

Tek Boyutlu Fotonik Yapılarda Fotonik Bant Özelliklerin İncelenmesi

Veysel Korkmaz

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Mart 2015

Investigation of Photonic Band Properties in One Dimensional Photonic Structures

Veysel Korkmaz

DOCTORAL DISSERTATION

Department of Physics

March 2015

Tek Boyutlu Fotonik Yapılarda Fotonik Bant Özelliklerin İncelenmesi

Veysel Korkmaz

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca

Fizik Anabilim Dalı

Genel Fizik Bilim Dalında

DOKTORA TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ali Çetin

Mart 2015

ONAY

Fizik Anabilim Dalı Doktora öğrencisi Veysel Korkmaz'ın DOKTORA tezi olarak hazırladığı “TEK BOYUTLU FOTONİK YAPILARDA FOTONİK BANT ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirilerek kabul edilmiştir.

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Ali ÇETİN

İkinci Danışman : -

Doktora Tez Savunma Jürisi:

Üye : Prof. M. Selami KILIÇKAYA

Üye : Doç. Dr. Ercan UÇGUN

Üye : Yrd. Doç. Dr. Hamza Yaşar OCAK

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ömer ÖZBAŞ

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ali ÇETİN

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve
..... sayılı kararıyla onaylanmıştır.

Prof. Dr. Hürriyet ERŞAHAN
Enstitü Müdürü

ETİK BEYAN

Eskişehir Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kılavuzuna göre, Yrd. Doç. Dr. Ali ÇETİN danışmanlığında hazırlamış olduğum “Tek Boyutlu Fotonik Yapılarda Fotonik Bant Özelliklerinin İncelenmesi ” başlıklı DOKTORA tezimin özgün bir çalışma olduğunu; tez çalışmamın tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı; tezimde verdiğim bilgileri, verileri akademik ve bilimsel etik ilke ve kurallara uygun olarak elde ettiğimi; tez çalışmamda yararlandığım eserlerin tümüne atıf yaptığımı ve kaynak gösterdiğimi ve bilgi, belge ve sonuçları bilimsel etik ilke ve kurallara göre sunduğumu beyan ederim. 03/03/2015

Veysel Korkmaz

İmza

ÖZET

Fotonik bant aralıklı malzemelerin ve bunların ışığın yayılımının kontrolünde kullanılmalarının çeyrek asır önce keşfi, bilimin bir çok alanında yeni ve heyecan verici gelişmelere ve araştırmalara neden olmuştur. Bu yapıların uygun yöntemlerle modellenmesi ve analizi onların anlaşılması açısından önemlidir.

Bu çalışmada, öncelikle tek boyutlu periyodik fotonik bir yapıda kırılma indisi faktörü (δ) ve doluluk faktörünün (η) değişimine bağlı olarak dalga vektörü ve bant aralığı karakteristikleri gösterildi. Bazı kritik yapısal parametrelerdeki değişimin çok yönlü yansıma bandı üzerindeki etkisi iki farklı periyodik tabakalı sistem ele alınarak karşılaştırmalı olarak incelendi. 3D ortamda TE ve TM polarizasyonlarında ışık dalgasının periyodik ortamda ilerleyişi $0^\circ \sim 80^\circ$ arasında farklı geliş açıları için simüle edildi. Sistemin toplam bant genişliği ile periyot arasında doğrusal bir ilişkinin olduğu belirlendi. Çok yönlü bant aralığının bir uygulaması olarak, görünür spektrum bölgesinde 300-750 nm dalgaboyu aralığında çalışan silisyum temelli iki tabakadan oluşan periyodik bir yapı kullanılarak açısız seçici kusursuz bir yansıtıcı tasarlandı.

Son olarak, 1550 nm optik iletim aralığında tasarlanan simetrik ve asimetric iki kusurlu periyodik yapı için, kusur modunun geçirgenlik karakteristikleri TE/TM modlarında ayrı ayrı çalışıldı. Geliş açısının değişiminin, kusur modunun pozisyonu ve pik değeri üzerindeki etkisi gösterildi. Kusur tabakasının yapısal parametrelerinin sistem üzerindeki etkisi ve Q kalite faktörü analiz edildi. Sayısal hesaplamalar için İletim Matrisi Yöntemi (İMY) ve Düzlem Dalga Yöntemi (DDY) kullanıldı.

Anahtar Kelimeler: Fotonik Kristaller, Fotonik Bant Aralığı, Yerelleşmiş Kusur Modları, Periyodik Tabakalı Ortam.

SUMMARY

The photonic bandgap materials and their usage to control propagation of light which were discovered a quarter century ago; have caused exciting and new developments and researches in many areas of science. Modeling and analysis of these structures by appropriate methods are important in understanding, correctly.

In this thesis; primarily, wave vector and bandgap characteristics have been shown with regard to varying refractive index factor (δ) and filling factor (η) in one dimensional periodic photonic structure. The effect of changing some critically structural parameters on omni-directional reflection band has been comparatively analyzed by using three different periodically layered systems. In three-dimensional space, the propagation of light wave in periodic medium for TE and TM modes has been simulated for different incident angles varying between $0^0 \sim 80^0$. Direct relation has been determined between the total bandgap and the period of the system. As an application of omni-directional band-gap, an angularly selected perfect reflector has been designed by using a periodically two layered silicon based structure working in visible spectrum with the wavelength varying between 300-750 nm.

Lastly, transmittance characteristics of defect mode have been studied for both TE and TM polarizations; for two symmetric and asymmetric defective periodic structures which were designed for 1550 nm optical propagation gap. The effect of varying incident angle on the position and peak value of defect mode has been shown. The effect of varying structural parameters of defect layer on the system and Q -the quality factor- has been analysed. Transfer Matrix Method (TMM) and Plane Wave Method (PWM) have been used for computational calculations.

Keywords: Photonic Crystals, Photonic Bandgap, Localized Defect Modes, Periodic Layered Medium

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım süresince yardımlarını esirgemeyen ve fikirleriyle katkıda bulunan değerli Hocam Yrd. Doç. Dr. Ali ÇETİN'e sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

Doktora Tez izleme komitesi üyeleri Prof. M. Selami KILIÇKAYA, Doç. Dr. Ercan UÇGUN ve Fizik Bölümünün değerli personeline teşekkür ediyorum.

Her türlü desteklerini esirgemeyen kardeşim Orhan T. KORKMAZ, mesai arkadaşım Salih BAŞÖREN ve tüm arkadaşlarıma teşekkür ediyorum.

Son olarak, manen her zaman yanımda olan muhterem Anne ve Babama, maddi-manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen, her konuda sabırla yardımcı olan ve daima yanımda hissettiğim değerli Eşime, yeterince zaman ayıramadığım biricik çocuklarım Hümanur Zeyneb, Hasan Yusuf ve Sümeyye Meryem'e minnettarım ve en samimi teşekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	vi
SUMMARY	vii
TEŞEKKÜR	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xvii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	xviii
 1. GİRİŞ.....	 1
1.1. Işığın Kısa Tarihi.....	1
1.2. Fotonik Kristaller ve Tarihi Gelişimi	3
1.3. Önceki Yapılan Çalışmalar.....	6
1.4. Fotonik Kristalin Uygulama Alanları.....	9
1.5. Fotonik Kristallerde Sayısal Metodlar	10
1.6. Tezde Sunulan Çalışmalar.....	12
 2. PERİYODİK ORTAMLARDA ELEKTROMANYETİK DALGA YAYINIMI	 14
2.1. Giriş.....	14
2.2. Dalga Denklemleri	15
2.3. Tek boyutlu Periyodik Ortam	17
2.4. Periyodik Tabakalı Ortam: İletim Matrisi Yöntemi.....	19
2.5. Bloch Dalgaları ve Fotonik Bant Yapıları.....	23
2.6. Bragg Yansıması.....	26
2.7 Fotonik Bant Aralığı.....	28

2.8. Belli Bir Bölgedeki Kusur Modları.....	31
3. TEK BOYUTLU FOTONİK YAPILARDA BANT ARALIĞI VE DAĞILIM KARAKTERİSTİKLERİ.....	32
3.1. Giriş.....	32
3.2. Kırılma İndisi Faktörünün Bant Yapısı Üzerindeki Etkisi.....	34
3.3. Tabaka Kalınlığının FBA Üzerindeki Etkisi.....	39
4. ÇOK YÖNLÜ YANSIMA BANDI ÜZERİNDE YAPISAL PARAMETRELERİN ETKİSİ.....	44
4.1. Giriş.....	44
4.2. Model ve Temel Kriterler.....	45
4.3. Sayısal Sonuçlar	47
4.3.1. Periyot aralığı $\Lambda=250$ nm olan FK yapı	48
4.3.2. Periyot aralığı $\Lambda=500$ nm olan FK yapı.....	52
4.3.3. Periyot aralığı $\Lambda=750$ nm olan FK yapı	56
5. IŞIĞIN GÖRÜNÜR BÖLGESİ İÇİN ÇOK YÖNLÜ AÇISAL SEÇİCİ MÜKEMMEL YANSITICI.....	64
5.1. Giriş	64
5.2. Metod ve Temel Eşitlikler.....	66
5.3. Sayısal Sonuçlar	68
6. TEK BOYUTLU FOTONİK BANT ARALIKLI YAPILARDA KUSURLU MODLAR.....	74
6.1. Işığın belirli Bir Bölgede Tutulması.....	74
6.2. Model ve Kriterler.....	76
6.3. Asimetrik $H/(AB)^6D(AB)^6/H$ sıralı FK de Kusur Modu Analizi	79
6.3.1. Kusurlu tabaka: SiO_2 ve $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ FK yapı.....	79

6.3.2. Kusurlu tabaka: Si ve $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ FK yapı.....	88
6.4. Simetrik $H/(AB)^6D(AB)^6/H$ Sıralı FK'de Kusur Modu Analizi.....	94
6.5. Kusur Tabaka Kalınlığının Etkisi: $H/(AB)^S mD(AB)^P/H$ FK Yapı.....	101
6.6. Tabaka Sayısının Etkisi.....	104
6.6.1. Kusur tabakası: SiO_2	106
6.6.2. Kusur Tabakası: Hava.....	108
7. SONUÇ VE TARTIŞMALAR.....	113
KAYNAKLAR DİZİNİ.....	117
ÖZGEÇMİŞ	

