.

Biyofotonik alanında çalışılması hedeflenen konular ise; daha gerçekçi, daha hassas ve sağlık alanındaki mevcut ihtiyaçları karşılayabilecek biyofotonik aygıtların tasarımı ve üretimi üzerinde olacaktır. Bu sebeple, yurtdışındaki biyofotonik alanında uzmanlaşmış tanınmış bir araştırma gruplarıyla işbirliği yapılabilir ve -yeterli deneyim ve beceri kazanıldıktan sonra- ülkemizde henüz mevcut olmayan "**Biyofotonik Araştırma Merkezi**" kurulmasına öncülük edilebilir.



## KAYNAKLAR

- [1] **Bhushan, B.**, *Springer handbook of nanotechnology*, Springer Science and Business Media, Springer Heidelberg Dordrecht London New York, (2010).
- [2] **Newberry, D., Uldrich, J.**, *The next big thing is really small: How nanotechnology will change the future of your business*, Random House, (2010).
- [3] **Kumar, N., Kumbhat, S.**, *Essentials in Nanoscience and Nanotechnology*, John Wiley and Sons, (2016).
- [4] **Zi, J., Yu, X., Li, Y., Hu, X., Xu, C., Wang, X., Fu, R., Liu, X.**, (2003). Coloration strategies in peacock feathers, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 100(22), 12576-12578.
- [5] **Bianco-Peled, H., Davidovich-Pinhas, M.**, *Bioadhesion and biomimetics: from nature to applications*, CRC Press, (Eds.).(2015).
- [6] **Autumn, K., Liang, Y.A., Hsieh, S.T., Zesch, W., Chan, W.P., Kenny, T. W., Fearing, R., Full, R. J.**, (2000). Adhesive force of a single gecko foot-hair, *Nature*, 405, 681–685.
- [7] **Geim, A.K., Dubonos, S.V., Grigorieva, I.V., Novoselov, K.S., Zhukov, A.A., Shapoval, S.Y.**, (2003). Microfabricated adhesive mimicking gecko foot-hair, *Nature Materials*, 2, 461-463.
- [8] **Kreyling, W.G., Semmler-Behnke, M., Takenaka, S., Möller, W.**, (2012). Differences in the biokinetics of inhaled nano-versus micrometer-sized particles, *Accounts of chemical research*, 46(3), 714-722.
- [9] **Feynman, R., P.**, (1959). "Plenty of Room at the Bottom" *başlıklı konuşması*.
- [10] **Fulekar, M.H.**, *Nanotechnology: importance and applications*, IK International Pvt Ltd, (2010).
- [11] **Sanchez, F., Sobolev, K.**, (2010). Nanotechnology in concrete—a review, *Construction and building materials*, 24(11), 2060-2071.

- [12] **Madou, M.J.**, *Manufacturing techniques for microfabrication and nanotechnology*, (Vol. 2), CRC press, (2011).
- [13] **Rayleigh, L.**, (1887). XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure., *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 24(147), 145-159.
- [14] **Yariv, A., Yeh, P.**, *Photonics: optical electronics in modern communications*. (Vol. 6), New York: Oxford University Press, (2007).
- [15] **Yablonovitch, E.**, (1987). Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Physical Review Letters*, 58(20), 2059.
- [16] **John, S.**, (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Physical Review Letters*, 58(23), 2486.
- [17] **Anderson, P.W.**, (1958). Absence of diffusion in certain random lattices, *Physical Review*, 109(5), 1492.
- [18] **Joannopoulos, J. D., Johnson, S.G., Winn, J.N., Meade, R.D.**, *Photonic crystals: molding the flow of light*, Princeton University Press, (2011).
- [19] **Song, B.S., Noda, S., Asano, T., Akahane, Y.**, (2003). High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal, *Nature Materials*, 425, 944-947.
- [20] **Song, B.S., Noda, S., Asano, T., Akahane, Y.**, (2005). Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity, *Nature Materials*, 4(3), 207-210.
- [21] **Wu, L., Mazilu, M., Karle, T., Krauss, T.F.**, (2002). Superprism phenomena in planar photonic crystals, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(7), 915-918.
- [22] **Kosaka, H., Kawashima, T., Tomita, A., Notomi, M., Tamamura, T., Sato, T., Kawakami, S.**, (1999). Self-collimating phenomena in photonic crystals, *Applied Physics Letters*, 74(9), 1212-1214.
- [23] **Chow, E., Grot, A., Mirkarimi, L.W., Sigalas, M., Girolami, G.**, (2004). Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity, *Optics Letters*, 29(10), 1093-1095.

- [24]**Kurt, H., Erim, M.N., Erim, N.,**(2012). Various photonic crystal bio-sensor configurations based on optical surface modes, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 165(1), 68-75.
- [25]**Krauss, T.F., De La Rue, R.M., Brand, S.,**(1996). Two-dimensional photonic-band gap structures operating at near-infrared wavelengths, *Nature*, 383(6602), 699-702.
- [26]**Painter, O., Lee, R.K., Scherer, A., Yariv, A., O'brien, J.D., Dapkus, P.D., Kim, I.,**(1999). Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser, *Science*, 284(5421), 1819-1821.
- [27]**Noda, S., Chutinan, A., Imada, M.,**(2000). Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure, *Nature*, 407(6804), 606-610.
- [28]**Kurt, H.,**(2008). Theoretical study of directional emission enhancement from photonic crystal waveguides with tapered exits, *IEEE Photonics Technology Letters*, 20(20), 1682-1684.
- [29]**Akosman, A.E., Mutlu, M., Kurt, H., Ozbay, E.,**(2011). Compact wavelength de-multiplexer design using slow light regime of photonic crystal waveguides, *Optics Express*, 19(24), 24129-24138.
- [30]**Gorishnyy, T., Ullal, C.K., Maldovan, M., Fytas, G., Thomas, E.L.,**(2005). Hypersonic phononic crystals, *Physical Review Letters*, 94(11), 115501.
- [31]**Khelif, A., Choujaa, A., Benchabane, S., Djafari-Rouhani, B., Laude, V.,**(2004). Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides, *Applied Physics Letters*, 84(22), 4400-4402.
- [32]**Yang, S., Page, J.H., Liu, Z., Cowan, M.L., Chan, C.T., Sheng, P.,**(2004). Focusing of sound in a 3D phononic crystal, *Physical Review Letters*, 93(2), 024301.
- [33]**Romero-Garcia, V., Picó, R., Cebrecos, A., Sanchez-Morcillo, V.J., Staliunas, K.,**(2013). Enhancement of sound in chirped sonic crystals, *Applied Physics Letters*, 102(9), 091906.V.
- [34]**Megens, M., Wijnhoven, J.E., Lagendijk, A., Vos, W.L.,**(1999). Light sources inside photonic crystals, *Journal of the Optical of America B*, 16(9), 1403.

