T.C.
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

FOTONİK KRİSTAL YAPILARINDA DÜŞÜK SİMETRİNİN ÖZ-KOLİMASYONA ETKİSİ

DOKTORA TEZİ

ZEKERİYA MEHMET YÜKSEL

DENİZLİ, OCAK - 2025

T.C.
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

FOTONİK KRİSTAL YAPILARINDA DÜŞÜK SİMETRİNİN ÖZ-KOLİMASYONA ETKİSİ

DOKTORA TEZİ

ZEKERİYA MEHMET YÜKSEL

DENİZLİ, OCAK - 2025

Bu tez çalışması Pamukkale Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinasyon Birimi tarafından 2021FEBE040 nolu proje ve 100/2000 YÖK Doktora Burs programı tarafından desteklenmiştir. Bu çalışma sırasında Pamukkale Üniversitesi Malzeme Fiziği Simülasyon Laboratuvarının imkanlarından yararlanılmıştır.

Bu tezin tasarımı, hazırlanması, yürütülmesi, araştırmalarının yapılması ve bulgularının analizlerinde bilimsel etiğe ve akademik kurallara özenle riayet edildiğini; bu çalışmanın doğrudan birincil ürünü olmayan bulguların, verilerin ve materyallerin bilimsel etiğe uygun olarak kaynak gösterildiğini ve alıntı yapılan çalışmalara atfedildiğine beyan ederim.

ZEKERİYA MEHMET YÜKSEL

ÖZET

FOTONİK KRİSTAL YAPILARINDA DÜŞÜK SİMETRİNİN ÖZ-KOLİMASYONA ETKİSİ
DOKTORA TEZİ
ZEKERİYA MEHMET YÜKSEL
PAMUKKALE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. SEVGİ ÖZEMİR KART)
(EŞ DANIŞMAN: PROF. DR. HALİL BERBEROĞLU)
DENİZLİ, OCAK - 2025

Fotonik kristallerin optik iletimdeki, özellikle yön kontrolü ve ışık sınırlamasındaki avantajları, yeni nesil opto-elektronik cihazlardaki kritik rollerini vurgulamaktadır. Gelecekteki fotonik uygulamalarda ışığı etkili bir şekilde kontrol etmek için yenilikçi kristal yapılara olan ihtiyaç arttıkça, hegzagonal örgü tabanlı fotonik kristaller çeşitli açılarda öz-kolimasyon etkileri oluşturma kabiliyetleri nedeniyle önemli bir çözüm olarak ortaya çıkmaktadır. Bu tez çalışmasında, hegzagonal örgü yapısına sahip fotonik kristallerin öz-kolimasyon etkisi, birim hücrenin simetrisinin tüm yönlerde ayarlanmasıyla elde edildi. Önerilen yapının opto-geometrik parametreleri optimize edilmiş ve öz-kolimasyon etkisi, grup hız dağılımı (GVD) ile üçüncü dereceden dağılım (TOD) özellikleri kullanılarak analiz edildi.

Tek bir dielektrik çubuk içeren düşük simetrili hegzagonal örgü fotonik kristal yapısının, %2,4 band genişliği ile 0,652 ila 0,668 normalize frekans aralığında her yönde öz-kolimasyon sergilediği belirlendi. Simetrinin daha fazla kırılması ile iki dielektrik çubuk içeren düşük simetrili bir gruba geçiş, %6,5'lik öz-kolimasyon band genişliğine ve iki ayrı frekans bandında mükemmel lineer eş frekans konturlarının oluşumu ile sonuçlandı. Özellikle, 4. enine manyetik (TM) band, 0,616 ila 0,652 normalize frekans aralığında tüm yönlerde öz-kolimasyon etkileri gösterirken, 5. TM bandı, 0,712 ila 0,760 aralığında aynı etkiyi göstermektedir. Ek olarak, iki dielektrik çubuğun aynı kırılma indisine ve çubuk çapına sahip dikdörtgen fotonik tellerle değiştirilmesiyle elde edilen hibrit fotonik kristal yapısı önerildi. Bu hibrit yapı, %11,7 band genişliğiyle her yönde öz-kolimasyon etkileri sergilemekte ve sıfıra yakın GVD ve TOD değerleri sağlayarak potansiyel üretim toleranslarına karşı yüksek dayanıklılık sunmaktadır. Elde edilen sonuçlar, yeni nesil ışık manipülasyonuna dayalı uygulamalarda kullanım potansiyeli olan fotonik kristal tasarımlara yenilikler sunmaktadır.

ANAHTAR KELİMELER: Fotonik Kristal, Öz-Kolimasyon, Hegzagonal Örgü, Eş Frekans Konturları, Hibrit Yapı.

ABSTRACT

THE EFFECT OF LOW SYMMETRY ON SELF-COLLİMATİON İN PHOTONİC CRYSTAL STRUCTURES
PH. D THESIS
ZEKERİYA MEHMET YÜKSEL
PAMUKKALE UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE
PHYSİCS

(SUPERVISOR:PROF. DR. SEVGİ ÖZEMİR KART)
(CO-SUPERVISOR:PROF. DR. HALİL BERBEROĞLU)
DENİZLİ, JANUARY 2025

The advantages of photonic crystals in optical transmission, particularly in directional control and light confinement, underscore their critical role in optoelectronic devices. As the demand for novel crystal structures capable of effectively manipulating light increases, hexagonal lattice-based photonic crystals have emerged as a promising solution due to their ability to induce self-collimation at various angles. In this thesis, the self-collimation effect in hexagonal lattice photonic crystals is achieved by systematically adjusting the symmetry of the unit cell. The opto-geometric parameters of the proposed structure are optimized, and the self-collimation effect is analyzed through group velocity dispersion (GVD) and third-order dispersion (TOD) characteristics.

It is determined that a low-symmetry hexagonal lattice photonic crystal with a single dielectric rod exhibits self-collimation in all directions within the normalized frequency range of 0.652 to 0.668, corresponding to a bandwidth of 2.4%. Further symmetry reduction, achieved by introducing a second dielectric rod, leads to an increased self-collimation bandwidth of 6.5% and the formation of well-defined linear equal-frequency contours in two distinct frequency bands. Specifically, the fourth transverse magnetic (TM) band exhibits self-collimation within the normalized frequency range of 0.616 to 0.652, while the fifth TM band demonstrates this effect within 0.712 to 0.760. Additionally, a hybrid photonic crystal structure is proposed, replacing the two dielectric rods with rectangular photonic wires of the same refractive index and rod diameter. This hybrid structure exhibits self-collimation in all directions with an expanded bandwidth of 11.7% and provides near-zero GVD and TOD values, enhancing robustness against potential fabrication tolerances. The findings presented in this study contribute to the advancement of photonic crystal design, with potential applications in next-generation light manipulation technologies.

KEYWORDS: Photonic crystal, Self-Collimation, Hexagonal Lattice, Equifrequency Contours, Hybrid Structure.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

TABLO LİSTESİ

Sayfa

SEMBOL ve KISALTMA LİSTESİ

n	:	Maddenin kırılma indisi
$\boldsymbol{v_g}$	:	Grup hızı
$\boldsymbol{v_p}$	:	Grup hızı
$\boldsymbol{\varepsilon_0}$	:	Serbest uzayın elektrik geçirgenliği
$\boldsymbol{\varepsilon}_{(r)}$	:	Ortamın elektriksel geçirgenliği
$\boldsymbol{\mu_0}$	:	Serbest uzayın manyetik geçirgenliği
$\boldsymbol{\mu}_{(r)}$	:	Ortamın uzayın manyetik geçirgenliği
$\boldsymbol{c}$	:	Boşluktaki ışık hızı
$\boldsymbol{\rho}$	:	Elektrik yük yoğunluğu
$\vec{\boldsymbol{E}}$	:	Elektrik alan vektörü
$\vec{\boldsymbol{H}}$	:	Manyetik alan vektörü
$\vec{\boldsymbol{J}}$	:	Hacimsel yük yoğunluğu
$\boldsymbol{k}$	:	Dalga vektörü
$\boldsymbol{\beta}$	:	Bloch dalga vektörü
$\boldsymbol{\sigma(r)}$	:	Elektrik iletkenliği
$\boldsymbol{G}$	:	Ters örgü vektörü
$\boldsymbol{C_r}$	:	Döner simetri grubu
$\boldsymbol{r}$	:	Dielektrik çubuk yarıçapı
$\boldsymbol{r_a}$	:	Yardımcı dielektrik çubuk yarıçapı
$\boldsymbol{a}$	:	Örgü parametresi
$\vec{\boldsymbol{a}}_1, \vec{\boldsymbol{a}}_2$	:	Örgü baz vektörleri
$\vec{\boldsymbol{b}}_1, \vec{\boldsymbol{b}}_2$	:	Ters uzay örgü baz vektörleri
EFC	:	Eş frekans konturları
TE	:	Enine elektrik (Transverse Electric)
TM	:	Enine manyetik (Transverse Magnetic)
BB	:	Brillouin Bölgesi
PWE	:	Düzlem Dalga Açılımı (Plane Wave Expansion)
FDM	:	Sonlu Farklar Yöntemi (Finite Difference Method)
FDTD	:	Sonlu Farklar Zaman Alanı (Finite Difference Time Domain)
GVD	:	Grup hız dağılımı (Group Velocity Dispersion)
TOD	:	Üçüncü dereceden dağılım (Third Order Dispersion)

ÖNSÖZ

Doktora eğitimim boyunca bilgi ve deneyimlerini benden esirgemeyen, her konuda bana destek olan, insani değerleri ön plana çıkartarak yalnızca akademik konularda değil tüm sorunlarımda her zaman yanımda olarak bana her konuda bilgiler öğreten çok değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Sevgi Özdemir Kart'a; en derin sevgi, saygı ve şükranlarımı sunarım. Çalışmalarımızın bugünlere ulaşmasında değerli katkıları olan, önerileri, desteği ve ilgisiyle yalnız olmadığımı hissettiren, yoğun çalışma temposu içerisinde çok uzaklardan benimle ilgilenen her soruma içtenlikle cevap veren ikinci danışman hocam sayın Prof. Dr. Halil Berberoğlu'na en derin saygı ve şükranlarımı iletirim.

Fotonik branşı ile tanışmamı sağlayarak bu alandaki temel bilgileri öğreten ve bu tez çalışmasının ortaya çıkmasının temel mimarlarından olan sayın hocam Dr. Öğr. Üyesi Özgür Önder Karakılınç' a; saat farkını önemsemeden bilgi ve deneyimlerini paylaşan ve birçok şey öğrenmemi sağlayan sayın hocam Prof. Dr. Mirbek Turduev' e; doktora sürecim boyunca akademik rehberliğini esirgemeyen ve eşsiz deneyimlerini paylaşan sayın hocam Prof. Dr. Muzaffer Adak'a içten dileklerimle teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Doktora çalışmam süresince desteklerini esirgemeyen saygıdeğer hocalarım Prof. Dr. Hasan Hüseyin Kart ve Prof. Dr. Pınar Tunay Taşlı' ya içtenlikle teşekkür ederim. Lisans eğitimimden bu yana tüm çalışmalarımda beni yalnız bırakmayan, desteklerini hep sunan sayın hocam Dr. Öğr. Üyesi Tayfun Demirtürk'e ne kadar teşekkür etsem azdır. Ayrıca, çalışmalarım sırasındaki kritik bir noktada eş frekans eğrilerinin hesaplanmasında çok değerli yardımlarda bulunan sayın hocam Doç. Dr. Sami Sözüer'e minnettarım.

Doktora sürecine birlikte başladığımız ve bu yolculuğu kader birliği yaparak tamamladığımız değerli arkadaşım ve dostum Hasan Oğuz' a ve bu süreçteki destekleri için arkadaşım Hatice Zor Oğuz'a teşekkür ederim.

Bu tez çalışması Pamukkale Üniversitesi Malzeme Fiziği Simülasyon Laboratuvarında yapılan çalışmalar sonucunda ortaya çıktı. Laboratuvarın kurulmasında ve günümüze kadar aktif bir şekilde çalışmasında emeği olan tüm hocalarıma ve çalışma arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Bu uzun ve zorlu yolculuğa çıkmamı sağlayan, bana gösterdikleri sonsuz sabır, sevgi ve destekle bu zorlu süreci kolaylaştıran sevgili eşim Arzu Yüksel'e, sevgisini hiç esirgemeyen annem Pervin Yüksel'e ve aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

1. GİRİŞ

Doğanın elektriksel ve optik özellikleri insanlık tarafımızdan uzun zaman önce fark edilmiş olsa da temel elektriksel ve optik olayların teorik çalışması, yaklaşık iki yüz yıl öncesine kadar yapılamadı. İskoç fizikçi James Clerk Maxwell, elektrik ve manyetik alanların uzayda sabit ışık hızında dalgalar halinde hareket ettiğini ve elektrik, manyetizma ve hatta ışığın hepsinin elektromanyetizmanın tezahürleri olduğunu gösterdi. 1864'te Carl Friedrich Gauss, Michael Faraday ve André-Marie Ampère tarafından türetilen yasaları, Maxwell Denklemleri olarak bilinen denklemlerinde bir araya getirdi. Daha sonra 1898'de Sir John Joseph Thomson ilk olarak elektronları, çok küçük, negatif yüklü, atom altı parçacıklar olarak keşfetti. 1926'da Schrodinger, elektronların nasıl davrandığını açıklamak için kuantum mekaniği makalesini yayınladı. 20. yüzyılın ortalarında hem teorik hem de deneysel fizikçilerin çabalarıyla, saf kristallere veya yarı iletkenlere çeşitli kusurlar eklenerek elektronların hareketi kontrol altına alındı.

Bu çalışmalar sonucunda, elektronlar aracılığıyla veri bilgilerinin taşınmasını ve depolanmasını sağlayan elektronik devreler ortaya çıkmıştır. Ancak, dijital bilgilerin işlenmesi ve bir noktadan diğerine gönderilmesi gerektiğinde elektronik entegre devrelerin performansı artık oldukça sınırlı hale gelmektedir. 1965'te ortaya çıkan Moore Yasası'na göre, bilgi işlem teknolojileri için genel veri işleme gücü her iki yılda bir iki katına çıkmalıdır. Bu durum, her iki yılda bir elektronik entegre devrelerin/transistörlerin yoğunluğunun iki katına çıkacağı anlamına gelmektedir. Sonuç olarak, transistörlerin boyutu aynı oranda azaltılmalıdır. Günümüzde, entegre devrelerdeki transistörler o kadar küçük bir boyuta ulaşmıştır ki, kişisel bilgisayarların çiplerindeki transistörler bile yalnızca 5 nm genişliğinde üretilmektedir. Elektronik cihazların nano ölçüde gerçekleştirilen karakterizasyonu ve üretiminde klasik fizik artık yeterli değildir ve kuantum mekaniği kullanılmalıdır. Kuantum dünyasındaki fizik kuralları, makro ölçekteki fizik kurallarından çok farklıdır. Örneğin, elektronlar gibi kuantum parçacıkları enerji bariyerlerini aşmak için gereken kinetik enerjiye sahip olmasalar bile bu bariyerlerden geçebilirler. Kuantum fizikçileri bu olguya kuantum tünelleme adını verirler. Elektronik cihazların çalışması için elektron akışının kontrol edilmesi gerekli olduğundan, kuantum tünelleme gibi konular ciddi sorunlar yaratmaktadır.

Elektronların fotonlarla ikame edilmesi, nano ölçekli teknolojilerde karşılaşılan minyatürleştirme sorunlarına etkili bir çözüm sunabilir. Fotonlar, ortamda elektronlara kıyasla daha yüksek hızda hareket edebilmekte, daha fazla bilgi taşıyabilmekte ve elektronlar gibi güçlü etkileşimler sergilemedikleri için daha düşük enerji kayıplarına neden olmaktadır. Bu avantajlar göz önünde bulundurulduğunda, bilgi taşıyıcısı olarak elektronlar yerine ışığın kullanılması, fotonik kristal yapılarının en ideal çözüm olduğunu ortaya koymaktadır. Fotonik kristaller, ışığın yönlendirilmesi ve kontrol edilmesi açısından benzersiz özellikler sunarak foton tabanlı bilgi aktarımında kritik bir rol oynamaktadır.

Fotonik kristallerin tarihi, 1887'de Lord Rayleigh'in bir boyutlu fotonik kristallere karşılık gelen, periyodik bir ortamda elektromanyetik dalga yayılımı fikrini incelemesiyle başlar (Rayleigh, 1887). Bu çalışma, tek boyutlu periyodik yapılarda fotonik bir band aralığının varlığının mümkün olduğunu göstermiştir. 1987'de ise bu araştırma alanının dönüm noktası kabul edilen iki bağımsız çalışma yayımlanmıştır. Bunlardan biri, Eli Yablonovitch' in "Üç boyutlu periyodik bir yapı kullanarak elektromanyetik radyasyonun kendiliğinden emisyonunun engellenmesi" başlıklı makalesidir (Yablonovitch, 1987). Yablonovitch' in araştırması, üç boyutlu periyodik bir dielektrik yapı içerisinde, eğer fotonik yasak band aralığı elektronik band sınırlarıyla çakışırsa, atomların kendiliğinden ışıma yapmasının engellenebileceğini ortaya koymuştur. Bu durum, fotonik kristallerin, ışığın maddeyle etkileşimini kontrol etme potansiyelini göstererek, optoelektronik ve kuantum teknolojileri gibi alanlarda önemli uygulamalara kapı aralamaktadır. Diğer önemli çalışma ise Sajeev John'un "Belirli düzensiz dielektrik süper örgülerde fotonların güçlü lokalizasyonu" başlıklı makalesidir (John, 1987). John, yeterli dielektrik kontrastıyla dikkatlice tasarlanmış düzensiz dielektrik örgülerde, güçlü bir Anderson yerelleşmesinin ortaya çıktığını bildirmiştir. Bu bulgu, rastgele dizilimlerin ışığın yayılımını önemli ölçüde sınırlayabileceğini ve fotonik malzemeler üzerinde kontrol sağlamak için kullanılabileceğini göstermektedir. Anderson yerelleşmesi, bir ortamda ışığın yayılımının, ortamın kusur konsantrasyonu belirli bir seviyeyi aştığında durduğu bir olayı ifade eder (Anderson, 1958).

Her iki bilim insanı da fotonların dielektrik yapılarla etkileşiminin, elektromanyetik spektrumda benzersiz özellikler yaratabileceğini öne sürmüştür. Bu özelliklerin, yapının homojen bir ortam yerine dalga boyu ölçeğinde geometrik özelliklere ve yüksek kontrastlı bir kırılma indisi değişimine sahip olduğu durumlarda ortaya çıkabileceğini göstermişlerdir (Joannopoulos ve diğ. 2008).

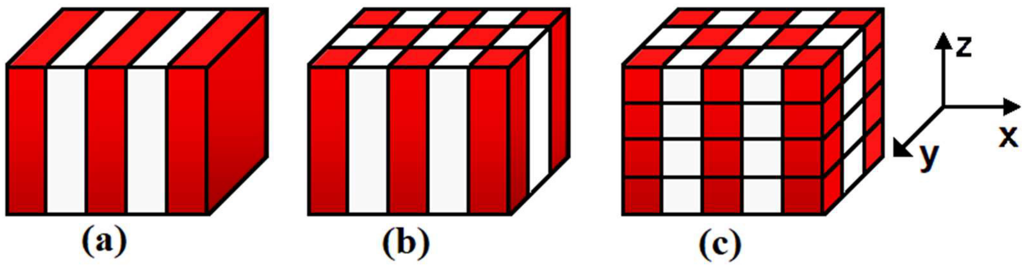
Bu benzersiz elektromanyetik özellikleri taşıyan özellikle elektromanyetik band aralığına sahip olan malzemeler daha sonra fotonik kristaller olarak adlandırılmıştır. Periyodik fotonik kristaller, atomlar yerine makroskobik dielektrik ortam örgülerinin oluşturduğu periyodik potansiyellere sahiptir. Eğer kristaldeki malzemelerin dielektrik sabiti yeterince farklıysa, ışığın emilimi minimum düzeyde olur ve arayüzlerdeki saçılmalar, elektronlar için geçerli olan fenomenlerin çoğunu üretebilir.

Yablonovitch ve John’un öncü çalışmaları temel olarak, birçok araştırmacı fotonik kristallerin fotonlar üzerindeki olağandışı kontrol yeteneğini keşfetmeye başlamış ve çeşitli uygulama konseptleri geliştirmiştir. Fotonik kristallerin en dikkat çekici özelliklerinden biri, fotonik yasak band aralıklarına sahip olmalarıdır. 1990'ların başlarına kadar, araştırmacılar Yablonovitch ve John’un çalışmalarını takiben, fotonik band yapılarında yasak band aralığı içeren fotonik kristallerin tasarımı, üretimi ve uygulama alanları üzerinde yoğunlaşmışlardır.

Yasak band aralıkları, fotonik band yapılarında foton yoğunluğunun sıfır olduğu frekans aralıklarını ifade eder. Diğer bir değişle, salınım frekansı yasak band aralığında yer alan elektromanyetik dalgalar, fotonik kristaller içerisine nüfuz edemez ve ayna görevi gören fotonik kristal yüzeyinden tamamen geri yansır. Bu olayın nedeni, yapı içerisindeki dalga yayılımını sağlayacak bir Bloch modunun bulunmamasıdır. Bu önemli olgu, elektromanyetik dalgaların istenen şekilde kontrol edilmesinde yeni bir aşama kaydedilmesini sağlamış ve yasak band aralığı özelliğinden yararlanılarak fotonik kristal tabanlı dalga kılavuzları (Mekis ve diğ. 1996), optik kaviteler (Villeneuve ve diğ. 1996) ve fiberler (Knight ve diğ. 1997) tasarlanmıştır.

1990'ların ikinci yarısından itibaren, fotonik kristallerin yalnızca yasak band aralıklarını gösteren özelliği ile sınırlı olmadığı, daha geniş bir optik çeşitliliğe sahip olduğu ortaya çıkarılmıştır. Fotonik kristallerin sıra dışı dispersiyon özellikleri, pek çok optik olayın ve fotonik cihazların bu yapılar aracılığıyla oluşturulabileceğini göstermiştir. Fotonik kristaller kullanılarak ileri düzey optik olayların mümkün olduğu pek çok çalışmada gösterilmiştir; bunlara örnek olarak, saçılımsız iletim Witzens ve diğ. (2002), süper prizma etkisi Kosaka ve diğ. (1998), negatif kırılma indisi Çubukçu ve diğ. (2003), sıfır kırılma indisi Huang ve diğ. (2011) tarafından, dalga boyu ayırıcı Kunz ve Luebbers (1993) ve polarizasyon ayırıcı Giden ve diğ. (2012) tarafından kanıtlanmıştır. Bu tür yapılar, optik teknolojilerde yenilikçi çözümler sunarak fotonik cihazların performansını artırmakta ve yeni nesil optoelektronik uygulamalarda önemli avantajlar sağlamaktadır.

Fotonik kristalleri meydana getiren dielektrik malzemelerin kırılma indislerinin uzayda dağılımı periyodik bir karakteristik gösterir. Fotonik kristaller temsil ettikleri periyodikliğe göre bir-boyutlu, iki-boyutlu ve üç-boyutlu olmak üzere üç temel başlık altında değerlendirilmektedir. Fotonik kristal yapılarının periyodiklik doğrultularına göre temsilleri Şekil 1.1'de gösterilmiştir.



Şekil 1.1: Periyodiklik özelliklerine göre fotonik kristal türleri. **(a)** bir-boyutlu **(b)** iki-boyutlu ve **(c)** üç-boyutlu fotonik kristaller (Joannopoulos ve diğ. 2008).

Bir boyutlu fotonik kristaller, Şekil 1.1(a)'da gösterildiği gibi yalnızca tek bir yön boyunca kırılma indisi değişimi sergilemektedir. Şekilde yer alan fotonik kristal yapısı incelendiğinde, farklı renklerle gösterilen dielektrik katmanların kırılma indislerinin sadece x ekseni doğrultusunda değiştiği görülmektedir. Bu tip periyodik yapılar genellikle yüksek kırılma indisli dielektrik katmanların, düşük kırılma indisli eşdeğerleriyle ardışık şekilde hizalanmasıyla meydana gelmektedir. Kırılma indisindeki modülasyon yalnızca bir eksende gerçekleştiğinden, bir boyutlu fotonik kristaller tüm yönler boyunca foton kontrolü sağlayamamakta ve yasak band aralıkları sadece yapının periyodikliği boyunca uzanan yönlerde ortaya çıkmaktadır. Bu yapıların optik özellikleri dielektrik katmanların kalınlıkları, kırılma indisinin modülasyon periyodu ve katmanlar arasındaki kırılma indisi kontrastı faktörleriyle belirlenir.

İki boyutlu fotonik kristaller, birbirinden bağımsız iki eksen boyunca kırılma indisi modülasyonu içermektedir. Şekil 1.1(b)'de yer alan iki boyutlu fotonik kristal örneğinde, dielektrik çubukların x ve y eksenleri doğrultusunda düzenlendiği, ancak z ekseni yönünde homojen bir dağılım sergilediği gözlenmektedir. Bu tip periyodik yapılar, genellikle modülasyon gösterdikleri eksenler boyunca optik özelliklerinden yararlanmak için kullanılmaktadır. İki boyutlu fotonik kristaller, genellikle iki temel konfigürasyona sahiptir. Bunlardan ilki, dielektrik çubukların serbest uzayda periyodik olarak dizildiği "çubuk tipi" fotonik kristal yapısıdır. İkinci temel konfigürasyon ise, dielektrik malzemeden oluşturulmuş deliklerin, bir dielektrik zemin üzerinde periyodik bir şekilde dizildiği "delikli tip" fotonik kristal yapısıdır. Bu yapı, bir zemin malzemesi içerisinde açılmış periyodik delik diziliminden oluşur. Her iki konfigürasyon da iki boyutlu fotonik kristallerin optik dalgaların yönlendirilmesi ve band yapılarının kontrol edilmesinde farklı avantajlar sunar. Delikli tip fotonik kristaller, özellikle mikro ve nano ölçekli optik devrelerde yaygın bir şekilde kullanılmakta olup, ışığın belirli yönlerde daha etkin bir şekilde yönlendirilmesini sağlar.

Üç boyutlu fotonik kristaller ise, birbirinden bağımsız üç eksen boyunca kırılma indisi modülasyonu içermektedir. Şekil 1.1(c)'de örneği verilen üç boyutlu fotonik kristaller, elektromanyetik dalgaların tüm yönlerden kontrolünü mümkün kılmaktadır. Ancak, bu yapılar tüm yönler boyunca periyodik bir dağılım gösterdiğinden, üretim süreçleri oldukça zordur ve karmaşık teknikler gerektirmektedir.

İki boyutlu fotonik kristallerin kırılma indisinde modülasyonun olmadığı eksen boyunca sonlu bir yapıya sahip olmaları, bu kristallerin fotonik kristal levhaları olarak kullanılmasına olanak tanımaktadır. Fotonik kristal levhaları, özellikle Alan Emisyonlu Ekran (Field Emission Display FED) teknolojisinde yaygın bir şekilde kullanılmakta olup, çip tasarımlarına kolaylıkla entegre edilebilmektedir.

İki boyutlu fotonik kristallerde öz-kolimasyon özelliğine dayalı dalga kılavuzu Sato ve diğ. (2015) tarafından gösterilmiştir. Kanal gerektirmeyen dalga kılavuzlama, ışık bükme, ışın bölücü, analogdan dijitale dönüştürücü, optik anahtar gibi uygulamalar da farklı çalışmalar ile geliştirilmiştir (Noori ve diğ. 2015, Prather ve diğ. 2007). Öz-kolimasyon özellikleri, dalga kılavuzlarında ışın yönlendirme (Shen 2014), ışın bölücü (Feng ve diğ., 2012), Ren K ve Ren X 2012), polarizasyon ışın bölücü (Noori ve diğ. 2017), mantık kapıları (Christina ve Kabilan 2012), anahtarlar (Zhang ve diğ. 2007, Wang ve diğ. 2012) ve demultipleksleyici (Turduev ve diğ. 2013, Zheng ve diğ. 2014) gibi uygulamalarda kullanılmıştır. Dahası, fotonik kristal araştırmaları, meta-yapılar (Estakhri ve diğ. 2019), nanoparçacık yapılar (Lalegani ve diğ. 2022), sıfıra yakın kırılma indisi malzemeler (Pacheco ve diğ., 2019), grafen tabanlı fotonik uygulamalar (Akbari ve diğ. 2021), plazmonik yapılar (Greybush ve diğ. 2019) ve çok işlevli yapılar (Lincoln ve diğ., 2019) gibi birçok yenilikçi gelişmeyi içeren aktif bir alandır. Öz-kolimasyon, fotonik kristallerde ışığın, uzun mesafelerde yayılmadan şekil ve yönünü koruyarak ilerlemesini sağlayan benzersiz bir ışık iletim yöntemidir. Bu özellik, fotonik band yapısının özelleştirilmesiyle grup hızı ve enerji yayılım yönünün geniş bir dalga boyu aralığında sabit kalmasını sağlar. Öz-kolimasyonun aksine, kusur temelli yönlendirme, fotonik kristale stratejik olarak bir kusur veya çizgi kusuru eklenmesine dayanır. Öz-kolimasyon, geniş operasyonel frekans aralığı ve imalat sürecinde kolaylık gibi avantajlar sunar. Ayrıca, yapının doğal özelliklerine dayandığı için öz-kolimasyon, yapısal kusurlara karşı daha toleranslıdır.

Literatürdeki fotonik kristal çalışmalar incelendiğinde, çoğunun yüksek dönme simetrisine sahip kare örgülü yapıların optik özellikleriyle ilgilendiği görülmektedir. Yüksek dönme simetrisine sahip fotonik kristaller, kusursuz bir simetri deseni sergiler (Joannopoulos ve diğ. 2008). Bu yapıların simetrik mükemmelliği, birim hücrelerin geometrik ayarlama özgürlüğünü azaltır ve bu durum, optik özellikler üzerindeki kontrolü sınırlar. Yüksek dönme simetrisine sahip periyodik yapılarda, öz-kolimasyon özelliği sadece tek bir yönde görülür ve bu yön yönetilemez (Zhou ve diğ. 2022; Witzens ve diğ. 2002; Noori ve diğ. 2018). Düşük dönme simetrisine sahip fotonik kristaller, birim hücreye ek bileşenler eklenerek veya mevcut bileşenlerin şekilleri değiştirilerek elde edilir. Düşük simetri kullanılarak ve birim hücrelerin yönleri ayarlanarak öz-kolimasyon yönü kontrol edilebilir. Düşük dönme simetrisine sahip fotonik kristal yapıları, etkili bir şekilde eş frekans konturlarının şeklinin manipüle edilmesine neden olur ve eğik öz-kolimasyon iletiminin ortaya çıkmasını sağlar (Turduev ve diğ. 2012). Simetri indirgenmesi sayesinde, bu periyodik malzemelerin yayılma özellikleri zenginleşir (Gümüş ve diğ. 2019). Dolayısıyla bu fotonik kristaller, eğik ve geniş band öz-kolimasyonu (Giden ve diğ. 2013, Gümüş ve diğ., 2018, Gümüş ve diğ. 2020), süper prizma (Gümüş ve diğ. 2018), dalga boyu (Gümüş ve diğ. 2019), polarizasyon bölücü (Yasa ve diğ. 2017), anizotropik sıfır kırılma indisi (He ve diğ. 2015) ve sensör (Erim ve diğ. 2019) gibi optik uygulama ve olguların tasarımında aktif bir rol oynar.

Bu tez çalışmasının temel amacı, literatürde nadir bulunan hegzagonal örgü yapısına sahip bir fotonik kristal tasarımı gerçekleştirerek, birim hücre simetrisinin optimize edilmesi yoluyla tüm açılarda öz-kolimasyon etkisinin elde edilmesini sağlamaktır. Bu amaç doğrultusunda tasarlanan yapılar üzerinde düzlem dalga açılımı (Plane Wave Expansion PWE) yöntemi kullanılarak band diyagramları ve eş frekans konturları hesaplanmıştır. Elde edilen eş frekans konturlarından belirlenen frekans değerleri, sonlu farklar zaman alanı (Finite Difference Time Domain FDTD) yöntemiyle simüle edilerek bu frekanslarda öz-kolimasyon özellikleri ortaya konulmuştur. Çalışma kapsamında, hegzagonal örgü yapısının simetri özellikleri kademeli olarak azaltılmış ve her bir durumda öz-kolimasyon davranışı incelenmiştir. Öz-kolimasyon mekanizmaları, grup hızı yayılımı (Group Velocity Dispersion GVD) ve üçüncü mertebe yayılım (Third-Order Dispersion TOD) parametreleri temelinde değerlendirilmiş, bu parametrelerin yapının performansına olan etkileri ayrıntılı bir şekilde incelenmiştir ve böylelikle, fotonik kristallerin simetri özellikleri ile bu özelliklerin yayılım karakteristikleri üzerindeki etkileri arasındaki ilişki derinlemesine analiz edilmiştir. Simetri manipülasyonu aracılığıyla optik özelliklerin uyarlanabilirliği incelenmiş ve önerilen yapıların öz-kolimasyon mekanizmaları kapsamlı bir şekilde ele alınmıştır. Simetri düşürme sürecinde karşılaşılan çakışma problemlerine çözüm olarak tasarlanan hibrit yapı, bilindiği kadarıyla hegzagonal düzenlemede öz-kolimasyon özellikleri araştırılan literatürdeki ilk örnektir.

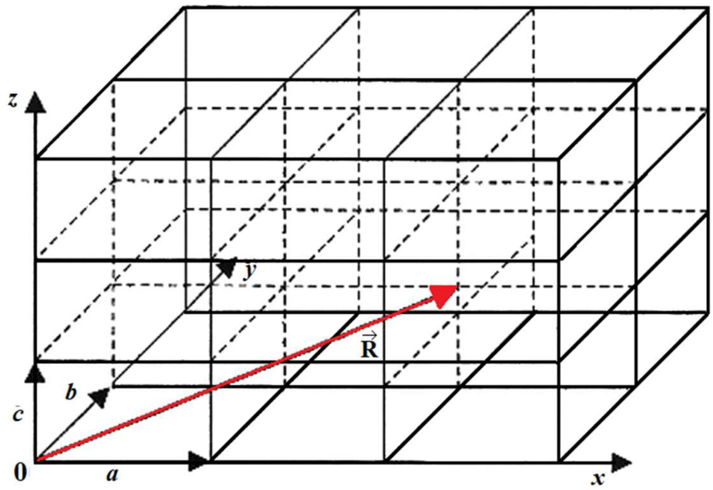
Bu yenilikçi yaklaşım, iletim verimliliği, yayılım kontrolü ve öz-kolimasyon performansı açısından gelişmiş fotonik cihazların geliştirilmesine önemli katkılar sunabilir. Ek olarak, örgü geometrisi ve birim hücre yapılandırmalarındaki değişimlerin eş frekans konturları ve fotonik bant yapıları üzerindeki etkileri incelenerek, önerilen yapıların hedeflenen optik davranışları sergilemesi sağlanmıştır.

Bu tez çalışmasının ikinci bölümünde, kristal yapılar ve bu yapıların simetrilerinin düşürülmesi ile ilgili genel bilgiler sunulmaktadır. Üçüncü bölümde, Maxwell denklemleri çerçevesinde kullanılan simülasyon yöntemlerinin matematiksel temelleri detaylı bir şekilde ele alınmıştır. Dördüncü bölüm, fotonik kristal yapıların bu tez kapsamında incelenen optik özelliklerine odaklanırken, beşinci bölümde kullanılan simülasyon yöntemleri ayrıntılı olarak tanıtılmaktadır. Elde edilen bulgular ve bu bulgulara ilişkin değerlendirmeler altıncı bölümde sunulmuş, çalışmanın sonuçları ise sonuç bölümünde özetlenmiştir.

Bu tez çalışması, Pamukkale Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projesi (BAP) Biriminden sağlanan 2011FBE077 numaralı araştırma projesi ile ve YÖK 100/2000 doktora bursu desteklenmiş olup hesaplamalar Pamukkale Üniversitesi Malzeme Fiziği ve Simülasyon Laboratuvarının sistemlerinde gerçekleştirilmiştir.

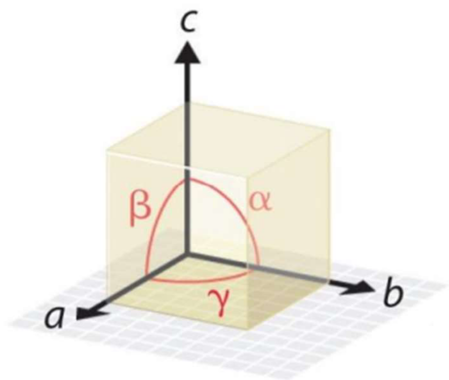
2. KRİSTAL YAPI ve SİMETRİ DÜŞÜRÜMÜ

Kristaller, atomların veya moleküllerin üç boyutlu bir düzende periyodik olarak sıralandığı katı yapılardır. Bu düzenli yapıdaki atomların veya atom gruplarının oluşturduğu yapılara kristal yapı denir. Bir kristalin sahip olduğu kristal yapısı, atomların veya atom gruplarının kristal içindeki düzenlenme geometrisine bağlıdır. Kristali oluşturan atomların veya atomik grupların uzayda birer noktayla temsil edilmesiyle oluşan düzenli ve periyodik noktalar topluluğu örgü olarak adlandırılır. Baz olarak adlandırılan atom grubu, örgü noktalarına yerleştirildiğinde kristal yapı elde edilir. Dolayısıyla, kristal yapılar örgü ve bazın birleşiminden oluşur. Kristallerin en belirgin özelliği, atom ve atom gruplarının üç boyutlu uzayda periyodik bir şekilde dizilmiş olmasıdır. Bu periyodiklik, kristalin öteleme simetrisi sergilemesini sağlar. Öteleme simetrisine göre, kristal herhangi bir $\vec{\mathrm{R}}$ vektörü kadar ötelenirse, öteleme öncesi ve sonrası yapı özdeş kalır. Bu nedenle kristal, uzaydaki atom konumlarından bakıldığında her zaman aynı görünür. Bir örgü noktasını koordinat başlangıcı olarak seçildiğinde, herhangi bir örgü noktasının konumu $\vec{R} = u\vec{\mathrm{a}} + v\vec{\mathrm{b}} + w\vec{\mathrm{c}}$ şekilde ifade edilebilir. Burada $\vec{a}, \vec{b}$ ve $\vec{c}$, uzayda üç farklı doğrultuda komşu örgü noktalarına giden örgü öteleme vektörleridir. u, v ve w ise tamsayılardır. Şekil 2.1' de görülen $\vec{R}$ öteleme vektörü ile ifade edilen bu özellik, kristal yapıların temel geometrik ve simetrik özelliklerinden biridir.