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Boyutlarına göre fotonik kristaller: (a) Şematik gösterimi [Sakoda, 2005] (b) 1D, 2D ve 3D FK uygulama örnekleri [Astrova vd., 2005; Madou, M. J., 2011; Lin vd., 1998].....	4
1.2. Bazı canlılar üzerindeki çeşitli renklerde ve boyutta fotonik yapılar. (A) Çok tabakalı 1D yapı şeklindeki güvercinin yeşil ve mor boyun tüyleri. (B) Morpho kelebeklerde bulunan ayırık 1D periyodik yapı. (C) Karmaşık, renkli göz desenli erkek tavus kuşunun 2D FK yapısı. (D) 2D silindirik periyodikliğe sahip solucan (E) Parides sesostrisin yeşil renkte görünen 3D ters opal yapısı. (F) Ağustos (L. Augustus) böceğinin 3D fotonik elmas tabanlı kristal yapısı. [Wang and Zhang, 2013].....	5
2.1. Tek boyutlu periyodik tabakalı ortamın şematik gösterimi. Koordinat sistemi ve gelen ışının tabakalardan yansıması ve iletilmesi gösterilmiştir. Kırılma indisleri n_1 ve n_2 , tabaka kalınlıkları d_1 ve d_2 ve periyot $\Lambda = d_1 + d_2$ dir.....	19
2.2. Şekil 2.2 (a) Dielektrik sabiti $\epsilon(\mathbf{r})$ periyodik olarak değişen tek boyutlu bir yapıda elektromanyetik yapının yayınıminin (dispersion) şematik gösterimi (b) Örgü periyodu a olan periyodik yapıda $\omega(\mathbf{k})$ dağınım ilişkisi (dalga vektörünün bir fonksiyonu olarak ışığın frekansı [Sakoda, 2005].....	29
2.3. Eksen üzeri yayılım durumunda üç farklı çok tabakalı film için gösterilen fotonik bant yapıları. Üç durumda da her bir tabaka $0.5a$ genişliğe sahiptir.....	30
2.4. Çok tabakalı bir dielektrik yapıda tabakalardan birinin kalınlığı iki kat arttırılarak oluşturulan kusur.	31
3.1. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan tek boyutlu periyodik FK yapı.....	34
3.2. Tek boyutlu fotonik kristalde dalga vektörü ve normalize frekansın fonksiyonu olarak fotonik bant yapısı değişimi ($\eta=0.3$), (a) $\delta=0.4$, (b) $\delta=0.5$, (c) $\delta=0.6$	35

3.3. Tek boyutlu periyodik yapı da ilk üç bant için δ faktörüne bağlı olarak (a) Dalga vektörü-normalize frekans değişimi (b) $\delta=0.5$ ve 0.6 için normalize frekans kayması.....	36
3.4. Kırılma indisi faktörüne karşılık normalize bant genişliğinin değişimi.....	37
3.5 Tek boyutlu fotonik kristalde dalga vektörü ve normalize frekansın fonksiyonu olarak fotonik bant yapısının değişimi. ($\delta=0.428$, $n_1=3.5$ ve $n_2=1.5$), (a) $\eta=0.3$, (b) $\eta=0.5$, (c) $\eta=0.7$	40
3.6. Tek boyutlu periyodik yapı da ilk üç bant için η faktörüne bağlı olarak (a) Dalga vektörü-normalize frekans değişimi (b) $\eta =0.5$ ve 0.7 için normalize frekans kayması.....	41
3.7. Doluluk faktörüne (η) karşılık normalize bant genişliği değişimi. Kırılma indisi faktörü $\delta=0.428$ dir.....	42
4.1. Tek boyutlu fotonik kristal yapının şematik gösterimi.....	46
4.2. $\Lambda=250$ nm periyot aralığında iki farklı sistem için ÇYY spektrumunun 3D ortamda gösterimi.....	49
4.3. Periyot aralığı $\Lambda = 250$ nm ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-1'in (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı	50
4.4. Periyot aralığı $\Lambda = 250$ nm ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-2'nin (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.....	51
4.5. $\Lambda=500$ nm periyot aralığında iki farklı sistem için ÇYY spektrumunun 3D ortamda gösterimi.....	53
4.6. Periyot aralığı $\Lambda = 500$ nm ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-1'in (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.....	54
4.7. Periyot aralığı $\Lambda = 500$ nm ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-2'nin (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.....	55
4.8. $\Lambda=750$ nm periyot aralığında iki farklı sistem için ÇYY spektrumunun 3D ortamda gösterimi.....	58
4.9. Periyot aralığı $\Lambda = 750$ nm ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-1'in (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.....	59
4.10. Periyot aralığı $\Lambda = 750$ nm ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-2'nin (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.....	60

4.11. Sistem-1 ve Sistem-2 için bant genişliğinin periyota (Λ) bağlı değişimi.....	61
5.1. Güneş ışıma spektrumu (AM 1.5). Spektrumun görünen kısmı $\lambda=380\text{ nm}\sim 750\text{ nm}$ arasına yerleşmiştir.....	65
5.2. TE modunda hava/(AB) ²⁴ /Alt. sıralı FK yapı ve farklı geliş açıları için yansıtırlık spektrumu. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 30° (c) 60° (d) 80°.....	69
5.3. TM modunda hava/(AB) ²⁴ /hava sıralı FK yapı ve farklı geliş açıları için yansıtırlık spektrumu. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 30° (c) 60° (d) 80°.....	71
6.1. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan kusurlu tek boyutlu periyodik yapı.....	75
6.2. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan kusurlu 1D periyodik yapı.....	76
6.3. H/(AB) ¹² /H sıralı yapı için dik geliş açısında ($\theta = 0$) hesaplanan kusursuz FK yapının geçirgenlik spektrumu.....	78
6.4. H/(AB) ⁶ D(AB) ⁶ /H sıralı yapı ($D \rightarrow SiO_2$) için dik geliş açısında ($\theta = 0$) hesaplanan kusurlu FK yapının geçirgenlik spektrumu	79
6.5. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan asimetric kusurlu 1D periyodik yapı.....	80
6.6. TE Modunda H/(AB) ⁶ B(AB) ⁶ /H için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80°.....	82
6.7. TE modunda asimetric H/(AB) ⁶ B(AB) ⁶ /H sıralı FK'de kusur modunda farklı geliş açıları için (a) Pik genliği, (b) Pik dalgaboyu değişimi.....	83
6.8. TM modunda H/(AB) ⁶ B(AB) ⁶ /H için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80°.....	86
6.9. TM modunda asimetric H/(AB) ⁶ B(AB) ⁶ /H sıralı FK'de kusur modu için farklı geliş açılarında (a) Pik genliği (b) Pik dalgaboyu değişimi.....	87
6.10. TE Modunda H/(AB) ⁶ A(AB) ⁶ /H dizilimi için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80°.....	90
6.11. TE modunda asimetric H/(AB) ⁶ A(AB) ⁶ /H sıralı FK de kusur modu için farklı geliş açılarında (a) Pik genliği (b) Pik dalgaboyu değişimi.....	91

- 6.12. TM modunda $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ sıralı FK için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° 92
- 6.13. TM modunda asimetrik $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ sıralı FK'de kusur modu için farklı geliş açılarında (a) Pik genliği (b) Pik dalgaboyu değişimi.....93
- 6.14. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan simetrik kusurlu 1D periyodik yapı.....94
- 6.15. TE Modunda simetrik $H/(AB)^6B(BA)^6/H$ dizilimi için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° 96
- 6.16. TM Modunda simetrik $H/(AB)^6B(BA)^6/H$ dizilimi için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° 97
- 6.17. Simetrik $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ sıralı FK yapıda kusur modu için farklı geliş açılarında pik dalgaboyunun değişimi: (a) TE modu, (b) TM modu.....99
- 6.18. TE modunda kusur tabakasının farklı kalınlıkları ve $H/(AB)^6mB(AB)^6/H$ dizilimi için $m \leq 1$ durumunda hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları; (a) $m = 1/4$ ve $d_D=63.7$ nm, (b) $m = 1/2$ ve $d_D =127.4$ nm, (c) $m = 1$ ve $d_D=254.9$ nm.....102
- 6.19. TE modunda kusur tabakasının farklı kalınlıkları ve $H/(AB)^6mB(AB)^6/H$ sıralı FK için ($m > 1$ ve $m \rightarrow$ çift sayı) durumunda hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları: (a) $m = 2$ ve $d_D =509.8$ nm, (b) $m =4$ ve $d_D =1019.6$ nm, (c) $m = 6$ ve $d_D=1529.4$ nm.....103
- 6.20. TE modunda kusur tabakasının farklı kalınlıkları ve $H/(AB)^6mB(AB)^6/H$ sıralı FK için ($m \geq 1$ ve $m \rightarrow$ tek sayı) hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları; (a) $m = 1$ ve $d_D=254.9$ nm (b) $m = 3$, ve $d_D=764.7$ nm (c) $m = 5$, ve $d_D =1274.5$ nm.....104
- 6.21. Gaussian bir darbenin FWHM hesabı.....105
- 6.22. Kusur tabakası SiO_2 olan Si/SiO_2 ($H/(AB)^6B(AB)^6/H$) çok tabakalı yapının geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri, (a) periyot sayısı $N=6$, kalite faktörü $Q=172$, (b) periyot sayısı $N=8$, kalite faktörü $Q=775$, (c) periyot sayısı $N=10$, kalite faktörü $Q=5166$ 107

- 6.23. SiO₂ kusurlu sistemde üç farklı N değeri için geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri gösterimi ve hesaplanan kalite faktörü değerleri (Kırmızı çizgi $N=6$ ve $Q=172$, Mavi çizgi $N=8$ ve $Q=775$, yeşil çizgi $N=10$ ve $Q=5166$).....108
- 6.24. Kusur tabakası hava olan Si/SiO₂ (H/(AB)⁶H(AB)⁶/H) çok tabakalı yapının geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri; (a) periyot sayısı $N=6$, kalite faktörü $Q=221$, (b) periyot sayısı $N=8$, kalite faktörü $Q=1107$, (c) periyot sayısı $N=10$, kalite faktörü $Q=5439$ 110
- 6.25. Hava kusurlu sistemde üç farklı N değeri için geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri gösterimi ve hesaplanan kalite faktörü değerleri (Kırmızı çizgi $N=6$ ve $Q=221$, Mavi çizgi $N=8$ ve $Q=1107$, yeşil çizgi $N=10$ ve $Q=6439$).....111
- 6.26. İki farklı kusur tabakası eklenmiş 1D FK'de N periyot sayısına karşılık Q faktörü değişimi.....111

ÇİZELGELER DİZİNİ

Cizelge

Sayfa

3.1. Kırılma indisi faktörünün farklı değerleri ve ilk üç bant için hesaplanan bant aralığı değerleri ($\eta=0.3$).....	38
3.2. Doluluk faktörünün farklı değerleri ve ilk üç bant için hesaplanan bant aralığı değerleri ($\delta=0.428$)	43
4.1. $\Lambda= 250$ nm ve iki farklı periyodik FK sistem için çok yönlü yansıma aralığı parametre değerleri.....	62
4.2. $\Lambda= 500$ nm ve iki farklı periyodik FK sistem için çok yönlü yansıma aralığı parametre değerleri.....	63
4.3. $\Lambda= 750$ nm ve iki farklı periyodik FK sistem için çok yönlü yansıma aralığı parametre değerleri.....	63
5.1. TE modunda kusursuz FK için farklı geliş açılarında yansıma aralığı ve bant genişliği parametreleri.....	70
5.2. TM modunda kusursuz FK için farklı geliş açılarında yansıma aralığı ve bant genişliği parametreleri.....	72
6.1. Kusur tabaka SiO_2 için TE ve TM modlarında asimetric FK yapı için geliş açısına göre bant aralığı, pik dalgaboyu ve genliği değerleri.....	81
6.2. Kusur tabaka Si için TE ve TM modlarında asimetric FK yapı için geliş açısına göre bant aralığı, pik dalgaboyu ve genlik değerleri.....	89
6.3. Kusur tabaka SiO_2 için TE ve TM modlarında simetrik FK yapı için geliş açısına göre bant aralığı, pik dalgaboyu ve genliği değerleri.....	98
6.4. SiO_2 kusur tabakası eklenmiş N adet Si/ SiO_2 tabakalı 1D FK yapı için parametre değerleri.....	106
6.5. Hava kusur tabakası eklenmiş N adet Si/ SiO_2 tabakalı 1D FK yapı için parametre değerleri.....	109