- [35] **Campbell, M.T.H.R.G.D.M., Sharp, D.N., Harrison, M.T., Denning, R.G., Turberfield, A.J.,**(2000). Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography, *Nature*, 404(6773), 53.
- [36] **Jiang, P., Bertone, J.F., Hwang, K.S., Colvin, V.L.,**(1999). Single-crystal colloidal multilayers of controlled thickness, *Chemistry of Materials*, 11(8), 2132.
- [37] **Lee, W.M., Pruzinsky, S.A., Braun, P.V.,**(2002). Multi-photon polymerization of waveguide structures within three-dimensional photonic crystals, *Advanced Materials*, 14, 271.
- [38] **Juarez, B.H., Ibisate, M., Palacios, J.M., Lopez, C.,**(2003). High-energy photonic bandgap in  $Sb_2S_3$  inverse opals by sulfidation processing, *Advanced Materials*, 15, 319.
- [39] **Lee, Y.C., Kuo, T.J., Hsu, C.J., Su, Y.W., Chen, C.C.,**(2002). Fabrication of 3D macroporous structures of II-VI and III-V semiconductors using electrochemical deposition, *Langmuir*, 18, 9942.
- [40] **Moroz, A.,**(1999). Three-dimensional complete photonic-band-gap structures in the visible, *Physical Review Letters*, 83, 5274.
- [41] **Fleming, J.G., Lin, S.Y., El-Kady, I., Biswas, R., Ho, K.M.,**(2002). All-metallic three dimensional photonic crystals with a large infrared bandgap, *Nature*, 417, 52.
- [42] **Garcia-Santamaria, F., Ibisate, M., Rodriguez, I., Meseguer, F., Lopez, C.,**(2003). Photonic band engineering in opals by growth of Si/Ge multilayer shells, *Advanced Materials*, 15, 788.
- [43] **Fenollosa, R., Meseguer, F.,**(2003). Non-Close-Packed Artificial Opals, *Advanced Materials*, 15, 1282.
- [44] **Ashcroft, N.W., Mermin N.D.,**(1976). Solid State Physics, *Saunders College*. Philadelphia.
- [45] **Kittel, C.,***Solid State Physics*. John Wiley and Sons, New York, (1986).
- [46] **Hecht, E., Zajac, A.,**(1974). Optics, *Addison-Wesley*.
- [47] **Giden, I.H., Turdnev, M., Kurt, H.,**(2014). Reduced symmetry and analogy to chirality in periodic dielectric media, *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 9.
- [48] **Wiersma, D.S.,**(2013). Disordered photonics, *Nature Photonics*, 7(3), 188-196.



- [49]Martins, E.R., Li, J., Liu, Y., Depauw, V., Chen, Z., Zhou, J., Krauss, T.F.,(2013). Deterministic quasi-random nanostructures for photon control, *Nature Communications*, 4, 2665.
- [50]Segev, M., Silberberg, Y., Christodoulides, D.N.,(2013). Anderson localization of light, *Nature Photonics*, 7(3), 197-204.
- [51]Redding, B., Liew, S.F., Sarma, R., Cao, H.,(2013). Compact spectrometer based on a disordered photonic chip, *Nature Photonics*, 7(9), 746-751.
- [52]Cao, H., Zhao, Y.G., Ho, S.T., Seelig, E.W., Wang, Q.H., Chang, R.P.H.,(1999). Random laser action in semiconductor powder, *Physical Review Letters*, 82(11), 2278-2281.
- [53]Gottardo, S., Sapienza, R., García, P.D., Blanco, A., Wiersma, D.S., López, C.,(2008). Resonance-driven random lasing, *Nature Photonics*, 2(7), 429-432.
- [54]Lawandy, N.M.,(2010). Disordered media: Coherent random lasing, *Nature Physics*, 6(4), 246-248.
- [55]Roppo, V., Dumay, D., Trull, J., Cojocaru, C., Saltiel, S.M., Staliunas, K., Kivshar, Y.S.,(2008). Planar second-harmonic generation with noncollinear pumps in disordered media, *Optics Express*, 16(18), 14192-14199.
- [56]Vardeny, Z.V., Nahata, A., Agrawal, A.,(2013). Optics of photonic quasicrystals, *Nature Photonics*, 7(3), 177-187.
- [57]Zoorob, M.E., Charlton, M.D.B., Parker, G.J., Baumberg, J.J., Netti, M.C.,(2000). Complete photonic bandgaps in 12-fold symmetric quasicrystals, *Nature*, 404(6779), 740-743.
- [58]Lai, N.D., Lin, J.H., Huang, Y.Y., Hsu, C.C.,(2006). Fabrication of two-and three-dimensional quasi-periodic structures with 12-fold symmetry by interference technique, *Optics Express*, 14(22), 10746-10752.
- [59]Della Villa, A., Enoch, S., Tayeb, G., Pierro, V., Galdi, V., Capolino, F.,(2005). Band gap formation and multiple scattering in photonic quasicrystals with a Penrose-type lattice, *Physical Review Letters*, 94(18), 183903.
- [60]Kaliteevski, M.A., Brand, S., Abram, R.A., Krauss, T.F., De La Rue, R.M., Millar, P.,(2000). Two-dimensional Penrose-tiled photonic

- quasicrystals: diffraction of light and fractal density of modes, *Journal of Modern Optics*, 47(11), 1771-1778.
- [61]Vlasov, Y.A., Kaliteevski, M.A., Nikolaev, V.V.,(1999). Different regimes of light localization in a disordered photonic crystal, *Physical Review B*, 60(3), 1555-1562.
- [62]Werchner, M., Schafer, M., Kira, M., Koch, S.W., Sweet, J., Olitzky, J.D., Poddubny, A.N.,(2009). One dimensional resonant Fibonacci quasicrystals: noncanonical linear and canonical nonlinear effects, *Optics Express*, 17(8), 6813-6828.
- [63]Gellermann, W., Kohmoto, M., Sutherland, B., Taylor, P.C.,(1994). Localization of light waves in Fibonacci dielectric multilayers, *Physical Review Letters*, 72(5), 633-636.
- [64]Chan, Y.S., Chan, C.T., Liu, Z.Y.,(1998). Photonic band gaps in two dimensional photonic quasicrystals, *Physical Review Letters*, 80(5), 956-959.
- [65]Rechtsman, M.C., Jeong, H.C., Chaikin, P.M., Torquato, S., Steinhardt, P.J.,(2008). Optimized structures for photonic quasicrystals, *Physical Review Letters*, 101(7), 073902.
- [66]Florescu, M., Torquato, S., Steinhardt, P.J.,(2009). Complete band gaps in two-dimensional photonic quasicrystals, *Physical Review B*, 80(15), 155112.
- [67]Man, W., Megens, M., Steinhardt, P.J., Chaikin, P.M.,(2005). Experimental measurement of the photonic properties of icosahedral quasicrystals, *Nature*, 436(7053), 993-996.
- [68]Lin, J.H., Chang, W.L., Lin, H.Y., Chou, T.H., Kan, H.C., Hsu, C.C.,(2013). Enhancing light extraction efficiency of polymer light-emitting diodes with a 12-fold photonic quasi crystal, *Optics Express*, 21(19), 22090-22097.
- [69]Gong, Q., Hu, X.,(2012). Photonic Crystals: Principle and Applications, *Pan Stanford Publishing*, Singapore.
- [70]Li, Z.Y., Gu, B.Y., Yang, G.Z.,(1998). Large absolute band gap in 2D anisotropic photonic crystals, *Physical Review Letters*, 81(12), 2574-2577.