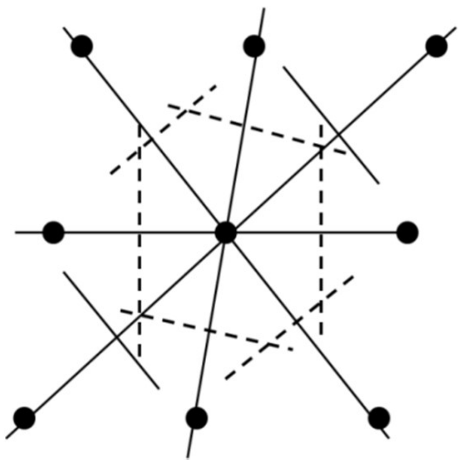
Şekil 2.1: $\vec{R} = u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$ öteleme vektörünün gösterimi (Wahab 2021).

Birim hücre, kristalin üç boyutlu periyodik düzenini tarif eden en küçük yapı birimidir ve kristal örgünün tamamını öteleme yoluyla oluşturmak için kullanılır. Birim hücre, örgü öteleme vektörleri $\vec{a}, \vec{b}$ ve $\vec{c}$ tarafından tanımlanır ve bu vektörler, üç boyutta birim hücrenin boyutlarını ve yönelimini belirler. Birim hücre, kristalin simetrik özelliklerini taşır ve kristal boyunca düzenli olarak tekrar eder ve tüm kristal yapısı, birim hücrenin bu periyodik tekrarıyla elde edilir. Birim hücre Şekil 2.2'de görülen ve hacmi $(\vec{a} \times \vec{b}).\vec{c}$ olan altı yüzlü paralelkenar olarak seçilir. Böyle bir birim hücre $\vec{R} = u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$. Eşitliğini sağlayan $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ örgü öteleme vektörleri doğrultusunda periyodik olarak ötelenirse kristal oluşur. Her birim hücre belirli bir simetriye sahip olup kenar uzunlukları: a, b, c örgü sabitleri ile ve açıları ise α, $\beta\ ve\ \gamma$ ile tanımlanır. Bu parametreler, kristal yapının belirli bir şekilde tekrarlanmasını sağlar ve bu tekrarlanma uzayda düzenli ve periyodik bir şekilde yinelenerek tüm kristal yapısını oluşturduğu anlamına gelir. Birim hücre içindeki atomların, iyonların veya moleküllerin düzeni, tüm kristal boyunca aynı şekilde tekrar eder.



Şekil 2.2: Birim hücre gösterimi (Wahab 2021)**.**

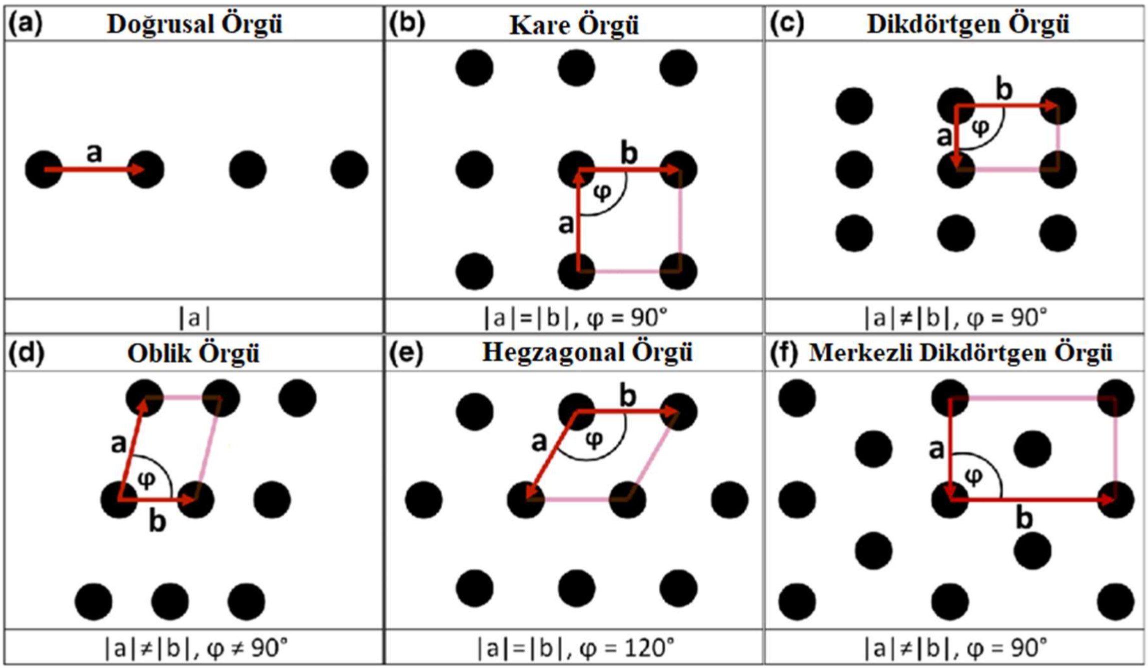
$\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ vektörleri farklı farklı seçilebileceği için birim hücrelerde farklı farklı seçilebilirler bu farklı seçilimin oluşturacağı karışıklığı önlemek için ilkel hücre tanımına gerek duyulur. İlkel hücre, bir kristal örgünün tamamını öteleme vektörleriyle doldurmak için gereken en küçük hacimli birim hücredir. İlkel hücre, sadece bir örgü noktası içeren ve kristal örgüsünün tüm periyodik özelliklerini temsil eden temel yapı birimidir. Seçilen u, v, w tam sayıları için $\vec{R}' = \vec{R} + u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$ bağıntısı sağlanıyorsa ve $\vec{R}'$ ve $\vec{R}$ noktalarından bakıldığında kristalin atomik yapısı değişmiyorsa $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ vektörlerine ilkel öteleme vektörleri, bunların belirlediği örgüye de ilkel örgü denir. İlkel hücre, sadece bir örgü noktası içerir ve kristal örgüsünün tüm periyodik simetrik özelliklerini yansıtır. İlkel hücre, Wigner-Seitz hücresi gibi özel yöntemler kullanılarak seçilir. Wigner-Seitz hücresi, örgüdeki bir noktayı çevreleyen simetrik bir bölge oluşturarak, ilkel hücreyi tanımlamanın yaygın bir yoludur. Wigner-Seitz hücresi, bir kristal örgüde bir örgü noktasını çevreleyen ve o noktaya en yakın uzay bölgesini tanımlayan bir hücredir. Bu hücreyi belirlemek için, kristal örgüde bir referans noktası seçilir ve bu nokta hücrenin merkezini oluşturur. Referans noktasından çevresindeki tüm komşu örgü noktalarına doğrusal vektörler çizilir böylelikle doğrusal vektörlerin orta noktalarında, vektörlere dik düzlemler oluşturulur. Bu düzlemler, referans noktayı diğer örgü noktalarından ayıran sınırları tanımlar. Tüm bu düzlemlerin kesişimi, referans örgü noktasını çevreleyen ve o noktaya en yakın uzay bölgesini oluşturan kapalı bir hacim meydana getirir. Şekil 2.3' de gösterilen kesikli çizgilerle kapanan hacim Wigner-Seitz hücresidir.



Şekil 2.3: Wigner-Seitz hücresinin yapısı (Kittel 1967).

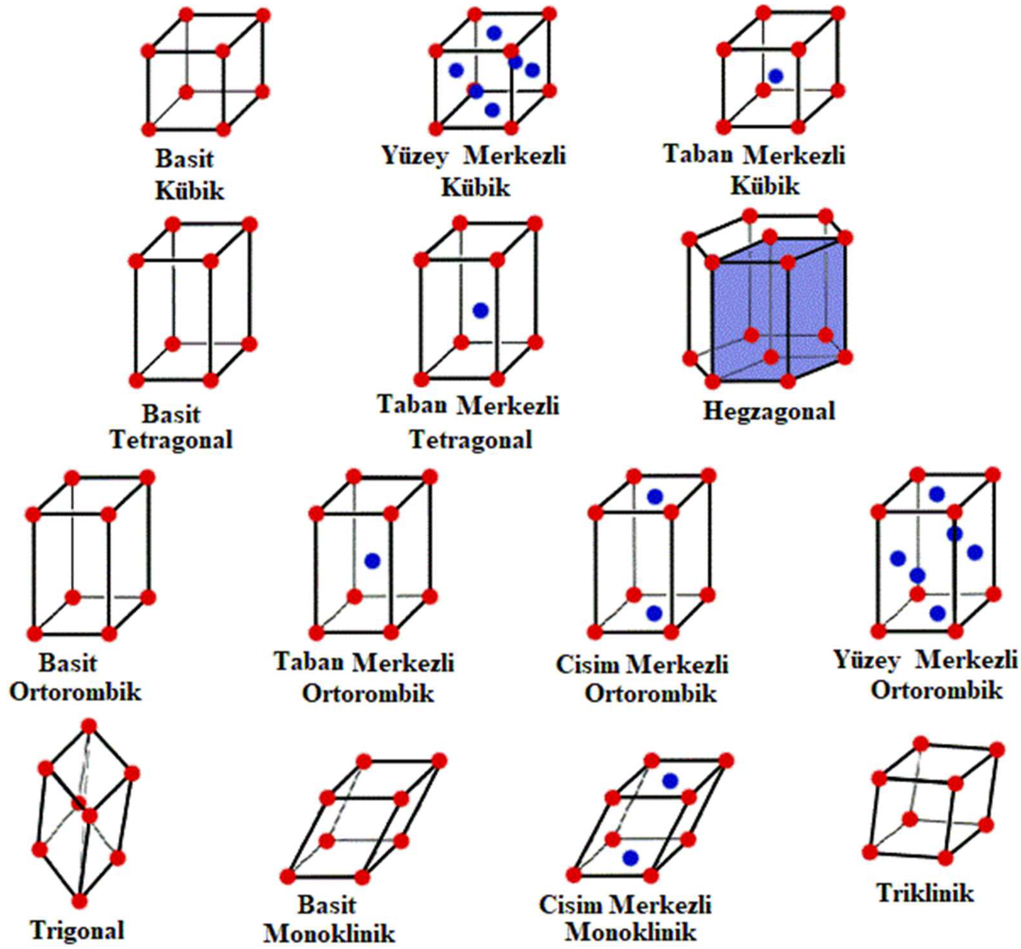
Wigner-Seitz Hücresi örgünün tüm simetrik özelliklerini taşır ve sadece bir örgü noktasını çevreler, bu nedenle bir ilkel hücre olarak kabul edilir. Her örgü noktası için benzersiz bir Wigner-Seitz hücresi oluşturulabilir ve bu hücreler uzayı boşluk bırakmadan doldurur. Başka bir değişle Wigner-Seitz hücreleri, yan yana dizilerek kristal örgüsünün tamamını doldurur. Wigner-Seitz hücresi, özellikle kristal örgülerin simetrik analizinde ve ileride bahsedilecek olan Brillouin bölgesinin tanımlanmasında kritik bir rol oynar.

Şekil 2.2' den görüleceği üzere $\vec{a},\vec{b}$ uzanım vektörlerine ve bunlar arasındaki açılara sınırlamalar getirilmezse iki boyutta sonsuz sayıda örgü elde edilebilir. Bu şekilde sınırlaması olmayan örgüye oblik (eğik) örgü denir ve Şekil 2.4(d)' de görülmektedir. İki boyutta en temel örgü oblik örgüdür. a, b uzunlukları ve $\vec{a},\vec{b}$ eksenleri arasındaki açıya sınırlama getirilirse Şekil 2.4'te gösterilen 6 örgü tipi elde edilir.



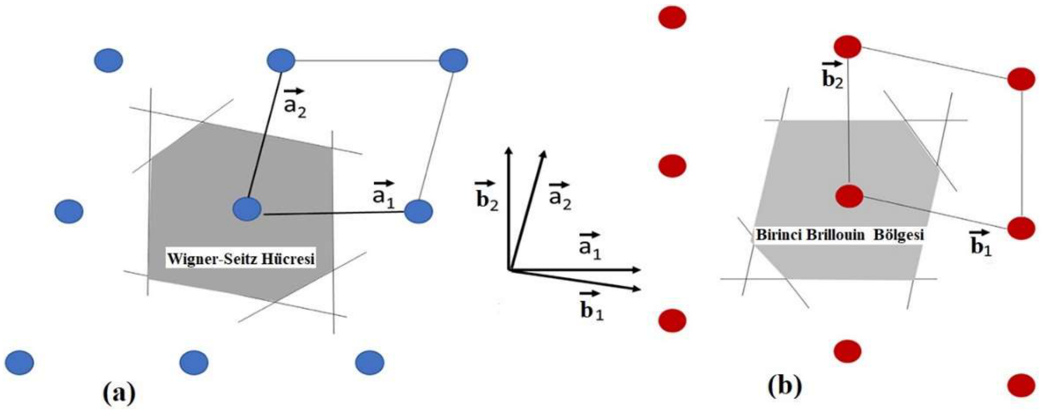
Şekil 2.4: İki boyutta örgü tipleri (Kittel 1967).

Şekil 2.2'de verilen birim hücrede a, b, c birim eksen uzunlukları ve $\alpha,\ \beta\ ve\ \gamma$ açılarına bağlı olarak 3 boyutlu 7 kristal sistemi elde edilir. Bunlar triklinik, monoklinik, ortonombik, teragonal, kübik, trigonal ve hegzagonal kristal yapılardır. Kristal örgülerin nokta simetrisinin 2 boyutlu uzayda 14 farklı örgü tipinde olabileceği Bravais tarafından keşfedildi ve bu örgüler Bravais örgüleri olarak adlandırdı. Bu sistemde örgü parametreleri, birim hücrenin boyutunu, şeklini ve kristal içindeki yönelimini belirler. Örneğin: $a = b = c$ ve $\alpha = \beta = \gamma = 90^o$ ise, birim hücre kübik bir yapıda tekrarlanır. Eğer $a \neq b \neq c$ ve açılar farklıysa, birim hücre başka bir kristal sistemine ait olur. Şekil 2.5' de verilen Bravais örgüleri bu birim hücrelerin uzaydaki yerleşimini ve tekrarlayan düzenini tanımlayan temel geometrik yapılardır (Ashcroft ve Mermin 1976).



Şekil 2.5: Üç boyutlu kristal yapılarda Bravais örgü çeşitleri (Wahab 2021).

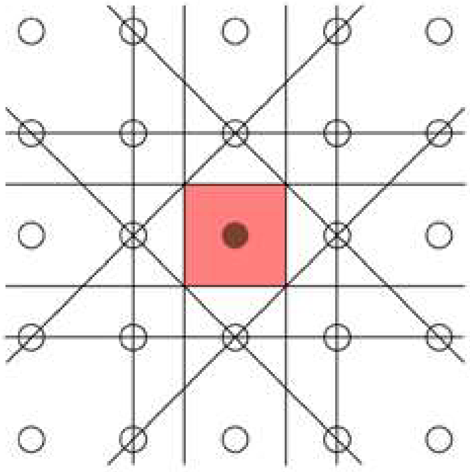
Katı hal fiziğinde gerçek uzay, atomların fiziksel olarak düzenlendiği üç boyutlu ortamdır ve kristal yapılar, gerçek uzayda düzenli olarak tekrarlayan örgü noktalarıyla temsil edilir. Bir kristalin temel yapı taşları olan birim hücreler, bu düzeni tanımlamak için kullanılır. Ters uzay ise bir kristalin dalgasal özelliklerini tanımlamak için kullanılan matematiksel bir uzaydır, kristalin geometrik ve periyodik özelliklerini ve bir kristalin dalgasal özellikleri, kristal içindeki enerji taşıyan dalgaların (örneğin, ışık, ses, elektron dalgaları) nasıl davrandığını ifade eder. Ters uzayın temel öğesi, $\vec{k}$ dalga vektörüdür bu vektör bir düzlem dalganın yönünü ve dalga boyunu ifade eder. Ters örgü, Wigner-Seitz hücresi içinde periyodik bir yapıya sahiptir ve bu yapı dalga yayılımını ve kristalin dalga davranışını anlamak için kullanılır. Şekil 2.6' de ters örgü ve Wigner-Seitz hücresi görülmektedir. Ters örgü ve Wigner-Seitz hücresi arasındaki ilişki, fotonik band yapılarının ve elektron enerji seviyelerinin hesaplanması gibi fiziksel olaylarda kullanılır (Ziman 1972).



Şekil 2.6: Temsili bir iki boyutlu periyodik örgü için **(a)** Wigner–Seitz hücresi ve **(b)** buna karşılık gelen iki boyutlu ters örgünün ilk Brillouin bölgesi. Bu iki boyutlu ters örgünün $\vec{b}_1$ ve $\vec{b}_2$ vektörleri, gerçek uzaydaki örgünün ilkel örgü vektörleri olan $\vec{a}_1$ ve $\vec{a}_2$ 'ye diktir (Roy 2019).

Şekil 2.6(b) ve Şekil 2.7' de görülen Brillouin bölgesi, dalgasal davranış ile ilgili kritik bilgilere sahip bir bölge olup, özellikle fotonik band yapılarının ve elektron enerjilerinin hesaplanmasında kullanılır. Matematiksel olarak, Brillouin bölgesi, belirli bir ters örgü vektöründen, diğer ters örgü vektörlerine olan mesafeyi minimize eden en küçük hacmi temsil eder ve ters örgü vektörlerinin oluşturduğu bir hücre olarak tanımlanır. Brillouin bölgesinin şekli, kristalin simetrisine ve birim hücrenin geometrisine bağlıdır (Born ve Huang 1954). Şekil 2.7' deki koyu renkli bölge temsili kare örgünün birinci Brillouin bölgesidir. Bu bölge kristalin ters örgüsünün merkezine olan en yakın noktaların oluşturduğu bir bölgedir. Brillouin bölgesinin şekli, kristalin birim hücresinin geometrisine bağlıdır.

Fotonik kristallerde, Brillouin bölgesi kullanılarak, fotonların belirli bir enerji seviyesinde nasıl hareket ettiği ve hangi frekansta sınırlı olduğu anlaşılır ve bu durum yasak band aralıkları ve kırılma gibi olayların analizinde kullanılır. Bir kristaldeki fotonların hareketi, Brillouin bölgesindeki simetrik noktalar ve bu noktalardaki enerjiler tarafından belirlenir. Fotonik kristallerin tasarımında, bu bölgede yasak band aralıkları yaratılabilir, böylelikle fotonların belirli bir bantta sıkışmasına sağlanır (Joannopoulos ve diğ 1995, Johnson ve Joannopoulos 2001).



Şekil 2.7: Kare örgü yapısı için Brillouin bölgesi ve bu bölge içerisindeki birinci Brillouin bölgesi (Kittel 1967).

k −uzayı, dalga vektörü uzayı veya momentum uzayı olarak da adlandırılan ve bir yapıdaki periyodiklikten türeyen frekans veya momentum ilişkilerini analiz etmek için kullanılan matematiksel bir uzaydır. $\vec{k}$ dalga vektörleri ve ters uzay arasındaki ilişki, kristal yapıların fiziksel özelliklerini anlamada temel bir araçtır. Dalga vektörü dalganın yayılım yönünü ve dalga boyunu temsil eder ve $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{k}$ ile ifade edilir burada λ, dalga boyu ve $\hat{k}$, dalganın yayılım yönüdür. k-uzayı, ters uzayda tanımlanır ve Brillouin bölgesi ile sınırlandırılır. k-uzayı fotonların fotonik kristal içindeki yayılım yönlerini ve enerji seviyelerini tanımlar. Brillouin bölgesi ise ters uzaydaki temel birim hücredir ve kristalin elektronik ve optik özelliklerinin incelenmesinde kullanılır.

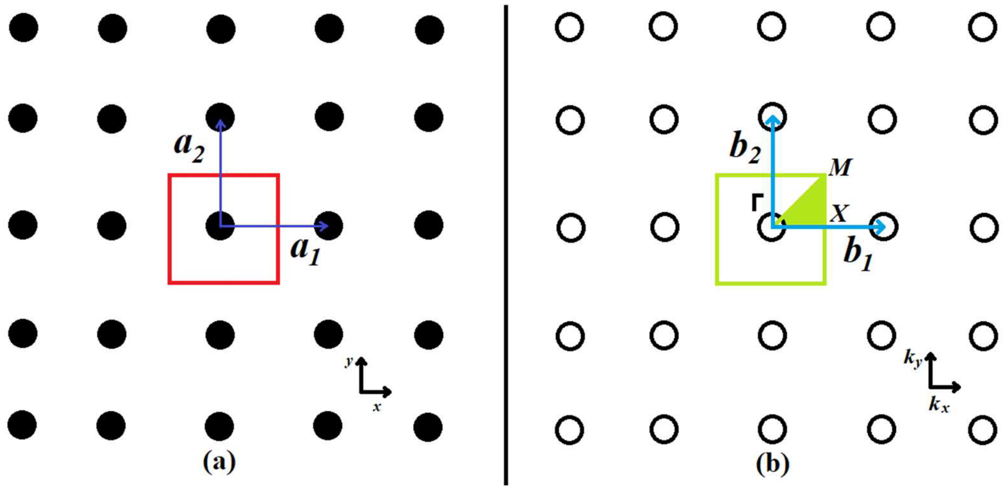
k − uzayındaki simetri noktaları, kristal yapılarının ve ters uzaylarının geometrik simetrilerini yansıtan özel noktalardır. Bu noktalar, kristalin periyodik yapısına bağlı olarak ters uzayın belirli bölgelerinde yer alır ve özellikle fotonik band yapılarının veya elektronik band yapılarının analizinde kullanılırlar. Şekil 2.8(b) ve Şekil 2.9(b)' de gösterilen k −uzayındaki simetri noktaları, kristalin Brillouin bölgesi içinde yer alır, ters uzayın en küçük ve tam simetrik birimi olup, kristal simetrilerini yansıtırlar. Bu simetri noktaları genellikle harflerle adlandırılır ve farklı kristal sistemlerinde bu harflerin anlamı değişebilir. Örneğin, Gamma (Γ) noktası Brillouin bölgesinin merkezi ($\vec{k} = 0$) ve tüm dalga vektörlerinin başlangıç noktasıdır.

X, M, L, K noktaları ise Brillouin bölgesinin sınırlarında yer alan ve kristalin simetrisi tarafından tanımlanan özel noktalardır. M kare veya dikdörtgen simetriye sahip kristallerde sınır noktası iken K noktası hegzagonal simetrilere sahip yapılarda bir köşe noktasıdır. Simetri noktaları, band yapılarında enerji seviyelerinin belirlenmesinde kullanılır. Enerji seviyeleri, k -uzayındaki bu noktalar arasında hesaplanır ve fotonik kristalde ışığın belirli frekanslardaki yayılımı, Γ, X ve M noktaları arasındaki enerji farklarından anlaşılır. Simetri noktaları, dalgaların hangi yönlerde güçlü bir girişim veya sönüm yaşadığını da tanımlar ve simetri noktalarında dalgaların yayılımı veya enerji bantlarının davranışı benzersizdir. Örneğin, Γ noktası tüm yönlerde eşit yayılımı temsil eder. Ayrıca simetri noktaları arasındaki yasak band aralıkları, ışığın belirli dalga boylarının yayılmasının engellendiği aralıkları da gösterir.

Katı kristaller yapıların temel fiziksel davranışı, yapılarındaki periyodiklikten kaynaklanır. Katı kristallerde, elektronlar kristalin periyodik potansiyel alanında hareket eder. Bu hareket, kristalin enerji bantlarını ve elektronik özelliklerini belirler. Elektronun hareketi hem kristalin simetrisi hem de potansiyel alanıyla etkileşiminden kaynaklanan kuantum mekaniksel bir olgudur ve Schrödinger denklemiyle tanımlanır. Benzer bir şekilde, fotonik kristallerde elektromanyetik dalgaların hareketi, malzemenin periyodik dielektrik sabitiyle belirlenir. Ancak, bu dalga hareketi Maxwell denklemleriyle ifade edilir ve elektromanyetik band yapıların oluşumuna yol açar. Dolayısıyla, katı kristallerdeki elektron hareketi ile fotonik kristallerdeki elektromanyetik dalga hareketi arasında hem teorik hem de pratik anlamda önemli farklılıklar bulunur. Elektronların hareketi enerji band yapısına bağlı olup, ayrık enerji seviyeleri ve yasak bantlarla sınırlandırılırken, elektromanyetik dalgaların yayılımı fotonik band yapılarıyla kontrol edilir ve yasak band aralığında kalan frekanslarda yayılım engellenir. Ancak her iki durumda da kristal yapının geometrik temelini oluşturan birim hücre kavramı kritik bir rol oynar. Katı kristallerde birim hücre, kristalin temel simetrisini ve atom yerleşimini tanımlarken; fotonik kristallerde, dielektrik sabitinin uzaydaki periyodik değişimini ifade eder.

2.1 Fotonik Kristallerde Kare Örgü

Kare örgü, iki boyutlu bir örgü yapısıdır ve bu örgünün baz vektörleri aynı uzunlukta olup birbiriyle dik açı yapar. Baz vektörleri, kristalin periyodik yapısını tanımlayan temel yapı taşlarıdır, örgüdeki düğüm noktalarının uzaydaki yerleşimini matematiksel olarak ifade eder ve örgünün geometrik düzenini tanımlar. Kare örgüye ait olan ve $\vec{a}_1 = a_{\hat{\imath}}$ ve $\vec{a}_2 = a_{\hat{\jmath}}$ olarak tanımlanan bu baz vektörleri ve yapıya ait gerçek uzay Şekil 2.8(a)' da kare yapının ters uzayı ise Şekil 2.8(b)' de gösterilmektedir.



Şekil 2.8: Kare yapı için **(a)** gerçek uzay örgüsü ve baz vektörleri. **(b)** Ters uzay örgüsü (Joannopoulos ve diğ. 2008).

Gerçek uzaydaki baz vektörlerini aşağıdaki şekilde tanımlanabilir:

$$\vec{a}_1 = a(\hat{\imath}, 0). \tag{2.1}$$

$$\vec{a}_2 = a(0, \hat{\jmath}). \tag{2.2}$$

Burada; a, örgü sabitidir, her bir örgü noktası arasındaki mesafedir. Ters uzay ise kristalin periyodik yapısının Fourier dönüşümüne dayalı olarak tanımlanır. Ters uzay örgü vektörleri, gerçek uzay baz vektörlerinin tersine bir periyodik düzenle tanımlanır. Kare örgüde ters uzay baz vektörleri aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a}\hat{\imath}. \quad (2.3)$$

$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a}\hat{\jmath}. \quad (2.4)$$

$\vec{b}_1$ ve $\vec{b}_2$ ters uzay baz vektörleridir. $\frac{2\pi}{a}$, her bir ters uzay vektörünün büyüklüğüdür ve $\hat{\imath}, \hat{\jmath}$ birim vektörleri, ters uzaydaki yönleri belirler. Ters uzay vektörlerinin gerçek uzayla olan ilişkisi şu şekilde tanımlanır: $\vec{b}_i . \vec{a}_j = 2\pi\delta_{ij}$ Burada δ_{ij}, Kronecker delta fonksiyonudur ve yalnızca $i = j$ olduğunda 1, diğer durumlarda 0 değerini alır.

Bu vektörler, fotonik kristal tasarımlarında dalga vektörlerinin hesaplanması ve band yapılarının belirlenmesi gibi önemli matematiksel temellerin oluşturulmasında kullanılır. Kare yapıdaki fotonik kristalin ters uzay örgüsü, Şekil 2.8(b)'de yeşil alanla gösterildiği gibi, birinci Brillouin bölgesinin bir alt bölümüdür koyu üçgen bölge ile gösterilen bu alan karşılıklı örgü noktalarının simetrisinin bir sonucudur. Bu bölge yapının tüm öz modlarını temsil eder, birinci Brillouin bölgesindeki diğer alanlar bu bölgenin katlanmış versiyonlarıdır. Bu bölgenin kenarlarının yüksek simetri yönleri tipik olarak $\Gamma(0,0)$, $X(0,\frac{1}{2})$ ve $M(\frac{1}{2},\frac{1}{2})$ olarak etiketlenir ve bu durum Şekil 2.8(b)'te gösterilmiştir.

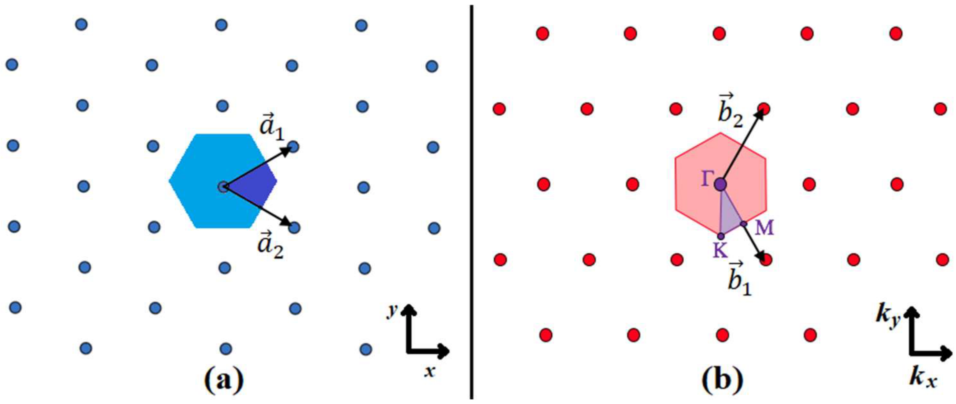
2.2 Fotonik Kristallerde Hegzagonal Örgü

Hegzagonal örgü genel olarak aralarında açı 120° olan iki baz vektörle tanımlanır. $\vec{a}_1 = (a_{\hat{\imath}} + a_{\hat{\jmath}})$ ve $\vec{a}_2 = (a_{\hat{\imath}} + a_{\hat{\jmath}})$ olarak tanımlanan bu baz vektörleri ve yapıya ait gerçek uzay Şekil 2.9 (a) da yapının ters uzayı ise Şekil 2.9 (b) de gösterilmektedir.

Bu yapılar için gerçek uzay baz vektörleri aşağıdaki gibidir.

$$\vec{a}_1 = a\left(\frac{1}{2}\hat{\imath}, -\frac{\sqrt{3}}{2}\hat{\jmath}\right). \quad (2.5)$$

$$\vec{a}_2 = a\left(\frac{1}{2}\hat{\imath}, \frac{\sqrt{3}}{2}\hat{\jmath}\right). \tag{2.6}$$



Şekil 2.9: Hegzagonal yapı için **(a)** gerçek uzay örgüsü ve baz vektörleri ve **(b)** ters uzay örgüsü (Joannopoulos ve diğ. 2008).

Ters uzayda, hegzagonal örgü için de periyodik yapı Fourier dönüşümlerine dayalı olarak tanımlanır. 2 boyutlu hegzagonal örgüde ters uzay baz vektörleri aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\hat{\imath}, -\frac{1}{2}\hat{\jmath}\right). \tag{2.7}$$

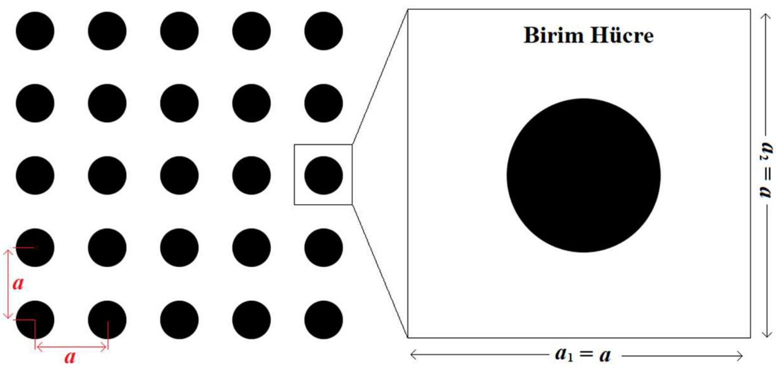
$$\vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a}\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\hat{\imath}, \frac{1}{2}\hat{\jmath}\right). \tag{2.8}$$

Hegzagonal yapıdaki fotonik kristalin ters uzay örgüsü, Şekil 2.9(b)'deki koyu alanla gösterildiği gibi, birinci Brillouin bölgesinin bir alt bölümüdür. Bu bölge, ters uzay örgü noktaları arasındaki mesafeyi etkin bir şekilde yarıya indirilerek elde edilir. İndirgenemez Brillouin bölgesi, koyu mavi üçgen ile temsil edilir ve karşılıklı örgü noktalarının simetrisinin bir sonucudur. Bu bölge yapının tüm öz modlarını temsil eder, birinci Brillouin bölgesindeki diğer alanlar bu bölgenin katlanmış versiyonlarıdır. Brillouin bölgesinin kenarlarının yüksek simetri yönleri tipik olarak

$\Gamma(0,0)$, $M\left(\frac{2\pi}{a}(\frac{\sqrt{3}}{4},\frac{1}{4})\right)$ ve $K\left(\frac{2\pi}{a}(\frac{1}{\sqrt{3}},0)\right)$ olarak etiketlenir ve bu etiketleme Şekil 2.9(b)'te gösterilmiştir.

2.3 Fotonik Kristallerde Simetri Düşürülmesi

Elektronik katı hal yapıları ve fotonik kristaller arasındaki analojiden dolayı, fotonik kristalleri de katı hal yapılarına benzer bir yaklaşım ile ele almak mümkündür. Yani fotonik kristaller, birim hücre adı verilen ve dielektrik bileşenler içeren unsurların periyodik olarak hizalanmasından meydana gelmektedir. Aşağıdaki Şekil 2.10' da, verilen fotonik kristal yapısının bir adet dairesel dielektrik çubuktan oluşan birim hücre yapısını temsil etmektedir (Sakoda 2005).



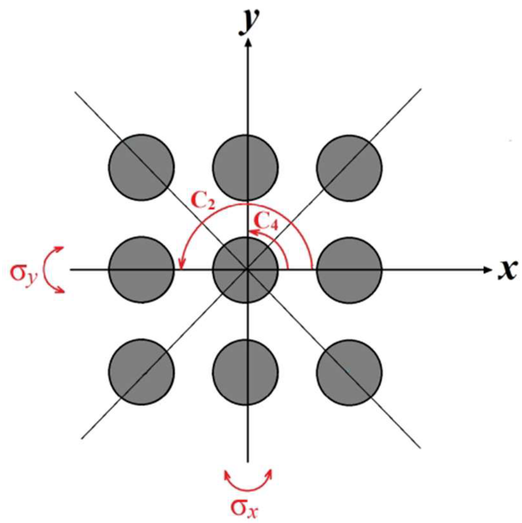
Şekil 2.10. Kare örgülü bir fotonik kristalin birim hücre gösterimi (Sakoda 2005).

Şekil 2.10' da verilen birim hücre, kare örgü düzenine sahip iki-boyutlu bir fotonik kristal yapısına aittir. Verilen birim hücre yapısının x ve y eksenleri boyunca $a_1 = a_2 = a$ kadarlık mesafelerde tekrar edilmesi ile fotonik kristal yapısı meydana getirilmektedir. Burada, a_1 ve a_2 ile tanımlanan parametreler birim hücrenin boyutlarını temsil etmektedir ve örgü sabiti olarak tanımlanmaktadır.

İki-boyutlu fotonik kristal yapıları, birim hücrelerinin dizilim desenlerine ve boyutlarına bağlı olarak farklı tipte örgülere sahip olmaktadır. Bu örgü türlerinden kare örgü ve hegzagonal örgü literatürde sıklıkla kullanılmaktadır. Periyodik ortamlar, temel bir yapı biriminin belirli bir düzen çerçevesinde tekrar edilmesinden ibaret değildir. Bu yapıları, uzayda temsil ettikleri simetri türleri bakımından da incelemek mümkündür. Fotonik kristaller öteleme simetrisi, ayna simetrisi ve dönel simetri adı verilen üç adet simetri operasyonu ile değerlendirilebilir. Fotonik kristal yapının belirli bir mesafe boyunca uzayda ötelendiğinde geometrik olarak bir değişim göstermemesi öteleme simetrisi olarak adlandırılırken ayna simetrisi fotonik kristallerin belirli doğrultularda çizilen eksenler boyunca yansıması alındığında aynı görüntüyü göstermesidir. Şekil 2.11'de σ_x ve σ_y sembolleri ile temsil edilen eksenler boyunca yansıması alındığında, verilen iki-boyutlu fotonik kristal yapısının yine aynı görüntüyü temsil ettiği ve periyodik ortamın yapısında herhangi bir bozulma olmadığı görülmektedir.

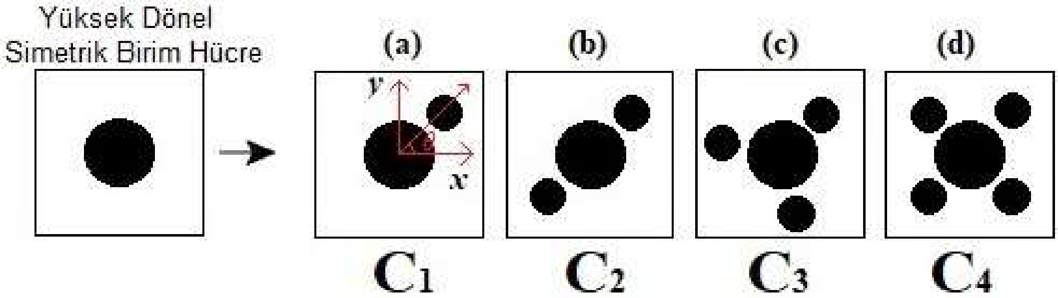
Dönel simetri, bir objenin tekrar aynı görünüme kavuşması için kendi ekseni etrafında kaç derece döndürülmesi gerektiği ile tanımlanmaktadır. Dönel simetrinin grubu "C_r" ile simgelenmektedir. Buradaki "r" parametresi, objenin tekrar aynı görünüme kavuşması için döndürülmesi gereken açı miktarının, 2π radyan (360°) ile oranını temsil etmektedir. Örneğin kare şeklindeki bir obje en az 90° döndürüldüğü zaman tekrar eski görünümüne sahip olur. Bu bağlamda r = 4 (360°/90°) olarak hesaplanır ve objenin C_4 dönel simetrisine sahip olduğu belirlenir. Cisimler sahip oldukları geometrik şekillere bağlı olarak C_1, C_2, C_3 ve C_4 gibi farklı simetri grupları altında yer alırlar. Fotonik kristaller de örgü türleri ve birim hücre geometrilerine bağlı olarak farklı dönel simetrileri sağlamaktadır. Örnek olarak Şekil 2.10'da verilen kare örgü düzenine sahip iki-boyutlu fotonik kristal yapısı, merkezi etrafında 90° veya 180° döndürüldüğünde mevcut görünümünü korumaktadır. Bu nedenle Şekil 2.10' da verilen fotonik kristal yapısının C_4 ve C_2 dönel simetrilerine sahip olduğu söylenebilir.