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	<u>Acıklama</u>
n	Ortamın Kırılma İndisi
n_0	Boşluğun Kırılma İndisi
n_1	Birinci ortamın Kırılma İndisi
n_2	İkinci Ortamın Kırılma İndisi
$\vec{E}$	Elektrik Alan
$\vec{H}$	Manyetik Alan
$\vec{B}$	Manyetik Akı Yoğunluğu
$\vec{D}$	Elektrik Akı Yoğunluğu
$\vec{J}$	Akım Yoğunluğu
ρ	Yük Yoğunluğu
c	Işık Hızı
ϵ	Dielektrik Sabiti
μ	Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
k_0	Boşluktaki Dalga Sayısı
β	Dalganın Yayınım Yönündeki Bileşeni
d	Dilim Kalınlığı
δ	Kırılma İndisi Faktörü
η	Doluluk Faktörü
Λ	Periyot
$\Delta\lambda$	Bant Aralığı
λ_0	Tasarım Dalga Boyu
$\mathcal{M}$	Toplam Karakteristik Matris

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Acıklama</u>
θ	Işığın Geliş Açısı
θ_B	Brewster Açısı
θ_h^{max}	Maksimum Kırılma Açısı
Δd	Tabaka Kalınlığı Artış Miktarı
Θ	Hermisyen Operatörü
1D	Bir Boyutlu
2D	İki boyutlu
3D	Üç boyutlu
ÇYFBA	Çok Yönlü Fotonik Bant Aralığı
ÇYY	Çok Yönlü Yansıma
DDY	Düzlem Dalga Yöntemi
EM	Elektromanyetik
FBA	Fotonik Band Aralığı
FEM	Sonlu Elemanlar Yöntemi
FIR	Uzak Kızılötesi Bölge
FK	Fotonik Kristal
FWHM	Yarı Maksimumda Tam Genişlik
IR	Kızılötesi Bölge
İMY	İletim Matrisi Yöntemi
LT	Light Trapping (Işık tuzaklama)
MIR	Orta Kızılötesi Bölge
NIR	Yakın Kızılötesi Bölge

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ (devam)

<u>Simgeler</u>	<u>Acıklama</u>
PV	Photovoltaic (Güneş pili)
Q	Kalite Faktörü
R	Yansıtırlık
T	Geçirgenlik
TE	Boyuna Elektrik Alan Bileşeni
TM	Enine Manyetik Alan Bileşeni
VR	Görünür Bölge

1. GİRİŞ

1.1. Işığın Kısa Tarihi

Işığın söz konusu olduğu olayları inceleyen optik biliminin tarihine odaklandığımızda, birbiriyle bağlantılı iki konunun, etkin bir biçimde, bilim adamlarının gündemini belirlediğini görmekteyiz. Bunlardan birisi ışığın kaynağı ve görmenin oluşumu, diğeri de ışığın niteliğiyle ilgilidir. Ancak ikincisi daha çok optiğin modern tarihi boyunca ele alınan bir konu olmuştur. Nitekim, optik biliminin en büyüklerinden biri olan İbnü'l Heysem'in çalışmalarında da en çok görme, ışığın kaynağı, yansıma ve kırılma optiğinin yanında daha pek çok optikle ilgili konu ele alınırken, ışığın niteliğine (mahiyetine) yönelik fazla çalışma yapılmamıştır (Topdemir, 1992, 2000). Bununla birlikte, ışık kavramı üzerine en çok yorum Müslüman bilim adamlarından gelmiş ve ışık kavramına farklı bakış açıları kazandırmışlardır. Onlara göre ışık, “nur, zav, aydınlık, ziya, parlaklık vb.” kavramlarla ifade edilebilse de bunlar arasındaki temel farklar üzerine düşünerek farklı yorumlar getirdiler. Fikirlerinin temelini oluşturan en önemli kaynak Kur'an'dır. Nur kelimesini zav ve ziyanın benzeri olarak tanımlarlar ve ancak parlaklığı kendinden olan cisimlerin yaydığı ışığı ziya, başka bir ışık kaynağı vasıtasıyla parlak olan cisimlerin saçtığı ışığı ise nur kavramıyla açıkladılar. Bu tanımları “*Güneşi ışıkl (ziyalı), ayı nurlu kılan (Yunus, 10/5)*” Ayet-i Kerime'sine dayandırırılar. Bu Ayeti esas alan bazı İslam bilginleri, ziyanın, nurdan daha kuvvetli bir anlamı olduğunu iddia etmişlerdir (Tellioğlu, 1990).

Optiğin tarihi, Antik Mısır ve Mezopotamya uygarlıklarının merceği geliştirmesiyle başlar. Bilinen ilk mercekler M.Ö. 700'lerde Asurlular tarafından cilalı kristalden yapılmıştır. Optik alanında gelişmeler ışık teorilerinin ve Yunan, Hint filozoflarının görme teorilerinin gelişmesini beraberinde getirdi. Yunan felsefesine göre görme eylemi, nesnenin kopyalarının göze gelmesi ve kopyanın göz tarafından yakalanmasıyla gerçekleşir. Demokritos, Epikür, Aristoteles ve öğrencilerinin de desteklediği bu teori modern görme teorileri ile benzer yönleri olsa da hiçbir deneysel sonuca dayanmıyordu. Platon, ilk olarak

yayılma teorisinde görme olayını; maddelerden yayılan ışınların göz tarafından soğurulması olarak açıklamıştır. Birkaç yüzyıl sonra Öklid optik tezinde görme olayını geometriyle birleştirdi ve Geometrik Optik'i geliştirdi. Batlamyus, optik tezinde Öklid'i özetlemiş ancak ışınla geliş açısı arasındaki ampirik ilişkiyi fark edemediğinden kırılma açısını ölçmek için yöntem aramıştır.

Orta Çağ'da Yunanlı optikçilerin görüşleri Müslüman bilim adamları tarafından yeniden gündeme getirilip geliştirildi. Bu bilim adamlarının öncülerinden olan Kindi, Aristotesyen ve Öklidyen optiğinin yararlarını yazmış, optik olayını daha iyi açıkladığını düşündüğü için yayılım teorisini benimsemiştir. 984 yılında İranlı matematikçi İbn-i Sahl, parlayan aynalar ve mercekler üzerine bir tez yazdı. Şimdiki adıyla Snell Yasası'nı yani ışığın kırınımını açıkladı ve bu yasayı merceklerin ve küresel aynaların optimum eğriliğini hesaplamak için kullanmıştır. 11. yüzyılın başlarında, İbnü'l Heysem Kitab-el Menazır'ı (Optik Kitabı) yazdı. Onun optiğe olan katkısı gerçekten olağanüstüdür. Öyle ki, çalışmalarıyla Antikçağ ve 17. yy arası optik tarihinin en önemli kişisi haline gelmiş, optik bilimini kökten değiştirerek iyi düzenlenmiş bir bilim haline getirmeyi başarmıştır. İbnü'l Heysem bu kitapta yansıma ve kırılmayı açıkladı. Aynı kitapta görme olayını ve ışığı açıklamak için gözlem ve deneye dayalı yeni bir sistem önerdi. Batlamyus'un ışınların gözden emildiğini söyleyen optik yayılma teorisini reddetti. Bunun yerine ışığın tüm yönlerden, düz çizgiler halinde gözlenen nesnenin her noktasından yansıyıp göze girdiğini öne sürdü. İbnü'l Heysem'in Kitab-el Menazır'ı 1200 lü yıllarda Latince'ye çevrildi ve 400 yıl dan fazla bir süre Avrupa'da optik üzerine en önemli literatür kitap olarak kullanıldı (Topdemir, 2000, 2002).

17. yüzyılda J. Kepler geometrik optikte büyük ilerleme kaydetti. Optik teori 17. yüzyılda Descartes, Newton, Huygens ve Hook ile hızla gelişti ve ışığın tanecik ve dalga modelleri ortaya atıldı. 19. yüzyılın başlarında Thomas Young ve Augustin-Jean Fresnel'in girişim deneyi ve çift yarık deneyinin önemli etkileri oldu. 1860'larda ise dalga optiği James Clerk Maxwell tarafından elektromanyetik teori ile başarıyla birleştirildi. 1899 Max

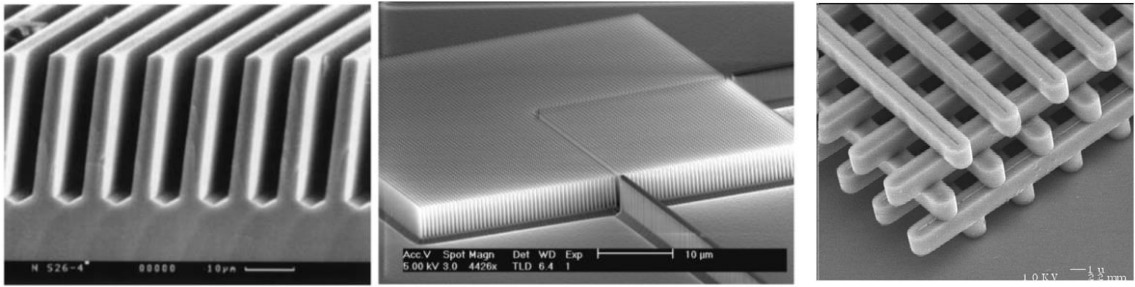
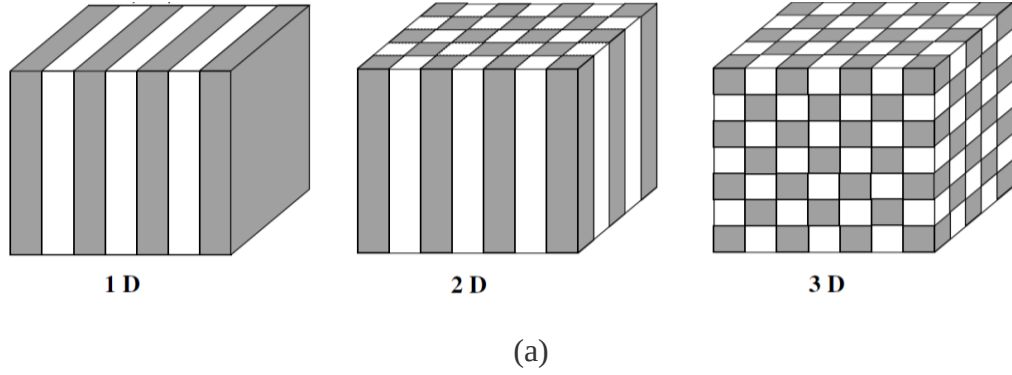
Planck'ın siyah cisim ışımasını doğru olarak modellemesi 1905'de Albert Einstein fotoelektrik etki teorisi, Niels Bohr'un yayınım ve soğurma temelli çalışmaları ışık ve madde arasındaki etkileşimin anlaşılmasında temel çalışmaları oluşturdu (Beiser, 2006).