- [71]Anderson, C., Giapis, K.P.,(1996). Larger two-dimensional photonic band gaps, *Physical Review Letters*, 77(14), 2949-2952.
- [72]Zhang, X., Zhang, Z.Q.,(2000). Creating a gap without symmetry breaking in two-dimensional photonic crystals, *Physical Review B*, 61(15), 9847-9850.
- [73]Susa, N.,(2002). Large absolute and polarization-independent photonic band gaps for various lattice structures and rod shapes, *Journal of Applied Physics*, 91(6), 3501-3510.
- [74]Ago, M., Andreani, L.C.,(2000). Complete photonic band gap in a two-dimensional chessboard lattice, *Physical Review B*, 61(23), 15519-15522.
- [75]Wang, R., Wang, X.H., Gu, B.Y., Yang, G.Z.,(2001). Effects of shapes and orientations of scatterers and lattice symmetries on the photonic band gap in two-dimensional photonic crystals, *Journal of Applied Physics*, 90(9), 4307-4313.
- [76]Khalkhali, T.F., Rezaei, B., Kalafi, M.,(2011). Enlargement of absolute photonic band gap in modified 2D anisotropic annular photonic crystals, *Optics Communications*, 284(13), 3315-3322.
- [77]Shi, P., Huang, K., Li, Y.P.,(2012). Photonic crystal with complex unit cell for large complete band gap, *Optics Communications*, 285(13), 3128-3132.
- [78]Sakoda, K., *Optical properties of photonic crystals*, Springer Science and Business Media, (2005).
- [79]Luan, P.G., Ye, Z.,(2001). Two dimensional photonic crystals, *arXiv preprint cond-mat/0105428*.
- [80]Aspnes, D.E.,(1982). Local-field effects and effective-medium theory: a microscopic perspective, *American Journal of Physics*, 50(8), 704-709.
- [81]Kurosaka, Y., Iwahashi, S., Sakai, K., Miyai, E., Kunishi, W., Ohnishi, D., Noda, S.,(2009). Band structure observation of 2D photonic crystal with various V-shaped air-hole arrangements, *IEICE Electronics Express*, 6(13), 966-971.
- [82]Luo, C., Johnson, S.G., Joannopoulos, J.D.,(2002). All-angle negative refraction in a three-dimensionally periodic photonic crystal, *Applied Physics Letters*, 81(13), 2352.

- [83] **Giden, I.H., Turduev, M., Kurt, H.,**(2013). Broadband super-collimation with low-symmetric photonic crystal, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 11(2), 132-138.
- [84] **Kosaka, H., Kawashima, T., Tomita, A., Notomi, M., Tamamura, T., Sato, T., Kawakami, S.,**(1998). Superprism phenomena in photonic crystals, *Physical Review B*, 58(16), R10096.
- [85] **Turduev, M., Giden, I.H., Kurt, H.,**(2013). Extraordinary wavelength dependence of self-collimation effect in photonic crystal with low structural symmetry, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 11(3), 241-252.
- [86] **Luo, C., Johnson, S.G., Joannopoulos, J.D.,**(2002). All-angle negative refraction in a three-dimensionally periodic photonic crystal, *Applied Physics Letters*, 81(13), 2352.
- [87] **Kurt, H., Giden, I.H., Ustun, K.,**(2011). Highly efficient and broadband light transmission in 90° nanophotonic wire waveguide bends, *Journal of the Optical Society of America B*, 28(3), 495-501.
- [88] **Kurt, H., Giden, I.H., Citrin, D.S.,**(2011). Design of T-shaped nanophotonic wire waveguide for optical interconnection in H-tree network, *Optics Express*, 19(27), 26827-26838.
- [89] **Turduev, M., Giden, I.H., Kurt, H.,**(2012). Modified annular photonic crystals with enhanced dispersion relations: polarization insensitive self-collimation and nanophotonic wire waveguide designs, *Journal of the Optical Society of America B*, 29(7), 1589-1598.
- [90] **Giden, I.H., Kurt, H.,**(2012). Modified annular photonic crystals for enhanced band gap properties and iso-frequency contour engineering, *Applied Optics*, 51(9), 1287-1296.
- [91] **Chassagneux, Y., Colombelli, R., Mainault, W., Barbieri, S., Beere, H.E., Ritchie, D.A., Davies, A.G.,**(2009). Electrically pumped photonic-crystal terahertz lasers controlled by boundary conditions, *Nature*, 457(7226), 174-178.
- [92] **Hu, X., Jiang, P., Ding, C., Yang, H., Gong, Q.,**(2008). Picosecond and low-power all-optical switching based on an organic photonic-bandgap microcavity, *Nature Photonics*, 2(3), 185-189.

- [93]Deotare, P.B., McCutcheon, M.W., Frank, I.W., Khan, M., Lončar, M.,(2009). High quality factor photonic crystal nanobeam cavities, *Applied Physics Letters*, 94(12), 121106.
- [94]Kohli, P., Christensen, C., Muehlmeier, J., Biswas, R., Tuttle, G., Ho, K.M.,(2006). Add-drop filters in three-dimensional layer-by-layer photonic crystals using waveguides and resonant cavities, *Applied Physics Letters*, 89(23), 231103.
- [95]Yang, H., Jiang, P.,(2011). Macroporous photonic crystal-based vapor detectors created by doctor blade coating, *Applied Physics Letters*, 98(1), 011104.
- [96]Liu, Q., Ouyang, Z., Wu, C.J., Liu, C.P., Wang, J.C.,(2008). All-optical half adder based on cross structures in two-dimensional photonic crystals, *Optics Express*, 16(23), 18992-19000.
- [97]Zhao, D., Zhang, J., Yao, P., Jiang, X., Chen, X.,(2007). Photonic crystal Mach-Zehnder interferometer based on self-collimation, *Applied Physics Letters*, 90(23), 231114.
- [98]Yu, X., Fan, S.,(2003). Bends and splitters for self-collimated beams in photonic crystals, *Applied Physics Letters*, 83(16), 3251-3253.
- [99]Collings, P.J., Hird, M.,(1997). *Introduction to liquid crystals: chemistry and physics*. CRC Press, (1997).
- [100]Reinitzer, F.,(1888). Beitrage zur Kenntniss des cholesterins, *Monatsh Chem*, 9, 421.
- [101][https://www.nobelprize.org/educational/physics/liquid\\_crystals/history/index.html](https://www.nobelprize.org/educational/physics/liquid_crystals/history/index.html),  
Date of receipt: 30.07.2017
- [102]Vicari, L., *Optical Applications of Liquid Crystals*. CRC Press, (2016).
- [103]Genes, P.G.De., Prost, J., *The physics of liquid crystals*. Oxford University Press, (1998).
- [104]<http://www.personal.kent.edu/~bisenyuk/liquidcrystals/maintypes.html>. Date of receipt: 30.07.2017
- [105]Chandrasekhar, S., *Liquid Crystals*, Cambridge University Press, (1992).
- [106]Khoo, I.C., Wu, S.T., *Optics and nonlinear optics of liquid crystals*(Vol. 1). World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, (1993).
- [107]Kumar, S., *Liquid crystals: experimental study of physical properties and phase transitions*, Cambridge University Press, (2001).

- [108]Jeu, W.H.,*Physical properties of liquid crystalline materials* (Vol. 1). CRC Press, (1980).
- [109]Chilaya, G.,(2001). Cholesteric liquid crystals: Optics, electro-optics, and photo-optics, *In Chirality in Liquid Crystals* (pp. 159-185), Springer New York.
- [110]Nalwa, H.S., Kelly, S.M., O'Neill, M.,*Handbook of advanced electronic and photonic materials and devices: semiconductors*,7,1-66. Academic Press, (2001).
- [111]Marcos, C., Pena, J.M.S., Torres, J.C., Santos, J.I.,(2012). Temperature-frequency converter using a liquid crystal cell as a sensing element, *Sensors*, 12(3), 3204-3214.
- [112]Rezaei, B., Giden, I.H., Kurt, H.,(2017). Tuning light focusing with liquid crystal infiltrated graded index photonic crystals, *Optics Communications*, 382, 28-35.
- [113]Giden, I.H., Eti, N., Rezaei, B., Kurt, H.,(2016). Adaptive graded index photonic crystal lens design via nematic liquid crystals, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 52(10), 1-7.
- [114]Eti, N., Giden, I.H., Hayran, Z., Rezaei, B., Kurt, H.,(2017). Manipulation of photonic nanojet using liquid crystals for elliptical and circular core-shell variations, *Journal of Modern Optics*, 64(15), 1566-1577.
- [115]Ren, H., Wu, S.T.,(2012). *Introduction to adaptive lenses* (Vol. 75). John Wiley and Sons, (2012).
- [116]Cox, M.J. (2001). Optics of the Human Eye DA Atchison, G. Smith; Butterworth-Heinemann, Oxford, 2000, 269 pages. *Ophthalmic and Physiological Optics*, 21(5), 426-426.
- [117]Graham, C.H.,*Vision and Visual Perception*, Hoboken, NJ, USA: Wiley, (1965).
- [118]Song, Y. M., Xie, Y., Malyarchuk, V., Xiao, J., Jung, I., Choi, K.J., Li, R.,(2013). Digital cameras with designs inspired by the arthropod eye, *Nature*, 497(7447), 95.