Dönel simetrinin fotonik kristal ölçeğinde yapılan bu tanımını birim hücre ölçeğine indirgemek de mümkündür. Örneğin dairesel şekiller sonsuz dönel simetriye (C_∞) sahiptir. Bunun nedeni dairesel dielektrik çubukların kendi eksenleri etrafındaki herhangi bir miktardaki dönüşünde, sahip olduğu görünümü mutlaka korumasından kaynaklanmaktadır. Bu nedenle, birim hücreleri dairesel dielektrik çubuklar veya dairesel hava deliklerinden oluşan fotonik kristaller, "yüksek dönel simetrik" olarak tanımlanabilir. Birim hücreler, fotonik kristallerin en küçük yapı birimidir. Birim hücrelerin simetri, şekil veya örgü tipi gibi geometrik özellikleri, oluşturdukları periyodik yapıların optik tepkileri üzerinde etkilidir. Dönel simetri, fotonik kristallerin dağılım özelliklerinde belirleyici rol oynayan temel unsurlardandır.



Şekil 2.11: İki-boyutlu fotonik kristal örgü üzerinde tanımlanan ayna simetrisi ve dönel simetri operasyonları (Sakoda 2005).

Literatürde şimdiye kadar yer alan fotonik kristal çalışmaları incelendiğinde büyük bir kısmının, yüksek dönel simetrik olarak adlandırılan ve dairesel dielektrik çubuklardan (veya hava deliklerinden) oluşan birim hücrelerden meydana geldiği görülmektedir. Yüksek dönel simetrik fotonik kristaller kusursuz bir simetri düzenini temsil etmektedir. Ancak bu yapıların simetrik kusursuzluğu, birim hücrelerin geometrik ayarlanma serbestliklerini azaltmaktadır. Geometrik ayarlama özgürlüklerinin kısıtlı olması nedeniyle, yüksek dönel simetrik fotonik kristallerin optik özelliklerinin kontrolü de sınırlıdır. Bu yapılara bir alternatif olarak, yapısal zenginlik içeren düşük dönel simetrik fotonik kristaller kullanılabilir (Yasa ve diğ. 2016). Sahip oldukları geometrik çeşitlilik nedeniyle düşük dönel simetrik fotonik kristaller, zengin ve alışılmışın dışında optik tepkiler gösterebilmektedir. Birim hücre yapılarına ilave bileşenlerin (dielektrik çubuk veya hava deliği) eklenmesi ile "düşük dönel simetrik" fotonik kristaller elde edilmektedir. İki-boyutta kare örgü düzeninde bir fotonik kristalin sahip olabileceği C_1, C_2, C_3 ve C_4 simetrik birim hücre türlerine örnekler sırasıyla Şekil 2.12 (a), (b), (c) ve (d) bölümlerinde gösterilmektedir. Verilen birim hücre konfigürasyonları incelendiği zaman, ilave dairesel bileşenlerin eklenmesi ile düşük dönel simetrik birim hücreler elde edildiği görülmektedir. Şekil 2.12' de verilen birim hücre yapısında θ ile temsil edilen parametre, birim hücrenin x eksenine göre açısal yönelimini tanımlamaktadır.



Şekil 2.12: İki-boyutlu fotonik kristal örgüsüne ait **(a)** C_1, **(b)** C_2, **(c)** C_3 ve **(d)** C_4 simetrik birim hücre örnekleri (Kurt 2018).

Fotonik kristallerde simetrinin azaltılması, yapının geometrisinde çeşitliliğe yol açarak periyodik malzemelerde ışığın yayılım özelliklerini daha da zenginleştirmektedir. Bu yapılar, sahip oldukları sıra dışı optik özellikler sayesinde geniş bir yelpazede çeşitli optik uygulamalara olanak tanır. Örneğin, düşük dönel simetriye sahip fotonik kristaller; eğik ve geniş bantlı saçılımsız iletim (Kurt ve diğ. 2008), ışık odaklama (Turduev ve ark diğ. 2013[a]), dağılımsız dalga iletimi (Kurt ve diğ. 2012), dalga boyu ayırıcı (Giden ve diğ. 2013), anizotropik sıfır kırılma indisi (Turduev ve diğ. 2013[b]) ve polarizasyon ayırıcı (Deng ve Guasch, 2021[b]) gibi birçok alanda etkili bir tasarım aracı olarak kullanılmaktadır.

3. Maxwell Denklemleri

Elektromanyetik alanın bir ortam içerisindeki davranışını tanımlayan temel matematiksel ifadeler Maxwell denklemleridir. Fotonik kristallerde elektromanyetik dalga çözümlerinin elde edilebilmesi için bu denklemlerin uygun sınır ve başlangıç koşulları altında çözülmesi gerekmektedir. Maxwell denklemleri elektromanyetik olayları tanımlayan dört denklemden oluşan bir kümedir. Bu dört denklem aşağıda zaman alanı diferansiyel formlarında gösterilmektedir:

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \tag{3.1}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = \rho, \tag{3.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{3.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \tag{3.4}$$

Denklem (3.1) Gauss' un elektrik alanı yasasıdır. $\vec{E}$ elektrik alan kaynaklarının, ρ yük yoğunluğu olduğunu belirtir. Boş uzayda yük olmadığı için (ρ = 0) denklem $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$ haline gelir. Yani, boş uzayda elektrik alanın kaynağı yoktur ve alan çizgileri kapalı döngüler oluşturur. Denklem (3.2) Gauss' un manyetik alan yasasıdır. $\vec{B}$ manyetik alanın kaynaklarının olmadığını ifade eder (manyetik monopoller yoktur). Boş Uzayda: $\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$ haline gelir ve bu, manyetik alan çizgilerinin kapalı döngüler oluşturduğunu gösterir. Denklem (3.3) Faraday Yasasıdır ve zamanla değişen bir manyetik alanın döngüsel bir $\vec{E}$ elektrik alanı (*V/m*) oluşturduğunu belirtir. Faraday yasası, indüksiyon prensibinin temelidir. Kapalı bir döngü boyunca indüklenen elektromotor kuvvetin, manyetik akının zamanla değişimiyle orantılı olduğunun ifade eder. Son olarak, Denklem (3.4) Ampère- Maxwell Yasasıdır ve bir akım kaynağı $\vec{J} = \sigma\vec{E}$ (A/m^2) veya zamanla değişen bir elektrik alanının döngüsel bir $\vec{B}$, manyetik alan (*A/m*) oluşturduğunu belirtir. Denklemin sağ tarafındaki ikinci terim, Maxwell'in katkısıdır ve zamana bağlı elektrik alanın manyetik alan üretebileceğini gösterir. Bu terim, ışığın bir elektromanyetik dalga olduğunu anlamamızı sağlar.

Fotonik kristal yapılarda, ışığın davranışını anlamak ve kontrol etmek için Maxwell denklemlerinin yapı içindeki formata uyarlanması gereklidir. Bu uyarlama, periyodik malzeme özelliklerini ve bunların ışık üzerindeki etkilerini doğru bir şekilde modelleyerek bant yapılarının ve yasak band aralıklarının elde edilmesini ayrıca polarizasyon analizlerinin yapılmasını sağlar. Maddesel ortamlarda, elektrik ve manyetik alanlar ortamın kutuplanma ve mıknatıslanma etkilerini içerir maddesel ortamda Maxwell denklemleri, ortamın elektriksel ve manyetik özelliklerini tanımlayan nicelikler ile genişletilir, bu genişleme için ortamın dipol ve akım dağılımları göz önünde bulundurulur, $\vec{P}$ elektrik kutuplanma vektörü ve $\vec{M}$ manyetik mıknatıslanma vektörü gibi nicelikler kullanılır. Maddesel ortamlarda bu nicelikler, boşluktaki niceliklerden farklı olan makroskopik alanları tanımlar. Maddesel ortamda atomlar veya moleküller, uygulanan bir elektrik alan altında dipol momentleri oluşturur. Bu dipol momentleri, ortamın kutuplanma vektörü olarak tanımlanır:

$$\vec{P} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta V}. \tag{3.5}$$

Burada; $\vec{P}$ birim hacim başına dipol moment yoğunluğunu $\vec{p}$ ise dipol momenti temsil eder. Maddesel ortamda elektrik deplasman vektörü $\vec{D}$ ise şu şekilde tanımlanır; $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$. Manyetik dipoller ise manyetik momentlere sahip olur ve manyetik momentlerin birim hacimdeki toplamı, mıknatıslanma vektörü olarak tanımlanır:

$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta \vec{m}}{\Delta V}. \tag{3.6}$$

Burada $\vec{M}$ birim hacim başına manyetik dipol moment yoğunluğunu ve $\vec{m}$ manyetik dipol momenti temsil eder. Manyetik alan $\vec{B}$ ve manyetik alan şiddeti $\vec{H}$ arasındaki ilişki şu şekilde yazılır; $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$.

Maddesel ortamdaki elektromanyetik alan denklemleri, yukarıdaki tanımlamalara dayalı olarak boşluktaki Maxwell denklemleriyle bağlantılıdır. Maddesel ortamda toplam yük yoğunluğu (ρ) iki bileşene ayrılır, serbest yük yoğunluğu $\left(\rho_f\right)$ ve bağlı yük yoğunluğu $(\rho_{bağlı})$. Bağlı yük yoğunluğu, kutuplanma ile ilişkilidir: $\rho_{bağlı} = -\nabla.\vec{P}$.

$\vec{D}$ elektrik deplasman vektörü kullanılarak boşluktaki Gauss yasası şu hale gelir:

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = \rho_f. \tag{3.7}$$

Boşluktaki manyetik Gauss yasası ise değişmeden kalır, maddesel ortamda manyetik alanın diverjansı hâlâ sıfırdır, çünkü manyetik monopoller mevcut değildir:

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0. \tag{3.8}$$

Maddesel ortamda Faraday İndüksiyon Yasası değişmez:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \tag{3.9}$$

Maddesel ortamda $\vec{J}$ akım yoğunluğu serbest (J_f) ve bağlanma akımı $(J_{bağlı})$ bileşenlerine ayrılır, burada $\vec{J}_{bağlı} = \vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ şeklinde yazılır. Ayrıca, manyetik alan şiddeti $\vec{H}$ kullanılarak Ampère-Maxwell yasası aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \tag{3.10}$$

Lineer, izotropik ve homojen ortamlarda $\vec{P} = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E},\ \vec{M} = \chi_m \vec{H},\ \vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ ve $\vec{B} = \mu \vec{H}$ bağıntıları kullanılır ve bu bağıntılarda: $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e)$ ve $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$ dönüşümleri geçerlidir. Burada χ_e elektriksel duyarlılıktır ve elektrik alanın malzemeyi kutuplanmaya yönlendirme kapasitesini ifade eder. χ_m manyetik duyarlılıktır ve manyetik alanın malzemeyi mıknatıslanmaya yönlendirme kapasitesini ifade eder. Maddesel ortamda Maxwell denklemleri denklemler (3.7), (3.8), (3.9) ve (3.10) şeklinde oluşturulur.

Eğer elektromanyetik alanlar zaman-harmonik ise, Maxwell denklemleri frekans alanında ifade edilebilir. Bu durumda, zaman bağımlılığı $e^{j\omega t}$ formunda varsayılır ve Maxwell denklemleri frekans alanına dönüştürülür. Burada, ω açısal frekansı temsil eder. Bu frekans alanı formülasyonları, hesaplamalı elektromanyetizma yöntemlerinin temeli olarak kullanılabilir. Frekans alanındaki Maxwell denklemleri, karmaşık genlikler cinsinden ifade edilir ve mühendislik ile fiziksel problemlerin çözümünde güçlü bir araç sunar. Bu yaklaşım, elektromanyetik dalgaların yayılımı, yansıması, kırılması ve anten tasarımı gibi çeşitli uygulamalarda etkin bir biçimde kullanılmaktadır.

Zaman bağımlılığının harmonik olduğu durumda elektromanyetik alanlar $\vec{E}(r,t) = \vec{E}(r)e^{-j\omega t}$ ve $\vec{B}(r,t) = \vec{B}(r)e^{-j\omega t}$ şeklinde ifade edilir. Harmonik varsayımı kullanarak, zaman türevleri frekans alanında $\frac{\partial E}{\partial t} \rightarrow j\omega E$ ve $\frac{\partial B}{\partial t} \rightarrow j\omega B$ şekilde dönüştürülür. Bu durumda madde içindeki Maxwell denklemleri aşağıdaki tanımları alır:

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = \rho, \tag{3.11}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0, \tag{3.12}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}, \tag{3.13}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\vec{D}. \tag{3.14}$$

Lineer ortamlar için, $\vec{D}$ deplasman vektörü ile $\vec{E}$ elektrik alan arasında, $\vec{B}$ manyetik alan vektörü ile $\vec{H}$ vektörü arasında doğrusal bağıntı bulunmaktadır. Bu bağıntı katsayıları sırasıyla ε malzemenin dielektrik geçirgenlik katsayısı ve μ manyetik geçirgenlik katsayısıdır. İzotropik ortamlarda $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ şekline sadeleşir ve ε her yönde aynı olup skaler değer alır. Ancak anizotropik ortamlarda ε ikinci dereceden tensör olup, matris formunda olur. Malzemenin elektrik özelliklerinin farklı doğrultularda farklı olduğunu ifade eder. Bu ilişki, elektrostatik yük dağılımı ve malzeme içindeki polarizasyon etkilerini tanımlar. Lineer izotropik ortamlarda $\vec{B}$ manyetik alan ile $\vec{H}$ alanı $\vec{B} = \mu\vec{H}$ şekilde ilişkilendirilmiş olup μ skaler bir değer alır. Anizotropik bir malzeme için manyetik özelliklerin farklı doğrultularda farklı olduğunu belirtir μ manyetik geçirgenliği matris şeklini alır. Bu bağıntılar malzemenin elektromanyetik cevabını ifade etmek için geliştirilmiştir ve malzemenin elektriksel ve manyetik özelliklerini karakterize eder:

$$\vec{D} = [\varepsilon]\vec{E} \tag{3.15}$$

ve

$$\vec{B} = [\mu]\vec{H}. \tag{3.16}$$

Malzeme özelliklerini ifade eden dielektrik geçirgenlik (ε) ve manyetik geçirgenlik (μ) tensörleri ise sırasıyla aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır:

$$[\varepsilon] = \varepsilon_0[\varepsilon_r], \tag{3.17}$$

$$[\mu] = \mu_0[\mu_r]. \tag{3.18}$$

Denklem (3.17) bir malzemenin dielektrik geçirgenliği ε ile bağıl dielektrik geçirgenliği ε_r ve boşluk geçirgenliği ε_0 arasındaki ilişkiyi ifade eder. Dielektrik geçirgenlik malzemenin elektrik alanı depolama kapasitesini tanımlar. Birimi (F/m) olarak ifade edilir. Bu büyüklük, bir malzemenin elektrik alan altında polarize olma derecesini ölçer. Bağıl dielektrik geçirgenlik ε_r malzemenin boşluğa göre elektrik alan depolama kapasitesini ifade eden boyutsuz bir büyüklüktür. $\varepsilon_r = 1$ olduğunda, malzeme boşluk gibi davranır. Boşluk geçirgenliği elektromanyetik alanların boşluğa nasıl davrandığını tanımlayan sabittir: $\varepsilon_0 \approx 8.854 \times 10^{-12} \left(\frac{F}{m}\right)$. Ancak malzemelerde, atomların ve moleküllerin polarizasyonu nedeniyle geçirgenlik artar ve bu artış ε_r ile ölçülür. Denklem (3.18) bir malzemenin manyetik geçirgenliği μ ile bağıl manyetik geçirgenliği μ_r ve boşluk geçirgenliği μ_0 arasındaki ilişkiyi tanımlar. Manyetik geçirgenlik malzemenin manyetik alanı depolama ve manyetik akıya izin verme kapasitesini tanımlar. Birimi (H/m) olarak ifade edilir. Bağıl manyetik geçirgenlik malzemenin manyetik özelliklerini boşluğa göre ifade eden boyutsuz bir parametredir. $\mu_r = 1$ olduğunda, malzeme boşluktaki gibi davranır. Ferromanyetik malzemelerde μ_r değeri büyük değer alır. Boşlukta manyetik alan geçirgenlik katsayısı sabit olup $\mu_0 \approx 4\pi \times 10^{-7} \left(\frac{H}{m}\right)$ değerindedir. Boşlukta, manyetik geçirgenlik yalnızca μ_0 ile tanımlanır. Ancak bir malzemede, manyetik alanın varlığı malzemenin manyetik özelliklerinden etkilenir ve geçirgenlik μ_r faktörü ile artar yani bir malzemenin toplam manyetik geçirgenliği, boşluk geçirgenliğinin μ_r kadar bir çarpanı olarak tanımlanır. Malzemenin bağıl dielektrik geçirgenliği ve bağıl manyetik geçirgenliği kartezyen koordinat sisteminde aşağıdaki gibi tanımlanırlar:

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \tag{3.19}$$

ve

$$[\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix}. \tag{3.20}$$

Boşlukta elektromanyetik dalgalar $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} \left(\frac{m}{s}\right)$ hızı ile yayılırken madde içinde $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \left(\frac{m}{s}\right)$ hızı ile ilerler. Bu iki hızın oranı n ortamın kırıcılık indisini tanımlar. Ortamın kırılma indisi, bir elektromanyetik dalganın o ortam içerisindeki yayılma hızının, dalganın vakumdaki yayılma hızına oranıdır. Matematiksel olarak $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\mu_r\varepsilon_r}{\mu_0\varepsilon_0}}$ ile tanımlanır (Vega 2020).

3.1 Elektromanyetik Dalgalar

Maxwell denklemleri, elektromanyetik alanların ve dalgaların dinamiklerini tanımlayan temel fiziksel kanunlardır. Bu denklemler fotonik kristallerin elektromanyetik özelliklerini anlamada kritik rol oynarlar ve fotonik kristallerde elektromanyetik dalgaların davranışını modellemek için genellikle dalga denklemleri türetilir. Türetilen dalga denklemleri, anizotropik dielektrik sabiti olan ortamlar için uyarlanmış Maxwell denklemlerine dayanır. Fotonik kristaller için dalga denkleminin türetilmesi kısmen kolaydır çünkü bu süreç, Maxwell denklemlerinin lineer bir ortamda belirli simetri koşulları altında uygulanmasına dayanır. Maxwell denklemlerinden Denklem (3.13) lineer anizotropik malzemeler için aşağıdaki ifade ile ilişkilendirilir:

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \tag{3.21}$$

Denklem (3.14) ile verilen $\vec{H}$ alanın rotasyoneli aşağıdaki ifade ile tanımlanır:

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{H}\right) = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \tag{3.22}$$

Denklem (3.22)' nın rotasyoneli alındığında aşağıdaki denklem elde edilir:

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = -\mu \frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{\nabla} \times \vec{H}\right). \tag{3.23}$$

Denklem (3.23) ile verilen $\vec{H}$ vektörünün rotasyoneli Denklem (3.22)' de yerine yerleştirildiğinde,

$$\left(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = -\mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \tag{3.24}$$

İfadesi elde edilir. Vektör kalkülüs özelliği $\left(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}.\vec{E}\right) - \nabla^2 \vec{E}\right)$ ve serbest yüklerin olmadığı $(\rho_f = 0)$ durumunda $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$ kullanılırsa, Denklem (3.24) elektrik alan için aşağıdaki dalga denklemini verir:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0. \tag{3.25}$$

Benzer şekilde manyetik alan dalga denklemi aşağıdaki gibi türetilir:

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0. \tag{3.26}$$

Homojen bir ortamda düzlem dalga çözümü aşağıdaki formlarda yazılır:

Elektrik alan için:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t\right)}. \tag{3.27}$$

Manyetik alan için ise:

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}_0 e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}. \tag{3.28}$$

Burada $\vec{r}$ konum vektörünü, $\vec{E}_0$ elektrik alanın genliği ve $\vec{H}_0$ manyetik alanın genliğini tanımlar. $\vec{E}$ elektrik alan, $\vec{H}$ manyetik alan ve $\vec{k}$ dalga vektörü birbirine diktir. Bu durum, elektromanyetik dalgaların enine dalgalar olduğunu gösterir. Bu denklemlerin çözümleri, homojen ve izotropik bir ortamda düzlem dalga biçiminde ortaya çıkar. Bu çözümler, elektromanyetik dalgaların hızını, yönünü ve polarizasyonunu anlamak için temel oluşturur. Fotonik kristallerde ise bu dalga denklemleri, periyodik malzeme özelliklerini içeren modifikasyonlarla analiz edilir. Elektromanyetik dalgalar için bir diğer önemli faktör $\vec{k}$ dalga vektörüdür. Dalga vektörü bir dalganın yönü ve uzayda dalga boyu ile ilgili bilgileri taşıyan bir vektördür ve $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{k}$ ile tanımlanır burada, λ dalga boyunu temsil ederken $\hat{k}$ dalganın yayılım yönünü gösteren birim vektördür. Dalga vektörünün büyüklüğü $|\vec{k}|$dalganın dalga sayısıdır: $k = 2\pi/\lambda$ bağıntısıyla ifade edilir. Dalga vektörünün yönü dalganın uzayda hangi yönde yayıldığını belirler. Dalga vektörünün her bir bileşeni (k_x, k_y, k_z) dalganın o eksen boyunca yayılımı değerini temsil eder. Dalga vektörü ile elektromanyetik dalganın fazı $\varphi = \vec{k}.\vec{r} - \omega t$ bağıntısı ile ilişkilidir. Burada φ dalganın fazını r uzaydaki konum vektörünü temsil eder. ω ise dalganın uzaydaki faz değişimini ve zamana bağlı evrimini tanımlar.

Boşluk ortamında dalga vektörünün büyüklüğü, dalga sayısına eşittir $(k = k_0)$. Malzemelerin dalga sayısı k_0 dalga vektörünün büyüklüğü ile n ortamın kırılma indisiyle çarpılarak elde edilir:

$$k = k_0 n = \frac{\omega}{v_p}. \tag{3.29}$$

Burada v_p faz hızıdır. Boşluk ortamında bu denklem $k_0 = \omega/c$ şeklinde yazılır. Eğer ortamda bağıl geçirgenlik katsayıları uzaysal olarak değişiyorsa $\mu_r(r)$ ve $\varepsilon_r(r)$, dalga denklemleri aşağıdaki gibi olur.

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \vec{\nabla} \times \vec{E}\right) = k_0^2 \vec{E} \tag{3.30}$$

ve

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r} \vec{\nabla} \times \vec{H}\right) = k_0^2 \vec{H}. \tag{3.31}$$

Bu denklemler, $\vec{E}$ elektrik alan $\vec{H}$ ve manyetik alan için dalga denklemleridir ve ortamdaki elektriksel ve manyetik özellikler ile dalgaların yayılma hızını ilişkilendirir. Maxwell denklemleri kullanılarak türetilmiş olan bu denklemler, fotonik kristallerde ve diğer optik malzemelerde dalganım ilerlemesini anlamak için kullanılır. Bu denklemler, fotonik kristallerin özelliklerini belirleyen temel denklemlerdir ve fotonik kristaller periyodik bir dielektrik yapıya sahip olduğundan dalga denklemlerine periyodik modülasyonlar eklenmesi ile fotonik band boşluklarının hesaplanması, mod analizi, dalga kılavuzlarında yayılımının incelemesi gibi pek çok önemli olaylar bu denklemlerin çözümü ile elde edilir.

3.2 Bloch Teoremi ve Fotonik Kristaller

Bloch teoremi, periyodik bir yapıda dalga fonksiyonlarının çözülmesi için kullanılan bir ilkedir. Periyodik bir ortamda elektromanyetik alanı tanımlamak için, Maxwell denklemlerinden türetilen dalga denklemi Bloch teoremi ile aşağıdaki denklemlerle ifade edilirler:

$$\vec{E}(\mathrm{r}) = \vec{u}_k(r) e^{i\vec{k}.\vec{r}} \tag{3.32}$$

ve

$$\vec{H}(\mathrm{r}) = \vec{v}_k(r) e^{i\vec{k}.\vec{r}}. \tag{3.33}$$

Burada $\vec{u}_k(r)$ ve $\vec{v}_k(r)$ kristal yapının periyodikliğinin tanımlayan periyodik fonksiyonlardır ve ortamın örgü yapısına bağlıdırlar. k, ise dalga fonksiyonunun fazını ve band yapısını belirler.

Fotonik kristallerde, Bloch teoremi kullanılarak band yapıların hesaplanması ve fotonik yasak band aralıklarının konumlarının belirlenmesi mümkün hale gelir. Bloch teoremi aynı zamanda dalga vektörünün her bir bileşeninin enerji spektrumuna olan etkisini incelemek için kullanılır ve Bloch teoreminin yardımıyla kristallerdeki fotonik yasak band aralıklarının oluşumuna neden olan yansıma ve girişim olayları analiz edilebilir. Bu analiz, fotonik kristal yapıların tasarım sürecinde malzeme parametrelerinin optimizasyonuna ve istenilen dalga yayılım özellikleri gösteren kristal yapılarının tasarlanmasına olanak tanır.

4. OPTİK ÖZELLİKLER

4.1 Fotonik Band Yapısı

Periyodik fotonik kristal yapıların en temel özelliklerinden biri, enerji (veya frekans) ile dalga vektörü arasındaki ilişkiyi tanımlayan dispersiyon bağıntısıdır. Bu bağıntı fotonik band yapısı olarak da bilinir ve ışığın kristal içinde nasıl yayıldığını belirler. Fotonik kristallerdeki ışığın yayılımı Maxwell denklemleri ile yönetilir ve zamandan bağımsız ve kayıpsız bir ortamda, Maxwell denklemlerinin dalga denklemi şu şekilde ifade edilir:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(r) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_r(r)\vec{E}(r). \tag{4.1}$$

Denklem (4.1), fotonik kristalin öz modlarının ($\omega(k)$) hesaplanmasına olanak tanır. Denklem (4.1)' de verilen $\vec{E}(r)$ elektrik alan fonksiyonu Denklem (3.32)' de verilen dalga denklemi fonksiyonuna yerleştirildiğinde dalga denklemi özdeğer problemine indirgenir.

$$\hat{\mathrm{H}}(\mathrm{k})\mathrm{u_k}(r) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathrm{u_k}(r) \tag{4.2}$$

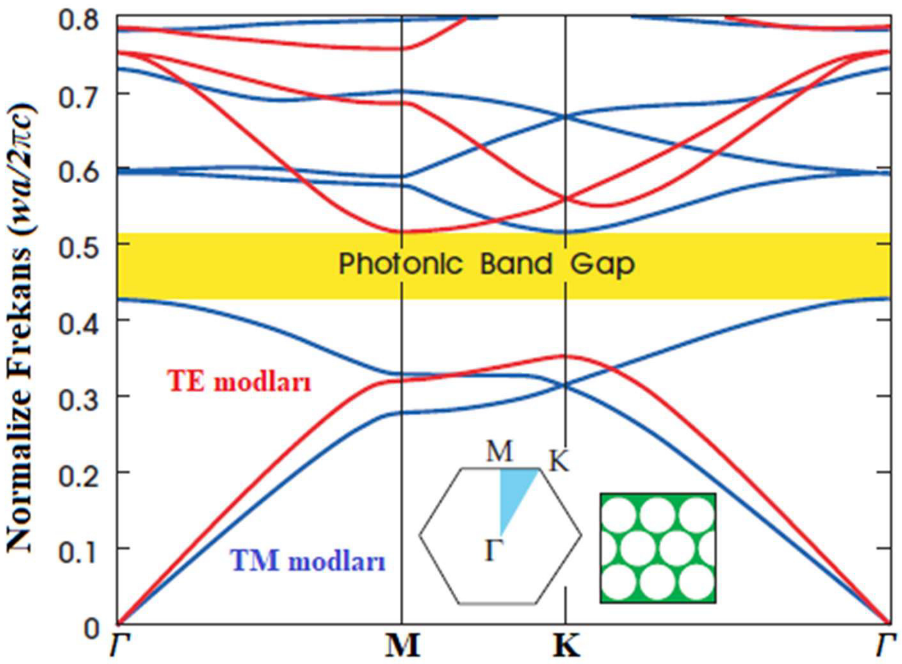
Burada $\hat{H}(k)$ dalga vektörü k ile ilişkili bir operatördür. Bu özdeğer problemi çözülerek, her bir k değeri için ω değerleri elde edilir. Bu çözüm, fotonik band yapısını oluşturur ve dalga vektörüne karşılık gelen frekansları (ya da enerji seviyelerini) verir. Bu band yapısı, fotonların kristal içindeki yayılım karakteristiklerini tanımlar. Band yapısındaki aralıklar, belirli frekans aralıklarında fotonların yayılmasının yasaklandığını gösterir (Sakoda 2005).

Fotonik band yapısının hesaplanması genellikle sayısal yöntemlerle yapılır, çünkü analitik çözüm her zaman mümkün değildir. Yaygın kullanılan sayısal yöntemlerden biri Düzlem Dalga Genişletme Metodudur (Plane Wave Expansion Method, PWE). Bu yöntem kullanılarak dielektrik fonksiyonunu ve elektrik alanını düzlem dalgalar cinsinden Fourier açılımı yapılır ve özdeğer problemi matris formuna dönüştürülerek sayısal olarak çözülür:

$$\sum_{G'} \left[|k+G|^2 \delta_{G,G'} - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_{G,G'} \right] E_{G'} = 0. \tag{4.3}$$

Denklem (4.3) Fourier açılımını gösteren temel denklemdir burada: G ve G' ters uzay vektörleridir. $\epsilon_{G,G'}$, dielektrik fonksiyonun Fourier bileşenidir. $E_{G'}$ Fourier açılımının katsayılarıdır. Bu matris denklemi çözüldüğünde, band yapısı yani $\omega(k)$ dispersiyon ilişkisi elde edilir. Dağılım bantları, periyodik fotonik kristallerin temel bir özelliğidir ve bu band yapısı, kristal içindeki elektromanyetik dalgaların yayılımını belirler (Russell 2003).

Fotonik kristallerdeki yasak band aralığı, band yapısındaki kesintiler ya da frekans aralıkları olarak ortaya çıkar. Yasak band aralığı üst bandın alt sınırındaki minimum frekans değeri ile alt bandın üst sınırındaki maksimum frekans değeri arasındaki farktır. Yasak band aralığının oluşumu, kristal içindeki elektromanyetik dalgaların yansıma ve girişimi ile doğrudan ilişkilidir. Bloch dalgalarının kristal boyunca yayıldığı sırada, periyodik potansiyel nedeniyle Bragg yansıması meydana gelir. Bu yansıma, belirli k ve ω değerlerinde oluşur ve iki karşıt dalga vektörüne sahip dalgaların süperpozisyonu, belirli yönlerde yayılan dalgaların birbirini söndürmesine yol açar ve bu durum yasak band aralığını oluşturur (Johnson ve Joannopoulos 2001). Şekil 4.1' de hegzagonal bir yapıdan elde edilen band diyagramı içerisinde bulunan yasak band aralığı görülmektedir (Joannopoulos ve diğ. 2008).



Şekil 4.1: Dielektrik sabiti $\varepsilon = 13$ olan plaka üzerine oyulmuş hava kolonlarından oluşan hegzagonal örgülü yapı için fotonik band diyagramı. Mavi çizgiler TM bantlarını, kırmızı çizgiler ise TE bantlarını temsil eder. Sarı bölge tam fotonik band aralığıdır (Joannopoulos ve diğ. 2008).

4.2 Eş Frekans Konturları

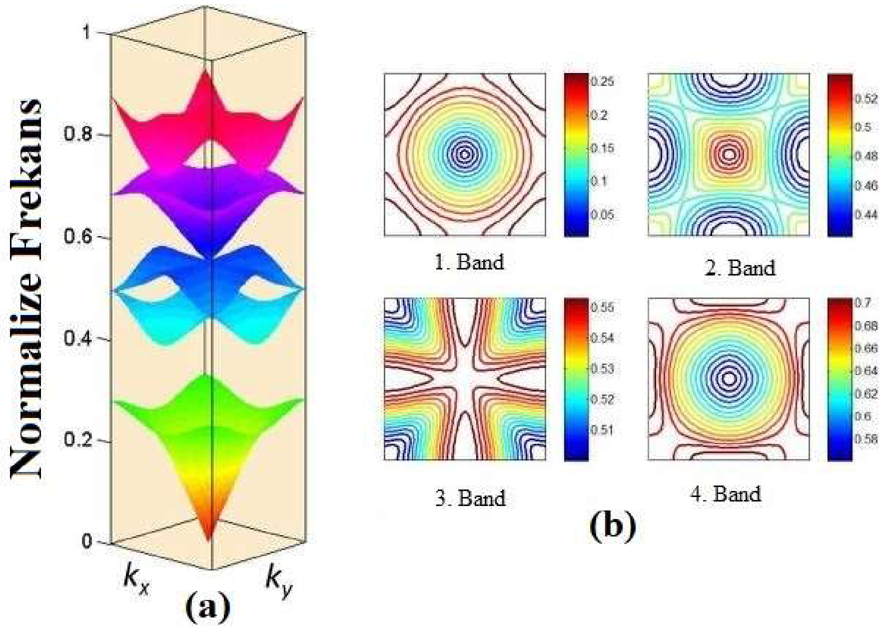
Fotonik kristal yasak band aralığı adı verilen spektral bir aralıkta ışığın yayılmasını engeller ve bu frekans aralığı içinde fotonik kristal, ışık için bir yalıtkan gibi davranır. Bu yalıtım özellikleri fotonik kristal özelliklerinin geliştirilmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Kosaka ve diğ. 1998). Yasak band aralıklarının haricindeki frekanslarda ışık ilerleyebilir olsa da yayılma özellikleri farklıdır bu farklı iletkenlik özellikleri, fotonik kristallerin birçok yeni işlevinin keşfine kapı aralamıştır. Örneğin, Kosaka ve diğ. (1998) süper prizma etkisini, Notomi (2000) geniş açılı polarizasyon ayrımını ve Foteinopoulou ve Soukoulis (2005) negatif kırılma ile süper mercekleme olaylarını rapor etmiştir. Bu tür keşifler, fotonik kristallerin optik özelliklerini kontrol etme konusundaki potansiyelini ortaya koymuştur

Fotonik kristallerin iletim özellikleri, eş frekans konturları (Equi-frequency contours EFC) kullanılarak etkin bir şekilde analiz edilebilir. EFC, üç boyutlu fotonik kristallerde bir yüzey, iki boyutlu fotonik kristallerde ise bir kontur çizgisi olarak tanımlanır. EFC' nin gradyanı, dalganın grup hızı yönünü belirlediği için fotonik kristallerde ışığın yayılma yönünün anlaşılmasında kritik bir rol oynar (Jiang ve diğ. 2005).

Belirli bir frekansta çalışan EFC oluşturmak için öncelikle fotonik band yapısı hesaplanmalıdır ve hesaplanan fotonik band yapısı, birinci Brillouin bölgesinde yoğun sayıda dalga frekansları içermelidir (Alagappan ve diğ. 2006[a]). İki boyutlu fotonik kristallerde EFC çizgileri iki boyutlu fotonik band yapısının, k_x, k_y dalga vektörü düzlemine sabit bir frekans altında yansıtılmasıyla elde edilir (Alagappan ve diğ. 2007, Ho ve diğ. 1990). Kırılma indisi n olan homojen bir dielektrik ortamda, dağılım bağıntısı $\omega = c_k/n$ dir, burada ω, c ve k sırasıyla açısal frekans, ışık hızı ve dalga vektörüdür. İki boyutta bu dağılım bağıntısı $\omega^2 = c^2(k_x^2 + k_y^2) \,/\, n^2$ dir ve bu bağıntı kullanılarak dielektrik ortamların EFC' leri oluşur. Fotonik kristallerde dağılım bağıntısı (fotonik band yapısı) karmaşıktır ve bu nedenle EFC' lerin sayısal olarak hesaplanması gerekir (Sakoda 2005, Li ve diğ. 2006, Baumberg ve diğ. 2004).

Örnek olarak hava ortamında bulunan ($\varepsilon_r = 0$) dairesel silikon çubuklardan ($\varepsilon_r = 12{,}1$) yapılmış iki boyutlu kare örgü fotonik kristalin EFC çizgileri Şekil 4.2(b)' de gösterilmiştir. Şekil 4.2 (a) da ki dikey eksen, normalleştirilmiş frekansı ($\omega = \frac{a}{\lambda}$) temsil eder, buradaki her bir yüzey bir bandı temsil eder, yani ışığın belirli bir frekansta yayılabileceği bölgeleri belirtir. Bu bantların üst ve alt limitleri, fotonik yasak band aralıklarını anlamaya yardımcı olur. Her bir band, Şekil 4.1(a)' da ki band yapısından alınan bir kesite karşılık gelir ve bu konturlar, belirli bir frekansa sahip dalgaların $k-$ dalga vektörü uzayında nasıl yayıldığını gösterir (Alagappan ve diğ. 2006[b], Liu ve Sun 2001, Harrison 1959, Ziman 1972).