1.2. Fotonik Kristaller ve Tarihi Gelişimi

Maxwell denklemlerinin 1861 yılında ortaya çıkışından bu yana (Maxwell, 1861) elektromanyetik ışımanın yayınımı analiz edilmektedir. Bu denklemler elektromanyetik dalga yayılımı ve ışığın doğasının işleyişi hakkında önemli fikirler vermiştir. Yarıiletkenlerde elektronun kontrolüne benzer şekilde ışığın da nano ölçekli boyutlarda kontrolü çabaları uzun yıllar devam etmiştir. Lord Rayleigh, tek boyutta periyodik olarak eşleştirilmiş düzlemler ile bir kristal mineralinde belirli frekanslar için ışığın etkisini ve yansıtıcı özelliklerini inceledi. Işığın yayılmasını düzlemler boyunca yasaklayan dar bir bant aralığının var olduğunu fark etti (Lord Rayleigh, 1887). Ancak, bu tek boyutlu yapılar ne çok yönlü bant aralığı ve ne de çok büyük bir kırılma indisine sahipti. Bu tarihten sonra da periyodik ortamda elektromanyetik dalga yayınımı ve kendiliğinden yayınının kontrolü vb. alanlar üzerine öncü çalışmalar devam etti (Floquet, 1883; Bloch, 1928; Purcell, 1946; Brillouin, 1946; Abeles, 1950; Bykov, 1972, 1975; Yeh vd., 1977; Sychugov vd., 1980; Russel, 1986; Zengerle, 1987). Ancak Lord Rayleigh'ın keşfinden tam 100 yıl sonra, 1987 yılında Physical Review Letters'ta Eli Yablonovitch ve Sajeev John tarafından elektromanyetik ve katıhal fiziğinin özelliklerini birleştirerek bazı periyodik yapılarda fotonik bant aralığının olduğuna atıfta bulunan iki makale çalışması yayınlandı (Yablonovitch 1987, John 1987). İlkinde Yablonovitch, ışığın bütünüyle yayınımını kontrol etmek için malzemenin elektrik geçirgenliği değiştirilerek yapay periyodik yapılar oluşturulabileceği önerisini sundu. Üç boyutlu elmas delik kafesli bir yapı oluşturarak, elektromanyetik dalganın yayınımını kontrol edebilen fotonik bant aralıklı (FBA) malzemenin özelliklerini ve yeteneğini gösterdi. Böylece FBA malzeme fikri doğmuş oldu. (Yablonovitch, 1989, 1991). Aynı yıl eşzamanlı olarak S. John tarafından düzensiz bir dielektrik süper örgü modelinde fotonların belli bir bölgede tutulması ile ilgili diğer bir

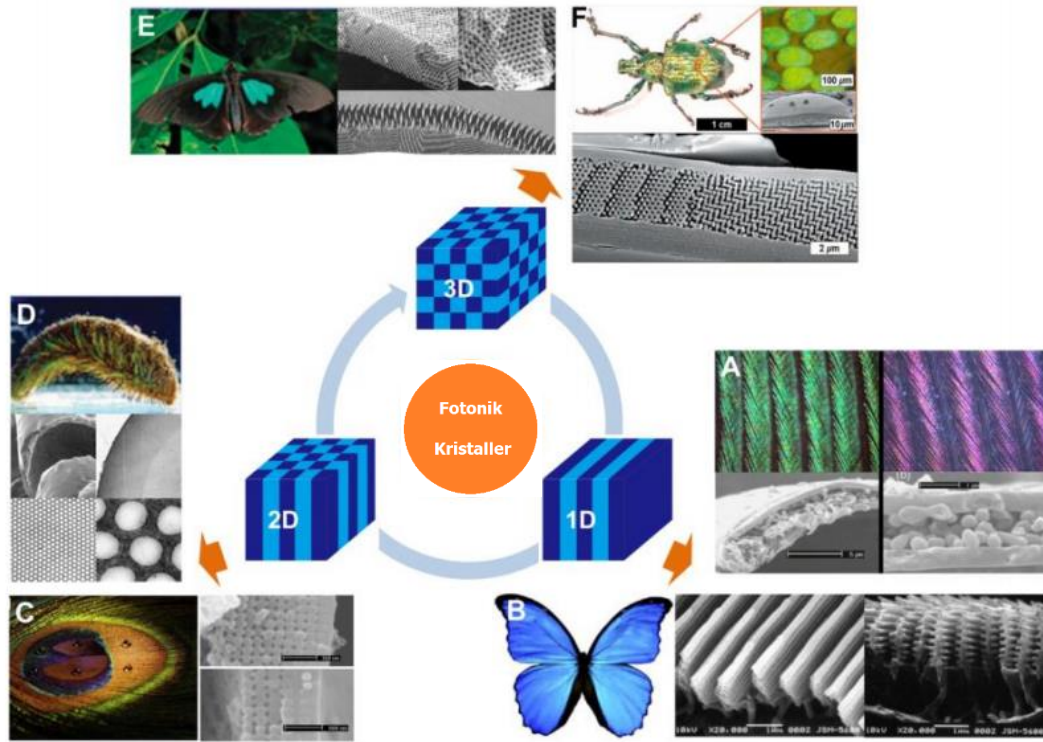
çalışma sunuldu. Fotonik bant aralığını gösteren bu yapılara fotonik kristal (FK) adını verdiler. Bu tarih FK temelli sistemlerin yaygınlaşması açısından bir dönüm noktası olup, teori, uygulama ve üretim açısından önemli gelişmelere yol açmıştır.

FBA malzemelerin ve onların ışığın yayınımının kontrolünde kullanımının çeyrek asır önce keşfi yeni ve heyecan verici bir gelişmedir (Joannopoulos vd., 1995). Bu keşfin optik, fizik, malzeme bilimi, elektrik mühendisliği için geniş etkileri vardır. Bilim, vakum tüplerden daha hızlı olan yönlendirilmiş elektronlar yoluyla haberleşme ve bilgisayar endüstrisi yarı iletkenlere dönüşmüş durumdadır. Dolayısıyla birçok gözlemci içinde bulunduğumuz yüzyılda bu endüstrilerin fotonik kristaller, fotonları işlemek potansiyeline sahip kafesimsi yapılar tarafından tekrar dönüştürülmüş olacağını beklemektedir (Yablonovitch, 2001).



Şekil 1.1. Boyutlarına göre fotonik kristaller: (a) Şematik gösterimi (Sakoda, 2005) (b) 1D, 2D ve 3D FK uygulama örnekleri (Astrova vd., 2005; Madou, M. J., 2011; Lin vd., 1998).

Şekil 1.1'de fotonik kristallerin bir (1D), iki (2D) ve üç (3D) boyutta yapısı verilmektedir. Fotonik kristaller, dielektrik ya da metalik malzemelerin periyodik olarak düzenlenmesidir ve geleneksel kristalin optik benzeri olarak düşünülebilir. Fotonik kristal ışığın kontrol ve yayılımını işlemek için bir imkan sağlar. Elektromanyetik dalgalar bir fotonik kristalde ilerlerken zaman, dalga vektörleri ve frekansları arasında bir dağılım ilişkisi vardır. Bu ilişki fotonik kristalin bant yapısının oluşumuna etki eder.



Şekil 1.2. Bazı canlılar üzerindeki çeşitli renklerde ve boyutta fotonik yapılar. (A) Çok tabakalı 1D yapı şeklindeki güvercinin yeşil ve mor boyun tüyleri. (B) Morpho keleklerde bulunan ayırık 1D periyodik yapı. (C) Karmaşık, renkli göz desenli erkek tavus kuşunun 2D FK yapısı. (D) 2D silindirik periyodikliğe sahip solucan (E) Parides sesostrisin yeşil renkte görünen 3D ters opal yapısı. (F) Ağustos (L. Augustus) böceğinin 3D fotonik elmas tabanlı kristal yapısı (Wang ve Zhang, 2013).

Bazı frekans aralığı için, herhangi bir polarizasyonda ışık fotonik kristalde yayılmıyorsa kristalin tam bir FBA'na sahip olduğu söylenebilir. Böyle bir fotonik kristalde, frekans

FBA bölgesinde ise hiçbir ışık modu hatta kendiliğinden yayınımdan kaynaklanan ışık bile yayılmaz. Fotonik kristaller yapay olarak elde edilebilen malzemeler olmasına rağmen doğada da var olduğu keşfedilmiştir. Günümüzde ışığın dalga boyunun onda biri inceliğinde (30-50 nm) olan fotonik kristalleri “nanolitografi” yöntemi ile yarı iletkenler ve ileri teknoloji kullanarak ancak üretmek mümkündür. Oysa doğada fotonik yapılar milyonlarca yıl öncesinde bazı kuşlar, böcekler, kelebekler, denizyıldızlarının vücutlarında zaten vardı. Şekil 1.2 de çeşitli canlılar üzerindeki farklı renklerde ve boyutlarda oluşan fotonik yapılar görülmektedir. Morpho türü kelebek kanatları üzerinde inceleme yapan bilim adamları harika bir yapıyla karşılaşmışlardır. Fotonik kristal yapılar, bu kelebeklerin kanatlarında en mükemmel şekilde yer almakta ve işlevini yerlerine getirmekteydi. Bu kelebeklerin kanatlarındaki deri tabakaları ve hava boşlukları düzenli şekilde dizilerek kristal bir yapı yaratılmıştır. Bu fotonik kristal, ışığın bütün dalga boylarını geçirip maviyi yansıtarak kelebeklerin kanatlarının parlak mavi renge bürünmesine sebep olmaktadır (Vukusic, 2003).

Periyodik fotonik yapılarda EM dalga yayınımları ile elektron dalgalarının bir çok ortak özelliğe sahip olmasına rağmen bant yapıları arasında bazı farklılıklarda mevcuttur. Elektronlar için dağılım bağıntısı parabolik iken fotonlar için doğrusaldır. Elektronların bant yapısında skaler, fotonlarınkinde ise vektörel dalga karakteri rol oynar. Yine elektronların birbiriyle etkileşimi önemliken fotonların birbiriyle etkileşimi ihmal edilir.

1.3. İlk Çalışmalar

1D FK yapı en basit FK yapı olup simülasyon ve üretiminin kolay olması avantajıdır. FK’lerin ilk ortaya çıkışından bu yana sayısal ve deneysel birçok araştırmaya konu olmuştur. Periyodik ortamda elektromanyetik dalga yayınımları, Bloch dalga çözümleri ve bant yapıları Maxwell eşitlikleri için vektör dalga temelli çözümler Düzlem Dalga Yöntemi (DDY) kullanılarak Leung, Zhang, ve Ho tarafından (Leung ve Liu, 1990; Zhang ve

Satpathy, 1990; Ho vd., 1990) sağlanarak devamında benzer birçok çalışma yapıldı (Meade, 1991a, 1990 b, 1993; Maystre, 1994 b; Johnson ve Joannopoulos, 2001). Özellikle, sırt (ridge) dalga kılavuzlarına oyulmuş boşlukların eklenmesiyle mikro oyuk olarak çalışan tümlleşik dalga kılavuzunun oluşturulması Villeneuve (1995 a, b) ve Foresi (1997) tarafından ilk kez teorik ve deneysel olarak incelendi ve daha sonra bir çok araştırmacı tarafından çalışıldı. Benzer olarak bu yapıların özellikleri Zhang vd. (1996), Ripin vd. (1999, 2000) ve Chigrin vd. (1999 a, b) tarafından gösterildi. Si/SiO₂ çok tabakalı çubuklar kullanarak 1,55 µm dalgaboyunda çalışan çok yönlü yansıtıcı ve filtre Lee vd. (2002) ve Patrini vd. (2002) tarafından rapor edildi. Taniyama birkaç tek boyutlu fotonik kristal yapı için elektromanyetik dalganın yansıtırlığının sayısal analizini geliştirdi (Taniyama, 2002).