- [119]Liang, D., Agarwal, A.K., Beebe, D.J., Jiang, H.,(2006). Adaptive liquid microlenses activated by stimuli-responsive hydrogels, *Nature*, 442(7102), 551-554.
- [120]Wang, H.W., Chang, I.L., Chen,L.W.,(2012). Beam manipulating by graded photonic crystal slab made of dielectric elastomer actuators, *Optics Communications*, 285(24), 5524-5530.
- [121]Huang, X., Cheng, C.M., Wang, L., Wang, B., Su, C.C., Ho, M.S., Lin, Q.,(2008). Thermally tunable polymer microlenses, *Applied Physics Letters*, 92(25), 251904.
- [122]Olles, J.D., Vogel, M.J., Malouin, B.A., Hirsra, A.H.,(2011). Optical performance of an oscillating, pinned-contact double droplet liquid lens, *Optics Express*, 19(20), 19399-19406.
- [123]Scharf, T.,*Polarized light in liquid crystals and polymers*, John Wiley and Sons, (2007).
- [124]Gourlay, J., Love, G.D., Birch, P.M., Sharples, R.M., Purvis, A.,(1997). A real-time closed-loop liquid crystal adaptive optics system: first results, *Optics communications*, 137(1), 17-21.
- [125]Sznitko, L., Kaliciak, K., Adamow, A., Mysliwiec, J.,(2016). A random laser made of nematic liquid crystal doped with a laser dye, *Optical Materials*, 56, 121-128.
- [126]Maune, B., Lončar, M., Witzens, J., Hochberg, M., Baehr-Jones, T., Psaltis, D., Qiu, Y. (2004). Liquid-crystal electric tuning of a photonic crystal laser, *Applied Physics Letters*, 85(3), 360-362.
- [127]Zohrabyan, L., Zohrabyan, A., Galstian, T.,(2009). Fast electro-optic switch in perfluorinated acrylate stabilized nematic liquid crystal, *Optical Materials*, 31(8), 1189-1193.
- [128]Cai, D.P., Nien, S.C., Chiu, H.K., Chen, C.C., Lee, C.C.,(2011). Electrically tunable liquid crystal waveguide attenuators, *Optics Express*, 19(12), 11890-11896.

- [129]Choi, Y., Park, J.H., Kim, J.H., Lee, S.D.,(2003). Fabrication of a focal length variable microlens array based on a nematic liquid crystal, *Optical Materials*, 21(1), 643-646.
- [130]Ho, C.H., Cheng, Y.C., Maigyte, L., Zeng, H., Trull, J., Cojocar, C., Staliunas, K.,(2015). Controllable light diffraction in woodpile photonic crystals filled with liquid crystal, *Applied Physics Letters*, 106(2), 021113.
- [131]Dünder, M.A., Wang, B., Nötzel, R., Karouta, F., van der Heijden, R.W.,(2011). Optothermal tuning of liquid crystal infiltrated InGaAsP photonic crystal nanocavities, *Journal of the Optical Society of America B*, 28(6), 1514-1517.
- [132]El-Kallassi, P., Ferrini, R., Zuppiroli, L., Le Thomas, N., Houdré, R., Berrier, A., Talneau, A.,(2007). Optical tuning of planar photonic crystals infiltrated with organic molecules, *Journal of the Optical Society of America B*, 24(9), 2165-2171.
- [133]Miniewicz, A., Gniewek, A., Parka, J.,(2003). Liquid crystals for photonic applications, *Optical Materials*, 21, nos. 1–3, (pp. 605–610).
- [134]Vasić, B., Isić, G., Gajić, R., Hingerl, K.,(2010). Controlling electromagnetic fields with graded photonic crystals in metamaterial regime, *Optics Express*, 18(19), 20321-20333.
- [135]Datta, S., Chan, C.T., Ho, K.M., Soukoulis, C.M.,(1993). Effective dielectric constant of periodic composite structures, *Physical Review B*, 48(20), 14936.
- [136]Wiff, D.R., Lenke, G.M., Fleming, P.D.,(1998). Polycarbodiimide and polyimide/cyanate thermoset in situ molecular composites, *Journal of Materials Research*, 13(7), 1840-1847.
- [137]Oskooi, A.F., Roundy, D., Ibanescu, M., Bermel, P., Joannopoulos, J.D., Johnson, S.G.,(2010). MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the SFZD method, *Computer Physics Communications*, 181(3), 687-702.



- [138]**Takeda, H., Yoshino, K.,**(2004). TE-TM mode coupling in two-dimensional photonic crystals composed of liquid-crystal rods, *Physical Review E*, 70(2), 026601.
- [139]**Prost, J.,** *The physics of liquid crystals* (Vol. 83), Oxford university press, (1995).
- [140]**Kurt, H.,**(2009). The directional emission sensitivity of photonic crystal waveguides to air hole removal, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 95(2), 341-344.
- [141]**Leonard, S.W., Mondia, J.P., Van Driel, H.M., Toader, O., John, S., Busch, K., Lehmann, V.,**(2000). Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid crystal infiltration, *Physical Review B*, 61(4), R2389.
- [142]**Khoo, I.C.,** *Liquid crystals: physical properties and nonlinear optical phenomena* (Vol. 64), John Wiley and Sons, (2007).
- [143]**Yoon, H., Kang, S.W., Lehmann, M., Park, J.O., Srinivasarao, M., Kumar, S.,**(2011). Homogeneous and homeotropic alignment of bent-core uniaxial and biaxial nematic liquid crystals, *Soft Matter*, 7(19), 8770-8775.
- [144]**Mie, G.,**(1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, *Annalen der physik*, 330(3), 377-445.
- [145]**Chen, Z., Taflove, A., Backman, V.,**(2004). Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique, *Optics Express*, 12(7), 1214-1220.
- [146]**Heifetz, A., Kong, S.C., Sahakian, A.V., Taflove, A., Backman, V.,**(2009). Photonic nanojets, *Journal of computational and theoretical nanoscience*, 6(9), 1979-1992.
- [147]**Kong, S. C., Sahakian, A., Taflove, A., Backman, V.,**(2008). Photonic nanojet-enabled optical data storage, *Optics Express*, 16(18), 13713-13719.