İzotropik malzemelerden yapılmış iki boyutlu fotonik kristal denklemleri iki bağımsız polarizasyona karşılık gelen iki bağımsız denkleme ayırılabilir, fakat anizotropik bir malzemeden yapılmış iki boyutlu fotonik kristal denklemleri için böyle bir ayrıştırma mümkün değildir (Sakoda 2005, Busch ve John 1999). Anizotropik malzemenin asal eksenlerinden birinin iki boyutlu fotonik kristalin periyodik düzlemine dik olması şartı sağlanırsa ve malzemenin diğer iki asal eksenin periyodik düzlemde yer alması sınırlandırılırsa ayrıştırma mümkün olabilir (Alagappan ve diğ. 2006[a], Liu ve Chen 2005, Takeda ve Yoshino 2003).



Şekil 4.2: İki boyutlu fotonik band yapısı ve bu yapının EFC eğrileri. Renk çubukları normalleştirilmiş frekansları göstermektedir (Alagappan 2015).

Böylelikle polarizasyonların ayrıştırılabileceği varsayılarak, H ve E polarizasyonunun fotonik band yapısı, aşağıdaki diferansiyel denklemin çözülmesiyle bulunabilir (Sakoda 2005, Alagappan ve diğ. 2006, Busch ve John 1999).

$$D[h_{(r)}] = \left(\frac{2\pi\omega}{a}\right)^2 [H_{(r)}] \tag{4.4}$$

Burada, $H_{(r)}$ birinci Brillouin bölgesindeki belirli bir dalga vektörü için konuma bağlı manyetik alan vektörüdür. D fotonik kristalin polarizasyona ve dielektrik sabit profiline bağlı bir diferansiyel operatördür. Denklem (4.4) matris formunda öz-değer problemine PWE metodu kullanılarak dönüştürülebilir. Sonuç olarak, denklem 4.5' de ki $(2\pi\omega/a)^2 = \Omega$ ifadesini, matrisin vektör çarpımı olarak yazılabilir.

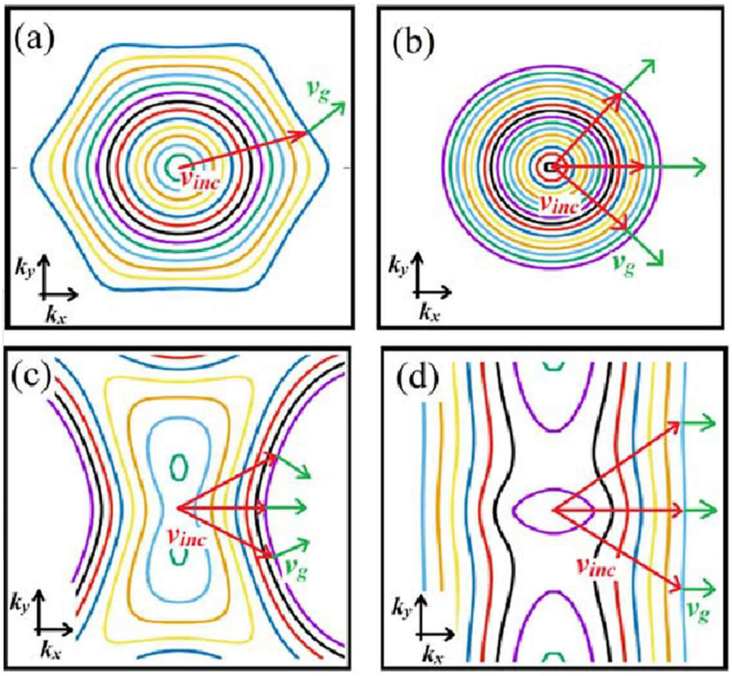
$$\Omega = h.\mathrm{M}.h \tag{4.5}$$

(4.5) eşitliğinde M matris elemanı şu şekilde tanımlanır (Alagappan ve diğ. 2008):

$$\mathrm{M}_{mn} = \begin{cases} \langle k_m | \tilde{\beta}_r(m-n) | k_n \rangle, & H-polarizasyon \\ |k_m||k_n|\beta(m-n), & E-polarizasyon \end{cases} \tag{4.6}$$

Denklem (4.6)' da $|k_n\rangle = k - G_n$ ile $k = [k_x, k_y]$ vektörün iç çarpımını, matrisi ve vektörü temsil eder. H polarizasyonu için, $\tilde{\beta}_r(n)$, tensör dielektrik fonksiyonunun ters Fourier dönüşüm katsayısını tanımlayan $2\,X\,2$ matristir. Benzer şekilde E polarizasyonu için $\beta(n)$, skaler dielektrik fonksiyonun ters Fourier dönüşüm katsayısıdır (Alagappan ve diğ. 2008). Denklem (4.6) belirli bir frekans için bir EFC tanımlar ve sonsuz sayıda olan düzlem dalga kullanılarak değerlendirilmelidir. Pratikte, düzlem dalgalarının sayısı, kendisine karşılık gelen sonucun gerekli bir doğruluk derecesini sağladığı bir sayı ile sınırlıdır. Genel olarak, dielektrik modülasyonu ne kadar büyük olursa, gerekli düzlem dalgaların sayısı da o kadar büyük olur. Zayıf dielektrik modülasyonlu fotonik kristaller için düzlem dalgaların sayısı önemli ölçüde daha az olabilir. Bu hesaplama yapılırken, sonsuz sayıda düzlem dalga dikkate alınmalıdır. Ancak, pratikte bu mümkün değildir. Bunun yerine, yalnızca belirli bir sayıda düzlem dalga kullanılır. Bu sayı, istenen doğruluk seviyesini sağlayacak kadar seçilir. Fotonik kristali oluşturan malzemenin kırılma indisi yüksekse fazla sayıda düzlem dalganın dikkate alınması gerekirken malzemenin kırılma indisi az ise daha az düzlem dalga yeterlidir.

EFC' lerin k uzayındaki eğriliği, fotonik kristaldeki dalga yayılımı hakkında bilgi ve çıkarımlar verir. Farklı EFC durumlarında dalga yayılma şemaları Şekil 4.3' de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi, hız vektörü $\vec{v}_{inc}$ olan gelen dalga, $\vec{v}_g = \vec{\nabla}_k \omega(k)$ ilişkisi nedeniyle fotonik kristal arayüzünü grup hızı $\vec{v}_g$ ile dik olarak terk eder. Burada, ışığın grup hızı, fotonik kristal yapısındaki EFC' lere dik yönde ilerleyen enerji taşınım hızını temsil eder. İzotropik bir ortamda ışık dalga yayılması Şekil 4.3(b)' de gösterilmekte olup, EFC' ler dairesel çizgiler göstermektedir. Bu durumda, yayılan dalga herhangi bir kırınıma uğramaz. Öte yandan, Şekil 4.3(c)' de verilen hiperbolik şeklindeki EFC çift kırılma veya odaklama etkisine neden olan negatif kırılmayı üretir. Öz-kolimasyon etkisi, Şekil 4.3(d)'de gösterildiği gibi, gelen dalga düzlemsel EFC' lerden geçtiğinde meydana gelir (Deng ve Guasch, 2021[a]). Bu durumda, EFC' lerin doğrusal eğriler şeklinde olması, ışığın yönden bağımsız olarak sabit bir grup hızıyla yayıldığını gösterir. Sonuç olarak, ışık minimum kırınım ve açısal dağılım ile yayılır (Kosaka ve diğerleri, 1999).



Şekil 4.3. EFC özelliği kullanılarak ışık dalgasının yayılım davranışları: **(a)** hegzagonal bir yapı için beklenen standart durum, **(b)** homojen ortam, **(c)** negatif kırılma etkisi gösteren ortam ve **(d)** öz-kolimasyon etkisini gösteren ortam (Joannopoulos ve diğ. 2008). Burada $\vec{v}_{inc}$ gelen dalganın hız vektörünü, $\vec{v}_g$ grup hızını vermektedir.

4.3 Fotonik Kristallerde Öz-kolimasyon

Fotonik kristal yapılarının öne çıkan özelliklerinden biri, ışığın fiziksel bir sınır olmaksızın kırınımsız yayılmasını sağlayan öz-kolimasyon (self-collimation) olayıdır. Öz-kolimasyon, fotonik kristallerdeki dağılım eğrilerinin belirli bölgelerde düz bir yapı sergilemesinden kaynaklanır. Fotonik kristal yapıların ışığın yönlendirilmesi için fiziksel kılavuzlar gerektirir, öz-kolimasyon, bu gerekliliği ortadan kaldırarak, ışığın dağılım özellikleri aracılığıyla kırınımsız yayılmasını sağlar. Grup hızı, EFC çizgilerine dik yönde olup EFC' nin düz şekil aldığı bölgelerde tüm noktalarda aynı yönü işaret eder. Bu da ışık demetinin yön değiştirmeden ilerlemesine olanak tanır yani, tüm ışınlar aynı yönde hareket eder ve hüzme şeklinde yayılır.

Şekil 2.7 de koyu alan olarak gösterilen birinci Brillouin bölgesi ve çevresindeki EFC' nin düz olduğu bölgelerde ışığın kırınımsız yayılımı, öz-kolimasyon olayının temelini oluşturur. Öz-kolimasyon özelliğinin etkileri önemli sonuçlar doğurmaktadır, bunlardan birisi, kırınımın engellenmesidir. EFC çizgilerinin eğri olması grup hızlarında büyük farklılıkların olduğunu göstermektedir, EFC düz olduğunda, bu tür farklılıklar ortadan kalkar ve ışık tüm yönlerde aynı hızda yayılır böylece ışık demetinin genişlemesi veya dağılması engellenir. Diğer bir sonuç ise EFC düz olduğunda enerji yoğunluğu belirli bir yöne odaklanır, bu da demetin belirli bir yönde yoğunlaşmasını ve diğer yönlere yayılmamasını sağlar bu odaklanma özellikle optik devrelerde istenilen bir durumdur. Son olarak düz EFC çizgileri, anormal dispersiyon etkilerini azaltarak ışık demetlerinin yönlendirilmesini sağlar ve böylelikle öz-kolimasyon etkisinin yalnızca dar bir frekans aralığında değil, geniş bir frekans aralığında da gerçekleşmesine olanak tanır.

Öz-kolimasyon özelliğinin optik entegrasyon uygulamaları için geniş bir çalışma frekans aralığına sahip olması ve polarizasyona duyarsız olması önemlidir. Geniş band aralığında öz-kolimasyon elde etmek için, kristal yapısının EFC' leri geniş bir frekans aralığında düz tutacak şekilde tasarlanmalıdır. Bu durum, kristalin geometrik parametrelerinin ve malzeme özelliklerinin optimize edilmesiyle sağlanabilir. Ayrıca, polarizasyona duyarsız öz-kolimasyon, enine elektrik ve enine manyetik polarizasyon modlarının aynı frekans aralığında öz-kolimasyon göstermesi anlamına gelir.

4.4 Enine Elektrik ve Enine Manyetik Polarizasyon Modları

Enine Elektrik (Transverse Electric, TE) ve Enine Manyetik (Transverse Magnetic, TM) modları, fotonik kristal sistemlerinde elektromanyetik dalgaların kutuplanmasına dayalı olarak birbirinden ayrılır. Bu ayrım, dalgaların fotonik kristal yapılar içerisindeki yayılımı ve fotonik kristallerin optik özelliklerini analiz etmek açısından önem taşır. Fotonik kristallerin periyodikliği, elektromanyetik dalganın yansıması veya kırılması sırasında meydana gelen girişim olayında, dalgaların periyodik yapıyla etkileşime girerek belirli yönlerde güçlenmesine veya zayıflamasına neden olur ve elektromanyetik dalgaların yayılımını belirli yönlerde engelleyebilir (yasak band aralıkları oluşturur). TE ve TM modları farklı fotonik yasak band aralıklarına sahiptir ve bu durum, kristalin farklı polarizasyonlarda ışığı nasıl engellediğini belirler. TE ve TM modlarına göre belirli dalga boylarının yayılımı engellenebilir veya oluşturulabilir. Örneğin, bir fotonik kristal, yalnızca TE modunda ışığı yayabilirken TM modunda bir yasak band aralığı oluşturabilir. Ayrıca fotonik kristaller, polarizasyon ayrıştırıcılar veya mod filtresi olarak kullanılabilir bu durumda TE veya TM modlarından birisi seçilerek, istenen dalga türü kontrol edilebilir. TE ve TM modlarının ayırt edilmesi, dalgaların malzemeyle nasıl etkileştiğini ve hangi yönlerde enerjiyi taşıdığını anlamak açısından önemlidir (Joannopoulos ve diğ. 2008, Sakoda 2005). Elektromanyetik dalgalar, Maxwell denklemleriyle modellenirken dalga vektörü k ve elektrik/manyetik alan vektörleri arasındaki ilişkiye göre bu farklı modlar ortaya çıkar.

TE modunda enine elektrik dalgaları, z yönünde manyetik alan bileşeni içeren elektrik alan bileşeni içermeyen durumu ifade eder. TE modunda, $\vec{E}$ elektrik alan, dalga yayılma yönüne dik olarak hareket eder ve bu modda dalganın $\vec{E}$ elektrik alan vektörü, $\vec{k}$ dalga yayılma yönüne dik olacak şekilde düzenlenir. Eğer dalga vektörü $\overrightarrow{k,}$ z yönünde ise elektrik alan sadece x ve y bileşenlerine sahiptir, yani $\vec{E}$, z yönünde bileşen içermez $E_z = 0$ olur. $\vec{H}$ manyetik alan ise hem x, y hem de z yönünde bileşenlere sahip olabilir. TE modları, elektrik alanın yapının geometrisine dik olduğu durumlar için önemlidir ve genellikle fotonik kristal düzleminde inceleme yapılırken kullanılır.

TM modunda ise $\vec{H}$ manyetik alan dalga yayılma yönüne dik olarak hareket eder ve yayılma doğrultusunda herhangi bir manyetik alan bileşeni bulunmaz ($H_z = 0$). Bu durumda, $\vec{E}$ elektrik alan yayılma doğrultusunda bileşenlere sahip olabilir. $\vec{k}$ dalga vektörü z yönünde alınırsa manyetik alan yalnızca x ve y bileşenlerine sahip olur ve bu durum manyetik alanın dalga vektörü yönüne (z) paralel bir bileşene sahip olmadığını ifade eder. $\vec{E}$ elektrik alan ise hem z yönünde hem de x ve y düzleminde bileşenler içerebilir ve $E_z \neq 0$ olur, yani elektrik alanın dalga yayılma yönünde bir bileşeni vardır. TM modları, manyetik alan etkileşimlerinin ve manyetik etkilerin güçlü olduğu sistemlerde daha etkilidir (Qiu & He, 2000).

Fotonik kristallerde yapı iki boyutlu olduğunda, z yönündeki kutuplanma belirleyici olur. Elektrik alanın fotonik kristal düzlemine dik olduğu durumlarda TE modları tercih edilirken, manyetik alanın düzleme dik olduğu durumlarda TM modları kullanılır. TE Modu düzlemsel dalga kılavuzları ve iki boyutlu fotonik kristallerde yaygın olarak kullanılır. Bu mod, elektrik alan bileşeninin yapılarla daha iyi etkileşime girdiği sistemlerde avantaj sağlar ve TE modları genellikle geniş band aralıkları ve güçlü elektrik alan bileşenleri içeren yapılarda tercih edilir ve düşük kayıplı optik kılavuzlar sağlanabilir. TM Modu ise yüzey plazmon polaritonlarının incelenmesinde kritik bir rol oynar. Metalik yüzeylerde ve yüzey plazmon etkilerinin araştırıldığı çalışmalarda manyetik alanın güçlü olduğu durumlar için TM modları tercih edilir. Bu mod, özellikle yüksek alan yoğunluğu gereken uygulamalarda öne çıkar ve TM modları manyetik alanın öne çıktığı uygulamalarda daha uygundur. Bu tez çalışmasında hava ortamında bulunan dielektrik çubuklardan oluşturulan fotonik kristal yapılar kullanılmış ve bu yapıların TM modlarında öz-kolimasyon özelliği gözlemlenmiştir.

4.5 Fotonik Kristallerde Band Genişliği

Band genişliği, fotonik kristal yapılarında yayılmasına izin verilen veya yasaklanan elektromanyetik dalgaların frekans aralığıdır. Fotonik kristal yapılar, periyodik dielektrik dizilimlere sahip olduğundan, elektromanyetik dalgaların belirli frekans aralıklarında yayılımını engelleyen bir fotonik yasak band aralığı oluştururlar. Band genişliği, bu yasak band aralığının veya yayılım aralıklarının genişliği ile ilgilidir ve kristal yapının optik performansını doğrudan etkiler.

Fotonik band genişliği $\Delta\omega = \omega_{üst} - \omega_{alt}$ şeklinde ifade edilir. Burada $\omega_{üst}$ ve ω_{alt}, band boşluğunun üst ve alt sınırındaki frekanslardır. Band genişliğini daha genelleştirilmiş bir ifade ile yüzdesel band genişliği tanımlamak da mümkündür:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_{üst} - \omega_{alt}}{\omega_0} \times 100. \tag{4.7}$$

Burada: $\omega_0 = \frac{\omega_{üst}+\omega_{alt}}{2}$ şeklinde elde edilen merkez frekansıdır. Yüzdesel band genişliği, fotonik band boşluğunun orta frekansa oranla genişliğini ifade eder.

Fotonik kristal yapılarda band genişliğini etkileyen birkaç temel faktör vardır. Bunlar; kırılma indisi kontrastı, kristalin periyodik yapısı, boyutsal faktörler ve malzeme özellikleri olarak sıralanabilir. Yüksek kırılma indisi kontrastına sahip fotonik kristaller, genellikle daha geniş band boşlukları sergilerler bunun yanında fotonik kristallerin periyodik dizilimi, fotonik kristal yapının simetrisi ve yapıyı oluşturan elemanların geometrik şekli band genişliği üzerinde önemli bir etkiye sahiptir. Band genişliği optik filtreleme uygulamalarında hangi frekansların bloke edilip edilemeyeceğini belirlemede kullanılır.

4.6 Efektif Kırılma İndisi

Efektif kırılma indisi (n_{eff}), dalga kılavuzları, fotonik kristaller ve benzeri optik yapılarda ışığın kılavuz boyunca nasıl ilerlediğini açıklayan bir parametredir. Matematiksel olarak $n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$ olarak ifade edilir. Burada $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, serbest uzay dalga vektörünün büyüklüğünü, λ_0 boşluktaki ışığın dalga boyunu ve β ise dalga yayılım sabitini temsil eder. Bu denklem, dalga modunun kılavuz yapısı içindeki enerji yoğunluğunun kırılma indisi dağılımıyla nasıl etkileşime girdiğini açıklamaktadır.

Yayılma sabiti β, bir dalga modunun faz hızı ve kırılma indisi ile bağlantılıdır ve dalganın fazının birim uzunluk başına ne kadar ilerlediğini tanımlar. Yüksek β değerleri genellikle daha büyük bir n_{eff} ile ilişkilidir ve bu durum, enerjinin kılavuzun yüksek kırılma indisli bölgelerinde yoğunlaştığını gösterir. Düşük β değerlerinde ise enerji, daha düşük kırılma indisli alanlarda yayılma eğilimindedir. Efektif kırılma indisi, dalga modlarının alan yoğunluğunun genellikle kılavuzun yüksek kırılma indisli bölgelerinde toplanması ile yakından ilişkilidir. Bu parametre, dalga kılavuzlarının dispersiyon özelliklerini, faz ve grup hızlarını tanımlamada temel bir rol oynar.

Fotonik kristallerde, n_{eff} ışığın belirli frekanslarda tuzaklanması, yavaşlatılması ya da yönlendirilmesi gibi etkilerin analiz edilmesini sağlar. Bu nedenle, dalga kılavuzlarının tasarımında n_{eff}'in doğru bir şekilde hesaplanması, ışık yayılımını optimize etmek ve kayıpları azaltmak için gereklidir. Fotonik kristaller tabanlı sistemlerde, n_{eff}'in dikkatlice ayarlanması, optik filtreler, sensörler ve entegre optik devreler gibi gelişmiş cihazların tasarımına olanak tanır.

Ayrıca, grup hızı (v_g) ve efektif kırılma indisi arasındaki ilişki şu şekilde ifade edilir:

$$v_g = \frac{c}{n_{\text{eff}} + \omega \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \omega}}. \tag{4.8}$$

Bu denklem, dalga kılavuzlarında dispersiyonun grup hızına nasıl etki ettiğini matematiksel olarak açıklar. Kılavuzda kullanılan malzeme ve yapı, n_{eff} 'i ve dolayısıyla $\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \omega}$ 'i belirler. Bu durum grup hızının kontrol edilmesi ve optik iletişimde dispersiyon mühendisliği için temel bir role sahiptir.

4.7 Grup Hız Dağılımı ve Üçüncü Dereceden Dağılım

Faz hızı (v_p) ve grup hızı (v_g), bir dalganın yayılımıyla ilgili farklı fiziksel anlamlar taşırlar. Faz hızı, dalga cephesinin yayılma hızını ifade eder ve matematiksel olarak şöyle tanımlanır: $v_p = \frac{\omega}{k}$. Burada; ω açısal frekansın büyüklüğünü $(2\pi f)$, k ise dalga vektörünün büyüklüğünü $(2\pi/\lambda)$ temsil eder. Faz hızı, bir dalga modelindeki "aynı fazlı" noktaların hareketini temsil eden bireysel dalga bileşenlerinin hızıdır ve bu nedenle enerji taşınımını doğrudan temsil etmez.

Grup hızı ise bir dalga paketinin ya da enerji taşınımının hızını ifade eder. Matematiksel olarak, grup hızı şöyle tanımlanır; $v_g = \frac{d\omega}{dk}$. Grup hızı, dalganın taşıdığı enerjinin veya bilginin ilerleme hızını temsil eder ve fotonik kristallerde, enerji taşıma ve ışık yönlendirme grup hızıyla ilgilidir.

Faz hızı genellikle dalganın enerjiyi taşımadığı görsel hızken grup hızı ise dalganın enerjiyi taşıdığı fiziksel hızdır. Faz hızı, dağıtıcı ortamlarda grup hızından farklı bir yönde olabilirken Grup hızı enerji yayılım yönüyle aynıdır ve grup hızı sıfır olduğunda enerji durur, negatif olduğunda ise enerji ters yönde hareket eder.

Fotonik kristallerde faz hızı, fotonik band yapısındaki bireysel frekans bileşenlerinin hızını temsil ederken grup hızı, dispersiyon ilişkisine göre enerji taşınımının hızını belirler ve öz-kolimasyon gibi olaylar grup hızıyla ilişkilidir.

Grup hız dağılımı (Group Velocity Dispersion, GVD) ve üçüncü dereceden dağılım, (Third-Order Dispersion, TOD) yayılımın hassas kontrolü ve yönetimi için kullanılan optik özelliklerdir. GVD, bir ortamda grup hızının frekansa bağlı olarak nasıl değiştiğini tanımlar ve özellikle geniş band sinyallerin yayılımı sırasında oluşan dağılım etkilerini karakterize eder. GVD, faz hızı v_p ile grup hızı v_g arasındaki ilişkiyi ele alır:

$$GVD = \frac{d^2k}{d\omega^2}. \tag{4.9}$$

GVD, pozitif veya negatif olabilir ve bu durum, ışığın yayılımı sırasında daralma veya genişleme etkilerine sebep olur. Fotonik kristallerde GVD parametresi, yapının periyodik doğası ve birim hücre geometrisine bağlı olarak ayarlanabilir. Özellikle hegzagonal simetrili örgü yapılar, GVD' yi optimize etmek için elverişlidir, çünkü bu yapılar fotonik band diyagramındaki simetrilerle geniş bir çalışma frekans aralığı sağlar (Joannopoulos ve diğ. 2008).

Düşük GVD değerli yapılarda geniş bantlı ve düşük kırınımlı iletim gözlemlenir. Eğer GVD değeri düşükse, fotonik kristal içinde farklı dalga boylarındaki ışık sinyalleri neredeyse aynı hızda yayılır. Bu durum, sinyallerin birbirine karışmasını ve yayılım sırasında bozulmasını önler, böylece bilgi iletiminde yüksek doğruluk elde edilir. Ayrıca düşük GVD değeri, kısa ışık darbelerinin genişlemesini minimize eder. Özellikle femtosaniye (10^{-15} saniye) veya pikosaniye (10^{-12} saniye) mertebesindeki ultra-kısa darbeler kullanıldığında, darbenin şekli korunarak yüksek hızlı optik cihazlarda kullanım imkânı sunar.

Fotonik kristallerde GVD' nin manipülasyonu, özellikle gradyan indeksi modifikasyonları ve band yapısındaki eğrilerin incelenmesi ile mümkün olur. Periyodik yapıda k-uzayındaki eğrilerin şekli, grup hızının farklı yönlerde nasıl değiştiğini belirler. EFC üzerinden bu parametreler kontrol edilerek, belirli bir frekans aralığında GVD' nin sıfıra yaklaştırılması veya artırılması sağlanabilir.

TOD, ışığın yayılımı sırasında GVD' nin frekansa göre değişimini tanımlar ve yayılımın daha karmaşık özelliklerini incelemek için kullanılır. TOD parametresi,

$$TOD = \frac{d^3k}{dw^3} \tag{4.10}$$

ifadesi ile tanımlanır. TOD, geniş bantlı sinyallerde ince yayılım etkileri üzerinde kritik bir rol oynar ve özellikle ultra-hızlı optik sinyallerde dikkate alınır. TOD' nin sıfırdan farklı olması, sinyallerin yayılım sırasında asimetrik olarak yayılmasına ve faz bozulmalarına yol açar. Yüksek simetri noktalarındaki band diyagramları analiz edilerek, TOD parametresinin nasıl değiştiği hakkında bilgi elde edilebilir. Simetriyi kıran pertürbasyonlarla TOD parametresi, fotonik band yapısının daha hassas ayarlanmasına olanak tanır (Joannopoulos ve diğ. 2008).

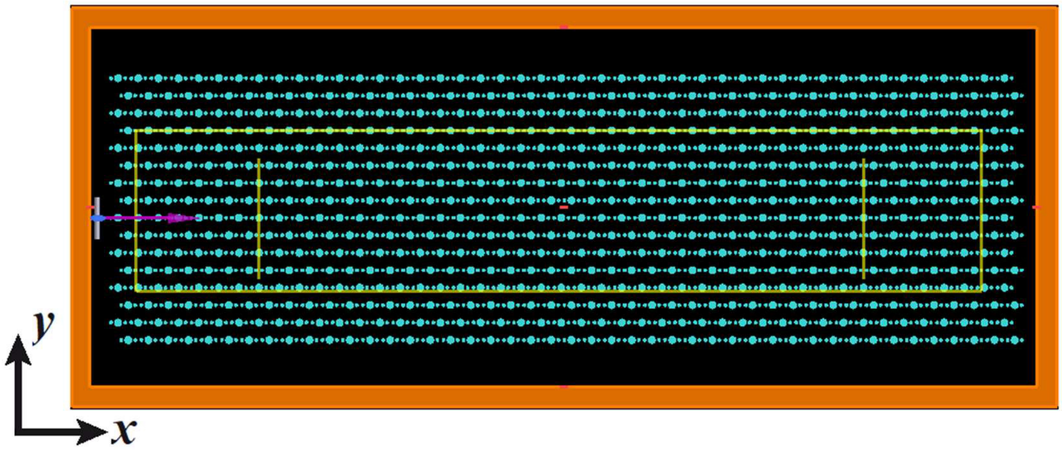
TOD değerinin düşük olması, optik darbelerin zamanla asimetrik olarak bozulmasını engeller. Özellikle geniş spektral band genişliğine sahip kısa darbelerde (femtosaniye darbeler gibi), TOD' nin etkisi daha belirgin olur. TOD' nin düşük olması, darbenin yayılma sırasında şeklinin korunmasını sağlar. Ayrıca TOD, kısa darbelerin spektrumunun genişlemesine neden olabilir. Eğer TOD küçükse, spektral genişleme minimize edilir ve optik sinyallerin spektral bütünlüğü korunur.

5. SİMÜLASYON YÖNTEMLERİ

Bu tez kapsamında tasarlanan fotonik kristal yapıların band yapıları ve eş frekans eğrilerinin analizleri, açık kaynak kodlu MPB (MIT Photonic Bands) yazılımı kullanılarak gerçekleştirildi. MPB, PWE yöntemine dayalı bir yazılım olup, periyodik yapıların band yapılarının hesaplanmasında sıklıkla tercih edilmektedir. Yazılım, Maxwell denklemlerini periyodik ortamlarda çözerek, farklı dalga vektörleri için band yapısını oluşturur. Bu yöntemle, fotonik kristal yapıların belirli bir k −uzayındaki ışık yayılım karakteristikleri analiz edildi ve öz-kolimasyon olayı üzerindeki etkiler detaylı bir şekilde incelendi (Johnson ve Joannopoulos, 2001). MPB' den elde edilen sonuçlar, normalize frekans değerleri biçiminde ifade edildi.

MPB simülasyonlarında, birim hücre içinde birimler başına düşen nokta sayısı ile ifade edilen ayrıklaştırma çözünürlüğü 256 olarak belirlendi. Ayrıca, yansımaları önlemek amacıyla Mükemmel Eşleşen Katman (Perfectly Matched Layers, PML) sınır koşulları kullanıldı ve PML kalınlığı örgü sabiti a temel alınarak $2a$ olarak seçildi. GVD ve TOD analizleri, MPB ile elde edilen eş frekans eğrilerinden alınan veriler üzerinden hesaplandı.

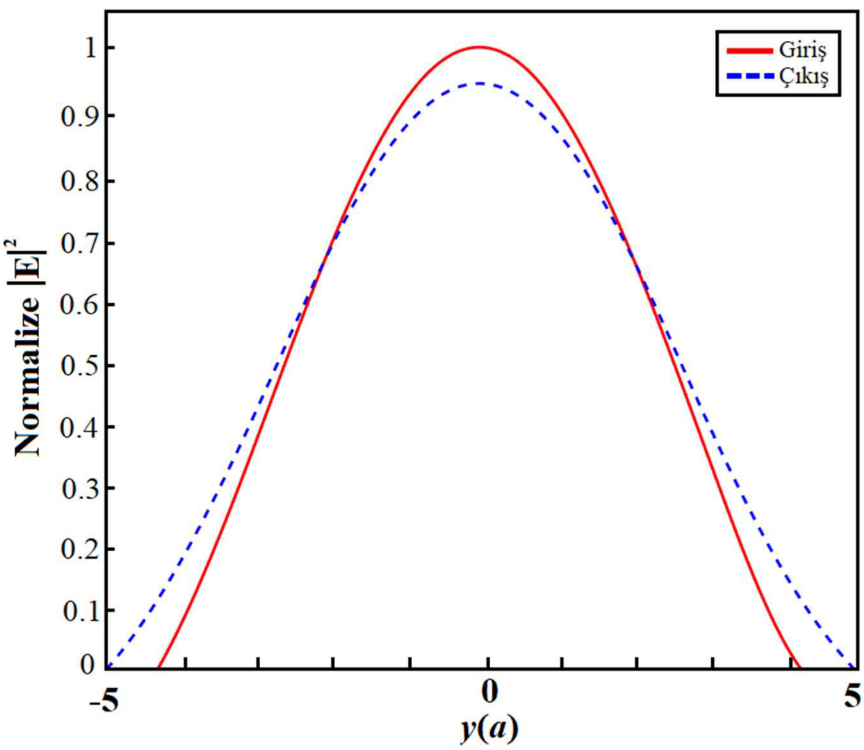
Yapıların öz-kolimasyon özelliklerinin incelenmesi amacıyla Ansys Lumerical FDTD yazılımı kullanıldı (Lumerical FDTD Solutions, 2024). Lumerical yazılımı, Sonlu Farklar Zaman Alanı (Finite Difference Time Domain, FDTD) yöntemine dayanarak Maxwell denklemlerini çözmekte ve alan yoğunluklarını hesaplamaktadır. Bu alan yoğunlukları kullanılarak, yapı içerisindeki ışık yayılımı, yansıma ve iletim gibi temel optik olaylar detaylı bir şekilde analiz edildi. FDTD simülasyonlarda, yapının simetri kırılmalarının öz-kolimasyon olayına katkıları ve bu etkilerin hangi koşullarda öne çıktığı araştırıldı. Frekans kaynağı olarak düzlem dalga kaynağı kullanıldı ve MPB' den elde edilen normalize frekans değerleri, $f = \frac{f_{nor}.c}{a}$ bağıntısı ile gerçek frekans değerine dönüştürüldü. Burada, f gerçek frekansı f_{nor} normalize frekansı c ışık hızını ve a ise örgü sabitini ifade etmektedir.



Şekil 5.1: Lumerical FDTD simülasyonlarında kullanılan fotonik kristal yapılara bir örnek olarak C_2 simetrik yapı.

Lumerical FDTD simülasyonlarında kullanılan fotonik kristal yapılara bir örnek olarak C_2 simetrik yapının üstten görünümü Şekil 5.1'de gösterilmektedir. Yapı etrafındaki kalın koyu bölge, yansımaları önlemek için kullanılan PML sınır koşulu bölgesidir. Yapı içerisinde bulunan ince çizgiler ise FDTD simülasyonlarında verilerin elde edilmesi için kullanılan Ayrık Fourier Dönüşümü Monitörünü (Discrete Fourier Transform, DFT) göstermektedir. DFT monitörleri, zaman alanındaki verileri frekans alanına dönüştürerek belirli bir dalga boyundaki alan dağılımını analiz etmeye olanak tanımaktadır. Öz-kolimasyon olayında, dalgaların belirli bir yön boyunca yayılımını takip edilmesi gerektiğinden, anlık elektrik alan değerleri yerine belirli bir frekansta dalga dağılımını incelenir. Zaman-alan analizleri (Time-Domain Monitors) genellikle kısa süreli dalga yayılımını incelerken, DFT monitörü belirli bir dalga boyundaki istikrarlı yayılımı gözlemlenmesini sağlamaktadır. Bu nedenle, öz-kolimasyon etkisinin görselleştirilmesi için DFT monitörü tercih edildi. DFT monitörü, fotonik kristal yapısının çevresine yerleştirilmiş ve böylece bir kesite odaklanarak yapılan veri toplanmalarındaki kayıpların önüne geçilmiştir. Bu yerleşim, dalganın kristal içindeki ilerlemesinin gözlemlenmesini sağlamıştır.

Şekil 5.1'de, yapının sol tarafına uygulanan düzlem dalga kaynağı görülmektedir. Düzlem dalga kaynağı, homojen bir ışık alanı oluşturmak amacıyla tekdüze bir dalga üretir. Genellikle geniş alanların aydınlatılması veya periyodik yapılarda ışık yayılımının incelenmesi için tercih edilir. Öz-kolimasyon çalışmalarında, düzlem dalga kaynağı geniş bir alanı aydınlatarak bu olgunun gözlemlenmesini sağlar. Bu çalışmada noktasal kaynak yerine geniş bir alanı kapsayan x ekseni boyunca $4a$ uzunluğunda düzlem dalga kaynağı kullanıldı. Bu seçim, yapı üzerinde homojen bir uyarım sağlamak ve öz-kolimasyon etkisini daha net incelemek amacıyla yapıldı. Düzlem dalga kaynağının faz profili sabit olduğu için giriş dalgası belirli bir doğrultuda ve fazda ilerlemektedir. Ayrıca, kaynak TM polarizasyonunda ayarlanarak, manyetik alan bileşenlerinin öz-kolimasyon üzerindeki etkileri daha belirgin hale getirildi. Kaynağın konumu, genişliği ve yüksekliği, oluşabilecek yansıma hatalarını minimize edecek şekilde yönlendirildi. Kaynaktan yayılan elektromanyetik dalga geniş band yerine tek bir dalga boyunda çalışacak şekilde ayarlandı. Bu dalga boyu, fotonik kristalin band yapısına uygun olarak, öz-kolimasyon özelliği gösteren frekans aralığında seçildi. Böylece, fotonik kristal yapının içindeki dispersiyon özelliklerine bağlı olarak ışık belirli yönlerde sapma olmadan ilerledi ve öz-kolimasyon etkisi gözlemlendi.



Şekil 5.2: Lumerical FDTD simülasyonlarında kullanılan elektromanyetik dalganın elektrik alanının genlik karesi ve dalga genişlemesi. Düz kırmızı çizgi yapı girişimde ölçülen frekansı, kesikli mavi çizgi ise yapı çıkışından ölçülen frekansı göstermektedir.

Yapının giriş ve çıkışına yerleştirilen bir boyutlu DFT monitörleri ile yapıya giren ve yapıdan çıkan elektromanyetik dalganın için elektrik alan bileşeninin genlik karesi ($|E|^2$) ölçüldü. Böylelikle, dalganın yapı içerisinde ilerlemesi sırasında geçekleşen enerji yoğunluğu kaybı ve dalganın genişlemesi tespit edildi. Bu ölçümlere örnek olarak Şekil 5.2' de C_2 simetrik yapıda ilerleyen $a/\lambda = 0{,}64$ normalize frekansa ait giriş ve çıkış eğrileri görülmektedir. Burada düz kırmızı çizgi yapıya giren frekansı, kesikli mavi çizgi ise yapı çıkışından ölçülen frekansı göstermektedir. Burada sinyal zayıflaması normalize olarak 19,4 *dB*/1000 *a* olmaktadır. Bu durumda 1550 *nm* dalga boyunda çalışacak a örgü sabiti yaklaşık olarak 1*nm* olan yapı için bu değer 19,4 *dB/mm* olmaktadır.

DFT monitörü ile elde edilen verilerin görselleştirilmesinde kullanılan kararlı durum elektrik alan şiddet dağılımları, dalga yayılımını gösteren iki boyutlu renk skalasına sahip grafikler olarak MATLAB programı ile çizildi. Renk skalasında yüksek $|\mathrm{E}|^2$ bölgeleri kırmızı-sarı, düşük $|\mathrm{E}|^2$ bölgeleri ise siyah renk ile gösterildi. Alan yoğunluğu her zaman pozitif değerde olduğu için tek kutuplu skala kullanıldı. Elde edilen kararlı durum elektrik alan şiddet dağılımlarında eğer alan belirli bir yönde dar bir ışık yolu şeklinde ilerliyorsa ve kırmızı/sarı bölgeler dar ve düzgün bir çizgi oluşturuyorsa bu öz-kolimasyon etkisinin güçlü olduğunu göstermektedir. Eğer kırmızı/sarı bölgeler geniş bir alana yayılıyorsa, difraksiyon etkisi belirgindir ve öz-kolimasyon tam olarak gerçekleşmemiştir.