İki boyutlu fotonik kristallerde analitik çözüm TE polarizasyonu için Chen tarafından ilk defa 1981'de yapıldı (Chen, 1981). Meade ve ekibi TE ve TM polarizasyonları için fotonik bant aralığına sahip olan iki boyutlu periyodik dielektrik yapıyı belirlemek için sistematik bir teorik inceleme yaptı (Meade vd., 1992). Aynı zamanda 2D FK yapılar için bant yapıları benzer bir şekilde hesaplandı. Bununla birlikte, düşük kayıp yüksek dielektrik sabitli silindirlerin 2D dizilişindeki yansıma ve mikrodalga yayılım ölçümleri ve hesapları McCall ve ekibi tarafından gerçekleştirildi (McCall vd., 1991). Daha sonra büyük bant aralıklı yapıların tasarımı ve üretimi üzerine benzer çalışmalar yapıldı (Villeneuve and Piche, 1992; Cassagne vd., 1996; Krauss vd., 1994, 1996). Jin ve arkadaşları kare metalik dielektrik 2D fotonik kristali üretti ve THz aralığında 2D metalik FK'i incelediler. (Jin vd., 1999 a, b). Robertson ve ekibi mikrodalga frekanslarında bant yapısının hesaplamalarını yaptı (Robertson vd., 1992).

İlk kez "Yablonovite" olarak da bilen fotonik bant aralıklı 3D FK yapı, mikrodalga frekanslarında Yablonovitch ve arkadaşları tarafından üretildi (Yablonovitch vd., 1991, 1993). İlk 3D fotonik kristal elmas dielektrik yapının özellikleri Ho tarafından doğrulandı (Ho vd., 1990). Cheng ve Scherer, belirli hava kanallarına elektron ışın litografisi kullanarak 1500 nm çalışma dalgaboyunda Yablonovotich'in çalışmalarını yeniden

deneyerek ancak yapının ilk birkaç tabakasını oluşturmayı başardı (Cheng ve Scherer, 1993). Daha sonra bazı araştırmacılar tamamlanmış 3D FBA'nı sundular (Sözüer ve Haus, 1993; Ho vd., 1994; Fan vd., 1994). Yine yapısı ince mikro işlenmiş silikon yüzey yığınlı 3D FBA deneysel olarak gösterildi (Özbay vd., 1994). Başka yeni bir yaklaşım, dielektrik oyuk içinde yalıtılmış metalik bölgelerin periyodik kafes oluşturulmasını içeren 3D metal dielektrik FK çalışması (Brown ve McMahon, 1995) büyük ve çok yönlü bant aralıklarının varlığı ile ilgili teorik çalışmalar sunulmuştur (Fan vd., 1996).

Yarı iletkenlerdeki elektronik katkılamaya benzer olarak FK'lerde de nokta ve çizgi kusur eklenmiş yapılar oluşturulup elektromanyetik olarak belli bölgede tutulan mod durumlarını inceleyen bir çok çalışma yapılmıştır. Periyodik dielektrik dalga kılavuzundaki kusurlu ve kılavuzlu modların özellikleri Fan tarafından incelendi (Fan vd., 1995, 1997). FBA yapılarında ışığın belirli bir bölgede tutulması üzerine teorik bir çalışma S. John tarafından raporlandı (John, 1987). 2D ve 3D fotonik kristal yapılarda kusur modlarının ayarlanabilir rezonans ve simetri durumlarını Villeneuve 1996 yılında inceledi (Villeneuve vd., 1996). Nokta ve çizgi kusurlarının belirli bir bölgede tutulan modları, ışık tuzaklama ve kılavuzlama ile ilgili olarak art arda çalışmalar takip etti (De La Rue ve Krauss, 1995; Fan vd., 1997; Lin vd., 1998; Benisty vd., 1999; Temelkuran ve Özbay, 1999; Loncar vd., 2000 a, b; Smith vd., 2000; Yamada vd., 2001; Olivier vd., 2002; Srinivasan vd., 2003). Fotonik kristal plakası içerisinde oluşturulmuş fotonik kristal plaka kalınlığının fotonik bant aralığına olan etkisini de inceleyen diğer bir çalışma 1999 yılında Johnson tarafından yapıldı (Johnson vd., 1999). 2D ve 3D fotonik bant aralıklı yapılarda 1.56 μm rezonans dalgaboyunda bulunan modların kalite faktörünün analizi deneysel bir çalışmayla Foresi tarafından 1997 yılında yapıldı (Foresi vd., 1997). Örgü kusurları için yapılan daha sonraki çalışmalar birbirini takip etti (Gavartin vd., 2011; Aly ve Elsayed, 2012; Srivastava, 2014; King ve Wu, 2015; Liew vd., 2015; Han vd., 2015).

Yanık ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda maksimum 1 GHz de değişen ve 120 mikro boşluktan oluşan kristal ile ışık darbelerinin depolanıp serbest bırakılmasını

sağlamışlardır (Yanık vd., 2003 a, b). Yanık'a göre bu teknik yalnız ışık darbelerini değil aynı zamanda mikrodalga işaretlerini, ultra ses dalgalarını ve hatta yerçekimi (gravitasyonel) dalgalarını yavaşlatıp depolamaya olanak sağlayabilir (Yanık ve Fan, 2004).

1.4. Fotonik Kristalin Uygulama Alanları

FK yapılar ve FK temelli elektronik cihazlar üzerine 1987 yılından itibaren 2005 yılına kadar 10.000'den fazla bilimsel çalışma yayınlanmıştır. Ancak bu kadar hızlı artan araştırmaya rağmen şu ana kadar FK yapıların eşsiz özellikleri, sadece mikro yapıli fiberler, 1D FK'lerin parametrelerini ve özelliklerini kullanarak dağıtılmış Bragg yansıtıcı ve ızgaralar ve bazı lazer uygulamalarına yönelik üretimlerde kullanılmaktadır (Sukhoivanov ve Guryev, 2009).

2D ve 3D boyutlu FK'lerin üretimi için teknoloji fazla gelişmemiş olmasına rağmen, bu yapılar için FK'lerin üretime uygulanabilir optoelektronik yönleri mevcuttur. En önemlileri kendiliğinden ışınım yönetimi, optik yalıtıcılar, doğrusal olmayan elemanlar ve mikro yapıli fiberler bazılarıdır. Bunları kısaca aşağıdaki şekilde sıralayabiliriz:

- Kendiliğinden ışınım yönetimi (Yablonovitch, 1987; John, 1987; Ho vd., 1990; Wijnhoven ve Willem, 1998; Blanco vd., 2000; Englund vd., 2005).
- Dağıtılmış yansıtıcı işlevi gören 1D, 2D veya 3D FK'ler (Yu vd., 2007 a, b; Heinrich vd., 2007; Mueller vd., 2008).
- Optik yalıtıcılar. FK özellikleri kullanılarak geliştirilen cihazlar; mikro oyuklar (Chen ve Fainman, 2007; Hwang vd., 2007), dalga kılavuzu (Ma ve Jiang, 2008; Staliunas, 2009; Shih vd., 2009) ve keskin dalga kılavuzu eğimleri (Assefa vd., 2006; Liu vd., 2007 a; Kurt ve Citrin, 2008), ayırıcılar (Shi vd., 2007; Kılıç, vd.,

2008; Ghaffari vd., 2009), kuplörler (Bienstman vd., 2003; Kurt ve Citrin, 2007 a, b) birleştiriciler (Kim vd., 2005; Luan ve Chang, 2007).

- Dağınım yönetimi (Cuesta-Soto vd., 2005; Momeni vd., 2008). Dağınım özelliklerini kullanan süper prizmalar (Bakhtazad ve Kirk, 2007; Prasad vd., 2007; Bernier vd., 2008; Wang vd., 2008), süper lensler (Liu, vd., 2007 b; Wang, vd., 2008), çoklayıcılar (mux) ve seçiciler (demux) (Hakansson ve Sanchez-Dehesa, 2005; Wu vd., 2009).
- FK cihazların temel elemanlar olarak kullanıldığı Dalgaboyu Bölmeli Çoklayıcı (WDM) sistemler (Stomeo vd., 2008), mikro fiberler (Dong vd., 2009; Matos, 2009).
- Doğrusal Olmayan elemanlar (Waks ve Vuckovic, 2006; Ahmadi Tameh vd., 2009), optik bilgi depolama elemanları (Zhou vd., 2005; Li vd., 2008), mantıksal elemanlar (Zhu vd., 2006) ve solitonlar (Christodoulides ve Efremidis, 2002; Gallo ve Assanto, 2007).
- Optik güç sınırlayıcılar (Xiao ve Yao, 2006; Andalib ve Granpayeh, 2009).
- Negatif kırılma indisli malzemeler (metamaterials) (Soukoulis vd., 2006; AbdelMalek vd., 2007; Ferrari ve Perciante, 2009; . Rill vd., 2009).

1.5. Fotonik Kristallerde Sayısal Yöntemler

Fotonik kristallerin modellenmesi ve uygun yöntemin seçilmesi özelliklerinin anlaşılması açısından önemlidir. Bu yöntemlerden bazıları problemi zaman domeninde, bazıları da frekans domeninde çözer. Her yöntem ancak belli koşullarda doğru sonuçlar verdiğinden, bütün elektromanyetik problemlerin çözümünde kullanılabilecek bir yöntem bulunmamaktadır. Sayısal olarak fotonik kristalleri çalışmak için sık kullanılan 6 yöntem vardır (Guida vd., 2003):

1. Düzlem Dalga Yöntemi (Plane Wave Method, PWM) (Pendry, 1996).

2. Zaman Domeninde Sonlu Farklar Yöntemi (Finite Difference Time Domain Method, FDTD) (Taflove, 1995).
3. Sonlu Elemanlar Yöntemi (Finite Element Method, FEM) (Pelosi vd., 2009).
4. İletim Matrisi Yöntemi (Transfer Matrix Method, TMM) (Pendry ve MacKinnon, 1992; Born ve Wolf, 1964).
5. Çubuk (2D için) veya küresel (3D için) kümelerden oluşan saçılma teorisi yöntemi (Felbacq vd., 1994; De Daran vd., 1995).
6. Kırınım ızgaraları çalışması (Maystre, 1994 a).

Bu yöntemlerin tamamı çok önemli olup deneysel sonuçlarla kıyaslandığında son derece doğru sonuçlar ortaya koymaktadır. Ancak problemin ele alınışına bağlı olarak bu yöntemler eşdeğer değildir. Nitekim 1. ve 2. yöntemler yüksek esnekliğe sahip olup katkılı ve katkısız kristalleri simüle edebilirler. 5. yöntem, paralel silindirik (2D FK) ve küresel (3D FK) FBA malzemelerin belirli tipleri ile sınırlıdır. 1., 4. ve 6. gibi bazı yöntemler yalnızca sonsuz kristallerde ve 5. yöntem ise yalnız sonlu boyuttaki yapılarla ilgilidir. Son olarak kusurlu yapıları çalışmak için 1., 4. ve 6. yöntemler bir süper hücre kullanır. Aksine 2., 3. ve 5. yöntemler tek kusurlu sonlu yapılar ile ilgili olarak ele alınabilir (Guida vd., 2003). Aşağıda kusursuz ve kusurlu FK'lerin özelliklerini incelemek için kullandığımız başlıca sayısal yöntemler olan Düzlem Dalga Yöntemi (DDY) ve İletim Matrisi Yöntemi (İMY) özetlenmektedir.