- [148]Li, X., Chen, Z., Taflove, A., Backman, V.,(2005). Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets, *Optics Express*, 13(2), 526-533.
- [149]Cui, X., Erni, D., Hafner, C.,(2008). Optical forces on metallic nanoparticles induced by a photonic nanojet, *Optics Express*, 16(18), 13560-13568.
- [150]Lecler, S., Haacke, S., Lecong, N., Crégut, O., Rehspringer, J.L., Hirlimann, C.,(2007). Photonic jet driven non-linear optics: example of two-photon fluorescence enhancement by dielectric microspheres, *Optics Express*, 15(8), 4935-4942.
- [151]Yi, K.J., Wang, H., Lu, Y.F., Yang, Z.Y.,(2007). Enhanced Raman scattering by self-assembled silica spherical microparticles, *Journal of applied physics*, 101(6), 063528.
- [152]Mahariq, I., Kurt, H.,(2015). On-and off-optical-resonance dynamics of dielectric microcylinders under plane wave illumination, *Journal of Optical Society of America B*, 32(6), 1022-1030.
- [153]Yang, S., Astratov, V.N.,(2008). Photonic nanojet-induced modes in chains of size-disordered microspheres with an attenuation of only 0.08 dB per sphere, *Applied Physics Letters*, 92(26), 261111.
- [154]Minin, I.V., Minin, O.V., Pacheco-Peña, V., Beruete, M.,(2015). Localized photonic jets from flat, three-dimensional dielectric cuboids in the reflection mode, *Optics Letters*, 40(10), 2329-2332.
- [155]Tkachenko, G.V., Tkachenko, V., Abbate, G., De Stefano, L., Rea, I., Sukhoivanov, I.A.,(2009). Nematic Liquid Crystal Confined in Electrochemically Etched Porous Silicon: Optical Characterization and Applications in Photonics, In *New Developments in Liquid Crystals*. InTech.
- [156]Rosenblatt, C.,(2014). Optical Imaging of Liquid Crystals at the Nanoscale, *ChemPhysChem*, 15(7), 1261-1269.
- [157]Tocnaye, J.D.B.D.L.,(2004). Engineering liquid crystals for optimal uses in optical communication systems, *Liquid crystals*, 31(2), 241-269.

- [158]**Ntogari, G., Tsipouridou, D., Kriezis, E.E.,**(2004). A numerical study of optical switches and modulators based on ferroelectric liquid crystals, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 7(1), 82.
- [159]**Rawal, S., Sinha, R.K., Richard, M.,**(2010). Slow light propagation in liquid-crystal infiltrated silicon-on-insulator photonic crystal channel waveguides, *Journal of Lightwave Technology*, 28(17), 2560-2571.
- [160]**Kato, A., Nakatsuhara, K., Nakagami, T.,**(2013). Wavelength tunable operation in Si waveguide grating that has a ferroelectric liquid crystal cladding, *Journal of Lightwave Technology*, 31(2), 349-354.
- [161]**Shenoy, M.R., Sharma, M., Sinha, A.,**(2015). An electrically controlled nematic liquid crystal core waveguide with a low switching threshold, *Journal of Lightwave Technology*, 33(10), 1948-1953.
- [162]**Wang, T.J., Chaung, C.K., Li, W.J., Chen, T.J., Chen, B.Y.,**(2013). Electrically tunable liquid-crystal-core optical channel waveguide, *Journal of Lightwave Technology*, 31(22), 3570-3574.
- [163]**Hameed, M.F.O., Obayya, S.S.,**(2010). Analysis of polarization rotator based on nematic liquid crystal photonic crystal fiber, *Journal of Lightwave Technology*, 28(5), 806-815.
- [164]**Cui, J.P., Zhou, F., Wang, Q.H., Wu, D., Li, D.H.,**(2011). Transflective blue-phase liquid crystal display using an etched in-plane switching structure, *Journal of Display Technology*, 7(7), 398-401.
- [165]**Cheng, H.C., Yan, J., Ishinabe, T., Sugiura, N., Liu, C.Y., Huang, T.H., Wu, S.T.,**(2012). Blue-phase liquid crystal displays with vertical field switching, *Journal of Display Technology*, 8(2), 98-103.
- [166]**Liu, C.Y.,**(2013). Tunable photonic nanojet achieved using a core-shell microcylinder with nematic liquid crystal, *Journal of Modern Optics*, 60(7), 538-543.
- [167]**Matsui, T., Okajima, A.,**(2013). Finite-difference time-domain analysis of photonic nanojets from liquid-crystal-containing microcylinder, *Japanese Journal of Applied Physics*, 53(1S), 01AE04.

- [168]**Wu, P., Li, J., Wei, K., Yue, W.,**(2015). Tunable and ultra-elongated photonic nanojet generated by a liquid-immersed core-shell dielectric microsphere, *Applied Physics Express*, 8(11), 112001.
- [169]**Taflove, A., Hagness, S. C.,***Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method*, Artech house, (2000).
- [170]**Knig, T.A.F., Ledin, P.A., Kerszulis, J., Mahmoud, M.A., El-Sayed, M.A., Reynolds, J.R., Tsukruk, V.V.,**(2014). Electrically Tunable Plasmonic Behavior of Nanocube-polymer Nanomaterials Induced by a Redox-active Electrochromic Polymer, *ACS Nano*, 8, 6182–6192.
- [171]**Liu, H., Zhang, X., Zhai, T.,**(2013). Plasmonic Nano-ring Arrays through Patterning Gold Nanoparticles into Interferograms, *Optical Express*, 21, 15314.
- [172]**Halpern, A.R., Corn, R.M.,**(2013). Lithographically Patterned Electrodeposition of Gold, Silver, and Nickel Nanoring Arrays with Widely Tunable Near-Infrared Plasmonic Resonances, *ACS Nano*, 7, 1755.
- [173]**Ho, C.H., Cheng, Y.C., Maigyte, L., Zeng, H., Trull, J., Cojocar, C., Wiersma, D.S., Staliunas, K.,**(2015). Controllable Light Diffraction in Woodpile Photonic Crystals Filled with Liquid Crystal, *Applied Physic Letters*, 106, 021113.
- [174]**Shen, Y., Wang, L.V., Shen, J.,**(2014). Ultralong Photonic Nanojet Formed by a Two-layer Dielectric Microsphere, *Optics Letters*, 39, 4120.
- [175]**Kushwaha, P.K., Patel, H.S., Swami, M.K., Gupta, P.K.,**(2015). Controlled Shaping of Photonic Nanojets Using Core Shell Microspheres, *SPIE Proceedings*, 9654, 96541H.
- [176]**Ha, Y.K., Yang, Y.C., Kim, J.E., Park, H.Y.,**(2001). Tunable Omnidirectional Reflection Bands and Defect Modes of a One-Dimensional Photonic Band Gap Structure with Liquid Crystals, *Applied Physic Letters*, 79, 15.

- [177]**Vinogradov, A.P., Romanenko,V.E.,**(1995). In 4th Intern. Conf. on Chiral, *BiIsotropic and Bianisotropic Media (Eds A Sihvola et al.) (State College: The Pennsylvania State Univ.,)*143.
- [178]**Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J., Stewart, W.J.,**(1999). Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena, *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 47(11), 2075-2084.
- [179]**Lagarkov, A.N., Sarychev, A.K., Smychkovich, Y.R., Vinogradov, A.P.** (1992). Effective medium theory for microwave dielectric constant and magnetic permeability of conducting stick composites. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 6(7), 1159-1176.
- [180]**Lagarkov, A.N., Sarychev, A.K.,**(1996). Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions, *Physical Review B*, 53(10), 6318.
- [181]**Veselago V.G.,**(1968) Soviet Physics Usp, 10, 509.
- [182]**Pendry, J.B.,**(2000). Negative refraction makes a perfect lens, *Physical Review Letters*, 85(18), 3966.
- [183]**Vinogradov, A.P.,**(2001). Electrodynamics of composite materials, *URSS, Moscow, 208.*
- [184]**Belov, P.A., Marques, R., Maslovski, S.I., Nefedov, I.S., Silveirinha, M., Simovski, C.R., Tretyakov, S.A.,**(2003). Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit, *Physical Review B*, 67(11), 113103.
- [185]**Klimov, V.V.,**(2010). Nanoplasmonika (Nanoplasmonics), *Moscow: Fizmatlit.*
- [186]**Joannopoulos, J.D., Villeneuve, P.R., Fan, S.,**(1997). Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature*, 386(6621), 143.
- [187]**Cao, H., Zhao, Y.G., Ho, S.T., Seelig, E.W., Wang, Q.H., Chang, R.P.H.,**(1999). Random laser action in semiconductor powder, *Physical Review Letters*, 82(11), 2278.
- [188]**Vinogradov, A.P., Dorofeenko, A.V.,**(2005). Destruction of the image of the Pendry lens during detection, *Optics communications*, 256(4), 333-336.
- [189]**Shatrov, A.D.J.,**(2007). *Communication Technology and Electronics*, 52, 842.
- [190]**Shatrov, A.D.J.,**(2007). *Communication Technology and Electronics*, 52, 1324.