Lumerical FDTD programı, elektromanyetik dalgaların zamana ve frekansa bağlı analizini yaparken iki temel parametreyi dikkate almaktadır. Zaman adımı (Δt) zaman alanındaki çözünürlüğü belirlerken spektral çözünürlük (Δf veya $\Delta\lambda$), frekans veya dalga boyu alanında çözünürlüğü saptar. Bu iki parametre, simülasyonun doğruluğunu, hassasiyetini ve hesaplama süresini doğrudan etkilemektedir. Lumerical FDTD' de zaman adımı, Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) koşuluna bağlıdır ve zaman adımı otomatik olarak hesaplanır, ancak hassas simülasyonlar için küçük değerler seçilebilir. Küçük Δt değerleri daha yüksek hassasiyet verirken simülasyon süresini uzatır. Büyük Δt sürelerinde daha hızlı simülasyon sonuçları elde edilir, ancak doğruluk kaybı yaşanır. Spektral çözünürlük ise simülasyon süresi (T_{sim}) ile belirlenir: $\Delta f = \frac{1}{T_{\mathrm{sim}}}$ veya dalga boyu cinsinden $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c \cdot T_{\mathrm{sim}}}$ ile tespit edilir. Uzun T_{sim} yüksek spektral çözünürlük (daha ince frekans ayrımı) sağlarken kısa T_{sim} ise daha düşük spektral çözünürlüğü sergiler. Dar spektral bantlarda (yüksek çözünürlük) küçük dalga boyu değişimleri tespit edilirken geniş spektral bantlarda (düşük çözünürlük) ise genel yapı özelliklerini gözlemlenir. Öz-kolimasyon etkisinin hangi dalga boylarında meydana geldiğini görmek için geniş bantta analiz yapılır.

DFT monitör, belirli bir dalga boyunda $|\mathrm{E}|^2$ hesaplamak için spektral çözünürlüğü kullanır. Dalga boyu 1550 nm civarında seçilecek olursa grid boyutu λ/10 veya daha küçük olması gerektiğinden grid boyutu yaklaşık olarak: $\Delta x = \Delta y = \Delta z \approx \frac{1550}{10} = 155$ nm olarak seçilir. CFL sabiti S=0,99 olarak alındığında zaman adımı yaklaşık olarak $\Delta t \approx 0{,}99 \times \frac{155\times10^{-9}}{3\times10^{8}} = 0{,}5$ elde edilir. Simülasyon süresi $T_{\mathrm{sim}} =$ 1 ps alındığında $\Delta f = \frac{1}{10^{-12}\ \mathrm{s}} = 1$ THz ve dalga boyu çözünürlüğü ise $\Delta\lambda = \frac{(1550\times10^{-9})^2}{(3\times10^{8})\times10^{-12}} = 0.8$ nm civarında olur. Ancak çözünürlükler simülasyon süresine bağlıdır. DFT monitörü, alanları dalga boyu yerine frekans bölgesinde de (GHz veya THz olarak) analiz edebilir. Frekans yerine dalga boyu seçilirse dalga boyuna göre interpolasyon yapılır, ancak doğrudan frekans kullanıldığında daha hassas spektral analiz yapılabilir. Bu yüzden, 1550 nm civarında frekans analizi yapmak, öz-kolimasyon etkisinin belirli frekanslarda daha net incelenmesini sağlar.

Tez kapsamında incelenen tüm yapılar, dielektrik sabiti ε = 9,8 olan silikon çubuklardan oluşturuldu. Fotonik kristal tasarımı, yüksek simetriye sahip standart bir hegzagonal yapı ile başladı. Bu yapı, yarıçapı 0,2a olan çubukların hegzagonal düzleme yerleştirilmesiyle elde edildi. Örgü sabiti $a = 1\,\mu m$ olarak alındığında, minimum çubuk yarıçapının $100\,nm$ olduğu görülmektedir. Bu boyutlarda üretim, mevcut fotolitografi veya nanoimprint litografi gibi ileri üretim teknolojileriyle mümkün olup, bu durum önerilen yapının üretilebilirliğini pratik kılmaktadır.

Bu kapsamlı analizler sonucunda, tasarlanan fotonik kristal yapıların hem GVD ve TOD gibi optik parametrelerde hem de ışık yayılımı ve öz-kolimasyon davranışlarında önemli performans avantajları sunduğu ortaya konulmuştur. Bu sonuçlar, fotonik cihaz tasarımında yüksek verimlilik ve kontrol sağlanabileceğini göstermektedir.

5.1 Düzlem Dalga Açılımı Yöntemi

Düzlem Dalga Açılımı Yöntemi (PWE) periyodik yapılarda, özellikle fotonik kristaller gibi sistemlerde dağılım bantlarının hesaplanmasında kullanılan bir yöntemdir. Bu yöntem, öz-kolimasyon gibi olayların analizine olanak tanır ve fotonik kristallerin optik özelliklerinin detaylı bir şekilde incelenmesini sağlar. PWE, Maxwell denklemlerini Fourier uzayında çözerek bir özdeğer problemi haline getirir. Bu yaklaşım, özellikle periyodik yapılar için Bloch dalga vektörü $\vec{\beta}$ verildiğinde modsal çözümlerin hesaplanmasına olanak tanır. Fourier uzayına geçiş, periyodik yapılar için Maxwell denklemlerinin çözümünü büyük ölçüde basitleştirir. Bunun nedeni, periyodik bir fonksiyonun Fourier bileşenlerinin uzayda belirli simetri özelliklerine sahip olmasıdır. Periyodik ortamlar için Maxwell denklemlerini Fourier bileşenleri cinsinden yazmak, problemi daha yönetilebilir bir forma indirger böylece, çözüm süreci daha verimli hale gelir

Joannopoulos ve diğ. (2008), PWE yönteminin fotonik kristallerin analizi ve benzeri periyodik yapılar için önemini vurgulamaktadır. Bu yaklaşım, periyodik yapılarla ilgili elektromanyetik dalgaların modsal analizini yapmak için güçlü bir araçtır ve fotonik kristallerin band yapıları, ışığın yayılımı ve ışık-madde etkileşimleri gibi konularda önemli sonuçlar elde edilmesini sağlar. PWE' nin uygulanmasındaki temel adımlardan biri, sistemin fiziksel parametrelerinin Fourier serisi ile temsil edilmesidir. Periyodik bir fotonik kristal içindeki dielektrik sabiti $\varepsilon_{(\mathrm{r})}$, Fourier bileşenleri cinsinden şu şekilde ifade edilebilir:

$$\varepsilon_{(\mathrm{r})} = \sum_{\mathrm{G}} \varepsilon\mathrm{G}e^{\mathrm{i}\vec{G}\vec{r}}. \tag{5.1}$$

Burada, $\vec{G}$ ters örgü vektörlerini, εG ise dielektrik sabitinin Fourier bileşenlerini temsil eder. Bu ifade, Maxwell denklemlerinin Fourier uzayındaki matris formuna dönüştürülmesi sırasında kullanılır, bu matris denklemi aşağıdaki denklem (5.2) şeklinde ifade edilir:

$$C(k)\, E_G = \omega^2\, D(k)\, E_G. \tag{5.2}$$

Denklem (5.2)' deki $C(k)$ ve $D(k\ )$ matrisleri, sistemin yapısal özelliklerini ve malzeme parametrelerini temsil eder. $C(k)$ matrisi, sistemin periyodik yapısal özelliklerini ve dielektrik sabiti gibi malzeme parametrelerini içerir. Fourier katsayılarından türetilir ve sistemin geometrisi ile doğrudan ilişkilidir. $D(k)$ matrisi malzeme özelliklerini ifade eden bir başka matristir ve manyetik geçirgenlik μ ve dielektrik sabiti ε gibi parametreleri içerir. E_G ise Fourier katsayıları (genlik vektörleri) ile temsil edilen elektromanyetik alanların modlarını ifade eder. E_G, belirli bir ω ve k için bulunan normalleşmiş özvektörlerdir. Bu denklem, bir özdeğer problemidir. $C(k)$ ve $D(k)$ matrislerinin yapılandırılmasıyla, her bir k dalga vektörü için izin verilen bandları ve bu bantlara karşılık gelen elektromanyetik modları hesaplanır. Bu modlar, kristalin band aralıkları ve dalga yayılımındaki sınırlamalar gibi temel özelliklerini anlamaya olanak tanır (Kuzmiak ve Maradudin 1997).

5.2 Sonlu Farklar Yöntemi

Sonlu Farklar Yöntemi (Finite Difference Method, FDM), diferansiyel denklemlerin sayısal çözümlerini elde etmek için kullanılan bir tekniktir ve fotonik kristallerdeki elektromanyetik dalga yayılımını analiz etmek için yaygın olarak tercih edilir. Bu yöntemde, sürekli matematiksel modeller sayısal diferansiyasyona tabi tutularak ayrık sistemlere dönüştürülür. Özellikle Maxwell denklemlerinin diferansiyel formlarını, Faraday yasası ve Ampère-Maxwell yasasını sınırlı bir çözüm alanında sonlu farklarla ayrıklaştırarak çözmek mümkündür. FDM, düzlemsel ve üç boyutlu fotonik kristal yapılarında dalga yayılımı, mod analizi ve frekans tepkisi gibi problemlerin sayısal çözümünde etkilidir. Bu sayede, elektrik alanın uzaysal türevleri ile manyetik alanın zamansal türevleri arasındaki ilişkiler sayısal olarak modellenebilir, böylece fotonik kristallerin optik ve elektromanyetik özellikleri üzerinde analizler yapılabilir. Maxwell denklemlerinin iki temel denklemi olan Faraday yasası ve Ampère-Maxwell yasasında elektrik alanın uzaysal türevleri manyetik alanın zamansal türeviyle ilişkilidir. FDM ile bu denklemi ayrıklaştırmak için denklem (5.3)'te görülen zamansal türevi kullanılır:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} \approx \frac{H^{n+1} - H^n}{\Delta t}. \tag{5.3}$$

Uzaysal türevler ise sonlu fark yöntemiyle ayrıklaştırılır, manyetik alanın z ve y bileşenleri için aşağıdaki denklemler elde edilir:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} \approx \frac{H_z(i,j+1,k) - H_z(i,j,k)}{\Delta \mathrm{y}} \tag{5.4}$$

ve

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} \approx \frac{H_y(i,j+1,k) - H_y(i,j,k)}{\Delta \mathrm{z}}. \tag{5.5}$$

Elektrik alanın zamana göre değişimi ise Denklem (5.6)' da gösterildiği şekilde elde edilir.

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} \approx \frac{E_x^{n+1}(i,j,k) - E_x^{n}(i,j,k)}{\partial \mathrm{t}}. \tag{5.6}$$

Bu ifadelerin Denklem (3.3)' de verilen Faraday Yasasına yerleştirilmesi ile aşağıdaki Denklem (5.7) elde edilir:

$$\frac{E_x^{n+1}(i,j,k) - E_z^{n}(i,j,k)}{\Delta \mathrm{t}} = -\frac{\mu}{\Delta z}\big(Hy(i,j,k+1) - Hy(i,j,k)\big) + \frac{\mu}{\Delta y}\big(Hz(i,j+1,k) - Hz(i,j,k)\big). \tag{5.7}$$

Bu denklem, E_x elektrik alanının bir sonraki zaman adımındaki $(n+1)$ değerini mevcut manyetik alan değerlerine (H_y, H_z) bağlı olarak hesaplanmasına olanak tanır. Benzer şekilde manyetik alanın zamansal türevi elektrik alanın uzaysal türevine bağlıdır. Uzaysal türevlerin ayrıklaştırılması aşağıda verilmektedir:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} \approx \frac{E_z(i,j+1,k) - E_z(i,j,k)}{\Delta \mathrm{y}} \tag{5.8}$$

ve

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} \approx \frac{E_y(i,j+1,k) - E_y(i,j,k)}{\Delta \mathrm{z}}. \tag{5.9}$$

Zamansal türevin ayrıklaştırılması ise,

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} \approx \frac{H_x^{n+1}(i,j,k) - H_x^{n}(i,j,k)}{\partial \mathrm{t}} \tag{5.10}$$

şeklinde elde edilir. Bu ifadelerin Denklem (3.4)' de verilen Ampère-Maxwell Yasasına yerleştirilmesi ile aşağıdaki Denklem (5.11) elde edilir:

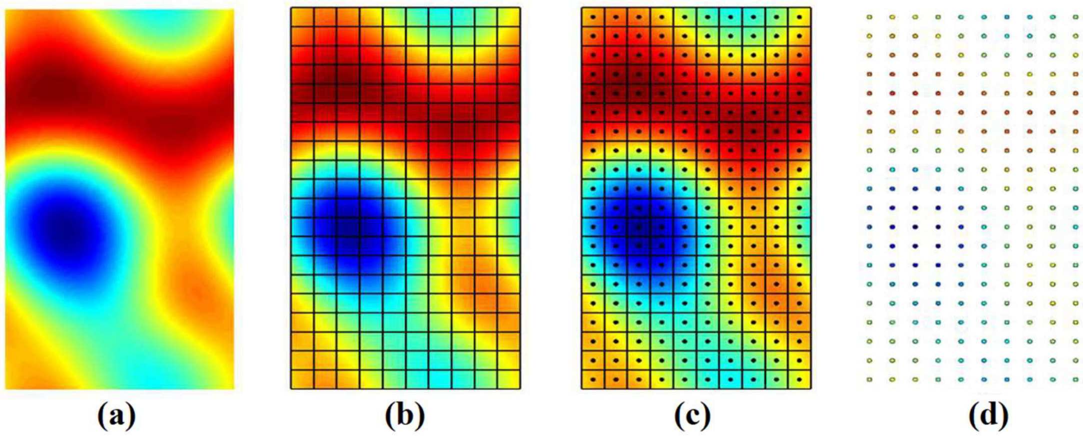
$$\frac{H_x^{n+1}(i,j,k) - H_z^{n}(i,j,k)}{\Delta \mathrm{t}} = \frac{\varepsilon}{\Delta y}\big(Ez(i,j,k) - Ez(i,j-1,k)\big) - \frac{\varepsilon}{\Delta z}\big(Ey(i,j,k) - Ey(i,j,k-1)\big). \tag{5.11}$$

Denklem (5.11), H_y manyetik alanının bir sonraki zaman adımındaki $(n+1)$ değerini mevcut elektrik alan değerlerine (Ey, Ez) bağlı olarak hesaplamasına olanak tanır. Maxwell denklemlerinin tüm bileşenleri için yukarıdaki ayrıklaştırılmış denklemleri oluşturduktan sonra şu şekilde bir çözüm algoritması izlenir: $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ alanları için başlangıç değerleri belirlenir. Elektrik alan mevcut manyetik alan kullanılarak hesaplanır. Yeni hesaplanan elektrik alan değerleri kullanılarak manyetik alan değeri güncellenir ve bu işlem adımları istenen süre boyunca tekrarlanır.

FDM, fotonik kristallerin analizinde çeşitli uygulamalara sahiptir, bunlardan en önemlisi elektromanyetik alanların zaman içindeki evrimi doğrudan incelendiği FDTD yöntemidir. Bu yöntem FDM analizin bir uzantısıdır ve fotonik kristallerde en yaygın kullanılan yaklaşımdır. Bu yöntem sayesinde band yapıları hesaplanabilir ve mod analizi gerçekleştirilebilir.

5.2.1 Fonksiyonların Izgara Gösterimi

Elektromanyetik dalgalar gibi fiziksel olgular, gerçek dünyada sonsuz küçük bir uzay ve zaman sürekliliği üzerinde var olur. Bu sürekliliği bilgisayar ortamına aktarmak için, uzay ve zaman bilgisayar hafızasında ayrık hale getirilmelidir. Bunu gerçekleştirmek için, fiziksel süreklilik, ayrık hücrelerden oluşan bir ızgaraya bölünür. Bir hücre noktasındaki tek bir fonksiyon değeri, fiziksel boyutları ve komşu hücreler arasındaki ilişkilerle birlikte hafızada saklanır. Şekil 5.3 fonksiyonların gerçek fiziksel uzaydan bilgisayar hafızasında ayrık hale getirilip saklanmasına yönelik temsilinin çevirisini göstermektedir.

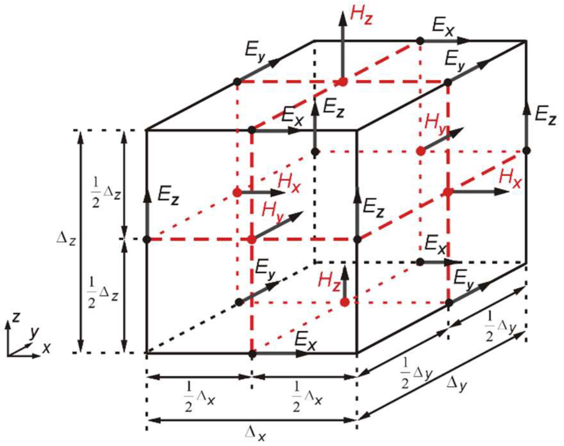


Şekil 5.3: Fiziksel işlevlerin bilgisayar belleğindeki ayrı hücrelere çevrilmesi **(a)** İki boyutlu sürekli ortamlardaki fiziksel bir fonksiyona örnek, **(b)** ayrık hücrelere bölünerek oluşturulan ızgara, **(c)** fonksiyonların yalnızca ayrık noktalar üzerinden elde edilmesini gösterimi, **(d)** bilgisayar hafızasında depolanan bilginin temsili (Rumpf 2020).

5.2.2 Yee Izgarasında Maxwell Denklemleri

Gerçek dünyada, elektrik ve manyetik alanlar aynı yerde ve aynı zamanda var olur. Bu alanları ayrık bir ızgaraya yerleştirirken, alanların ızgarada, muhtemelen orijinde, aynı yerde konumlandırılacağını varsaymak mantıklı olabilir. Ancak, bu durum sayısal alanda kararlılık sorunlarına yol açar ve uygulanması oldukça zordur. En iyi uygulama, alan bileşenlerini Yee ızgarası olarak adlandırılan bir düzenleme içinde kademeli olarak yerleştirmektir (Yee 1966). Yee ızgarası, elektromanyetik alanları çözmek için hassas bir düzenleme sunar. Bu yöntem, fiziksel sınır koşullarını sağlarken, elektromanyetik alanların bileşenlerini belirli adımlarla ızgara üzerinde kademeli olarak yerleştirir ve Maxwell denklemlerinin rotasyonel terimlerini yaklaşık olarak çözer. Rotasyonel terimleri, vektör analizinde yer alan ve özellikle elektromanyetik alanlar ile ilgili denklemlerin çözümünde önemli yer tutan bir kavramdır. Bir vektör alanının rotasyoneli, bu alanın belirli bir noktadaki "dönme" veya "sarmal" davranışını ölçen bir miktardır. Maxwell denklemlerinde, elektrik ve manyetik alanların zamanla nasıl değiştiği ve birbirleriyle nasıl etkileştikleri incelenirken rotasyonel terimleri de önemli bir rol oynar.

Bu yöntem, her bir bileşeni hem zaman hem de uzayda uygun bir şekilde kaydırarak, alanların birbirine bağlı olarak güncellenmesine olanak tanır. Bu yapısal yerleşim, elektromanyetik simülasyonlarda yüksek doğrulukla sonuçlar elde edilmesini sağlar ve özellikle FDTD gibi sayısal analiz yöntemlerinde yaygın olarak kullanılır (Rumpf 2020). Şekil 5.4, kartezyen uzayda alanların kademeli olarak yerleştirilmesini gösteren üç boyutlu Yee ızgarası birim hücresini göstermektedir.



Şekil 5.4: Üç boyutlu Yee ızgara birim hücresi (Yee 1966).

5.3 Sonlu Farklar Zaman Alanı Yöntemi

FDTD, elektromanyetik dalgaların yayılımını zaman alanında çözmek için kullanılan nümerik bir tekniktir. Bu yöntem, Maxwell denklemlerinin diferansiyel formda ifade edilmesine ve FDM yöntemi ile zamansal ve uzaysal olarak ayrıklaştırmaya dayanır. FDTD, fotonik kristaller, mikro ve nano ölçekli optik yapılar ve elektromanyetik dalgaların kompleks ortamlardaki etkileşimlerini modellemek için yaygın olarak kullanılmaktadır.

FDTD yönteminde, elektrik ve manyetik alanların zamansal evrimi, Maxwell denklemlerinin ayrıklaştırılmış formları ile hesaplanır. Bu işlem sırasında, simülasyonun sayısal kararlılığını sağlamak için CFL koşulu uygulanır. CFL koşulu, zaman adımı Δt ile uzaysal adım büyüklükleri $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ arasında bir ilişki kurar (Taflove ve Hagness 2005):

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}\right)}}. \tag{5.12}$$

Bu eşitlik, zaman adımının uygun seçilmesi durumunda simülasyonun kararlı bir şekilde ilerlemesini sağlar (Yee 1966). Elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin normalizasyonu, bu koşulu sağlayacak şekilde yapılır:

$$\mathrm{E_x^{n+1}(i,j,k)} = \mathrm{E_x^{n}(i,j,k)} + \Delta t \begin{bmatrix} -\dfrac{\mu}{\Delta z}\big(Hy(i,j,k+1) - Hy(i,j,k)\big) + \\ \dfrac{\mu}{\Delta y}\big(Hz(i,j+1,k) - Hz(i,j,k)\big) \end{bmatrix} \tag{5.13}$$

ve

$$\mathrm{H_x^{n+1}(i,j,k)} = \mathrm{H_x^{n}(i,j,k)} + \Delta t \begin{bmatrix} \dfrac{\varepsilon}{\Delta y}\big(Ez(i,j,k) - Ez(i,j-1,k)\big) + \\ \dfrac{\varepsilon}{\Delta z}\big(Ey(i,j,k) - Ey(i,j,k-1)\big) \end{bmatrix}. \tag{5.14}$$

Bu denklemlerde Δt terimi, CFL kararlılık koşulu tarafından sınırlandırılır böylece bir zaman adımında dalga birden fazla ızgara hücresini geçemez. CFL koşuluna göre Δt, dalga yayılımının uzay adımlarıyla tutarlı olmalıdır. Bunu denkleme dahil etmek için Δt yerine CFL' nin sınır koşuluna uygun bir Δt değeri seçilerek aşağıdaki uzaysal türevler elektrik ve manyetik alanlar için elde edilir. (5.15) ve (5.16) denklemleri sayısal kararlılığı sağlamak amacıyla alan bileşenlerinin nasıl güncelleneceğini gösterir (Kunz ve Luebbers 1993):

$$\mathrm{E_x^{n+1}(i,j,k)} = \mathrm{E_x^{n}(i,j,k)} + \left(\frac{1}{c}\frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}\right) \tag{5.15}$$

ve

$$\mathrm{H_x^{n+1}(i,j,k)} = \mathrm{H_x^{n}(i,j,k)} + \left(\frac{1}{c} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \right). \tag{5.16}$$

Elektrik ve manyetik alanların güncellenmesinde kullanılan Δt, CFL koşulu tarafından belirlenir ve bu nedenle uzaysal türevlerin büyüklüğüne bağlıdır. Her iterasyonda Δt değeri, CFL' ye göre belirlenerek elektrik ve manyetik alanlar doğru bir şekilde güncellenir. CFL stabilite koşulu, FDTD yönteminde zaman adımını (Δt) uzaysal adımlarla ($\Delta x, \Delta y$ ve Δz) ilişkilendirir ve sistemin karalılığı sağlanır.

5.4 Mükemmel Eşleşen Katmanlar

Simülasyonlarda sınır koşullarının doğru bir şekilde tanımlanması, dalga yansımalarını önlemek için hayati önem taşır. PML, elektromanyetik dalgaların sınır bölgelerinden yansımadan emilmesini sağlayan özel bir sınır koşuludur. PML; ξ, η ve ζ gibi yerel koordinat sistemleriyle uzaydaki türevlerin sönümleme fonksiyonlarına göre ayrıklaştırılmasına dayanır bu koordinat sistemi sayesinde, elektromanyetik dalgalar, simülasyon sınırlarından yansıma yapmadan geçer ve yansımasız sınır koşulları sağlanır böylelikle simülasyonlarda sonsuz uzay etkisi yaratılır. PML, elektromanyetik dalgaların absorpsiyonunu maksimize eden ve simülasyon alanının dışına enerji aktarımını sağlayan bir teknik olarak geliştirilmiştir (Berenger 1994).

PML' in uygulanması, elektromanyetik alan bileşenlerinin yapay bir sönümlenme ortamına sokulması ile sağlanır. Bu ortamda elektrik ve manyetik alan bileşenleri, uzaysal ayrıklaşma içinde sönümlendirilir. PML, bir simülasyon alanındaki dalga yayılımını kontrol etmek için, uzayı sönümleme katsayılarıyla genişletir. Bu işlem, koordinat sistemine kompleks bir dönüşüm uygulanarak yapılır. PML, koordinat sistemini aşağıdaki şekilde kompleks bir uzaya dönüştürür:

$$x \rightarrow \tilde{x} = \int_0^x \frac{1}{s_{x(\xi)}} d\xi \,, \tag{5.17}$$

$$y \to \tilde{y} = \int_0^y \frac{1}{s_{y(\eta)}} d\eta \tag{5.18}$$

ve

$$z \to \tilde{z} = \int_0^z \frac{1}{s_{z(\zeta)}} d\zeta \,. \tag{5.19}$$

ξ, η ve ζ ifadeleri sırasıyla x, y, z yönlerindeki koordinatı temsil eder ve yerel koordinat sistemini oluştururlar. PML modelinde, bu koordinatlar, $s_x, s_y\ ve\ s_z$ sönümleme fonksiyonlarının uygulanmasına olanak tanır. Bu koordinatlar, PML' de kullanılan kompleks uzay dönüşümüne dayalıdır. $s_{x(\xi)}$, $s_{y(\eta)}$ ve $s_{z(\zeta)}$ ise koordinat başına tanımlanan sönümleme katsayılarıdır. Bu dönüşüm, PML içinde alanların yavaşça sönümlenmesini sağlayarak yansımasız sınır koşulları oluşturur.

PML' de kullanılan sönümleme katsayıları sx, sy, sz aşağıdaki gibi sırasıyla tanımlanır:

$$s_x(\xi) = 1 + i\frac{\sigma_x(\xi)}{\omega\varepsilon_0}, \tag{5.20}$$

$$s_z(\zeta) = 1 + i\frac{\sigma_z(\eta)}{\omega\varepsilon_0} \tag{5.21}$$

ve

$$s_z(\zeta) = 1 + i\frac{\sigma_z(\zeta)}{\omega\varepsilon_0}. \tag{5.22}$$

Burada $\sigma_x(\xi)$, $\sigma_z(\eta)$ ve $\sigma_z(\zeta)$ sırasıyla $x, y\ ve\ z$ yönlerinde sönümleme fonksiyonlarıdır ve PML kalınlığına bağlı olarak parabolik veya lineer profiller seçilir. $\sigma_x(\xi) = \sigma_{\max}\left(\frac{\xi}{d}\right)^2$, $\sigma_y(\eta) = \sigma_{\max}\left(\frac{\eta}{d}\right)^2$ ve $\sigma_z(\zeta) = \sigma_{\max}\left(\frac{\zeta}{d}\right)^2$ şeklinde tanımlanan sönümleme fonksiyonları için d PML kalınlığını, $\sigma_{\max}$ ise maksimum sönümleme katsayısını temsil eder.

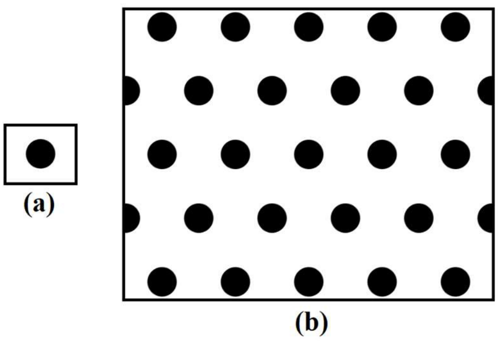
6. BULGULAR

Bu bölümde, hegzagonal örgüde tasarlanan fotonik kristal yapıların optik özellikleri ve bu yapıların öz-kolimasyon etkisi detaylı bir şekilde incelenmiştir. Yapıların dağılım bantları, band genişlikleri ve EFC eğrileri üzerine yapılan analizler, bu yapıların ışık yönlendirme ve iletim verimliliği özelliklerini ortaya koymaktadır. Hegzagonal örgülerde yapılan simetri kırılması çalışmaları, fotonik kristallerin optik davranışlarını iyileştirmek amacıyla kullanıldı. Öz-kolimasyon etkisinin çeşitli frekans aralıklarında genişletilmesi ve ışığın doğrusal yayılımını artırmak için yapılan yapı optimizasyonu, bu bölümde detaylı bir şekilde ele alındı. Ayrıca, hibrit yapıların tasarımıyla elde edilen yenilikçi özellikler de tartışıldı.

Ayrıca bu çalışmada tasarlanan fotonik kristal yapıların EFC çizgilerinde gözlemlenen öz-kolimasyon etkisi FDTD simülasyonu ile kararlı durum elektrik alan şiddeti dağılımları şeklinden elde edildi ve bu etkinin niteliksel bir analizini sağlamak amacıyla da yapıların GVD ve TOD karakteristikleri incelendi.

6.1 Yüksek Simetrik Hegzagonal Örgü

Bu tez çalışmasında, $\varepsilon = 9{,}8$ dielektrik sabitine sahip olan $0{,}2a$ yarıçapındaki çubuklardan oluşan yüksek simetrili hegzagonal fotonik kristal yapı MPB programında tasarlandı ve yapının fotonik band diyagramlarını oluşturulmuştur. Tasarlanan hegzagonal kristal yapının birim hücresi ve kristal örgü Şekil 6.1’ de gösterilmektedir.



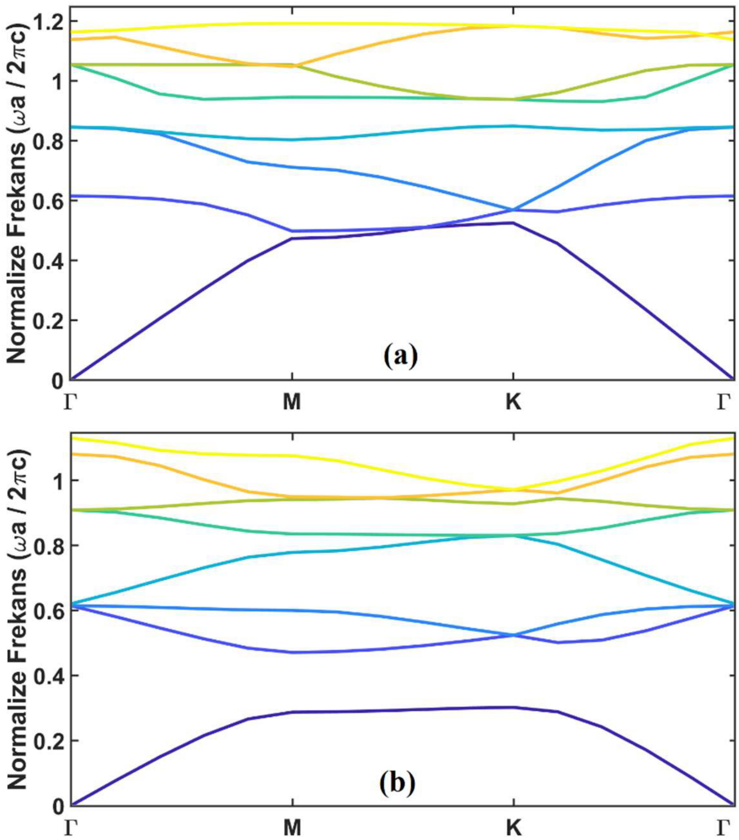
Şekil 6.1: Yüksek simetrili hegzagonal yapının **(a)** birim hücre ve **(b)** kristal örgü görüntüleri.

Yapıya ait olan TE ve TM fotonik band diyagramları sırasıyla Şekil 6.2(a) ve Şekil 6.2(b)'de sergilenmektedir. Bu diyagramlar fotonik kristal tasarımlarının optik özelliklerini incelemek için önemli bilgiler sunar. TE ve TM modlarının her ikisinin de ayrı ayrı analiz edilmesi, yapının uygulamaya uygun frekans aralıklarını ve yayılım karakteristiklerini belirlenmesinde yardımcı olur.

Şekil 6.2'de fotonların k dalga vektörüne bağlı olarak band yapıları gösterilmektedir. x ekseninde, *Γ-M-K-Γ* yüksek simetri noktaları boyunca dalga vektörü yer almaktayken, y ekseninde ise $\omega a/2\pi c$ cinsinden normalize frekans verilmiştir. Her bir renkli eğri, farklı bir bandı temsil etmekte olup, ışığın bu bantlarda hareket edebileceği farklı modları göstermektedir. Band diyagramında görülen boşluklar, fotonik yasak band aralığını oluşturur. TM modları için düşük frekanslarda, band boşluğunun net bir şekilde görüldüğü söylenebilir. *Γ-M-K-Γ* yolu boyunca bir fotonik band aralığı olup olmadığını anlamak için eğrilerdeki kesişimlerin ve boşlukların dikkatle incelenmesi gerekmektedir. Fotonik band aralıklarının genişliği, yapının ışık yayılımındaki özellikleri hakkında bilgi verir.

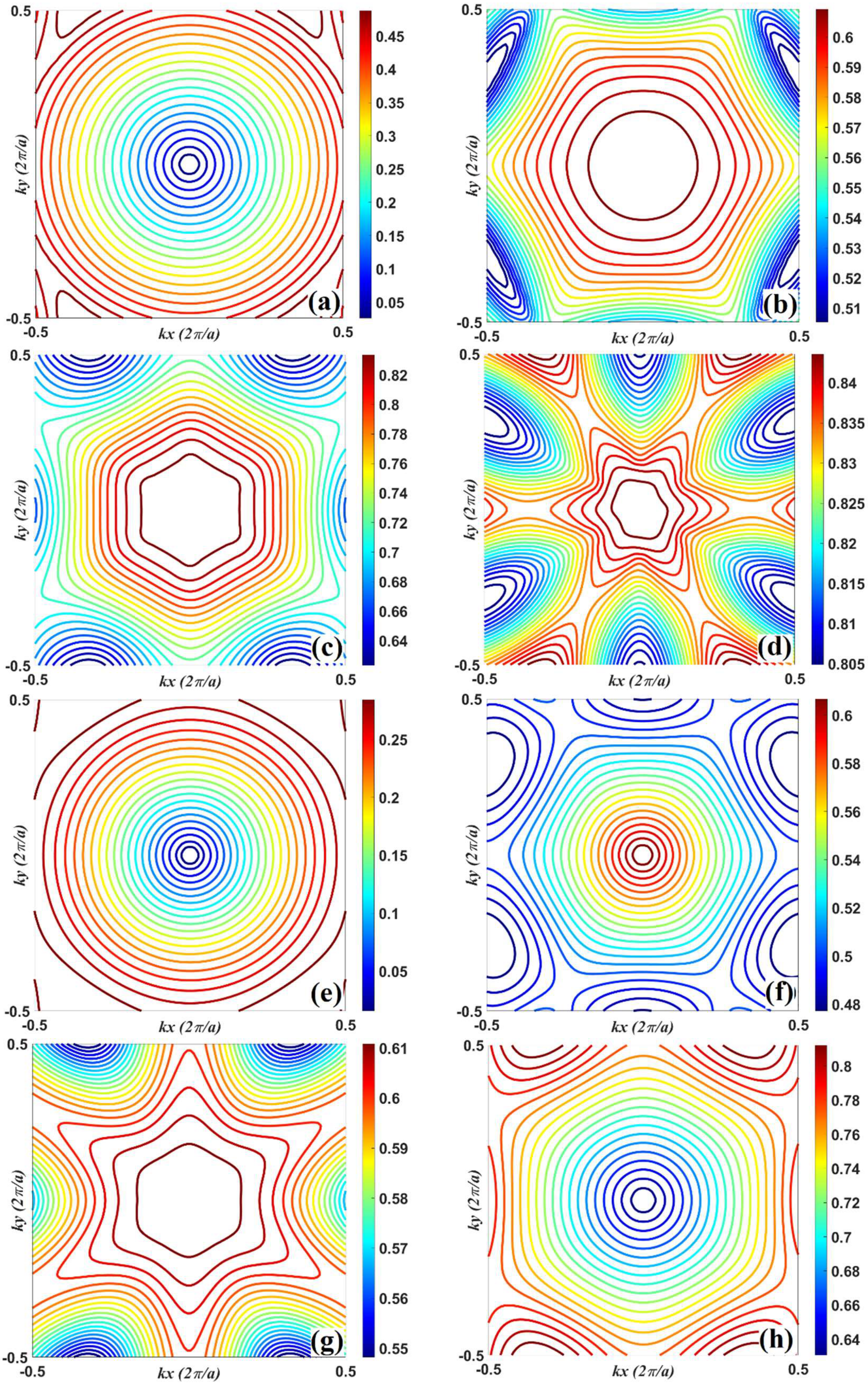
Yapının TE ve TM modları arasında belirgin farklar bulunmaktadır. TE modları için band yapısı daha dar bantlarla sınırlı olup, TM modlarında daha geniş frekanslarda yayılım yapan modlar mevcuttur. Diyagramlar arasında bir karşılaştırma yapıldığında, TM modunda belirli band aralıklarının var olduğu, ancak bunların farklı frekans aralıklarında yer aldığı görülmektedir. Bu, fotonik kristalin hem TE hem de TM modlarında farklı davranışlar sergilediğini gösterir.

Şekil 6.3(a) ve (e) sırasıyla TE ve TM 1. Band EFC eğrilerini göstermektedir. Bu grafiklerde dairesel şekiller görülmektedir. Bu durum yapının izotropik bir yayılım özelliği gösterdiği anlamına gelir. Bu bantta dalga vektörü yönüne bağlı olmaksızın sabit bir grup hızı bulunmaktadır ve ayrıca TE ve TM modları arasında pek fark gözükmemektedir. Fotonik kristalde bu tür simetrik EFC' ler, frekansın yayılım yönüne bağlı olmadığını ve izotropik kırılma özelliği sağladığını gösterir. Şekil 6.3 (b) ve (f) ise sırasıyla TE ve TM 2. band EFC eğrilerini sergilenmektedir.