DDY'nin temel avantajı bant yapısını elde etmenin ve uygulamanın çok kolay olması nedeniyle, kristallerin bant yapısının hesaplanmasında kullanılan yöntemlerden bir tanesidir (Sözüer vd., 1992). Dielektrik fonksiyonun ve EM alan çözümlerinin düzlem dalgalar üzerinden Fourier serisine açılabilceği varsayımına dayanır. DDY yöntemi ile bant yapısı hesaplamada, herhangi bir $\vec{k}$ vektörüne karşılık gelen öz frekanslarını bulmak için sonsuz sayıda $\vec{G}$ vektörü kullanılması gerekir. Hesaplama olanaklarının sınırlı olmasından dolayı, istenilen hassaslıkta sonuçlar elde etmeye yetecek miktarda $\vec{G}$ vektörü kullanılır.

İMY, k uzayında Maxwell denklemlerini yazma ve bir örgüde onları yeniden yazma şeklinde tanımlanabilir. Bu aslında, tabaka tabaka hesaplama anlamına gelir. İMY sonlu kalınlıkta FBA malzemeleri kullanabilme kapasitesine sahiptir. Kusurlu yapılar sadece bir süper hücre dikkate alınarak ele alınabilir. Yöntem bant yapıları elde etmeye imkan verir ve yansıtırlık ve geçirgenlik katsayıları sağlar. Birçok çalışmada bu yöntem kullanılmıştır. Deneysel olarak yapılan karşılaştırmalarla yararlı ve doğru sonuçlar verdiği kanıtlanmıştır. İMY yönteminin sınırlamaları ise bellek depolamanın olmaması ve farklı kübik geometrilerde uygulanabilirliğinin zor olmasıdır.

1.6. Tezde Sunulan Çalışmalar

Bu tezde, tek boyutlu periyodik tabakalı fotonik kristal yapılarda yapısal parametrelerin değişiminin elektromanyetik dalga yayını, bant aralıkları, iletim ve yansıma karakteristikleri üzerindeki etkisi incelendi. Giriş bölümünde, kısaca ışık kavramı üzerinde durularak günümüze kadar ışığın ve optik biliminin tarihsel gelişimine değinildi. FK yapılar tanıtılarak tarihsel gelişiminden bahsedildi. Geçmişte yapılan fotonik kristal temelli bilimsel çalışmalar özetlendi. FK yapıların uygulama alanları ve FK yapıları modellemekte kullanılan sayısal yöntemlere değinildi.

2. Bölümde, birçok optiksel aletin temelini teşkil eden periyodik yapılarda elektromanyetik dalga yayınıının temel özellikleri ve davranışı teorik olarak incelendi. Teorik analizlerde kullanılan yöntemler katıhal fiziğinde elektronların enerji bant modeline benzerdir. Öncelikle, Maxwell denklemleri kullanılarak dalga denklemleri elde edildi. Tek boyutlu periyodik ortamda dalga yayını, İletim Matrisi Yöntemi, Bloch dalgaları ve fotonik bant aralığı tanımlandı ve dağınım denklemi elde edildi. Bragg yansıması açıklanarak yansıtırlık ve geçirgenlik ifadeleri elde edildi. Ayrıca bant aralığının fiziksel kaynağı ve belli bir bölgedeki kusur modları kavramları üzerinde duruldu.

3. Bölümde, kırılma indisleri farklı iki malzeme kullanılarak tek boyutlu periyodik bir yapıda yayılım karakteristikleri DDY ile incelendi. Kırılma indisi ve tabaka kalınlığının değişiminin bant yapısı üzerindeki etkisi analiz edildi.

4. Bölümde, kusursuz periyodik sıralı bir sistemin çok yönlü yansıma bandı üzerinde yapısal parametre değişimlerinin etkisi üç farklı sistem kullanılarak gösterildi. İki farklı kırılma indisi faktörüne sahip sistem, üç farklı periyot genişliği için analiz edildi ve karşılaştırıldı. Bant genişliği-periyot ilişkisi belirlendi. Sonuçlar 2D ve 3D ortamda grafiksel olarak gösterildi.

5. Bölümde, çok yönlü fotonik bant aralığının bir uygulaması olarak görünen bölge için (300-750 nm aralığı) , silisyum temelli iki tabakadan oluşan periyodik yapı ele alınarak güneş pilleri uygulamalarında kullanılabilecek mükemmel bir yansıtıcı tasarlandı. Aynı zamanda bu devre, ışığı güneş pili yapısı içerisine odaklamanın yanında istenen spektrum bant aralığının geçmesine izin veren bir filtre görevi de yapabilmektedir.

6. Bölümde fotonik yapılarda kusurlu modlar incelendi. 1D değişken FK yapı için kızılötesi bölgesinde 1550 nm optik iletim frekans bandında TE/TM polarizasyonları için kusur modu geçirgenlik karakteristikleri teorik olarak çalışıldı. Işığın geliş açısının değişimi kusur modunun pozisyonu ve pik değeri üzerindeki etkisi analiz edildi. Q kalite faktörü farklı kırılma indisi faktörüne sahip iki sistem için hesaplandı ve karşılaştırıldı. Analizlerde İMY kullanıldı.

Sonuç bölümünde ise, tezde yapılan çalışmalara ve bulgulara değinilip, FK sistem tasarımı ve uygulamalarında parametre seçiminin FBA üzerindeki etkisinin önemi vurgulandı. FK sistemlerin kalitesini etkileyen faktörler, tezde elde edilen kritik değerler ve bulgular üzerinden açıklandı. Fotonik yapıların bilim ve teknolojinin geleceğindeki yeri ve olası etkileri belirtildi.

2. PERİYODİK ORTAMLARDA ELEKTROMANYETİK DALGA YAYINIMI

2.1. Giriş

Yarı iletkenlerde elektronların kuantum teorisine benzer olarak periyodik dielektrik yapılarda da yasaklı fotonik bant aralıkları mevcuttur. Yani elektronik bant aralığına benzer olarak, periyodik dielektrik ortamlarda da elektromanyetik dalga yayınımlı belirli yön ve frekans aralıklarında yasaklanabilir. Bu benzerlikten dolayı bu dalgaboyu aralıkları fotonik bant aralığı (FBA) olarak adlandırılır. FBA oluşumunun ortaya çıkardığı sonuçlar önemlidir. Bu özellik sayesinde ışık FK yapı içerisine tamamen hapsedilebilir, yani belirli bir frekans aralığında ışığın yayınımlı tamamen yasaklanabilir.

Günümüzde yarıiletken tümleşik devrelerdeki yüksek direnç, aşırı güç kaybı ve sinyal uyum problemleri nedeniyle bu cihazların yerini, sorunların üstesinden kolayca gelebilen fotonik bant aralıklı cihazlar almaktadır. Yani bilgi taşıyıcı olarak elektron yerine fotonun kullanıldığı bir teknoloji dönüşümü yaşanmaktadır. Fotonik bant özellikli periyodik tabakalı bu yapılar, fotonik kristal olarak da adlandırılır ve günümüzde Bragg yansıtıcılar, optik filtreler, dalga kılavuzları, antenler vb. bir çok uygulamada kullanılmaktadır.

Bu bölümde, birçok optik aletin temelini oluşturan periyodik yapılarda, elektromanyetik dalga yayınımlının temel özellikleri ve davranışı teorik olarak incelendi. Teorik analizlerde kullanılan yöntemler katıhal fiziğindeki elektronların enerji bant modeline benzer. Bu benzerlik nedeniyle katıhal fiziğinde kullanılan Bloch dalgaları, yasak bant aralığı gibi terminolojik kavramlar fotonik yapılarda da sıkça kullanılır.

2.2. Dalga Denklemleri

Periyodik dielektrik bir ortamda hareket eden ışığın dalga denklemini çözmek için Maxwell denklemlerinden yararlanılır. Dört adet Maxwell denklemi:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Birinci eşitlik Faraday'ın indüksiyon yasası, ikinci eşitlik Amper yasası, üçüncü ve dördüncü eşitlikler ise elektrik ve manyetik alanlar için Gauss yasasıdır. Burada, $\mathbf{E}$ ve $\mathbf{H}$ elektrik ve manyetik alan, $\mathbf{D}$ ve $\mathbf{B}$ elektrik ve manyetik akı yoğunluğu, ρ ve $\mathbf{J}$ herhangi bir dış yükün hacimsel yük ve akım yoğunluğudur. Serbest yüklerin olmadığı durumda $\rho = 0$ ve $\mathbf{J} = 0$ alınabilir (Born ve Wolf, 1964).

Elektrik ve manyetik akı yoğunlukları $\mathbf{D}$ ve $\mathbf{B}$, $\mathbf{E}$ elektrik alan ve $\mathbf{H}$ manyetik alanı ile ilişkilendirilirse,

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

olur. Burada $\varepsilon(\mathbf{r})$ ve $\mu(\mathbf{r})$ bağıl geçirgenlik (permitivite) ve nüfuz edilebilirlik (permeabilite) ε_0 ve μ_0 ise boşluk için geçirgenlik ve nüfuz edilebilirliktir.

Çoğu fotonik kristal manyetik olmayan malzemeden yapıldığı için $\mu(\mathbf{r})=1$ dir. İzotrop ve homojen ortamda Eşitlik (2.1) ve (2.2) ile Eşitlik (2.5) ve (2.6) birleştirilirse:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r})}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{H}(\mathbf{r})}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

şeklini alır. $\varepsilon=1$ alınırsa boşlukta elektromanyetik dalganın hızı,

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (2.9)$$

şeklinde ifade edilir. Dielektrik ortamda dalga, kırılma indisi n tarafından yavaşlatılır. Burada kırılma indisi $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ şeklinde ifade edilir. Manyetik olmayan ve izotrop bir fotonik kristal için konuma bağlı olarak kırılma indisi

$$n(\mathbf{r}) = \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r})} \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir. Eğer Eş. (2.7) ve (2.8) harmonik modların zamana bağlı ($e^{-i\omega t}$) kombinasyonu şeklinde ifade edilirse fotonik kristaller için Maxwell eşitliklerini

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega \varepsilon(\mathbf{r}) \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

şeklinde yazabiliriz. İki eşitlik kullanılarak

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.13)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlik master denklemi olarak anılır ve fotonik bant yapıların çözümünde de kullanılır.

Eşitlik (2.13) aynı zamanda bir özdeğer problemini ifade eder. Bir fonksiyon üzerindeki işlem sonucunda birkaç sabit ile çarpılmasıyla fonksiyonun kendisi elde ediliyorsa bu fonksiyon öz fonksiyon (eigenfunction) veya öz vektör (eigenvector), sabit çarpanı ise özdeğer (eigenvalue) olarak adlandırılır. Bu durumda $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ sistemin öz fonksiyonudur. Eşitlik (2.13)'ün sol tarafı Θ operatörü ile tanımlanırsa

$$\Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.14)$$

şeklinde tipik bir özdeğer denklemi elde edilir. İfade aynı zamanda

$$\Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) \triangleq \nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] \quad (2.15)$$

olarak ta gösterilir. Burada Θ , Hermisyan operatörü adı da verilen doğrusal ve diferansiyel bir operatördür. Öz fonksiyon üzerinde Θ operatörü kullanıldığında elde edilen çözüm yine çözüm fonksiyonunun kendisi olur.