- [191] **Ramakrishna, S.A., Pendry, J.B., Wiltshire, M.C.K., Stewart, W.J.,**(2003). Imaging the near field, *Journal of Modern Optics*, 50(9), 1419-1430.
- [192] **Xiao, S., Drachev, V.P., Kildishev, A.V., Ni, X., Chettiar, U.K., Yuan, H.K., Shalaev, V.M.,**(2010). Loss-free and active optical negative-index metamaterials, *Nature*, 466(7307), 735.
- [193] **Lagarkov, A.N., Sarychev, A.K., Kissel, V.N., Tartakovskiy, G.,**(2009). Superresolution and enhancement in metamaterials, *Physics-Uspekhi*, 52(9), 959-967.
- [194] **Noginov, M.A., Zhu, G., Bahoura, M., Adegoke, J., Small, C.E., Ritzo, B.A., Shalaev, V.M.,**(2006). Enhancement of surface plasmons in an Ag aggregate by optical gain in a dielectric medium, *Optics Letters*, 31(20), 3022-3024.
- [195] **Noginov, M.A., Podolskiy, V.A., Zhu, G., Mayy, M., Bahoura, M., Adegoke, J.A., Reynolds, K.,**(2008). Compensation of loss in propagating surface plasmon polariton by gain in adjacent dielectric medium, *Optics Express*, 16(2), 1385-1392.
- [196] **Popov, A.K., Shalaev, V.M.,**(2006). Compensating losses in negative-index metamaterials by optical parametric amplification. *Optics Letters*, 31(14), 2169-2171.
- [197] **Sarychev, A.K., Pukhov, A.A., Tartakovskiy, G.,**(2007). Metamaterial comprising plasmonic nanolasers, *PIERS Online*, 3(8), 1264-1267.
- [198] **Wuestner, S., Pusch, A., Tsakmakidis, K.L., Hamm, J. M., Hess, O.,**(2010). Overcoming losses with gain in a negative refractive index metamaterial, *Physical Review Letters*, 105(12), 127401.
- [199] **Yu, Z., Veronis, G., Fan, S., Brongersma, M.L.,**(2008). Gain-induced switching in metal-dielectric-metal plasmonic waveguides, *Applied Physics Letters*, 92(4), 041117.
- [200] **El-Ganainy, R., Makris, K.G., Christodoulides, D.N., Musslimani, Z.H.,**(2007). Theory of coupled optical PT-symmetric structures, *Optics Letters*, 32(17), 2632-2634.
- [201] **Makris, K.G., El-Ganainy, R., Christodoulides, D.N., Musslimani, Z.H.,**(2008). Beam Dynamics in PT-symmetric Optical Lattices, *Physical Review Letters*, 100(10), 103904.

- [202] **Klaiman, S., Günther, U., Moiseyev, N.,**(2008). Visualization of branch points in p t-symmetric waveguides, *Physical Review Letters*, 101(8), 080402.
- [203] **Bender, C.M., Boettcher, S.,**(1998). Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having P T symmetry, *Physical Review Letters*, 80(24), 5243.
- [204] **Mostafazadeh, A.,**(2002). Pseudo-Hermiticity versus PT symmetry: the necessary condition for the reality of the spectrum of a non-Hermitian Hamiltonian, *Journal of Mathematical Physics*, 43(1), 205.
- [205] **Bender, C.M., Brody, D.C., Jones, H.F.,**(2002). Complex extension of quantum mechanics, *Physical Review Letters*, 89(27), 270401.
- [206] **Bender, C.M.,**(2007). Making sense of non-Hermitian Hamiltonians, *Reports on Progress in Physics*, 70(6), 947.
- [207] **Zettili, N.,***Quantum Mechanics: Concepts and Applications*, John and Wiley, New York, NY, 2nd ed., (2009).
- [208] **Bender, C.M.,**(2005). Introduction to  $\mathcal{PT}$ -symmetric quantum theory, *Contemporary physics*, 46(4), 277-292.
- [209] **Bender, C.M.,**(2007). Making sense of non-Hermitian Hamiltonians, *Reports on Progress in Physics*, 70(6), 947.
- [210] **Bender, C.M., Brody, D.C., Jones, H.F.,**(2003). Must a hamiltonian be hermitian?, *American Journal of Physics*, 71(11), 1095-1102.
- [211] **Ahmed, Z.,**(2001). Real and complex discrete eigenvalues in an exactly solvable one-dimensional complex PT-invariant potential, *Physics Letters A*, 282(6), 343-348.
- [212] **Berestetskii, V.B., Lifshitz, E.M., Pitaevskii, L.P.,** *Quantum electrodynamics* (Vol. 4), Butterworth-Heinemann, (1982).
- [213] **Zyablovsky, A.A, Vinogradov, A.P, Pukhov, A.A, Dorofeenko, A.F, Lisiansky, A.A.,**(2014). PT-symmetry in optics, (11) 1063-1082.
- [214] **Makris, K.G., El-Ganainy, R., Christodoulides, D.N., Musslimani, Z.H.,**(2010). PT-symmetric optical lattices, *Physical Review A*, 81(6), 063807.
- [215] **Mostafazadeh, A.,**(2013). Invisibility and PT symmetry, *Physical Review. A - At. Mol. Optical Physics*, 87, 012103.

- [216]Botey, M., Herrero, R., Turduev, M., Giden, I., Kurt, H., Staliunas, K.,(2015). Chiral Modes in 2D PT-Symmetric Nanostructures, *In Nonlinear Dynamics: Materials, Theory and Experiments* (pp. 125-138).
- [217]Turduev, M., Botey, M., Giden, I., Herrero, R., Kurt, H., Ozbay, E., Staliunas, K.,(2015). Two-dimensional complex parity-time-symmetric photonic structures, *Physical Review A*, 91(2), 023825.
- [218]Giden, I.H., Dadashi, K., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K., Kurt, H.,(2016). Asymmetric Light Transmission in PT-Symmetric Microring Resonators, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 22(5), 19-24.
- [219]Staliunas, K., Herrero, R., Vilaseca, R.,(2009). Subdiffraction and spatial filtering due to periodic spatial modulation of the gain-loss profile, *Physical Review A*, 80(1), 013821.
- [220]Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K.,(2010). Light in materials with periodic gain-loss modulation on a wavelength scale, *Physical Review A*, 82(1), 013828.
- [221]Herrero, R., Botey, M., Radziunas, M., Staliunas, K.,(2012). Beam shaping in spatially modulated broad-area semiconductor amplifiers, *Optics Letters*, 37(24), 5253-5255.
- [222]Herrero, R., Botey, M., Staliunas, K.,(2014). Nondiffractive-nondiffusive beams in complex crystals, *Physical Review A*, 89(6), 063811.
- [223]Cebrecos, A., Picó, R., Romero-García, V., Yasser, A.M., Maigyte, L., Herrero, R., Staliunas, K.,(2014). Enhanced transmission band in periodic media with loss modulation. *Applied Physics Letters*, 105(20), 204104.
- [224]Kumar, N., Maigyte, L., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K.,(2014). Beam shaping in two-dimensional metallic photonic crystals, *Journal of Optical Society of America B*, 31(4), 686-690.
- [225]Guo, A., Salamo, G.J., Duchesne, D., Morandotti, R., Volatier-Ravat, M., Aimez, V., Christodoulides, D.N.,(2009). Observation of P T-symmetry breaking in complex optical potentials, *Physical Review Letters*, 103(9), 093902.