Şekil 6.2: Yüksek simetrili hegzagonal örgünün **(a)** TE ve **(b)** TM fotonik band diyagramları.

Bu grafiklerdeki kontur çizgilerinin hegzagonal bir şekle dönüşmeye başladığı görülmektedir. Bu durum, fotonik kristal yapının simetri özelliklerinden kaynaklanmaktadır. Simetri bozulmaları yayılım karakteristiğinde belirli yönlerde daha yüksek hızlar ortaya çıkartabilir. TE modundaki EFC eğrileri (Şekil 6.3(b)) daha düzgün bir hegzagonal yapı gösterirken TM modu (Şekil 6.3(f)) daha dağınık bir dağılım sergilemektedir. TE ve TM EFC davranışları sırasıyla Şekil 6.3(c) ve Şekil 6.3(g)' de verildi. Bu grafiklerdeki konturlar çok daha belirgin şekilde hegzagonal forma sahiptir. Bu durum, kristalde yapının anizotropik yayılım özelliğine sahip olduğunu, yani belirli yönlerde farklı yayılım hızlarının ortaya çıktığını göstermektedir. Son olarak TE (Şekil 6.3(d) ve TM (Şekil 6.3(h)) 4. band EFC' lerin daha karmaşık hale geldiği ve özellikle TE modunda hegzagonal simetrinin bozulduğu ve çok yönlü bir yayılım gösteren yapı olduğu görülmektedir.



Şekil 6.3: Yüksek simetrili hegzagonal yapının EFC eğrileri: **(a)** TE polarizasyon 1. band, **(b)** TE polarizasyon 2. band, **(c)** TE polarizasyon 3. band, **(d)** TE polarizasyon 4. band, **(e)** TM polarizasyon 1. band, **(f)** TM polarizasyon 2. band **(g)** TM polarizasyon 3. band ve **(h)** TM polarizasyon 4. band.

TM modunda ise, neredeyse tam simetrik ve izotropik yayılım görülmektedir. Sonuç olarak ilk bantlar izotropik bir özellik gösterirken yüksek bantlara çıkıldıkça simetrinin kırıldığı ve belirli yönlerde daha hızlı ya da yavaş foton yayılımın ortaya çıktığı görülmektedir. Bu anizotropik davranış özellikle yüksek bantlarda daha belirgin bir hal almaktadır.

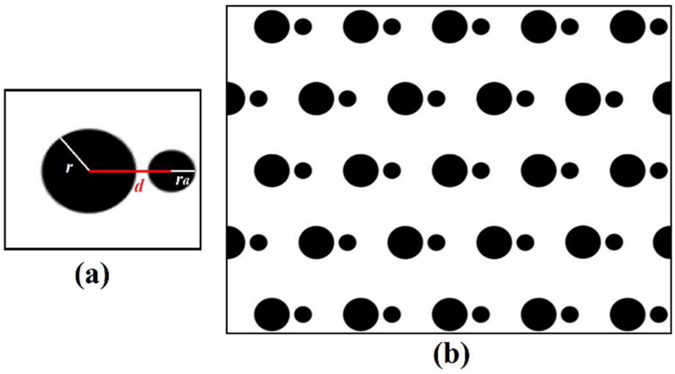
Bu yapının TE ve TM polarizasyonları arasında bazı farklılıklar gözlemlenmektedir ve özellikle yüksek bantlarda bu farklar daha belirgin hale gelmektedir. Bu farklar, polarizasyon yönüne bağlı olarak kristalde farklı yayılım özelliklerinin ortaya çıktığını gösterir.

Bu EFC grafikleri, fotonik kristal yapıdaki modların ve yayılım özelliklerinin simetriye, frekansa ve polarizasyona göre nasıl değiştiğini anlamak için kullanılabilir. Yüksek bantlar, kristalin karmaşık optik davranışını daha fazla açığa çıkarmaktadır ki, bu da kristalin hem band yapısı hem de optik cihaz uygulamaları açısından önem arz etmektedir. Bu yapıda öz-kolimasyon özelliği gösteren bir frekans bölgesi olmadığı için yapının band genişliği hesaplanmadı.

6.2 C_1 Simetrik Hegzagonal Örgü

Yüksek simetriye sahip hegzagonal yapıya, yarıçapı $0.1a$ olan yardımcı bir dielektrik çubuk eklenmesiyle, yapının simetrisi bozuldu ve böylece C_1 simetrik olarak adlandırılan düşük simetrik bir yapı elde edildi. Yapıya eklenen yardımcı çubuğun merkezi ile ana çubuğun merkezi arasındaki hattın *x*- eksenine paralel olup $0°$ açı yapmaktadır. Şekil 6.4(a) ve (b)' de bu yapının birim hücresi ve kristal örgüsü gösterilmektedir. Burada r, ana dielektrik çubuğun yarıçapını, r_a ise eklenen yardımcı dielektrik çubuğun yarıçapını temsil etmektedir. d parametresi ise bu iki çubuğun merkezleri arasındaki mesafe olup örgü parametresi cinsinden $0.35a$ olarak tanımlanmıştır.

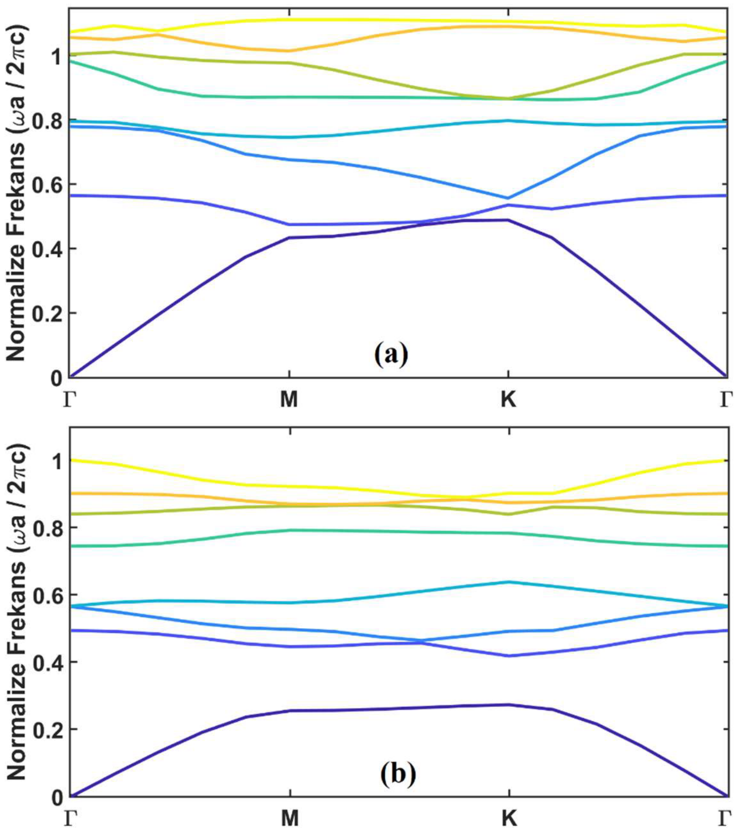
C_1 düşük simetrik yapı için elde edilen TM ve TE modlarına ait fotonik band diyagramları sırasıyla Şekil 6.5(a) ve Şekil 6.5(b)'de sunuldu. TE modunun alt bantları, özellikle düşük frekans bölgelerinde geniş bir yayılım göstermektedir. Bu durum, ışığın bu frekanslarda çeşitli yönlerde hareket edebileceğini ve yayılım özelliklerinin oldukça değişken olduğunu ifade etmektedir. Üst frekans bantlarında ise daha düz band yapıları gözlenmektedir. Bu eğilim, yüksek frekanslarda fotonik kristalin daha sabit ve izotropik bir yayılım karakteristiğine sahip olduğunu ve düz band yapısının yavaş ışık veya sabit grup hızı gibi önemli optik özelliklere işaret edebileceğini göstermektedir.



Şekil 6.4: 0° tek yardımcı dielektrik çubuklu hegzagonal örgünün **(a)** birim hücre ve **(b)** kristal yapı görüntüleri.

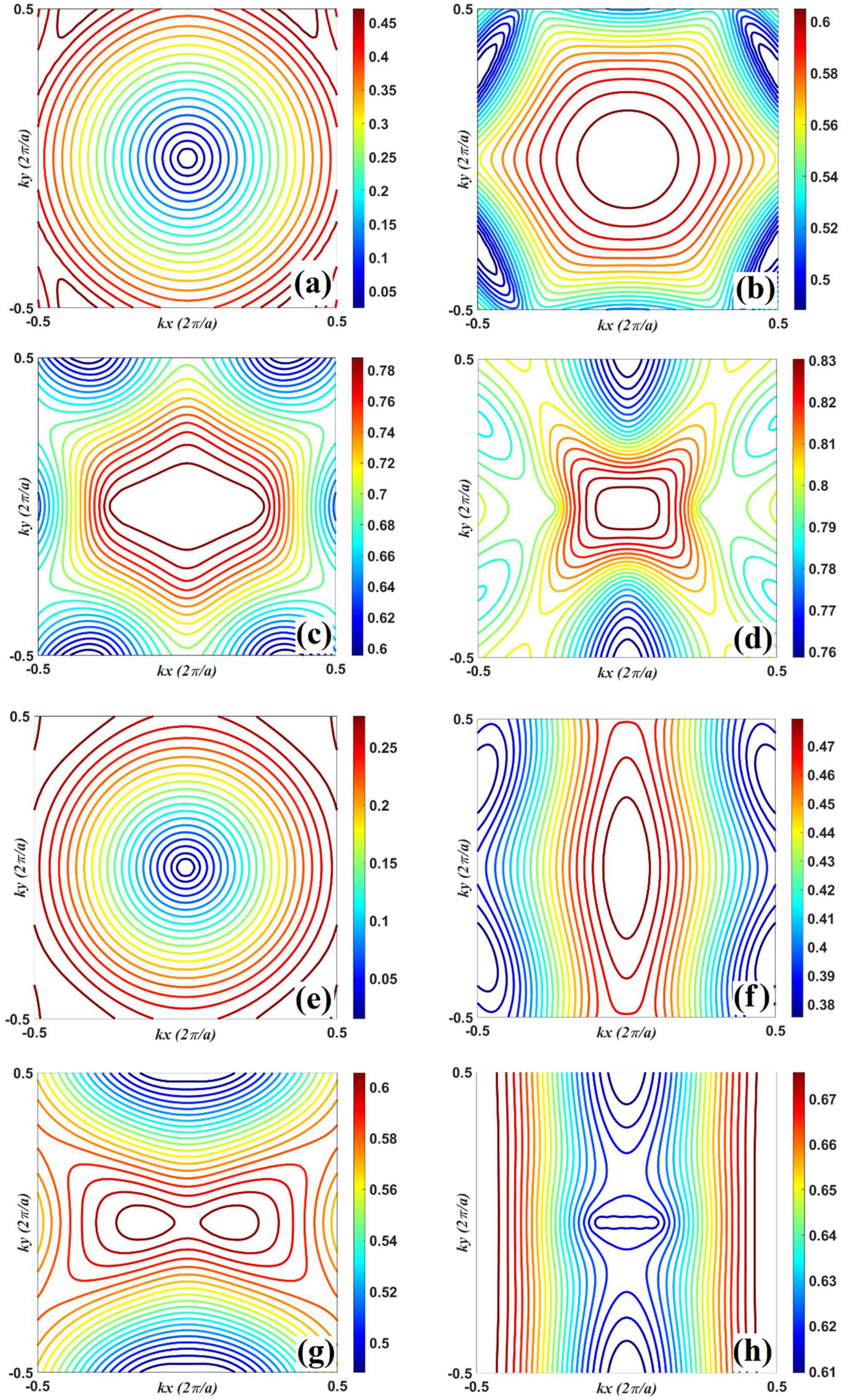
TM modunda, düşük frekanslarda TE moduna göre daha az eğilim gözlemlenmektedir. Bu durum, düşük frekanslardaki TM modunda yayılımın TE moduna kıyasla daha az yön değiştireceğine işaret etmektedir. Yüksek frekans bantlarında ise TE moduna kıyasla daha az eğilim olduğu gözlemlenmektedir; bu durum, TM modunun üst frekanslarda daha az kırınımsız bir yayılım sergilediğini ve sabit grup hızına daha yakın bir davranış gösterdiğini ortaya koymaktadır. TE ve TM modları arasında band genişlikleri bakımından farklılıklar dikkat çekmektedir. TE modunda, alt bantlar arasındaki boşluk yokken TM modunda geniş ve belirgin bir yasak band aralığının varlığını ifade etmektedir. Yüksek simetri noktaları arasında her iki modda da band yapısında değişiklikler gözlemlenmiştir. TE modunda daha fazla dağıtıcı yayılım eğilimleri izlenirken, TM modunda daha düzenli bir yayılım gözlemlenmektedir.

C_1 düşük simetrik yapısının EFC eğrilerinin ilk dört TE ve TM bantlarının davranışları Şekil 6.6(a)- (h)’ de sergilenmektedir. İlk bantlarda (Şekil 6.6(a) ve (e)) hem TE hem de TM modları için eş frekans konturları neredeyse mükemmel dairesel simetriye sahiptir.



Şekil 6.5: 0º tek yardımcı dielektrik çubuk içeren düşük simetrili hegzagonal yapının **(a)** TE ve **(b)** TM band diyagramları.

Bu da yapının izotropik bir yayılım gösterdiğini ve ışığın her yönde aynı hızla yayıldığını işaret eder. İkinci bantlarda (Şekil 6.6(b) ve (f)) hem TE hem de TM modlarının simetrisi bozulmuştur. EFC eğrileri artık eliptik veya köşeli şekiller almaya başlamıştır. Bu durum, anizotropik yayılımın başladığını ve farklı yönlerde ışığın farklı hızlarla yayılabileceğini göstermektedir. Özellikle TM modunda (Şekil 6.6(f)), yayılımın k_x ve k_y eksenleri boyunca farklı olduğu görülmektedir; bu, kristalin yönsel yayılım özelliklerine sahip olduğunu gösterir. 3. TE ve TM bantlarının EFC eğrileri Şekil 6.6(c) ve (g)' de görülmektedir bu bantlarda, simetriler daha belirgin şekilde bozulmuş ve köşegen yapılar ortaya çıkmıştır. TE modunda yayılım simetrisi altıgen bir forma yaklaşırken, TM modunda daha keskin ve yönsel bir yapı görülmektedir. Bu tür eğriler, ışığın kristalde belirli yönlerde çok daha hızlı ya da yavaş yayıldığını ve bunun optik uygulamalarda yönsel ışık kontrolü için kullanılabileceğini işaret etmektedir.



Şekil 6.6: 0° tek yardımcı dielektrik çubuk içeren düşük simetrili hegzagonal yapının EFC eğrileri: **(a)** 1. TE band, **(b)** 2. TE band, **(c)** 3. TE band, **(d)** 4. TE band, **(e)** 1. TM band, **(f)** 2. TM band, **(g)** 3. TM band ve **(h)** 4. TM band.

Şekil 6.6 (d) ve (h)’ da 4. band TE ve TM modları görülmektedir. 4. TE bandında, yayılım eğrileri oldukça karmaşık ve köşegen yapıda olup, simetri oldukça bozulmuştur. Bu, yayılımın tamamen anizotropik hale geldiğini ve belirli yönlerde ışığın çok farklı davranışlar sergileyebileceğini gösterir. 4. TM bandın eğrileri ise oldukça dikkat çekicidir. EFC’ ler, dikey (k_y -ekseni boyunca) yayılımın daha hızlı olduğunu ve yatay (k_x ekseni boyunca) yayılımın daha yavaş olduğunu işaret etmektedir. Özellikle, ortada keskin bir yayılım sınırı ve kırılma yüzeyi bulunmaktadır. Bu tür bir band yapısı, yönsel ışık yönetimi ve ışığın belirli bir doğrultuda hapsedilmesi gibi uygulamalar için önemli olabilir. Bu durum, TM modundaki kırılma indisinin yönlere göre oldukça farklı olduğunu ve bu frekanslarda ışığın yönlendirilmesinin mümkün olabileceğini göstermektedir. Bu tür eğriler, öz-kolimasyon, gökkuşağı yakalama (rainbow trapping) ya da yavaş ışık (slow light) uygulamaları için potansiyel taşımaktadır. TM polarizasyona ait 4. band eğrisi içerisindeki yapıyı y ekseni boyunca paralel ve x eksenine dik kesen frekansların varlığı, öz-kolimasyon özelliğinin bir göstergesidir. Ancak burada EFC çizgilerinde gözlemlenen eğrilik, yapı içerisinde öz-kolimasyon özelliği gösteren frekansların saçılıma uğramasını ve yapı içerisine dağılmasına neden olabilir.

EFC analizleri, yönlendirilmiş iletim etkilerinin doğru bir şekilde tanımlanabilmesi için kritik öneme sahiptir. Optik ve geometrik parametreler, fotonik kristallerin EFC' lerinin lineer şekilde oluşumunu önemli ölçüde etkiler. Lineer şekilde EFC çizgilerinin oluşmasını sağlayacak yapıları tasarlayabilmek için yapısal parametrelerin optimize edilmesi gerekmektedir. Ayrıca, fotonik kristal yapılarındaki birim hücrenin düşük simetrisinin etkilerini hesaba katmak için, yardımcı çubukların ayarlanmasında yeterli esnekliğin sağlanması şarttır. Bu koşul, EFC' lerin ve öz-kolimasyon konturlarının detaylı analizine olanak tanır. Sonuç olarak, fotonik kristalin geometrik parametrelerinin optimize edilmesi gereklidir. Optimizasyon sürecinde saçılma kayıplarının en aza indirgenmesi ve yapı içerisindeki ışık yayılımının iyileştirmesi hedeflemiştir.

Bu tez çalışmasında tasarlanan hegzagonal örgü düzenindeki fotonik kristal yapılar, r dielektrik çubukların yarıçapı, r_a yardımcı dielektrik çubukların yarıçapı ve d dielektrik çubukların merkezleri ile yardımcı dielektrik çubukların merkezleri arasındaki mesafe gibi yapısal parametrelerle karakterize edildi. Referans modelin $r = 0{,}2a$, $r_a = 0{,}1a$ ve $d = 0{,}35a$ parametreleri değiştirerek farklı modeller tasarlandı.

Bu modeller Tablo 6.1' de listelendi. İlk olarak, r_a ve d sabit tutulup, r dielektrik çubukların yarıçapı 0,18a değerinden 0,23a değerine kadar 0,05a adımlarla artırılarak 10 farklı model (*FKr1*, *FKr2, ... FKr10*) kadar oluşturuldu. Ardından r_a yardımcı dielektrik çubukların yarıçaplarının yönlendirilmiş iletim frekansı üzerindeki etkisini incelemek için, r ve d parametreleri sabit tutularak r_a 0,09a değerinden 0,15a değerine kadar 0,05a adımlarla arttırıldı. Böylece 12 model (FKr_a1, FKr_a2, ... FKr_a12) daha üretildi. Son olarak, r ve r_a sabit tutularak, d parametresi 0,31a değerinden 0,4a değerine kadar 0,05a adımlarla değiştirildi ve 18 farklı model (*FKd1, FKd2, ... FKd18*) daha tasarlandı.

Sonuç olarak elde edilen toplam 41 fotonik kristal yapısının EFC davranışları analiz edilerek $+x$ yönündeki öz-kolimasyon özelliğine karşılık gelen normalize frekanslar kaydedildi. Şekil 6.7(a), (b) ve (c)'de görüldüğü üzere, r dielektrik çubukların yarıçapı, r_a yardımcı çubukların yarıçapı ve d çubuklar arasındaki mesafe parametreleri arttıkça normalize iletim frekansı azalmaktadır. Bu sonuçlar, fotonik kristal yapısının birim hücre yoğunluğunun artması öz-kolimasyon özelliğini iyileştirdiğini göstermektedir.

Bu yapılardan elde edilen EFC çizgilerinin incelenmesi ile en iyi öz-kolimasyon özelliğinin $r = 0{,}2a$ değerinde olduğu gözlendi. Böylelikle $r = 0{,}2a$ değerinde sabit tutularak $r_a = 0{,}8a$, $r_a = 1{,}0a$ ve $r_a = 1{,}2a$ değerleri için incelemeler yapıldı. Her bir r_a değeri için, d dielektrik çubuklar ile yardımcı çubuklar arasındaki mesafe, $0{,}31a$ 'dan $0{,}4a'$ a kadar $0{,}05a$ adımlarla artırıldı. Öz-kolimasyon özelliği gösteren normalize frekansların yapı parametreleri Şekil 6.8'de gösterilmektedir. Yardımcı dielektrik çubukların yarıçapı arttıkça normalize frekansın azaldığı, ayrıca dielektrik çubuk ile yardımcı çubuk arasındaki mesafe arttıkça normalize frekansın da azaldığı gözlemlendi.

Tüm modellerin EFC davranışı incelendiğinde, kayıpsız ve yönlendirilmiş iletim sağlayan en uygun yapının, *FKr6* ve *FKd14* modellerinin bir kombinasyonu olan ve r = 0,2a, r_a = 0,12a ve d = 0,38a yapı parametrelerinden oluşan fotonik kristal örgü olduğu belirlenmiştir.

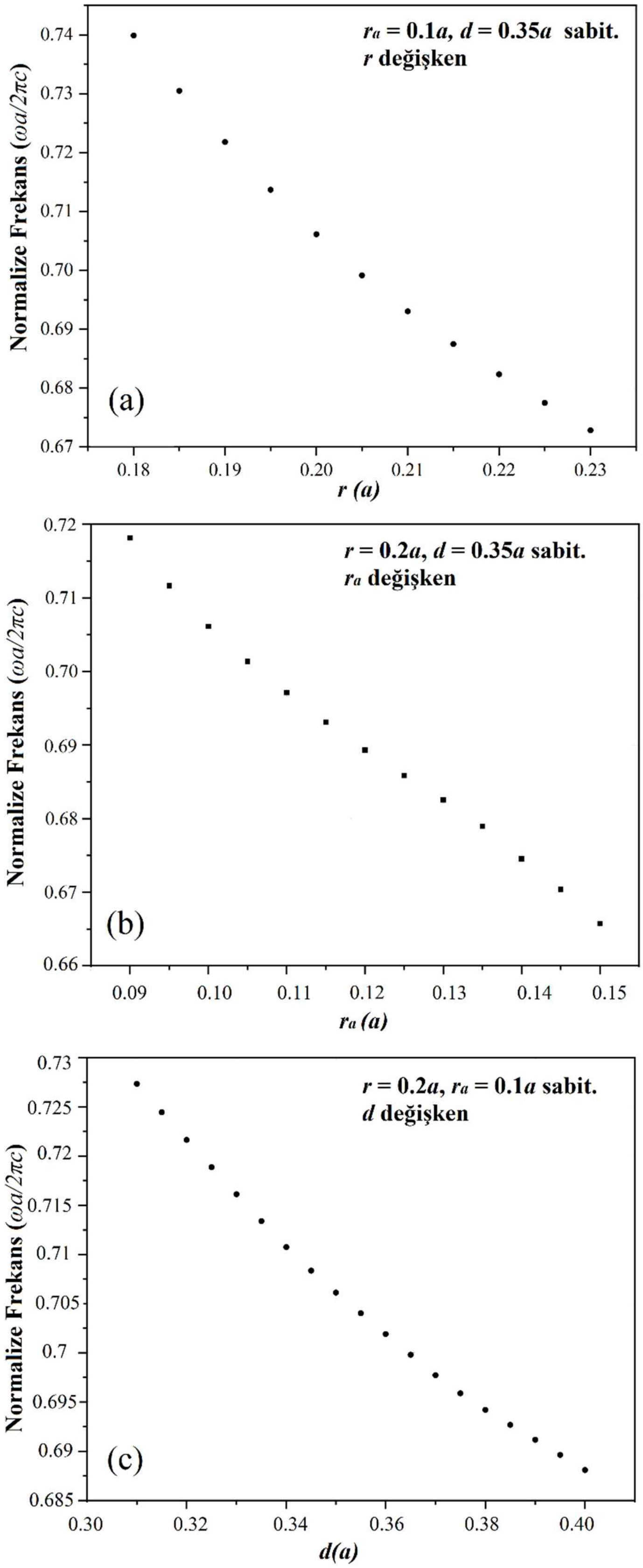
Tablo 6.1: 0° tek yardımcı dielektrik çubuk içeren hegzagonal yapı modelleri.

	Model Adı	Yapısal Parametreler		
		r	r_a	d
Referans FK	FK	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr1	$0{,}18a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr2	$0{,}185a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr3	$0{,}19a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr4	$0{,}195a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
r değişken	FKr5	$0{,}205a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr6	$0{,}21a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr7	$0{,}215a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr8	$0{,}22a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr9	$0{,}225a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr10	$0{,}23a$	$0{,}1a$	$0{,}35a$
	FKr_a1	$0{,}2a$	$0{,}09a$	$0{,}35a$
	FKr_a2	$0{,}2a$	$0{,}095a$	$0{,}35a$
	FKr_a3	$0{,}2a$	$0{,}105a$	$0{,}35a$
	FKr_a4	$0{,}2a$	$0{,}11a$	$0{,}35a$
	FKr_a5	$0{,}2a$	$0{,}115a$	$0{,}35a$
	FKr_a6	$0{,}2a$	$0{,}12a$	$0{,}35a$
r_a değişken	FKr_a7	$0{,}2a$	$0{,}125a$	$0{,}35a$
	FKr_a8	$0{,}2a$	$0{,}13a$	$0{,}35a$
	FKr_a9	$0{,}2a$	$0{,}135a$	$0{,}35a$
	FKr_a10	$0{,}2a$	$0{,}14a$	$0{,}35a$
	FKr_a11	$0{,}2a$	$0{,}145a$	$0{,}35a$
	FKr_a12	$0{,}2a$	$0{,}15a$	$0{,}35a$

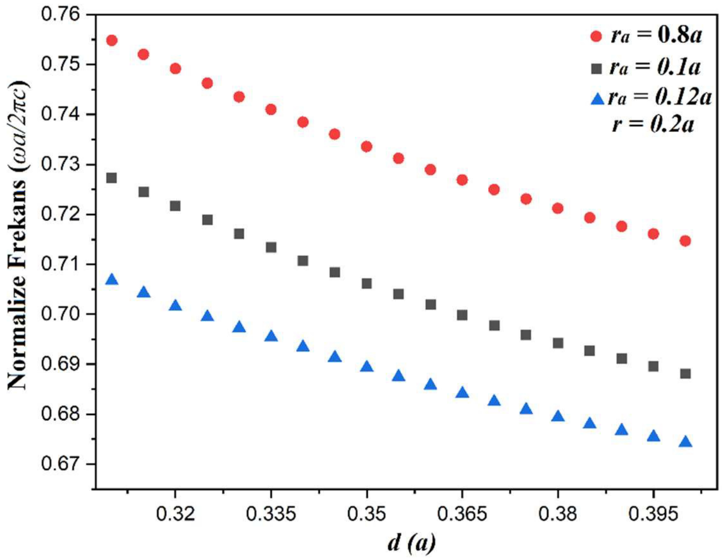
Tablo 6.1 (devamı)

	FKd1	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}31a$
	FKd2	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}315a$
	FKd3	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}32a$
	FKd4	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}325a$
	FKd5	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}33a$
	FKd6	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}335a$
	FKd7	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}34a$
	FKd8	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}345a$
	FKd9	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}355a$
d değişken	FKd10	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}36a$
	FKd11	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}365a$
	FKd12	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}37a$
	FKd13	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}375a$
	FKd14	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}38a$
	FKd15	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}385a$
	FKd16	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}39a$
	FKd17	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}395a$
	FKd18	$0{,}2a$	$0{,}1a$	$0{,}4a$

Şekil 6.9'da optimize edilen C_1 simetrik yapısının 1., 2., 3. ve 4. TM bantları için EFC eğrileri gösterilmektedir. Birim hücreye eklenen dielektrik çubuk, EFC eğrilerinde simetri indirgemesini yansıtan önemli bir değişime neden olmaktadır. Beklendiği gibi, 1. bant izotropik bir ortam etkisi gösterirken (Şekil 6.9(a)), diğer bantlar ek çubuğa bağlı olarak farklı şekiller almaktadır. 2. bant yarı-lineer konturlara ve dalga yayılma etkisine (Şekil 6.9(b)), 3. bant ise dar açılı ve dar frekans aralıklı zayıf bir öz-kolimasyon etkisine sahiptir (Şekil 6.9(c)).



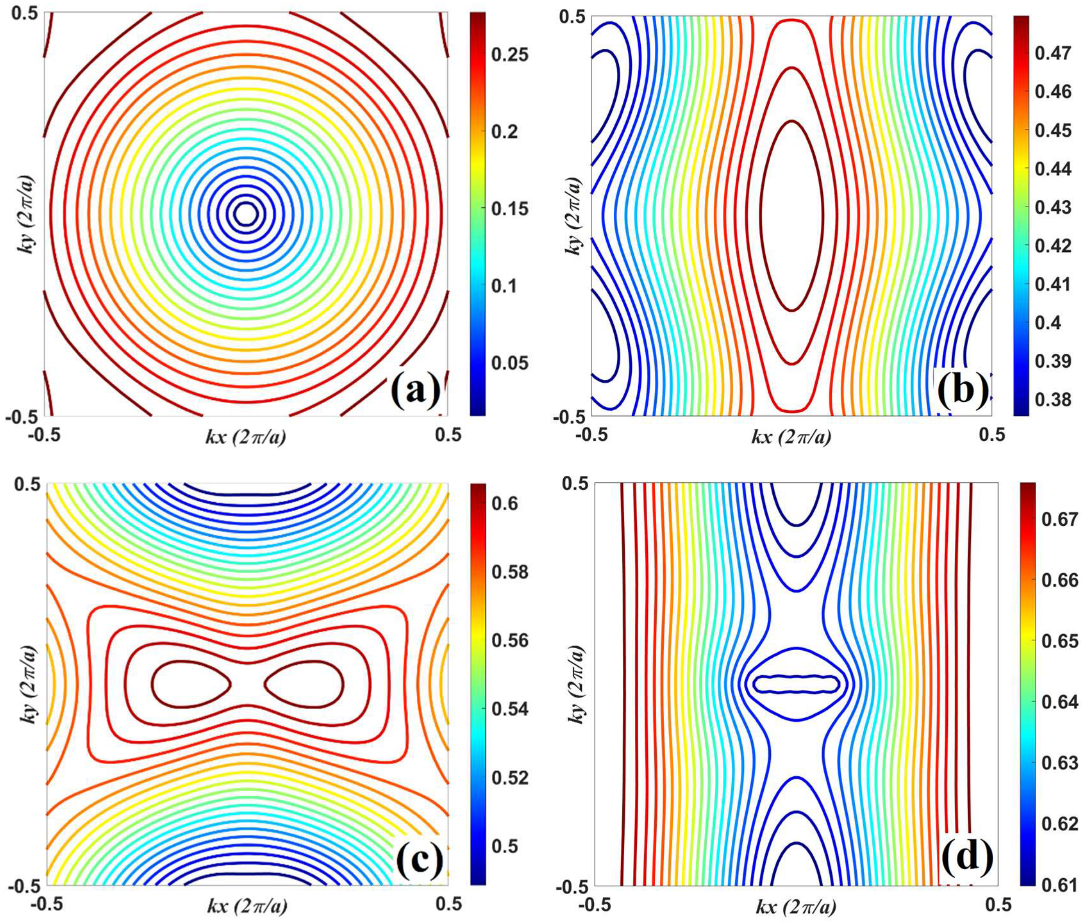
Şekil 6.7: Yapı parametrelerinin kendiliğinden ışıma yapan normalize frekans değerlerine bağımlılığı: **(a)** r dielektrik çubukların yarıçapı **(b)** r_a yardımcı dielektrik çubukların yarıçapı ve **(c)** d çubuklar arasındaki mesafe.



Şekil 6.8: Kendiliğinden ışıma yapan normalize frekans değerlerinin farklı d değerine bağımlılığı (r=0,2a ve r_a değerinin sırasıyla 0,8a, 1,0a ve 1,2a aldığı durumlar).

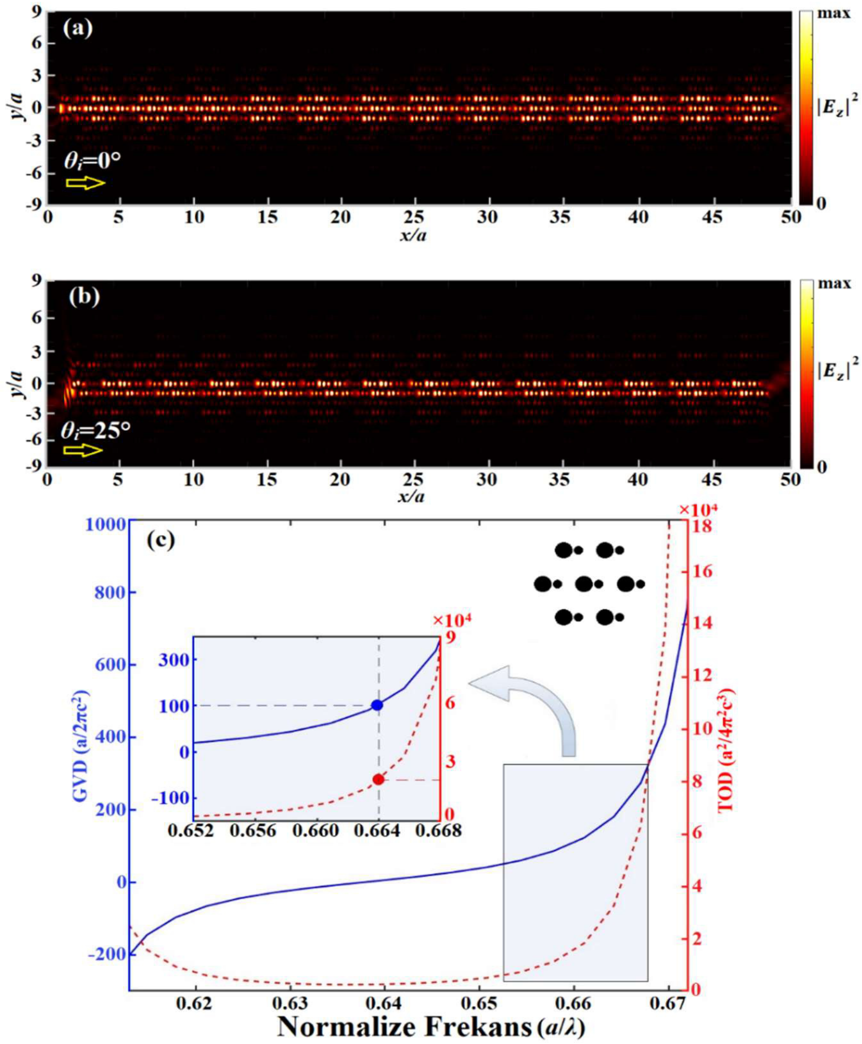
Öte yandan, 4. band, normalize frekans aralığı $a/\lambda = 0{,}652$ ve $a/\lambda = 0{,}668$'de tüm giriş açılarında istenilen öz-kolimasyon etkisini sergilemektedir, bu durum ise Şekil 6.9(d)'de görülmektedir. İncelenen yapının dar bir band genişliğinde ($\Delta\omega/\omega = \%2{,}4$) her açı için öz-kolimasyon etkisini gösterdiği belirtilir.

Bununla birlikte, sunulan EFC' ler bu frekanslarda tamamen lineer değildir. Tüm açıları kapsayan öz-kolimasyon etkisini zaman alanında incelemek için, FDTD yöntemi $a/\lambda = 0{,}664$ merkez frekansında çalışan C_1 grup simetrisine sahip fotonik kristallere uygulanmıştır. $0°$ ve $25°$ açılarında gelen dalgalar tarafından oluşturulan kararlı durum elektrik alan şiddet dağılımları sırasıyla Şekil 6.10(a) ve (b)'de sunulmuştur. Bu şekillerden görüldüğü üzere, öz-kolimasyon etkisi geniş bir açı aralığında çalışmaktadır. Şekil 6.9(d)'deki en dış katmanda bulunan EFC hattı yapının tamamında x-ekseni boyunca dik kaldığından, bu frekanslar tüm giriş açılarında öz-kolimasyon etkisi gösterebilir. Buna ek olarak, kaynak açısının x-ekseni ile olan açısını 0°'den 90°'ye kadar 10°'lik artışlarla değiştirilerek oluşturulan kararlı durum elektrik alan şiddeti dağılımlarıyla bu durum doğrulanmıştır. Burada, gelen dalganın uyarım açısına bakılmaksızın, C_1 simetri grubu fotonik kristaller, ihmal edilebilir mekânsal yayılım ile ışığın yayılmasını sağlamaktadır.



Şekil 6.9: 0º tek yardımcı dielektrik çubuklu hegzagonal yapının EFC eğrileri. **(a)** 1. TM band, **(b)** 2. TM band, **(c)** 3. TM band ve **(d)** 4. TM band.