2.3. Tek boyutlu Periyodik Ortam

Genel olarak periyodik bir ortam, öteleme simetrisini yansıtan dielektrik ve manyetik geçirgenlik sabitleri (tensörleri) ile tanımlanan optik yapılardır ve konumun periyodik fonksiyonu olarak,

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{a}), \quad \mu(\mathbf{r}) = \mu(\mathbf{r} + \mathbf{a}) \quad (2.16)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $\mathbf{a}$ keyfi örgü vektörü ve $\mathbf{r}$ ise konum vektörüdür. Bu eşitlikler tam olarak, ortamın, hem $\mathbf{r}$ deki gözlemciye hem de $\mathbf{r} + \mathbf{a}$ da ki gözlemciye aynı görüldüğünü ifade eder (Yariv ve Yeh, 2002).

Bir çok optoelektronik uygulamada tek boyutlu periyodik ortam,

$$\varepsilon(z) = \varepsilon(z + \Lambda) \quad (2.17)$$

$$\mu(z) = \mu(z + \Lambda) \quad (2.18)$$

olarak ifade edilir. Burada ε , elektriksel geçirgenlik tensörü, n kırılma indisi ve Λ periyottur. İncelenen ortamın manyetik olmayan homojen bir ortam olduğu kabul edilmiştir. İki farklı kırılma indisli malzeme tabakasının dönüşümlü olarak ardarda yerleştirilmesiyle oluşan tipik bir periyodik ortam Şekil 2.1’de gösterilmiştir.

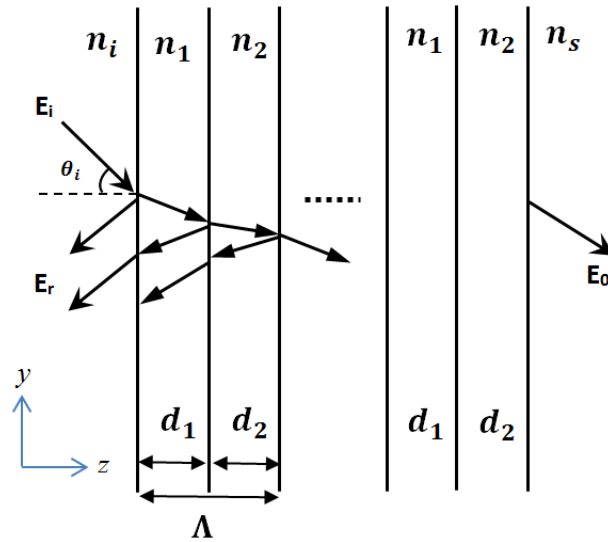
Bir ışık demetinin periyodik tabakalı ortama geldiğini kabul edelim. Işık, her bir ara yüzeyde yansıtılır veya kırılır. Geliş açısı θ olmak üzere, yansımadaki yapıcı girişim,

$$n\lambda = 2d\sin\theta, \quad n=1, 2, 3\ldots \quad (2.19)$$

şartı sağlandığında meydana gelir. Burada λ ışığın dalga boyudur. Bu ifade, örgünün periyodik oluşunun sonucu olup “Bragg Kuralı” olarak bilinir. Ardışık örgü düzlemlerinden yansıtılan ışınlar arasındaki optik yol farkı, λ dalga boyunun tam katları olduğu zaman yapıcı girişim oluşur. Yani birbirine paralel kristal düzlemleri arasındaki uzaklık d olmak üzere, komşu iki düzlem arasındaki yol farkı $2d\sin\theta$ dır. Kırınımın gerçekleşebilmesi için $\lambda < 2d$ olmalıdır. Bu ortamlardaki elektromanyetik ışımanın yayılımı Bölüm 2.2’de verilen dalga denkleminde uyar.

2.4. Periyodik Tabakalı Ortam: İletim Matrisi Yöntemi

Farklı malzeme tabakalarının ardarda sıralanmasıyla oluşan tek boyutlu fotonik kristallerin kırılma indisi, Kronig-Penney modeli ile belirlenebilir. Kronig ve Penney, katıhal fiziğinde, periyodik potansiyel içinde hareket eden elektron dalgalarının temel davranışını tartışmışlardır. Bir periyodik potansiyel içinde elektron dalgalarının hareketi dikkate alındığında, izinli ve yasak bantların varlığı beklenir. Eğer, elektron dalgaları optik dalgalarla ve örgünün yapısı kırılma indisi şekillenimi ile yer değiştirilirse, aynı düşünce optik ışıma durumuna da uygulanabilir. Bu durumda, enerji bantlarının yerine dalga boylarının veya frekansların izinli ve yasak bantları elde edilir. Yine tabakalı bir ortamda, doğrusal olarak periyodik bir indis profili seçilerek, bu yapıda geçirilen veya yansıtılan belirli bir takım dalgaboyu bölgeleri elde edilir.



Şekil 2.1. Tek boyutlu periyodik tabakalı ortamın şematik gösterimi. Koordinat sistemi ve gelen ışının tabakalardan yansıması ve iletilmesi gösterilmiştir. Kırılma indisleri n_1 ve n_2 , tabaka kalınlıkları d_1 ve d_2 ve periyot $\Lambda = d_1 + d_2$ dir.

Basit bir periyodik ortam, farklı kırılma indisli saydam madde tabakalarının değişimli olarak birbiri ardı sıra gelmesiyle oluşan bir ortamdır (Şekil 2.1). Bu durum için dalga denkleminin tam çözümleri elde edilebilir. Maddelerin manyetik olmadıkları kabul edilirse en basit periyodik tabakalı ortam,

$$n(z) = \begin{cases} n_1, & 0 < x < d_1 \\ n_2, & d_1 < x < \Lambda \end{cases} \quad (2.20)$$

ile verilen kırılma indisi profiline sahip iki farklı maddeden oluşur. Burada,

$$n(z) = n(z + \Lambda) \quad (2.21)$$

şeklinde ifade edilir. Bağlantı da görülen Λ , z-ekseni boyunca periyodik uzunluk yada periyot olarak adlandırılır ve $\Lambda = d_1 + d_2$ eşitliği ile ifade edilir. Burada; n_1 , ilk tabakanın kırılma indisi, n_2 ikinci tabakanın kırılma indisi, d_1 ilk tabakanın kalınlığı ve d_2 ikinci tabakanın kalınlığıdır.

Dalga denkleminin genel çözümünün elektrik alan vektörü,

$$\mathbf{E}(y, z, t) = \mathbf{E}(z) \exp[i(\omega t - k_y y)] \quad (2.22)$$

şeklinde olabilir. Burada; z-ekseni tabaka ara yüzeyine diktir. Yayılma düzleminin yz-düzlemi olduğu kabul edilmiştir. k_y , yayılma vektörünün y-bileşenidir ve ortam boyunca sabit kalır. Her bir homojen tabakadaki elektrik alan, bir gelen ve bir yansıyan düzlem dalganın toplamı olarak ifade edilebilir. $a_n^{(i)}$ ve $b_n^{(i)}$ sırasıyla gelen ve yansıyan dalga genlikleri olmak üzere n . birim hücrenin i . ($i=1,2$) tabakasındaki elektrik alan,

$$\begin{bmatrix} a_n^{(i)} \\ b_n^{(i)} \end{bmatrix}, \quad i=1, 2 \quad (2.23)$$

şeklinde sütun vektör ile temsil edilebilir. Sonuç olarak aynı tabakadaki elektrik alan dağılımı,

$$\mathbf{E}(z) = a_n^{(i)} \exp[-ik_i(z - n\Lambda)] + b_n^{(i)} \exp(ik_i(z - n\Lambda)) \quad (2.24)$$

şeklinde ifade edilebilir (Yariv ve Yeh, 2002). Burada, $k_{iz} = [(n_i\omega/c)^2 - k_y^2]$, ve $k_y = k_i \sin\theta_i$ biçiminde yazılabilir. θ_i , i tabakasındaki k_i nin z -ekseni ile yaptığı açıdır. Bu sütun vektörleri, ara yüzeylerdeki süreklilik şartları ile ilişkilendirilir. TE polarizasyon durumunda $z = (n-1)\Lambda$ ve $z = (n-1)\Lambda + d_1$ ara yüzeylerinde E_x ve H_y 'nin ($H_y \propto \partial E_x / \partial z$) sürekliliği kullanılarak ve ara işlemler yapılarak,

$$a_{n-1} + b_{n-1} = c_n e^{ik_{2z}d_2} + d_n e^{-ik_{2z}d_2}$$

$$ik_{1z}(a_{n-1} - b_{n-1}) = ik_{2z}(c_n e^{ik_{2z}d_2} - d_n e^{-ik_{2z}d_2})$$

$$e^{ik_{2z}d_1}c_n + e^{-ik_{2z}d_1}d_n = a_n e^{ik_{1z}d_1} + b_n e^{-ik_{1z}d_1} \quad (2.25)$$

$$ik_{2z}(c_n e^{ik_{2z}d_1} - d_n e^{-ik_{2z}d_1}) = ik_{1z}(a_n e^{ik_{1z}d_1} - b_n e^{-ik_{1z}d_1})$$

yazılır. Bu dört eşitlik iki matris eşitliği formunda,

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ ik_{1z} & -ik_{1z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ik_{2z}d_2} & e^{-ik_{2z}d_2} \\ ik_{2z}e^{ik_{2z}d_2} & -ik_{2z}e^{-ik_{2z}d_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_n \\ d_n \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ ik_{2z} & -ik_{2z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_n \\ d_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ik_{1z}d_1} & e^{-ik_{1z}d_1} \\ ik_{1z}e^{ik_{1z}d_1} & -ik_{1z}e^{-ik_{1z}d_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

şeklinde düzenlenir. Burada

$$\begin{bmatrix} c_n \\ d_n \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

sütun vektörleri yok edilirse

$$\begin{bmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

şeklinde matris eşitliği elde edilir. Eşitlik (2.29)'deki matris, bir birim hücrenin birinci tabakasındaki düzlem dalgaların kompleks genliklerini, daha sonraki birim hücrenin birinci tabakasının düzlem dalgalarının kompleks genlikleri ile ilişkilendiren bir dönüşüm matrisidir. Matris elemanları,

$$\begin{aligned} A &= \exp(ik_1 d_1) \left[\left(\cos k_2 d_2 + \frac{i}{2} [\varphi + 1/\varphi] \sin k_2 d_2 \right) \right] \\ B &= \exp(-ik_1 d_1) \left[\left(-\frac{i}{2} [\varphi - 1/\varphi] \sin k_2 d_2 \right) \right] \\ C &= \exp(ik_1 d_1) \left[\frac{i}{2} [\varphi - 1/\varphi] \sin k_2 d_2 \right] \\ D &= \exp(ik_1 d_1) \left[\left(\cos k_2 d_2 - \frac{i}{2} [\varphi + 1/\varphi] \sin k_2 d_2 \right) \right] \end{aligned} \quad (2.30)$$

şeklinde ifade edilir. Burada TE modu için $\varphi = k_2/k_1$ ve TM modu için $\varphi = k_2 n_1^2/k_1 n_2^2$ olarak verilmiştir. Bu matris, aynı kırılma indisine sahip iki eşdeğer tabakanın alan genlikleri arasında bir ilişki kurar. Yani,

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = AD - BC = 1 \quad (2.31)$$

şeklinde ilişkilidir. İkinci tabakadaki alan genliklerini birbirine bağlayan birim hücre dönüşüm matrisi Eş.(2.30) ile verilen matristen farklıdır. Bununla birlikte bu matrisler aynı

ize sahiptirler. Bir birim hücre dönüşüm matrisinin izi, doğrudan periyodik ortamın bant yapısı ile ilişkilidir. Bu sütun vektörünü, örneğin sıfırıncı birim hücredeki birinci tabakanın sütun vektörü olarak seçebiliriz. Eşdeğer tabakaların geri kalan sütun vektörleri, sıfırıncı birim hücreninkine ile aşağıdaki gibi ilişkilidir:

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^n \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Yukarıda elde edilen ABCD matrisi, birim hücre öteleme (translation) operatörünün bir gösterimidir. Bu matris ters çevrilirse

$$\begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^{-n} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D & -B \\ -C & A \end{bmatrix}^n \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} \quad (2.33)$$

formuna dönüşür. Burada aynı birim hücrenin ikinci tabakası için sütun vektörü, Eş.(2.27) kullanılarak daima elde edilebilir.