- [226]Rüter, C.E., Makris, K.G., El-Ganainy, R., Christodoulides, D.N., Segev, M., Kip, D.,(2010). Observation of parity-time symmetry in optics, *Nature physics*, 6(3), 192.
- [227]Feng, L., Xu, Y.L., Fegadolli, W.S., Lu, M.H., Oliveira, J.E., Almeida, V.R., Scherer, A.,(2013). Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies, *Nature Materials*, 12(2), 108.
- [228]Lin, Z., Ramezani, H., Eichelkraut, T., Kottos, T., Cao, H., Christodoulides, D.N.,(2011). Unidirectional invisibility induced by PT-symmetric periodic structures, *Physical Review Letters*, 106(21), 213901.
- [229]Regensburger, A., Bersch, C., Miri, M.A., Onishchukov, G., Christodoulides, D.N., Peschel, U.,(2012). Parity-time synthetic photonic lattices, *Nature*, 488(7410), 167.
- [230]Peng, B., Özdemir, Ş.K., Lei, F., Monifi, F., Gianfreda, M., Long, G.L., Fan, S., Nori, F., Bender, C.M., Yang, L.,(2014). Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities, *Nature Physics*, 10, 5, (pp. 394–398).
- [231]Feng, L., Wong, Z.J., Ma, R.M., Wang, Y., Zhang, X.,(2014). Single-mode laser by parity-time symmetry breaking, *Science*, 346(6212), 972-975.
- [232]Little, B.E., Chu, S.T., Haus, H.A., Foresi, J., Laine, J.P.,(1997). Microring resonator channel dropping filters, *Journal of Lightwave Technology*, 15(6), 998-1005.
- [233]Sugimoto, N.,(2008). Erbium doped fiber and highly non-linear fiber based on bismuth oxide glasses, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 354(12), 1205-1210.
- [234]Giden, I.H., Dadashi, K., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K., Kurt, H.,(2015, July). Nonreciprocal light transmission in gain-loss modulated micro ring resonators, In *Transparent Optical Networks (ICTON), 2015 17th International Conference on* (pp. 1-3). IEEE.
- [235]Available: <http://www.lumerical.com>, accessed on 2015.
- [236]Hodaiei, H., Miri, M.A., Heinrich, M., Christodoulides, D.N, Khajavikhan, M.,(2014). Parity-time–symmetric microring laser. *Science*, 346(6212), no. 21, (pp. 975–978).

- [237] **Longhi, S.**,(2011). Invisibility in-symmetric complex crystals, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical*, 44(48), 485302.
- [238] **Radziunas, M., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K.**,(2013). Intrinsic beam shaping mechanism in spatially modulated broad area semiconductor amplifiers, *Applied Physics Letters*, 103(13), 132101.
- [239] **Fan, S., Baets, R., Petrov, A., Yu, Z., Joannopoulos, J.D., Freude, W., Eich, M.**,(2012). Comment on Nonreciprocal light propagation in a silicon photonic circuit, *Science*, 335(6064), 38-38.
- [240] <http://ab-initio.mit.edu>. Simulations are performed using the open-source software MEEP, initially developed at MIT for electromagnetic field calculations.
- [241] <http://www.lumerical.com>, *Lumerical SFZD Solutions, Inc.* Accessed: 01.08.2017
- [242] [http://link.aps.org/supplemental/ 10.1103/PhysRevA.91.023825](http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevA.91.023825). See Supplemental Material at for a frequency scan of the distribution showing the PT-phase transitions, and for videos of amplitude and phase evolutions and the counterclockwise flow of light.

## ÖZGEÇMİŞ

**Ad-Soyad** : İbrahim Halil GİDEN  
**Uyruğu** : Türk  
**Doğum Tarihi ve Yeri** : 01.08.1987  
**E-posta** : ihalilg@gmail.com

### ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2010, Ortadoğu Teknik Üniversitesi (ODTÜ), Mühendislik Fakültesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği
- **Yüksek lisans** : 2013, TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği, Yüksek-lisans Programı

### MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

Yıl	Yer	Görev
2013 - 2017	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Müh. Böl., Nanofotonik Araştırma laboratuvarı	Tam Burslu Doktora Öğrencisi

### YABANCI DİL:

- **İngilizce** (İleri seviyede)
- **Arapça** (Orta seviyede)

### TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- [1] **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2014). Reduced symmetry and analogy to chirality in periodic dielectric media, *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 9, 14045i.

- [2] Turduev, M., Botey, M., **Giden, I.H.**, Herrero, R., Kurt, H., Ozbay, E., Staliunas, K.,(2015). Two-dimensional complex parity-time-symmetric photonic structures, *Physical Review A*, 91(2), 023825.
- [3] **Giden, I.H.**, Dadashi, K., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K., Kurt, H.,(2016). Asymmetric Light Transmission in PT-Symmetric Microring Resonators, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 22(5), 19-24.
- [4] Rezaei, B.,**Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2017). Tuning light focusing with liquid crystal infiltrated graded index photonic crystals, *Optics Communications*, 382, 28-35.
- [5] **Giden, I.H.**, Eti, N., Rezaei, B., Kurt, H.,(2016). Adaptive graded index photonic crystal lens design via nematic liquid crystals, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 52(10), 1-7.
- [6] Eti, N.,**Giden, I.H.**, Hayran, Z., Rezaei, B., Kurt, H.,(2017). Manipulation of photonic nanojet using liquid crystals for elliptical and circular core-shell variations, *Journal of Modern Optics*, 64(15), 1566-1577.
- [7] Turduev, M., Botey, M., Herrero, R., **Giden, I.H.**, Kurt, H., Staliunas, K.,(2014). Asymmetric light transmission by using 2D PT-symmetric photonic nanostructure, *Photonics Conference (IPC)*, 2014 IEEE , vol., no., pp.164,165, 12-16 October.
- [8] Botey, M., Herrero, R., Turduev, M., Zhao, D., **Giden, I.H.**, Kurt, H., Staliunas, K.,(2014). Asymmetric transmission from a 2D PT-symmetric honeycomb nanostructure, *Transparent Optical Networks (ICTON)*, 16th International Conference pp.1,4, 6-10 July.
- [9] **Giden, I.H.**, Dadashi,Kh., Botey, M., Herrero, R., Staliunas, K., Kurt, H.,(2015). Nonreciprocal Light Transmission in Gain-Loss Modulated Micro Ring Resonators, *Transparent Optical Networks (ICTON)*, 17th International Conference.

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

- [1] Botey, M., Herrero, R., Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,Staliunas, K., *Chiral Modes in 2D PT-Symmetric Nanostructures*. In *Nonlinear Dynamics: Materials, Theory and Experiments* (pp. 125-138). Springer, Cham, (2016).