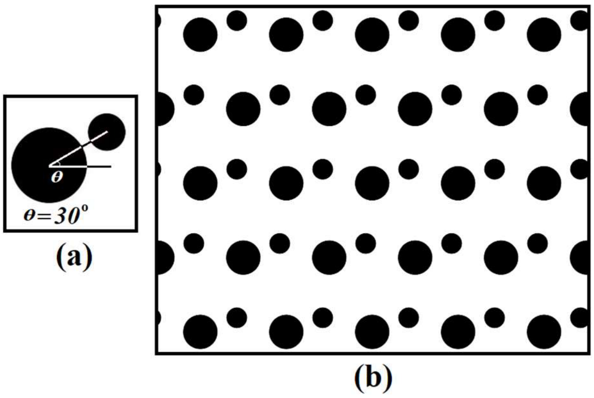
Gözlemlenen öz-kolimasyon etkisinin niteliksel bir analizini sağlamak da önemlidir. Bu çalışmada öz-kolimasyon etkisinin kalitesi, GVD ve TOD karakteristikleri kullanılarak incelendi. Fotonik kristal yapının öz-kolimasyon etkisini göstererek çalışması, zamansal yayılımı ve yayılan ışının bozulmasını önlemek için GVD ve TOD değerlerinin mümkün olduğunca küçük olmasını gerektirir. Şekil 6.10(c), önerilen yapının normalize frekansa bağlı olarak hesaplanan GVD ve TOD değerlerinin davranışını göstermektedir. Burada düz çizgi GVD' yi kesikli çizgi ise TOD' u temsil etmektedir. 4. TM band için GVD ve TOD değerlerinin sırasıyla $-200\ (a/2\pi c^2)$ ile $780\ (a/2\pi c^2)$ ve $104\ (a^2/4\pi^2 c^3)$ ile $18 \times 10^4 (a^2/4\pi^2 c^3)$ arasında değişmektedir. Tüm açıları kapsayan öz-kolimasyon özelliğini temsil eden Şekil 6.10(c)'deki ek olarak gösterilen $a/\lambda = 0{,}652$ ve $a/\lambda = 0{,}668$ frekans aralığına odaklanıldığında, GVD ve TOD değerleri sırasıyla $42{,}3\ (a/2\pi c^2) - 390\ (a/2\pi c^2)$ ve $5{,}2 \times 10^3 (a^2/4\pi^2 c^3)$–$9 \times 10^4 (a^2/4\pi^2 c^3)$ olarak elde edildi. Bu değerlere bakıldığında, GVD' nin nispeten küçük olduğu ve bunun da öz-kolimasyon özelliği gösteren ışının oluşmasını sağladığı görülmektedir. Gelen ışın, fotonik kristal yapısı içinde yayılırken öz-kolimasyon özelliği göstermesine rağmen, ışının şekli TOD değerinin nispeten büyük olması nedeniyle bozulmaktadır. Sonuç olarak, düşük simetri yapılarının, hegzagonal fotonik kristal yapısında tüm açılar için öz-kolimasyon etkisini ortaya çıkardığı rapor edilir. GVD ve TOD' un frekansa göre değişimi düzgün ve neredeyse lineer olduğunda GVD ve TOD küçük değerlere sahip olur. Bu nedenle, indeks kontrastı ayarlanarak veya daha fazla yardımcı fotonik kristal çubuk eklenerek, GVD ve TOD değerleri uygun bir şekilde ayarlanabilir. Bu sebeple, yapının yardımcı çubuk sayısının arttırılması ve öz-kolimasyon özelliklerinin incelenmesi hedeflenmiştir.



Şekil 6.10: 0º tek yardımcı dielektrik çubuklu hegzagonal fotonik kristal yapısının a/λ=0,65 frekansında **(a)** 0° ve **(b)** 30° açılarındaki gelen ışık altında kararlı durum elektrik alan şiddeti dağılımları. **(c)** Normalize frekansa göre GVD ve TOD değerlerinin değişimi. Sağ üst köşede kristal yapı şemasının ek gösterimi yer almaktadır (Yuksel ve diğ. 2024).

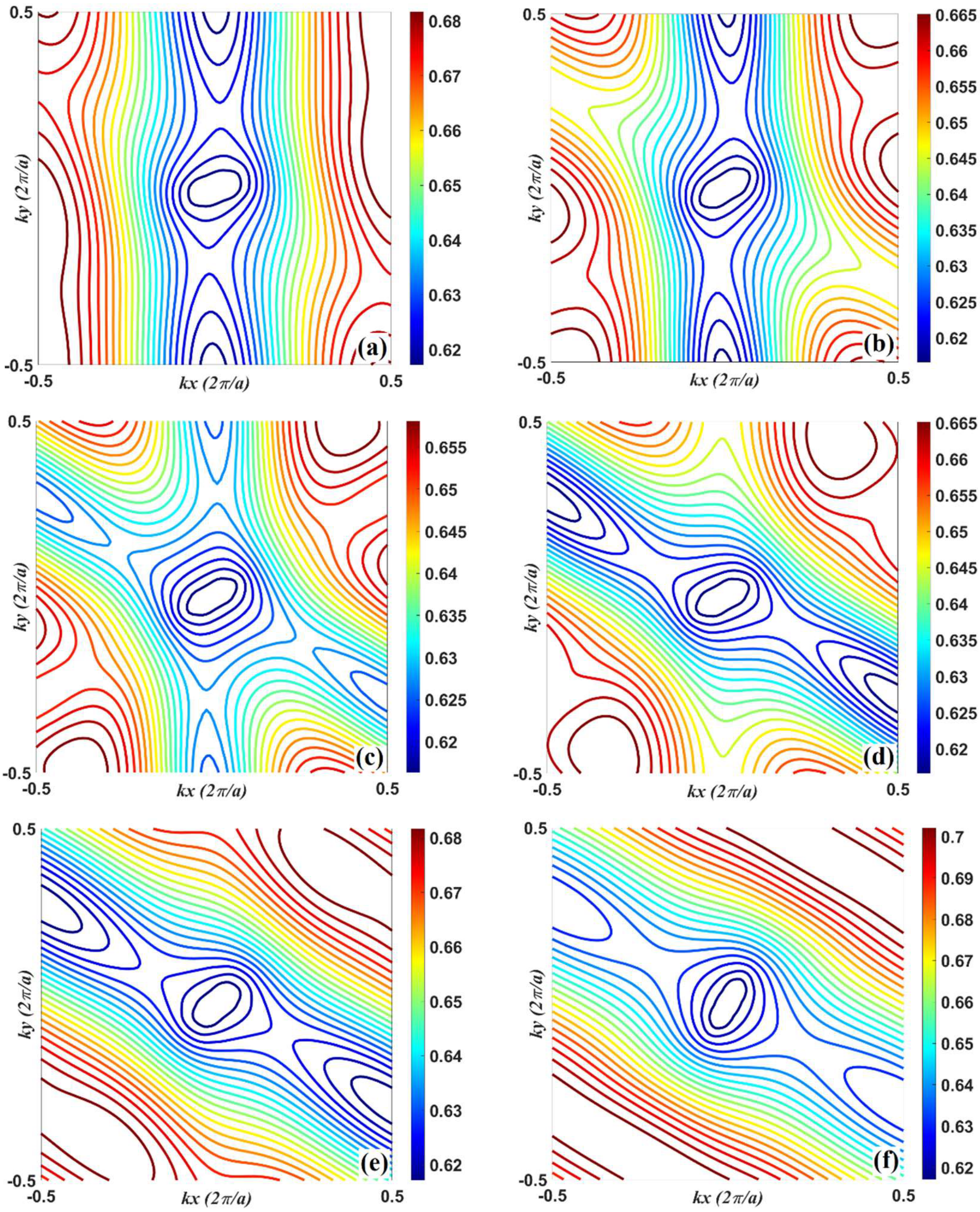
6.2.1 Farklı Açılı C_1 Simetrik Hegzagonal Örgü

Çalışmanın bir sonraki aşamasında, dielektrik çubuk ile yardımcı dielektrik çubuk merkezi arasında, x ekseni ile yapılan açının değiştirilmesi ile elde edilen farklı fotonik kristal yapıların EFC eğrilerinin incelenmesi hedeflendi. Bu analizler, saçılımsız ve öz-kolimasyon yapan frekansların belirlenmesi amacıyla gerçekleştirildi. Şekil 6.11' de, örnek olarak, dielektrik ve yardımcı dielektrik çubuklar arasındaki açının $30°$ olduğu bir yapının birim hücresi ile tüm kristal yapısı gösterilmektedir.



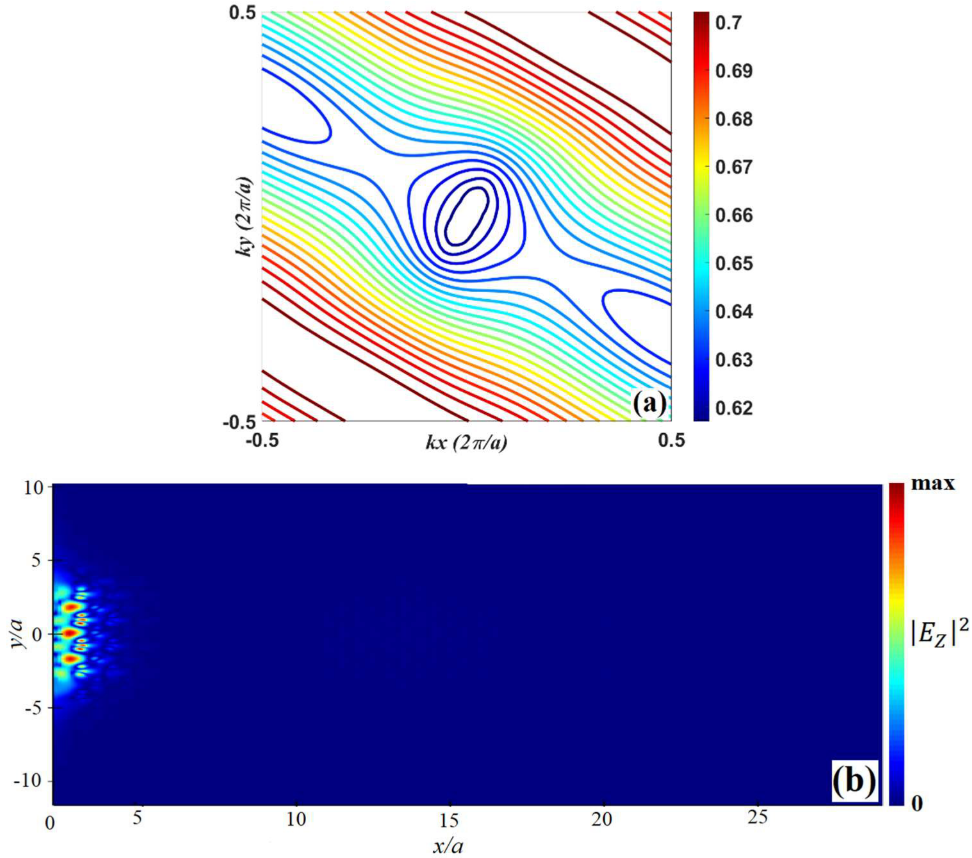
Şekil 6.11: 30° tek yardımcı dielektrik çubuk içeren düşük dönel simetrik hegzagonal yapının **(a)** birim hücresi ve **(b)** tüm kristal örgünün görünümü.

Dielektrik çubuk ile yardımcı dielektrik çubuk arasındaki açının *15°*'den *90°*'ye kadar, *15°'* er derecelik artışlarla döndürülmesi sonucu toplam 6 farklı yapı oluşturuldu. Bu yapılar sırasıyla *15°, 30°, 45°, 60°, 75°* ve *90°* açılara sahiptir. Oluşturulan her bir yapının 4. TM band EFC eğrileri Şekil 6.12'de, gösterilmektedir. Yapılan analizler sonucunda, incelenen farklı açılı tüm düşük dönel simetrik yapılarda, öz-kolimasyon gerçekleştirebilecek herhangi bir normalize frekans değeri bulunamamıştır. Bununla birlikte, *90°*'lik yapıda a/λ = 0,7 normalize frekansın $x-$ekseni boyunca sistemi kesmediği gözlemlendi. Bu durum, *0°*'lik yapıda öz-kolimasyon gerçekleştiren frekansa yakın bir frekansın, *90°*'lik yapıda ilerleyemediğini ve yapı içinde bu frekansın yayılımının engellendiğini ortaya koymaktadır. Dolayısıyla, *90°*'lik yapı a/λ = 0,7 normalize frekans değerinin yapıya girmesini ve yapı içerisinde ilerlemesini kısıtlamaktadır. Bu durum, yönlendirilmiş iletimin belirli frekanslarda engellendiğini ve yapının belirli frekanslar için bir tür "frekans bariyeri" oluşturduğunu göstermektedir.



Şekil 6.12: Tek yardımcı dielektrik çubuk içeren düşük dönel simetrik hegzagonal yapıların TM polarize 4. band EFC eğrileri: **(a)** 15°, **(b)** 30°, **(c)** 45°, **(d)** 60°, **(e)** 75° ve **(f)** 90° açılı yapılar.

Şekil 6.13(a)'da 90°'lik yapının 4. TM bandına ait EFC eğrileri detaylı olarak görülmektedir. a/λ = 0.7 normalize frekans değerinin yapı içerisine yayılım göstermediğini doğrulayan kararlı durum elektrik alan şiddeti dağılımı ise Şekil 6.13(b)'de yer almaktadır.



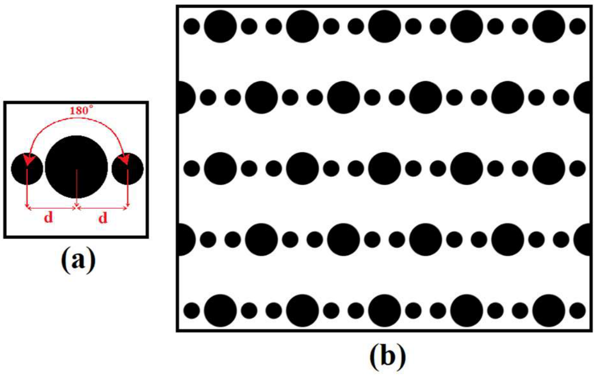
Şekil 6.13: 90° tek yardımcı dielektrik çubuk içeren C_1 düşük dönel simetrik yapının **(a)** 4. band TM polarizenin EFC eğrileri ve **(b)** 0,7 normalize frekansın hegzagonal yapı tarafından engellenmesi.

Sonuç olarak, simetri indirgemesi ile elde edilen farklı yapıların, sadece öz-kolimasyon olayını etkilemediği, aynı zamanda belirli frekans aralıklarında ışığın yapı içerisindeki yayılımını engelleyebileceği gözlemlenmiştir. Bu bulgular, fotonik kristallerin tasarımında simetri varyasyonlarının optik yayılım üzerinde hem yönlendirici hem de kısıtlayıcı etkiler yaratabileceğini göstermektedir.

6.3 C_2 Simetrik Hegzagonal Örgü

Birim hücrede bulunan fotonik kristal yoğunluğunun artmasının, yüksek simetrik yapıdan düşük simetrik yapıya geçişle birlikte öz-kolimasyon olayına olumlu katkı sağladığı C_1 yapı sayesinde gözlemlenmiştir. Bu bağlamda, yapıya ek yardımcı fotonik kristal çubuklarının eklenmesi ile iletim performansının iyileştirilebileceği öngörülmektedir. Önerilen yapının yardımcı çubuk sayısı tek çubuktan iki çubuğa çıkarılarak fotonik kristal yapısı C_2 simetrisine dönüştürüldü.

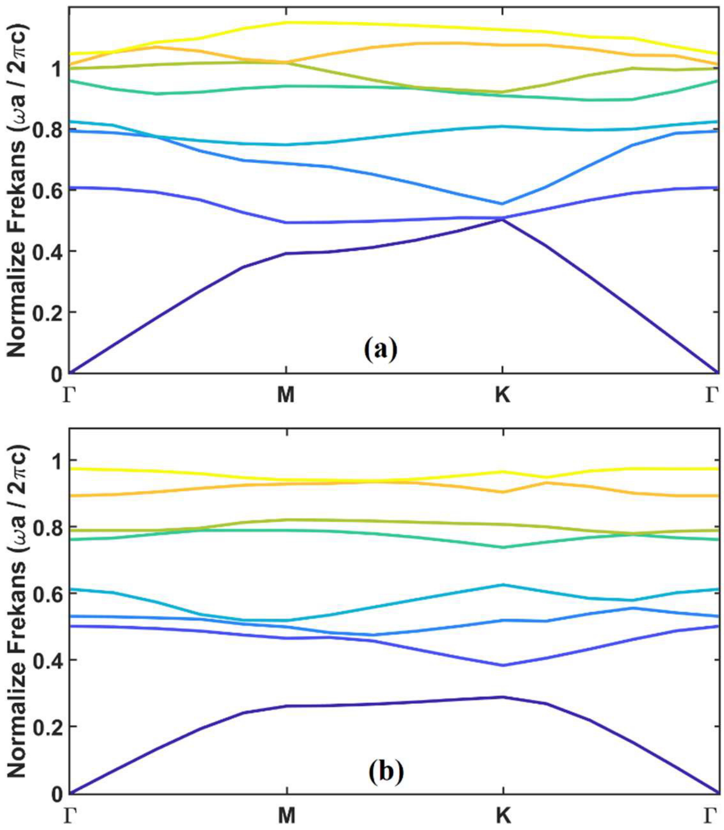
Bu yeni yapılandırmada, birim hücredeki ana fotonik kristal çubuğuna göre saat yönünün tersine $0°$ ve $180°$ açıyla iki yardımcı dielektrik çubuk yerleştirildi. Bu yerleşim Şekil 6.14' de gösterilmektedir. Ana çubuk ile yardımcı çubuklar arasındaki mesafe $d = 0{,}35a$ olarak alındı. Ayrıca, yardımcı çubukların yarıçapları $r_a = 0{,}1a$ olarak sabitlendi. Bu yapısal değişiklikler, fotonik yasak band aralığı ve öz-kolimasyon özellikleri üzerindeki etkileri incelemek amacıyla gerçekleştirildi. Yardımcı çubukların eklenmesiyle elde edilen yeni simetrik yapı, dalga yayılımı ve saçılım özelliklerini değiştirerek belirli frekans aralıklarında daha verimli bir iletim sağlayabilir ve bu tür yapısal düzenlemeler, fotonik kristallerin optik performansını artırmak adına önemli bir strateji olarak değerlendirilmektedir.



Şekil 6.14: C_2 düşük dönel simetrik hegzagonal yapının **(a)** birim hücresi ve **(b)** tüm kristal örgünün şematik görünümü.

C_2 yapısına ait TM ve TE polarizasyonlarına karşılık gelen fotonik band diyagramları sırasıyla Şekil 6.15(a) ve Şekil 6.15(b)'de sunuldu. TE ve TM band diyagramları, benzer özellikler gösterseler de farklı eğilimler ve modlarla karakterize edilmektedir. Özellikle, alt band TM bandında daha düz bir profile sahipken, *M* ve *K* noktaları arasında belirgin bir maksimum değeri oluşmaktadır. Üst bantlarda ise daha az dalgalanma ve yayılım gözlemlenmektedir, bu da TM ve TE polarize modlarının farklı yayılma özelliklerine sahip olduğunu ortaya koymaktadır. TM polarizasyon modunda yasak band aralığı gözlemlenirken TE modunda net bir yasak band aralığı gözlemlenmemektedir. Modlar arasındaki farklar, fotonik kristalin TE ve TM polarizasyon modları için farklı optik özellikler sergilediğini açıkça göstermektedir. *M* ve *K* noktaları arasında gözlenen dalgalanma, fotonik kristalin simetrisine ve dielektrik yapısına bağlı olarak modların enerji seviyelerinin değiştiğine işaret etmektedir. Bu

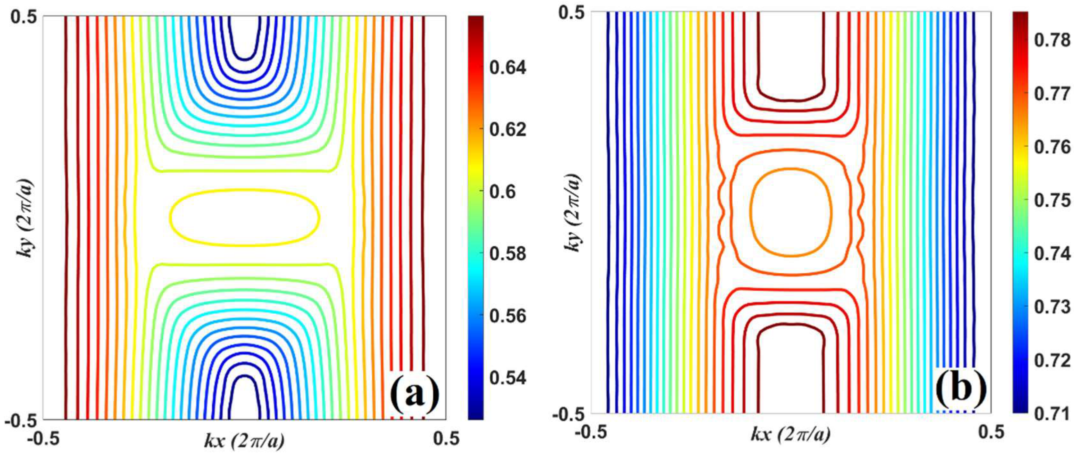
tür analizler, belirli frekanslardaki fotonik modların yayılımını ve potansiyel band aralıklarının anlaşılması açısından önem taşımaktadır.



Şekil 6.15: İki yardımcı dielektrik çubuk içeren C_2 düşük simetrili hegzagonal yapının **(a)** TE ve **(b)** TM band diyagramları.

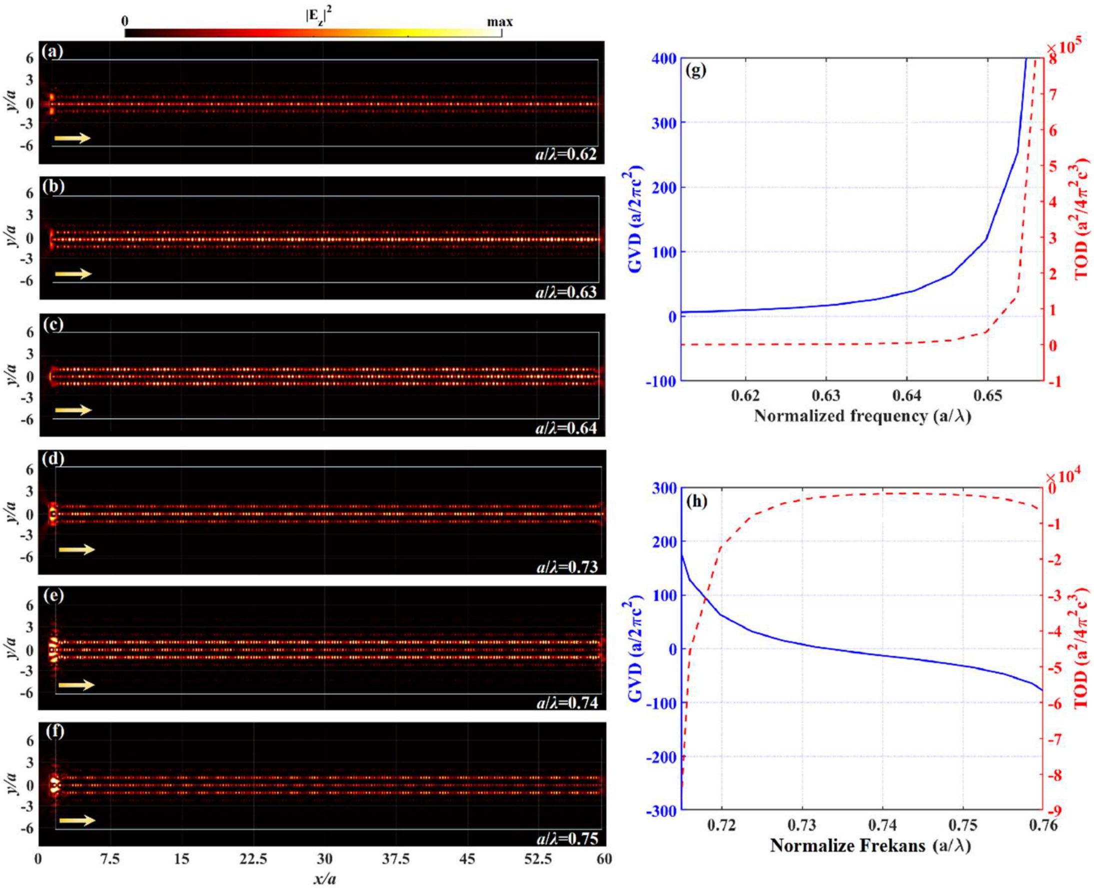
Yapının öz-kolimasyon özelliğinin daha detaylı analizi için TM polarizasyon bantlarının EFC eğrileri hesaplandı ve dikkat çekici özellik gösteren 4. ve 5. TM polarizasyon bantları Şekil 6.16 (a) ve (b)'de görülmektedir ve burada 4. ve 5. bantların EFC' leri doğrusal konturlar şeklindedir. Beklendiği gibi, ikinci yardımcı çubukların eklenmesiyle fotonik kristal birim hücresinin fotonik kristal yoğunluğundaki değişiklik, tüm açılarda öz-kolimasyon etkisinin ortaya çıkarılmasında önemli bir rol oynamaktadır. Tüm açılarda öz-kolimasyon etkisi, elektromanyetik dalgaların kristale hangi açıyla girerse girsin belirli bir yön boyunca yayılmaya zorlanması durumudur. Bu etki, fotonik band yapısında izotropik özelliklere sahip bir bölgede ortaya çıkar ve dalga vektörlerinin kristalde belirli bir doğrultuda odaklanmasıyla sonuçlanır. Bu etki, ışığın kontrol edilmesi, yönlendirilmesi ve yüksek hassasiyetli optik cihazların geliştirilmesi açısından önemlidir.

Ana fotonik kristal çubuğuna göre $0°$ ve $180°$ açılarında bulunan bu yardımcı çubuklar, fotonik kristal yapısındaki ana çubuklar arasında fiziksel bir bağlantı görevi görerek gelen ışığın doğrusal bir şekilde yayılmasını sağlamaktadır. Tüm açılarda gelen ışığın mükemmel doğrusal EFC konturu, $a/\lambda = 0{,}62$ ve $a/\lambda = 0{,}65$ frekans aralığında gözlemlenmiştir (Şekil 6.16(a)). Bu, C_2 grup simetrisine sahip fotonik kristal yapısının, geniş bir band genişliği olan $\Delta\omega/\omega_0 = \%6{,}3$ ile tüm açılarda öz-kolimasyon etkisi sağladığını ve bu değerin, C_1 grup simetrisine sahip yapının band genişliğinden 2,6 kat daha büyük olduğunu göstermektedir. Ayrıca, Şekil 6.16(b)'de gösterilen 5. TM bandının EFC eğrisi $a/\lambda = 0{,}71$ ve $a/\lambda = 0{,}76$ frekans aralığında $\Delta\omega/\omega_0 = \%6{,}5$ band genişliği ile tüm açılarda öz-kolimasyon etkisi sunmaktadır. Dolayısıyla, C_2 simetrisine sahip yapı, yüksek simetrik yapı ve C_1 simetri yapılarına kıyasla daha geniş frekans band genişliği ile iki farklı frekans bandında tüm açılarda öz-kolimasyon işlevi göstermektedir.



Şekil 6.16: İki yardımcı dielektrik çubuk içeren C_2 düşük dönel simetrik hegzagonal fotonik kristal yapısının **(a)** 4. TM ve **(b)** 5. TM bantlarına ait EFC eğrileri.

Tasarlanan C_2 simetri grubunun tüm açılarda öz-kolimasyon özelliklerini nitel olarak değerlendirmek için kararlı durum elektrik alan şiddet dağılımları hesaplandı ve 4. ve 5. TM polarizasyon bantları için sırasıyla Şekil 6.17(a) – (c) ve Şekil 6.17(d) – (f)'de sunuldu. $a/\lambda = 0{,}62$, $a/\lambda = 0{,}63$ ve $a/\lambda = 0{,}64$ çalışma frekansları için hesaplanan kararlı durum şiddet profilleri sırasıyla şekil 6.17(a), (b) ve (c)'de verilmiştir. Bu frekansların tüm açılarda öz-kolimasyon frekans aralığı olan $a/\lambda = 0{,}62 - 0{,}65$ içinde yer aldığını belirtmek önemlidir. Şiddet dağılımlarından, ışığın yapının merkezinde güçlü bir enerji hapsini korurken ihmal edilebilir genişleme ile yayıldığı gözlemlenmektedir. Işık, yapının içerisinde mekânsal genişleme olmadan yayılmasına rağmen, kaynağın mekânsal genişliğini koruyarak fotonik kristal yapısı içinde yayılmamaktadır. Diğer bir deyişle, ışık fotonik kristal yapısının merkez hattında büyük miktarda enerjiyi yoğunlaştırarak ve kalan enerji dalgasının izini bırakarak yayılmaktadır. Öte yandan, 5. band için, $a/\lambda = 0{,}73$, $a/\lambda = 0{,}74$ ve $a/\lambda = 0{,}75$ frekanslarında çalışan dalga için kararlı durum şiddet profilleri, sırasıyla Şekil 6.17(d) – (f)'de gösterildiği gibi daha az saçılmış bir kolime ışın dağılımı sergilemektedir.



Şekil 6.17: *C_2* simetri grubuna ait fotonik kristal yapısının, **(a)** a/λ=0,62, **(b)** a/λ=0,63 ve **(c)** a/λ=0,64 frekanslarında 4. band TM polarize kararlı durum elektrik alan şiddeti dağılımları. **(d)** a/λ=0,73 **(e)** a/λ=0,74 ve **(f)** a/λ=0,75 frekanslarında 5. band TM polarize kararlı durum elektrik alan şiddeti dağılımları. **(g)** Birim hücre şematik gösterimiyle beraber TM polarize 4. band ve **(h)** birim hücre şematik gösterimiyle beraber TM polarize 5. band normalize frekansa göre GVD ve TOD değerlerinin değişimi (Yuksel ve diğ. 2024).

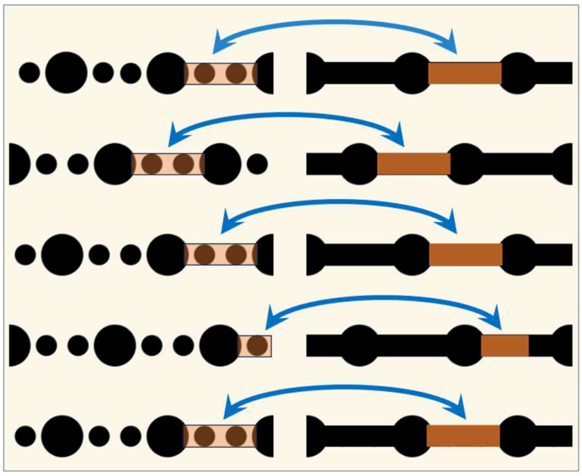
C_1 simetri yapısında çalışmaya benzer şekilde, *C_2* simetri yapısının GVD ve TOD değerleri de 4. ve 5. TM bantlar için hesaplandı ve sırasıyla Şekil 6.17(g) ve (h)'de verildi. Bu şekillerde, GVD ve TOD değerlerinin sırasıyla 4. TM bandı için $7{,}3\ (a/2\pi c^2)$ ile $254{,}3\ (a/2\pi c^2)$ ve $44{,}9 (a^2/4\pi^2 c^3)$ ile $1{,}3 \times 10^5 (a^2/4\pi^2 c^3)$ arasında değiştiği ve 5. TM bandı için ise $182{,}5\ (a/2\pi c^2)$ ile $71{,}3\ (a/2\pi c^2)$

ve $-24380(a^2/4\pi^2c^3)$ ile $-9619\,(a^2/4\pi^2c^3)$ arasında değiştiği gözlemlendi. Burada, GVD ve TOD değerleri, C_1 simetri grubundaki değerlere kıyasla daha küçüktür. Öte yandan, 4. banttaki GVD değerlerinin değişimi, 5. banttaki GVD değişimlerine kıyasla çok daha belirgindir. Bu durum, C_2 simetri grubu fotonik kristal yapısının 4. bantta frekans değişimine karşı daha hassas olduğunu göstermekte olup; bu da Şekil 6.17(a) – (c)'de verilen kararlı durum elektrik alan şiddeti profillerinden gözlemlenebilir.

6.4 Hibrit Örgü

Tasarlanan fotonik kristal yapısının, yüksek optik performansın yanı sıra, güncel üretim teknikleriyle yüksek uyumluluk göstermesi önemli bir gerekliliktir. C_2 simetri grubu yapısı, geniş bir frekans bandında çalışan tüm açılarda öz-kolimasyon özelliklerini sunmaktadır, ancak C_2 simetri yapısındaki izole yardımcı çubuklar ile ana çubuklar yüksek hassasiyet gerektiren üretimlerde zorluk yaratabilir. Diğer taraftan, C_2 simetri grubunu incelediğimizde, ana çubuğun etrafındaki yardımcı çubukların *(θ=0°* ve *θ=180°)* ana çubuğa çok yakın bir mesafede yerleştirilebileceği (hatta ana çubuğa dokunabileceği) gözlemlenmektedir. Bu durum, benzer optik özellikler sergileyen kompozit/hibrid yapılar tasarlamak açısından faydalı olabilir. C_2 simetri grubunu kullanarak oluşturulan kompozit fotonik kristal yapısı Şekil 6.18' de gösterildi. ki yardımcı çubuk, yardımcı çubukların çapına eşit genişlikte ve aynı kırılma indisine sahip dikdörtgen bir fotonik tel ile değiştirildi. Burada fotonik tel, izole ana çubuklar arasında bir bağlantı köprüsü işlevi görmekte ve C_2 simetri grubunu ihlal etmemektedir. Sonuç olarak, hibrit yapı C_2 simetri grubuna benzemekte olup, olası üretim hassasiyeti sorunlarına karşı önemli ölçüde daha dayanıklıdır ancak hibrit fotonik kristal yapısının üretimi sırasında çubukların yarıçapında deformasyonlar olabilir.

Hibrit yapıya ait TE ve TM dağılım bantları sırasıyla şekil 6.19 (a) ve Şekil 6.19 (b)' de gösterildi. TE band diyagramında düşük enerjiye sahip band, ışığın düşük frekansta yavaş yayıldığını göstermektedir. Özellikle $\Gamma - M$ ve $\Gamma - K$ yollarında bantta ani bir yükselme yoktur, bu da ışığın belirli bir yönde yönlendirilmeden ilerleyebileceğini gösterir ve bu özelliği sayesinde öz-kolimasyon etkisi gözlemlenebilir.

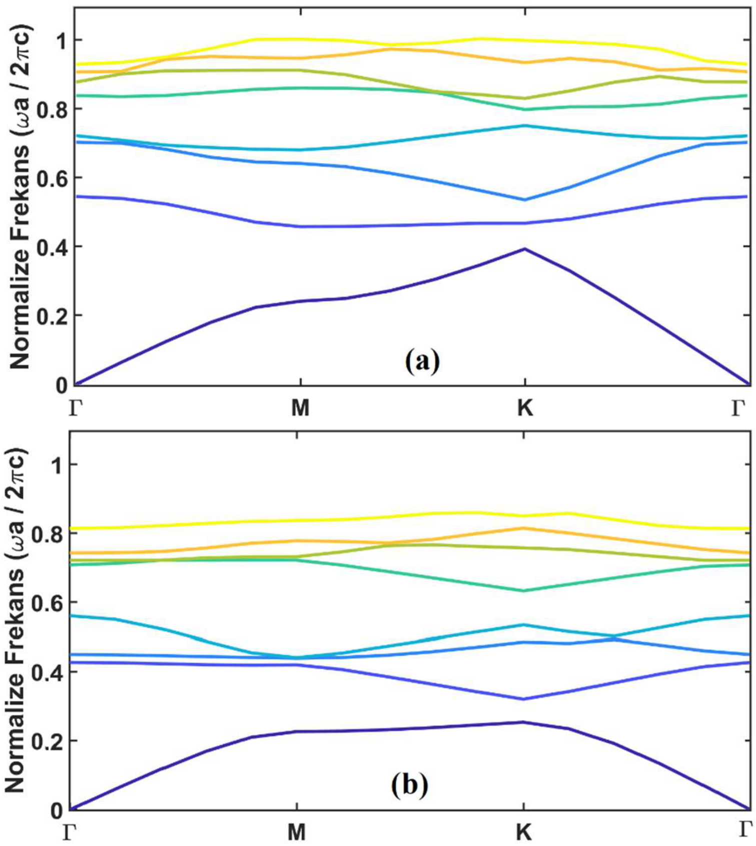


Şekil 6.18: Hibrit fotonik kristal yapısının, C_2 simetri grubundan dönüştürmesinin/ uyarlanmasının şematik görünümü.

Üst bantlarda ise, frekansın artışıyla birlikte ışığın yayılma özelliklerinde bir çeşitlilik gözlenir. Band yapısı genellikle yayılımın kararlı olduğunu ve dispersiyonun TE modunda fazla olmadığını görülmektedir bu da TE modları için geniş bir frekans aralığında yayılmanın mümkün olabileceğini gösterir ve bu durum, kristalin ışık dalgalarını belirli frekanslarda hapsetmeden ilettiğine işaret eder.

TM band diyagramındaki düşük enerji bantları düşük frekansta yavaş yayılan modları göstermektedir. Özellikle $\Gamma - M$ ve $\Gamma - K$ yollarında eğim azdır, bu da öz-kolimasyon etkisinin bu bölgelerde de gözlemlenebileceğine işaret eder yani ışık, TM modunda belirli yönlerde dağılmadan yayılabilir. Üst bantlar ise frekansın artışıyla daha kararlı bir yayılımı gösterir. Bantlar arasındaki mesafe TE moduna göre daha küçüktür, bu da ışığın TM modunda daha farklı yayılma özelliklerine sahip olabileceğini gösterir. TM modları için de yasak band aralığı çok belirgin değildir, bu da ışığın geniş bir frekans aralığında TM modunda yayılabileceğini işaret eder.

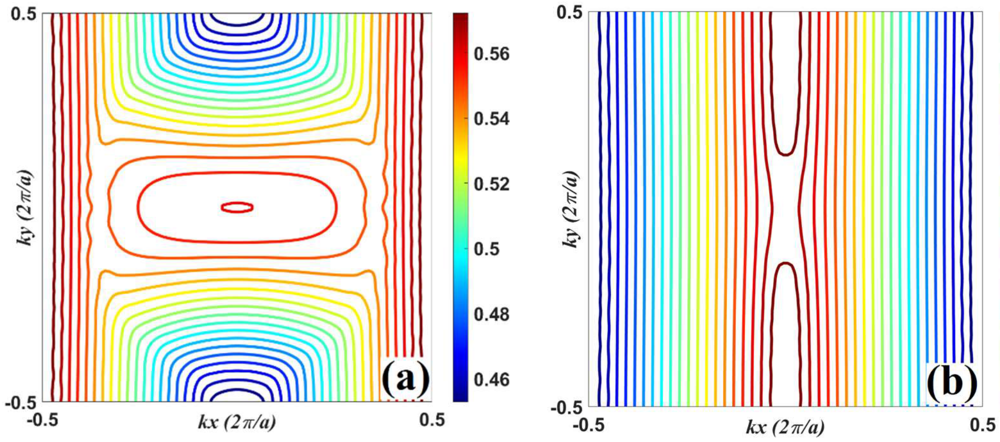
Her iki mod için de $\Gamma - M - K - \Gamma$ yolu boyunca band yapıları, fotonik kristalin ışık yayılımını yönlendirme kapasitesini göstermektedir. Sonuç olarak her iki modda da en düşük banttaki eğrilerin yatay düzlemde yayılmaya çok yakın olması, belirli bir yönde öz-kolimasyon etkisi gösterebilecek uygun ışık yayılımını işaret eder. TE ve TM modları için üst bantlarda farklı frekanslarda ışığın yönlendirilmesi mümkündür. TE modları biraz daha karmaşık band yapısına sahipken, TM modları daha düzenli bir yayılım göstermektedir. Diyagramlarda geniş bir yasak band aralığı gözlemlenmediği için, bu fotonik kristal yapılarının geniş bir frekans aralığında ışığı iletebildiği görülmektedir. Bu, kristallerin yasak band aralığı ayarlamalarına gerek kalmadan ışık iletimi için uygun olabileceğini göstermektedir.



Şekil 6.19: Hibrit hegzagonal yapı için. **(a)** TE ve **(b)** TM band diyagramları.

Bu yapı içerisinde öz-kolimasyon özelliği gösteren frekansların incelenebilmesi için EFC eğrileri elde edildi. 4. ve 5. TM bantlarının davranışları Şekil 6.20 (a) ve Şekil 6.20(b)' de gösterilmektedir. Yalnızca bu iki bandın gösterilmesinin sebebi, öz-kolimasyon özelliğinin sadece bu bantlarda gözlemlenmesi ve diğer bantların standart özelliklerini göstermeye devam etmesidir.

Hibrit yapı, iki yardımcı çubuklu yapının öz-kolimasyon potansiyelini miras almıştır. Şekil 6.20(a) ve (b)' de bulunan EFC eğrileri, farklı yönlerdeki band genişliklerinin incelenmesine olanak tanımaktadır. 5. banttaki, büyük band genişliği ($\Delta\omega/\omega_0 = \%11{,}7$) özellikle dikkat çekicidir. Büyük band genişliği, yapıların daha fazla frekans aralığında öz-kolimasyon gösterebildiğini göstermektedir. Bu durum, yapının öz-kolimasyon özelliğinin daha geniş bir frekans bandında sürdüğünü belirtmektedir.

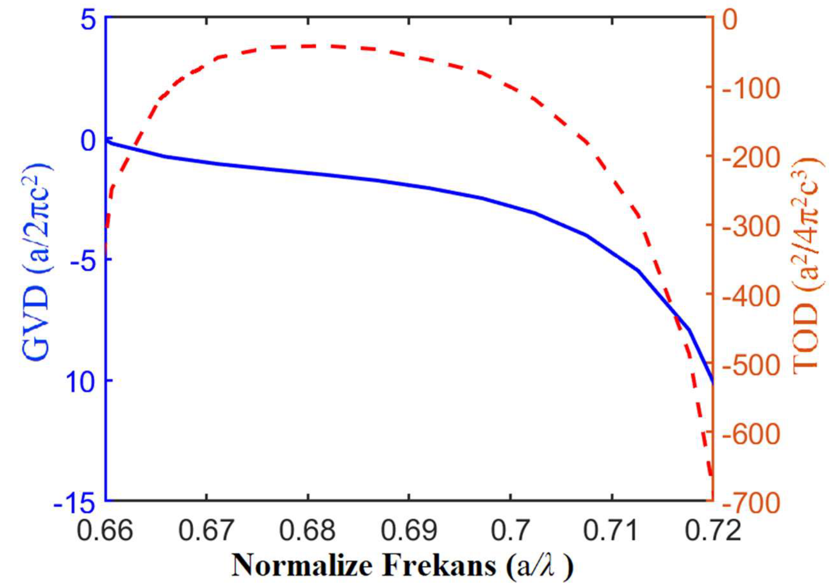


Şekil 6.20: Hibrit yapının **(a)** 4. TM ve **(b)** 5. TM bantları için EFC eğrileri.

Band genişliğinin artması ve kontur şekillerinin yapısı, hibrit yapının belirli özelliklere optimize etmek üzere tasarlandığını göstermektedir. Diğer yapılarla karşılaştırıldığında daha büyük band genişliği ve öz-kolimasyon etkisi, bu yapıyı özellikle etkili kılmaktadır. Hibrit yapının EFC davranışı öz-kolimasyonun varlığını net bir şekilde göstermekte ve bu yapının frekans ve yönsel özellikleri hakkında önemli bilgiler sunmaktadır.

Hibrit fotonik kristal yapı, şekil 6.21' de gösterildiği gibi, sıfıra yakın GVD ve TOD performansı sunmakta olup, elektromanyetik darbe yapısını sinyal doğruluğunu korumak ve ayarlamak amacıyla ve bu sıfıra yakın değerler, veri sıkıştırma veya dalga paketinin enerji transferi için kullanılabilir. Ek olarak, sıfıra yakın değerlerle birlikte negatif TOD kombinasyonu, dalga paketini şekillendirmek için kullanılabilir.

Tasarlanan hibrit simetri yapısının her açıdan öz-kolimasyon özelliklerini nitel olarak değerlendirmek için TM polarizasyonunun 5. bandı için kararlı durum elektrik alan yoğunluk dağılımları Şekil 6.22' de gösterildi $a/\lambda = 0{,}665$, $a/\lambda = 0{,}675$, $a/\lambda = 0{,}685$, $a/\lambda = 0{,}695$, $a/\lambda = 0{,}705$ ve $a/\lambda = 0{,}715$ çalışma frekanslarına ait kararlı durum elektrik alan yoğunluk profilleri sırasıyla Şekil 6.22(a) – (f)'de gösterildi. Şekil 6.22(a)'da elektrik alan yoğunluk dağılımlarının detaylı bir temsili, şekil içinde bir ek olarak gösterildi ve burada görüntü %250 oranında büyütüldü. Bu frekanslar, Şekil 6.20(b)' de görülen öz-kolimasyon frekans aralığında yer almaktadır.

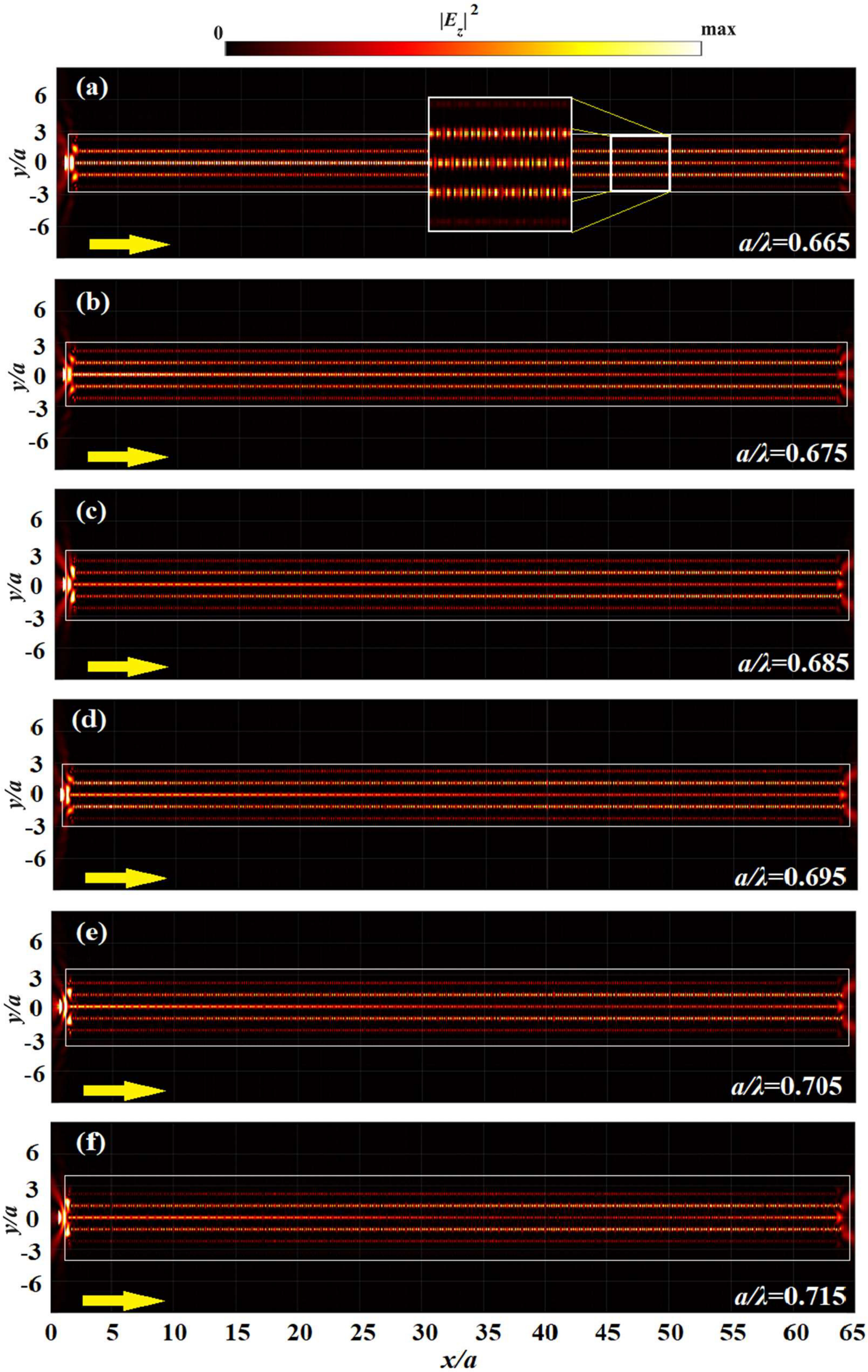


Şekil 6.21: Hibrit fotonik kristal yapının 5. TM bandı için normalize frekanslara göre GVD ve TOD değerlerinin değişimi.

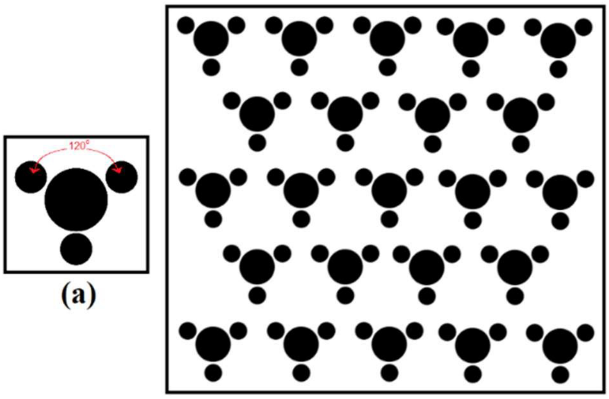
a/λ Sonuç olarak, önerilen hibrit fotonik kristal yapısı, yapının merkez hattında enerjiyi güçlü bir şekilde hapsederek genişleme ve mekânsal dağılımın ihmal edilebilir düzeyde olduğu her bir açıdan öz-kolimasyon etkisi sergilemektedir. Hibrit yapı tasarlandığı hegzagonal örgüden daha geniş bir frekans aralığı, daha düşük GVD ve TOD değerleri ve daha geniş band aralığı özellikleri sunmaktadır; bu da kolimasyon özelliklerinin önemli ölçüde iyileştirildiğini göstermektedir.

6.1 C_3 Simetrik Hegzagonal Örgü

İndeks kontrastını daha da artırmak amacıyla, yardımcı çubuk sayısı üçe çıkarılıp ve ana fotonik kristal çubuğuna göre saat yönünün tersine *30°*, *150°* ve *270°* açılarına yerleştirilerek C_3 simetri grubu yapısı da oluşturuldu. C_1, C_2 ve hibrit yapılarına ait opto-geometrik parametreler, C_3 grubu için de geçerlidir. C_3 simetrik yapının birim hücre ve tüm kristal örgü gösterimi ise Şekil 6.23' de bulunmaktadır.



Şekil 6.22: Hibrit fotonik kristal yapının 5. TM bandında bulunan **(a)** $a/\lambda = 0.665$, **(b)** $a/\lambda = 0.675$, **(c)** $a/\lambda = 0.685$, **(d)** $a/\lambda = 0.695$, **(e)** $a/\lambda = 0.705$ **ve** **(f)** $a/\lambda = 0.715$ frekansları için kararlı durum elektrik alanı yoğunluk dağılımları. **(a)** sekmesindeki ek çerçeve, yapının içindeki elektrik alanı yoğunluk dağılımlarının büyütülmüş görünümünü göstermektedir (Yüksel ve diğ. 2024).

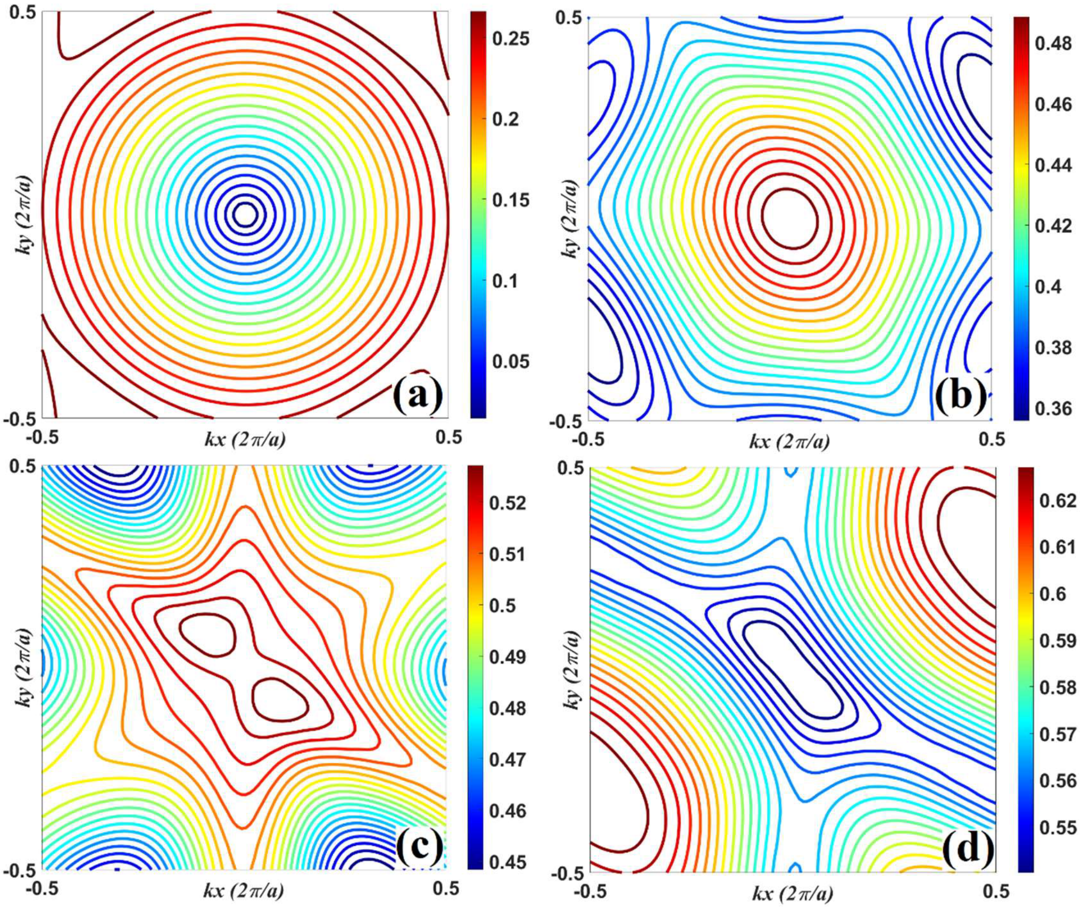


(a)

(b)

Şekil 6.23: C_3 düşük dönel simetrik hegzagonal yapının **(a)** birim hücresi ve **(b)** tüm kristal örgünün şematik görünümü.

Şekil 6.24(a)-(d)' de ise C_3 simetrik yapının ilk dört TM polarize bandının EFC eğrileri yer almaktadır, ancak bu yapı herhangi bir öz-kolimasyon etkisi göstermemektedir, çünkü C_3 grubu simetrisi, C_1, C_2 ve hibrit simetri gruplarına göre daha karmaşık ve saçılma ile kırınıma daha hassastır. Ek olarak, EFC davranışı fotonik kristal birim hücresindeki serbestlik derecesinden de etkilenmektedir. Daha önceki diğer çalışmalarda tartışıldığı gibi, hegzagonal yapıda C_1 ve C_2 simetrilerine kıyasla C_3 simetrisinin daha düşük serbestlik derecesi nedeniyle ışığın yönlendirilmesi daha zor hale gelmektedir (Gümüş ve diğ. 2018[a], Erim ve diğ. 2019, Gümüş ve diğ. 2018[b]). Sonuç olarak, C_3 simetri grubuna ait EFC' leri, karmaşık ve doğrusal olmayan bir frekans yanıtı sergilemektedir.



Şekil 6.24: Üç yardımcı dielektrik çubuk içeren C_3 simetrik hegzagonal fotonik kristal yapı için; **(a)** 1. TM band, **(b)** 2. TM band, **(c)** 3. TM band, **(d)** 4. TM band EFC eğrileri.

7. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, fotonik kristal yapılarda simetri manipülasyonu ve opto-geometrik parametrelerin optimize edilmesi yoluyla dispersiyon karakteristiklerini iyileştiren yeni bir kristal örgü önerilmiştir. Özellikle, hegzagonal örgü yapısında yardımcı çubukların eklenmesi ve simetrinin C_1 gurup simetrisinden C_2 grup simetrisine dönüştürülmesi, GVD ve TOD parametrelerinde önemli iyileşmeler sağlamıştır. Simetrinin tekrardan kırılarak hibrit bir yapıya dönüştürülmesi, ışığın öz-kolimasyonunu geliştirmiş ve dispersiyon yönetimi açısından önemli avantajlar sunmuştur. Bildiğimiz kadarıyla bu çalışma, EFC mühendislik yaklaşımını kullanarak hegzagonal örgülerde düzenlenmiş düşük simetrili fotonik kristal yapılarda tüm açılı öz-kolimasyon karakteristiklerinin ilk kapsamlı analizini sunmaktadır.

Tablo 7.1'de, bu çalışmada sunulan yapının literatürdeki diğer çalışmalarla karşılaştırılması sunulmaktadır. Özellikle hibrit yapılar ve hegzagonal örgü yapılar ile karşılaştırıldığında, önerilen yapının GVD ve TOD değerlerinde kayda değer iyileştirmeler sağladığı görülmektedir. Bu sonuçlar, simetri manipülasyonunun optik performans üzerinde önemli bir etkisi olduğunu ve dispersiyon mühendisliği açısından büyük potansiyel taşıdığını göstermektedir. Tablo 7.1'den görüldüğü üzere, yüksek simetrili hegzagonal yapıya yardımcı bir çubuğun eklenmesi GVD ve TOD değerlerini azaltırken band genişliği değerini artırmaktadır. C_2 düşük simetrili yapının hibrit yapıya dönüştürülmesiyle, bu özellikler önemli ölçüde iyileşmiş ve bu durum tabloya yansıtılmıştır.

Önerilen fotonik kristal yapıların öz-kolimasyon özellikleri, (band genişliği dışında) literatürdeki bir yardımcı çubuk içeren kare örgü ile modifiye edilmiş yapılar Gümüş[(a)] ve diğ. (2018), Gümüş [(b)] ve diğ. (2018), iki yardımcı çubuklu yapılar Gümüş [(c)] ve diğ. (2018), hibrit yapılar Çiçek ve diğ. (2011) ve yardımcı çubuksuz yapılar Giden ve diğ. (2018), Gümüş ve diğ. (2020), Zhou ve diğ. (2008), Çiçek ve diğ. (2011) ile kıyaslanabilir düzeydedir. Ayrıca, önerilen hibrit yapının band genişliği $\Delta\omega/\omega = 11{,}7\%$ seviyesine kadar genişletilmiş ve neredeyse sıfır GVD ve TOD değerleri elde edilmiştir. Bu simetri manipülasyonları, tüm açılarda öz-kolimasyon etkisinin gözlenmesine olanak sağlamış ve dispersiyon karakteristiklerinin optimizasyonunu mümkün kılmıştır.

Tablo 7.1: GVD, TOD ve band genişliği analizleri ile önerilen yapının diğer çalışmalara kıyasla karşılaştırılması (Yuksel ve diğ. 2024).

Çalışma	Fotonik Kristal Yapı Tipi	Frekans aralığı (a/λ)	GVD ($a/2\pi c^2$)	TOD ($a^2/4\pi^2c^3$)	Band genişliği ($\Delta\omega/\omega_c$)
Önerilen Yapı	Düşük simetrik, hegzagonal örgü (bir yardımcı çubuk)	0,652 – 0,668	42,3 –390	5000 – 90000	2,4 %
	Düşük simetrik, hegzagonal örgü (iki yardımcı çubuk)	0,712 – 0,760	181,5 –71,3	-24380 – -9619	6,5 %
	Düşük simetrik, hegzagonal hibrid yapı	0,648 – 0,736	0 – 10	-250 – -650	11,7 %
Gumus ve diğ. (2018[a])	Düşük simetrik, kare örgü (bir yardımcı çubuk)	0,610-680	-100 – 100	-	11 %
Gumus ve diğ. (2018[b])	Düşük simetrik, kare örgü (bir yardımcı çubuk)	0,610 – 0,635	-59 – 0	-	4,1 %
Gumus ve diğ. (2018[c])	Düşük simetrik, kare örgü (iki yardımcı çubuk)	0,570 – 0,660	-0,6 – 24,9	51 – 6403	15 %
Giden ve diğ. (2013)	Yüksek simetrik kare örgü (yıldız şeklinde çubuk)	0,5405	-0,0904	261.75	16,4 %
Gumus ve diğ. (2020)	Yüksek simetrik kare örgü	0,481 – 0,701	0,02 – 200	-	37 %
Cicek ve diğ. (2011)	Yüksek simetrik kare örgü (eliptik çubuk)	0,59	~0,003	-	39 %
Zhou (2008)	Yüksek simetrik kare örgü	0,2915	0	-1528	3,6 %
Chung (2011)	Yüksek simetrik kare örgü hibrid yapı	0,46 – 0,52	-2 – 1,2	150 – 0	4,5 %

C_1 simetri grubuna sahip yapının normalize frekans aralığında ($a/\lambda = 0{,}652$ ile $a/\lambda = 0{,}668$) $\Delta\omega/\omega = 2{,}4\%$ band genişliğinde tüm açılı öz-kolimasyon etkisi gözlemlenirken, C_2 simetrisi ile bu band genişliği %6,5'e kadar artmıştır. Hibrit yapıda ise bu değer %11,7'e ulaşmıştır. Bu sonuçlar, dispersiyon mühendisliğinin hegzagonal veya hibrit fotonik kristal yapılarında nasıl iyileştirilebileceğine dair derinlemesine bir anlayış sunmaktadır. GVD ve TOD değerlerinin düşürülmesi, özellikle yavaş ışık ve öz-kolimasyon gibi optik olayların daha geniş bir frekans aralığında etkin bir şekilde kullanılması için kritik öneme sahiptir.

Önerilen yapıların dispersiyon yönetimindeki üstün performansı, telekomünikasyon, güneş pilleri ve görüntüleme teknolojileri gibi ışık manipülasyonuna dayanan yeni nesil uygulamalar için umut vadeden çözümler sunmaktadır. Bu çalışmada geliştirilen simetri yönetimi ve EFC mühendislik yaklaşımları, fotonik kristal yapılarda ışık yayılımının kontrolünü ve optimizasyonunu sağlamada önemli bir adım olmuştur. Gelecekte yapılacak deneysel çalışmalar, bu teorik bulguların doğruluğunu değerlendirmek ve pratik uygulamalar için daha derinlemesine bir inceleme yapmak amacıyla kullanılabilir.

1550 *nm* dalga boyunun geniş bir kullanım alanına sahip olması nedeniyle, bu çalışmada kullanılan normalize dalga boyunun 1550 *nm* cinsinden ifade edilmesi büyük önem taşımaktadır. 1550 *nm* dalga boyuna sahip elektro manyetik dalga, silika tabanlı optik fiberlerin en düşük kayıp bölgesinde (~0,2 *dB/km*) yer aldığı için uzun mesafeli optik iletişimde ve WDM (Wavelength Division Multiplexing) teknolojisinde yaygın olarak kullanılmaktadır. Elektronik işleme gerekmeden doğrudan güçlendirme sağlayan EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) gibi teknolojilerle yüksek verim sunmaktadır. Fotonik kristallerde ise ışığın yönlendirilmesi, hapsedilmesi ve modülasyon işlemleri için optimize edilmiş hedef dalga boyudur. Ayrıca, 1550 *nm* dalga boyu, derin doku görüntüleme ve biyomolekül algılama gibi biyomedikal uygulamalarda tercih edilir; daha az saçılma ve absorpsiyonla derin görüntüler sağlamaktadır. Lidar sistemlerinde göz güvenliği avantajıyla otonom araçlar ve coğrafi haritalama gibi alanlarda kullanılmaktadır.

1550 nm dalga boyu, $\lambda = \frac{c}{f}$ bağıntısı kullanılarak frekans cinsine dönüştürüldüğünde, 193 *THz* frekansa karşılık gelmektedir. Bu çalışmada kullanılan normalize frekans değerleri, gerçek frekans değerlerine $f = \frac{f_{nor} \cdot c}{a}$ bağıntısı ile dönüştürülebilir. Burada, *a* örgü sabiti, 1 *nm* olarak alındığında 1550 *nm* dalga boyuna karşılık gelen normalize frekans değeri $a/\lambda = 0{,}6435$ olarak elde edilir. Bu tez çalışmasında tasarlanan tüm yapıların normalize frekans değerleri, $a/\lambda = 0{,}6435$ değerine uyarlandığında öz-kolimasyon özelliği gösteren örgü sabitleri Tablo 7.2' de sunuldu.

Tablo 7.2: Tasarlanan yapıların 1550 nm dalga boyunda öz-kolimasyon özelliği göstermesini sağlayan örgü sabitleri.

Yapı	Band	Normalize Frekans (f_{nor})	Örgü Sabiti (*nm*)
C_1	4. TM	0,65-0,67	1,01 - 1,04
C_2	4. TM	0,62-0,64	0,96 - 0,99
	5. TM	0,73-0,75	1,13 - 1,16
Hibrit	5. TM	0,67-0,71	1,04 - 1,10

Tablo 7.2' deki örgü sabiti değerleri 1*nm* mertebesine çok yakındır ve hibrit yapı üretim esnasında oluşabilecek hatalara karşı tolerans göstermektedir, özellikle hibrit yapı yüksek tolerans oranına sahiptir.

Sonuç olarak, bu çalışma, düşük simetrili hibrit fotonik kristal yapılarının tüm açılı öz-kolimasyon özellikleri ve dispersiyon parametrelerinin iyileştirilmesine yönelik önemli bir katkı sağlamıştır. Önerilen yapı, yenilikçi tasarım hedefleyen araştırmalara rehberlik edebilir ve dispersiyon mühendisliğinde yeni bir perspektif sunarak, gelecekte deneysel çalışmalarda uygulanabilirliği değerlendirilebilecek güçlü adaylar arasında yer almaktadır.

8. KAYNAKLAR

Alagappan G., Botten L. C., McPhedran R. C. “Band structure effects in coupled photonic crystal waveguides” Optics Express 16 16376-16389 (2008).

Alagappan G., Vukovic A., Botten L. C. “Enhanced coupling in photonic crystal waveguide structures” Journal of Applied Physics 102 123101 (2007).

Alagappan G., Vukovic A., Botten L. C. “Photonic crystal waveguides: Applications and designs” Optics Express 14 5226-5236 (2006[a]).

Alagappan G., Vukovic A., Botten L. C. “Enhanced coupling in photonic crystal waveguides” Journal of Applied Physics 105 123101 (2006[b]).

Alagappan G, Photonic Crystals, Rijeka: IntechOpen, (2015).

Anderson P. W., “Absence of Diffusion in Certain Random Lattices” American Physical Society 109.1492 (1958).

Ashcroft, N. W., & Mermin, N. D. (1976). *Solid State Physics*. Saunders College Publishing.

Baumberg J. J., Brookes K., Elston S. J., et al. “Polarization selective optical devices” IEEE Journal of Quantum Electronics 40 364-374 (2004).

Berenger J. P. “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves” Journal of Computational Physics 114 185-200 (1994).

Born, M., & Huang, K. (1954). Dynamical Theory of Crystal Lattices. Oxford University Press.

Busch K., John S. “Photonic band gap formation in certain self-organizing systems” Physical Review E 58 3896-3908 (1998).

Busch K., John S. “Liquid-crystal photonic-band-gap materials: The tunable dielectric” Physical Review Letters 83 967-970 (1999).

Çicek M., Yasa N., Durucan E., Kurt H. “A two-dimensional photonic crystal structure with high reflection efficiency for silicon solar cells” Solar Energy Materials and Solar Cells 95 2124-2128 (2011).

Çubukçu E., Aydinli A., Özbay E. “Photonic crystals: A new approach to optical science and technology” Turkish Journal of Electrical Engineering & Computer Sciences 11 243-259 (2003).

Deng W., Guasch G. “Photonic crystals for waveguiding applications” IEEE Transactions on Antennas and Propagation 69 2117-2126 (2021[a]).

Deng W., Guasch G. “Design of photonic crystal demultiplexers” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 69 4107-4113 (2021[b]).

Erim E., Demirci A., Boz A., et al. “Photonic crystal cavity enhanced light-matter interactions for sensing applications” Sensors and Actuators B: Chemical 298 126864 (2019).

Foteinopoulou S., Soukoulis C. M. “Negative refraction and left-handed behavior in two-dimensional photonic crystals” Physical Review B 72 165112 (2005).

Gedney S. D. “An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices” IEEE Transactions on Antennas and Propagation 44 1630-1639 (1996).

Giden I., Kurt H., Caglayan H. “Design of photonic crystal demultiplexers using hybrid defect line waveguides” Optics Communications 297 90-96 (2013).

Giden I., Kurt H., Turduev M., Serefoglu A., Caglayan H. “Comparison of photonic crystal demultiplexers with single and multiple drops based on superprism phenomenon” Optical and Quantum Electronics 44 539-548 (2012).

Gümüş C., Tırpan A., Kurt H. “High-Q photonic crystal cavity based on symmetry lowering for sensing applications” Optical Materials 72 170-175 (2018[a]).

Gümüş C., Tırpan A., Kurt H. “Design and analysis of photonic crystal microcavity with high Q-factor using mode localization” Journal of Lightwave Technology 36 4661-4666 (2018[b]).

Gümüş C., Tırpan A., Kurt H. “Photonic crystal microcavity enhanced coupling efficiency in demultiplexer applications” Optical and Quantum Electronics 50 245 (2018[c]).

Gümüş C., Tırpan A., Kurt H. “Nanophotonic structures for efficient light manipulation” Optics Express 28 33570-33581 (2020).

Harrison W. A. Solid State Theory New York: McGraw-Hill (1959).

Ho K. M., Chan C. T., Soukoulis C. M. “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures” Physical Review Letters 65 3152-3155 (1990).

Huang X., Lai Y., Hang Z., Zheng H., Chan C. T. “Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials” Nature Materials 10 582-586 (2011).

Jiang X., Chen Y., Sun Y., Jiang L., Feng M., Liu Z. “Two-dimensional photonic crystal resonator arrays for enhanced light-matter interaction” Journal of Applied Physics 97 041110 (2005).

Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Winn J. N., Meade R. D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light 2nd ed. Princeton, NJ: Princeton University Press (2008).

Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light Princeton, NJ: Princeton University Press (1995).

John, S., Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, Physical Review Letters, 58(23), 2486-2489, (1987). DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2486

Johnson S. G., Joannopoulos J. D. “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis” Optics Express 8 173-190 (2001).

Kittel, C. (1967). Introduction to Solid State Physics (3rd ed.). Wiley.

Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkin D. J. “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding” Optics Letters 21 1547-1549 (1997).

Kosaka H., Kawashima T., Tomita A., Notomi M., Tamamura T., Sato T., Kawakami S. “Superprism phenomena in photonic crystals” Physical Review B 58 10096-10099 (1998).

Kosaka H., Kawashima T., Tamamura T., Notomi M. “Photonic crystals for optical communications: Bandgap and defect engineering” Journal of Applied Physics 87 2615-2622 (1999).

Kurt H. “Photonic crystal structures for dispersion engineering applications” Journal of Optics 16 065202 (2018).

Kurt H., Giden I., Caglayan H. “Low-loss slow-light propagation in photonic crystal waveguides with symmetry-tuned cavity chains” Optics Express 20 17227-17236 (2012).

Kurt H., Giden I., Caglayan H., Aydinli A. “Symmetry and interference tuning based ultra-compact slow-light photonic crystal waveguides” Optics Express 16 13611-13620 (2008).

Kuzmiak V., Maradudin A. A. “Photonic band structures of two-dimensional systems containing metallic components” Physical Review B 55 7427-7444 (1997).

Kunz K. S., Luebbers R. J. The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics Boca Raton, FL: CRC Press (1993).

Luebbers R. J., Hunsberger F. Time-Domain Methods for Electromagnetic Fields 2nd ed. New York: Wiley (1992).

Liu C., Chen Y. “Photonic crystal slabs for optical switching” Journal of Applied Physics 98 036102 (2005).

Liu C. Y., Sun Y. L. “Resonant modes in photonic crystal cavities” Journal of Lightwave Technology 19 1011-1018 (2001).

Luebbers R. J., Hunsberger F., Kunz K. S. “Finite-difference time-domain method and applications in photonic crystals” Journal of Electromagnetic Waves and Applications 6 1093-1103 (1992).

Lumerical FDTD Solutions 2024 inc. home page https://lumerical.com/

Mazumder S. Numerical Methods for Partial Differential Equations 2nd ed. New York: Academic Press (2016).

Mekis A., Chen J. C., Kurland I., Fan S., Villeneuve P. R., Joannopoulos J. D. “High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides” Physical Review Letters 77 3787-3790 (1996).

Mermin, N. D. (1968). "Symmetry and symmetry breaking in condensed matter physics." Physics Today, 21(7), 47-56.

Mittra R., Lee S. W. Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves New York: Macmillan (1971).

Noori H. “Photonic crystal enhanced solar cells: Design and optimization” Renewable Energy 122 353-360 (2018).

Notomi M. “Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of photonic band gaps” Physical Review B 62 10696-10705 (2000).

Rumpf R. C. “Three-dimensional finite-difference frequency-domain method for photonic crystals with material dispersion” Journal of Optical Society of America B 37 927-938 (2020).

Rayleigh L. “On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid” Proceedings of the London Mathematical Society 17 4-11 (1887).

Roy, S. B., *Mott Insulators*, 2053-2563, London: IOP Publishing, 1-1 to 1-62, (2019).

Russell P. St. J. “Photonic crystal fibers” Science 299 358-362 (2003).

Sacks Z. S., Kingsland D., Lee R. Lee, Gedney S. “A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition” IEEE Transactions on Antennas and Propagation 43 1460-1463 (1995).

Sakoda K. “Optical Properties of Photonic Crystals” 2nd ed. Berlin: Springer-Verlag (2005).

Steven G. Johnson and J. D. Joannopoulos, Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, Optics Express 8, no. 3, 173-190 (2001)

Sullivan D. M. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method 2nd ed. New York: Wiley (2000).

Sukhoivanov I. A., Guryev I. N. Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling New York: Springer (2009).

Qiu, M., & He, S. (2000). Guided modes in a two-dimensional photonic crystal slab. Journal of Applied Physics, 87(12), 8268-8271.

Taflove A. "Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady-state electromagnetic penetration problems" IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility 22 191-202 (1980).

Taflove A., Hagness S. C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method 3rd ed. Boston: Artech House (2005).

Takeda T., Yoshino M. "Photonic crystal microcavity-based sensors for detection of chemical vapors" Sensors and Actuators B: Chemical 89 236-243 (2003).

Teixeira F. L., Chew W. C. "A general approach to extend Berenger's PML to anisotropic and dispersive media" IEEE Transactions on Antennas and Propagation 46 1386-1387 (1998).

Turduev M., Caglayan H., Kurt H., Özbay E. "Photonic crystal based passive devices for communication applications" Optical and Quantum Electronics 46 1155-1164 (2013[a]).

Turduev M., Caglayan H., Kurt H., Ozbay E. "Improved superprism phenomenon in photonic crystal structures with negative refraction" Optics Express 21 17655-17664 (2013[b]).

Vega, J., "Independent and Simultaneous Control of Electromagnetic Wave Properties in Self-Collimating Photonic Crystals Using Spatial Variance", Ph.D Thesis, University of Texas at El Paso, El Paso, (2020).

Villeneuve P. R., Fan S., Joannopoulos J. D. "Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency" Physical Review B 54 7837-7842 (1996).

Wahab, M. A., *Numerical Problems in Crystallography*, Singapore: Springer Singapore, 1-40, (2021).

Whitaker J. C. The Feynman Lectures on Physics Vol. 1. New York: Addison-Wesley (1983).

Witzens J., Loncar M., Scherer A. "Self-collimation in planar photonic crystals" IEEE Journal of Quantum Electronics 38 850-856 (2002).

Yablonovitch E. “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics” Physical Review Letters 58 2059-2062 (1987).

Yasa N., Giden I., Kurt H. “Demultiplexing based on symmetry breaking in two-dimensional photonic crystal structures” Journal of the Optical Society of America B 33 144-149 (2016).

Yee K. “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media” IEEE Transactions on Antennas and Propagation 14 302-307 (1966).

Yuksel Z. M., Oguz H., Karakilinc O. O., Turduev M., Berberoglu H., Adak M., Özdemir Kart S., "Enhanced self-collimation effect by low rotational symmetry in hexagonal lattice photonic crystals," Phys. Scr. 99(6), 065017 (2024).

Zhou W. “Photonic crystal waveguides for integrated photonic circuits” Journal of Lightwave Technology 26 412-423 (2008).

Ziman J. M. Principles of the Theory of Solids Cambridge: Cambridge University Press (1972).