- [2] Kurt, H., **Giden, I.H.**, Ustun, K.,(2011). Highly efficient and broadband light transmission in 90° nanophotonic wire waveguide bends, *Journal of Optical Society of America B*, 28(3), 495-501.
- [3] Kurt, H., **Giden, I.H.**, Citrin, D.S.,(2011). Design of T-shaped nanophotonic wire waveguide for optical interconnection in H-tree network, *Optics Express*, 19(27), 26827-26838.
- [4] **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2012). Modified annular photonic crystals for enhanced band gap properties and iso-frequency contour engineering, *Applied Optics*, 51(9), 1287-1296.
- [5] Kurt, H., Turduev, M., **Giden, I.H.**,(2012). Crescent shaped dielectric periodic structure for light manipulation, *Optics Express*, 20(7), 7184-7194.
- [6] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2012). Modified annular photonic crystals with enhanced dispersion relations: polarization insensitive self-collimation and nanophotonic wire waveguide designs, *Journal of Optical Society of America B*, 29(7), 1589-1598.
- [7] Kurt, H., Oner, B.B., Turduev, M., **Giden, I.H.**,(2012). Modified Maxwell fish-eye approach for efficient coupler design by graded photonic crystals, *Optics Express*, 20(20), 22018-22033.
- [8] Oner, B.B., Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2013). Efficient mode converter design using asymmetric graded index photonic structures, *Optics Letters*, 38(2), 220-222.
- [9] **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2013). Broadband super-collimation with low-symmetric photonic crystal, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 11(2), 132-138.
- [10] Yilmaz, D., **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2013). Design of a Wavelength selective medium by graded index photonic crystals, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 49(5), 477-484.
- [11] Turduev, M., Oner, B.B., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2013). Mode transformation using graded photonic crystals with axial asymmetry, *Journal of Optical Society of America B*, 30(6), 1569-1579.
- [12] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2013). Extraordinary wavelength dependence of self-collimation effect in photonic crystal with low structural symmetry, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 11(3), 241-252.

- [13] Erim, N., **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2013). Efficient mode-order conversion using a photonic crystal structure with low symmetry, *Journal of Optical Society of America B*, 30(11), 3086-3094.
- [14] **Giden, I.H.**, Yilmaz, D., Turduev, M., Kurt, H., Colak, E., Ozbay, E.,(2014). Theoretical and experimental investigations of asymmetric light transport in graded index photonic crystal waveguides, *Applied Physics Letters*, 104(3), 031116.
- [15] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2015). Design of flat lens-like graded index medium by photonic crystals: Exploring both low and high frequency regimes, *Optics Communications*, 339, 22-33.
- [16] **Giden, I.H.**, Rezaei, B., Kurt, H.,(2015). Method of implementing graded index media by symmetry-reduced helical photonic structures, *Journal of Optical Society of America B*, 32(10), 2153-2157.
- [17] Yasa, U.G., Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2017). High extinction ratio polarization beam splitter design by low-symmetric photonic crystals, *Journal of Lightwave Technology*, 35(9), 1677-1683.
- [18] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Babayığit, C., Hayran, Z., Bor, E., Boztuğ, Ç., Staliunas, K.,(2017). Mid-infrared T-shaped photonic crystal waveguide for optical refractive index sensing, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 245, 765-773.
- [19] Turduev, M., Latifoğlu, Ç., **Giden, I.H.**, Hanay, Y.S.,(2017). Machine learning based compact photonic structure design for strong light confinement, *arXiv preprint arXiv:1702.00260*.
- [20] Yilmaz, Y.A., Tandogan, S.E., Hayran, Z., **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2017). Theoretical and experimental investigations of efficient light coupling with spatially varied all dielectric striped waveguides, *Journal of Applied Physics*, 122(3), 033101.
- [21] Yasa, U.G., **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2017). Polarization splitting phenomenon of photonic crystals constructed by two-fold rotationally symmetric unit-cells, *Journal of Optics*, 19(9), 095005.
- [22] Kurt, H., **Giden, I.H.**,(2011). Sharp corners and T-shape nano-photonic wire waveguide with high transmission efficiency, In *Signal Processing and Communications Applications (SIU), 2011 IEEE 19th Conference on* (pp. 594-597), IEEE, April.

- [23] **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H., (2012). Dispersion engineering of modified annular photonic crystals and their use in polarization independent optical devices, In *Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics, OSA Technical Digest* (online) Journal of the Optical Society of America, paper IW2C.6.
- [24] Kurt, H., Oner, B.B., Turduev, M., **Giden, I.H.**, (2012). Modified Maxwell fish-eye approach for efficient coupler design by graded photonic crystals, In *VIII. Nanoscience and Nanotechnology Congress, June*.
- [25] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H., (2012). Frequency selective graded index medium: short and long wavelength regimes, In *12th Mediterranean Microwave Symposium*, Doğuş University, Istanbul, Turkey, 2-5 September.
- [26] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H., (2012). Polarization insensitive photonic devices: Waveguides, splitter, and sharp bends, *Transparent Optical Networks (ICTON), 2012 14th International Conference on*, pp.1-4, doi:10.1109/ICTON.2012.6254406, 2-5 July.
- [27] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H., (2012). Polarization insensitive photonic devices: Waveguides, splitter, and sharp bends, *Transparent Optical Networks (ICTON), 2012 14th International Conference on*, vol., no., pp.1-4, 2-5 July.
- [28] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H., (2012). Frequency Selective Graded Index Medium: Short and Long wavelength Regimes, *The 12th Mediterranean Microwave Symposium*.
- [29] **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H., (2013). Broadband super-collimation with low-symmetric photonic crystal, *4th International Topical Meeting on Nanophotonics and Metamaterial, Nanomet*.
- [30] Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H., (2013). Wavelength division demultiplexer design by star-shaped photonic crystals, *4th International Topical Meeting on Nanophotonics and Metamaterials, Nanometa*.
- [31] Turduev, M., Oner, B.B., Kurt, H., **Giden, I.H.**, (2013). Efficient coupling by GRIN photonic crystals: modified maxwell fish-eye lens approach, *4th International Topical Meeting on Nanophotonics and Metamaterials, Nanometa*.
- [32] Oner, B.B., Turduev, M., **Giden, I.H.**, Kurt, H., (2013). Enhancing Light Manipulation by Graded Index Photonic Crystal Media, *XXI International*

*Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling,*  
University of Twente, Enschede, Netherlands, 19-20April.

- [33] **Giden, I.H.**, Kurt, H., Turduev, M., Staliunas, K.,(2014). Compact rainbow trapping and demultiplexing by photonic crystal waveguides, *Photonics Conference (IPC)*, 2014 IEEE , vol., no., pp.587,588, 12-16 October.
- [34] Babayiğit, C., Turduev, M., **Giden, I.H.**, Bor, E., Kurt, H.,(2016). T-shape slotted photonic crystal based sensor with high sensitivity, *Transparent Optical Networks (ICTON), 18th International Conference*, paper Tu.C6.5.
- [35] Yasa, U.G., **Giden, I.H.**, Kurt, H.,(2017). Efficient Mach-Zehnder Interferometer Design Based On Low-Symmetric Photonic Crystals, (Mo.D6.6), *Transparent Optical Networks (ICTON), 19th International Conference*.
- [36] Gumus, M., **Giden, I.H.**, Turduev, M., Kurt, H.,(2017). Non-diffraction Bloch Modes in Low-symmetric Photonic Crystals, (CK-P.24) *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO-EUROPE)*.