2.5. Bloch Dalgaları ve Fotonik Bant Yapıları

Periyodik bir ortamdaki dalga denklemi katı kristallerdeki elektron hareketine benzer. Gerçekte, katıların temel enerji bant teorilerinde kullanılan Kronig Penney modelinin formülasyonu, matematiksel olarak periyodik tabakalı ortamda yayılan elektromanyetik dalganıninkine ile özdeştir. Bu nedenle Bloch dalgaları, Brillouin bölgeleri ve enerji bantları gibi katıhal fiziğinde kullanılan fiziksel kavramlar aynen burada da kullanılabilir. Bir periyodik tabakalı ortam, örgü ötelemesi altında bir boyutlu kristale eşdeğerdir. Diğer bir ifadeyle

$$n^2(z) = n^2(z + \Lambda) \quad (2.34)$$

dir. Burada Λ periyottur.

Bloch teoremine uygun olarak, periyodik tabakalı ortamdaki normal bir modun elektrik alan vektörü,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_K(z) \exp(iKz) \exp[i(\omega t - k_y y)] \quad (2.35)$$

biçimindedir. Burada $\mathbf{E} = \mathbf{E}_K(z)$, Λ periyodu ile periyodik fonksiyondur. Yani,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_K(z + \Lambda) \quad (2.36)$$

eşitliği olarak ifade edilir. K alt indisi, $\mathbf{E}_K(z)$ fonksiyonunun K 'ya bağıllığını gösterir. K sabiti, Bloch dalga sayısı olarak bilinir. Böylece eldeki problem, ω ve k_y 'nin fonksiyonları olarak K ve $\mathbf{E}_K(z)$ 'yi belirlemektir. Sütun vektör gösterimi cinsinden Eş.(2.25)'den Bloch dalgası için periyodik koşul basitçe,

$$\begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = e^{-iK\Lambda} \begin{bmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

ile verilir. Eş.(2.29) ve (2.37) kullanılarak, Bloch dalgasının sütun vektörünün

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = e^{iK\Lambda} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

şeklindeki özdeğer eşitliğine uyduğu sonucuna ulaşılır. Faz faktörü $\exp(iK\Lambda)$ birim hücre dönüşüm matrisinin (A, B, C, D) öz değeridir ve

$$e^{iK\Lambda} = \frac{1}{2}(A + D) \mp \sqrt{\frac{1}{4}(A + D)^2 - 1} \quad (2.39)$$

şeklinde veya eşdeğer olarak,

$$\cos K\Lambda = \frac{1}{2}(A + D) \quad (2.40)$$

olarak ifade edilir. Yukarıdaki öz değerlerle ilgili olarak, öz vektörler n . birim hücre için Eş.(2.38)'den,

$$\begin{bmatrix} a_n \\ b_n \end{bmatrix} = e^{-inK\Lambda} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = e^{-inK\Lambda} \begin{bmatrix} B \\ e^{iK\Lambda} - A \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

olarak yazılır. Bu eşitlikten elde edilen Bloch dalgaları, Eş.(2.39) ile verilen $\exp(\pm iK\Lambda)$ öz değerleri ile birim hücre öteleme matrisinin öz vektörleri olarak dikkate alınabilir. Eş.(2.37), Bloch dalga fonksiyonu için, (ω, k_y) ve K arasındaki dağılım bağıntısını tanımlar ve

$$K(k_y, \omega) = \frac{1}{\Lambda} \cos^{-1} \left[\frac{1}{2}(A + D) \right] \quad (2.42)$$

ile ifade edilir. İfade açılırsa,

$$K(\omega) = \frac{1}{\Lambda} \cos^{-1} \left[\cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{1}{2}[\varphi + 1/\varphi] \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) \right] \quad (2.43)$$

şeklinde yazılır. Burada TE modu için $\varphi = k_2/k_1$ ve TM modu için $\varphi = k_2 n_1^2 / k_1 n_2^2$ olarak alınmıştır. Yine k_{1z} ve k_{2z} , $k_{iz} = [(n_i \omega / c)^2 - k_y^2]$ ifadesi kullanılarak belirlenir. $\left| \frac{1}{2}(A + D) \right| < 1$ olan bölgeler, gerçel K 'ya ve yayılan Bloch dalgalarına karşılık gelir. Bununla birlikte, $\left| \frac{1}{2}(A + D) \right| > 1$ olduğunda, m bir tamsayı olmak üzere $K = m\pi/\Lambda + iK_i$ olur ve bu nedenle K sanal bir K_i bileşeni içerir. Ayrıca Bloch dalgası da sönümlü olur. Bu

bölgeler, periyodik ortamın “yasak bant aralıkları” olarak adlandırılır. Fotonik bant kenarları, $\left| \frac{1}{2}(A + D) \right| = 1$ olduğu frekanslardır.

Eş.(2.24) ve (2.35)’e göre, n . birim hücrenin n_1 ’inci birinci tabakasındaki Bloch dalgası için olan ifade,

$$\mathbf{E}(z) = \left[(a_0 e^{-ik_{1z}(z-n\Lambda)} + b_0 e^{ik_{1z}(z-n\Lambda)}) \exp^{iK(z-n\Lambda)} \right] e^{-iKz} \quad (2.44)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, a_0 ve b_0 , Eş.(2.41) ile verilen sabitlerdir. Bu, Bloch dalgalarının çözümünü tamamlar. Kare parantez içindeki ifadenin n den bağımsız ve Λ periyodu ile periyodik olması dikkat çekicidir. Dağılım ilişkisi Eş.(2.43)’den,

$$\cos K\Lambda = \left[\cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{1}{2} \left[\frac{n_2}{n_1} + \frac{n_1}{n_2} \right] \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) \right] \quad (2.45)$$

olarak elde edilir. Burada $k_1 = (\omega/c)n_1$ ve $k_2 = (\omega/c)n_2$ dir.

2.6. Bragg Yansıması

Periyot sayısı yani tabaka çiftlerinin sayısı N olan, periyodik tabakalı bir ortamı göz önüne alalım. Yapının geometrisi Şekil 2.1’de gösterilmektedir. Yansıma katsayısı

$$r_N = \left(\frac{b_0}{a_0} \right)_{b_N=0} \quad (2.46)$$

ile verilir. Bunun anlamı, yansıma katsayısı, girişte yansıyan kompleks genlik b_0 ’ın gelen genlik a_0 ’a oranıdır ve yapının sağ tarafına gelen hiçbir dalgaının olmadığı (yani, $b_N=0$) durumda geçerlidir demektir. Eş.(2.32)’den

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^N \begin{bmatrix} a_N \\ b_N \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

yazılır. Eş modüler bir matrisin N . kuvveti,

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}^N = \begin{bmatrix} AU_{N-1} - U_{N-2} & BU_{N-1} \\ CU_{N-1} & DU_{N-1} - U_{N-2} \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

bağıntısı ile verilir. Burada U_N Chebyshev polinomudur ve

$$U_N(a) = \frac{\sin[(N+1)\cos^{-1}a]}{\sqrt{1-a^2}} \quad (2.49)$$

şeklinde ifade edilir (Yariv ve Yeh, 2002). Buradan yansıma katsayısı

$$r_N = \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}} \quad (2.50)$$

olur. Burada, $U_N = \frac{\sin(N+1)K\Lambda}{\sin K\Lambda}$ ve N toplam tabaka sayısı ve C matris elemanıdır.

Yansıtırlık, r_N in mutlak karesi alınarak

$$R_N = |r_N|^2 = \frac{|C|^2}{|C|^2 + \left(\frac{\sin K\Lambda}{\sin NK\Lambda}\right)^2} \quad (2.51)$$

elde edilir. Eşitlik (2.51) kullanılarak iletim spektrumu soğurmasız ortam kabul edildiğinde geçirgenlik spektrumu,

$$T_N = 1 - R_N \quad (2.52)$$

olarak elde edilir.

2.7. Fotonik Bant Aralığı

Fotonik kristaller dalga boyu ölçeğinde bir dielektrik sabiti olan periyodik yapay maddelerdir. Temel fikir, yarı iletkenleri etkileyen malzemenin tasarım şekilleri aynı şekilde fotonların özelliklerini etkileyebilir düşüncesiyle ortaya atılmış ve Yablonovitch ve John tarafından uygulamalı olarak gösterilmiştir.

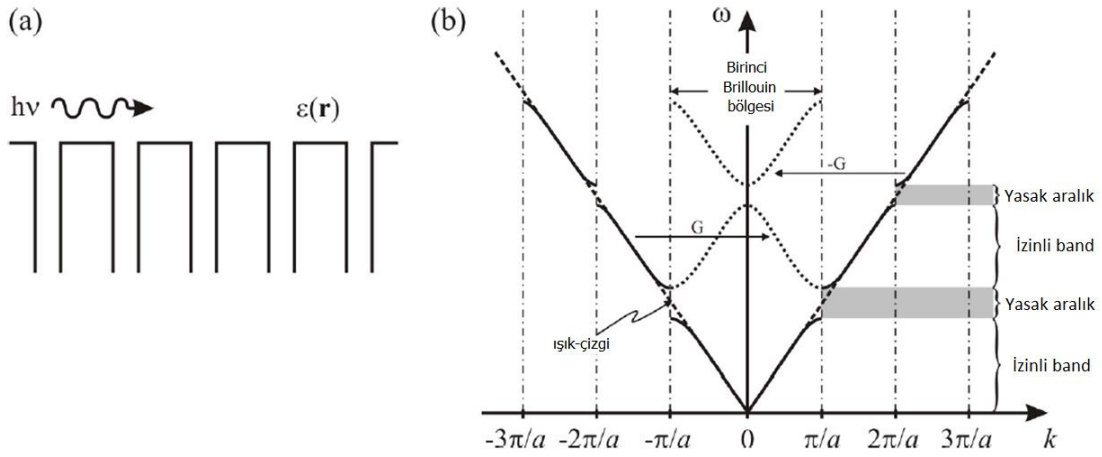
Bir kristalde elektronlar, değerlik (valence) ve iletkenlik (conduction) bandında bulunur. İki bant arasında elektronların bulunmasının yasak olduğu bant aralığı mevcuttur. Bu aralıkta durum yoğunluğu sıfırdır. Benzer olarak fotonik kristal içerisindeki fotonların hareketini dikkate aldığımızda, fotonlar valans bandına benzer dielektrik bant, iletkenlik bandına benzer hava bandı içerisinde yer alır. Işık yoğunluğu yüksek dielektrik bölgesinde fazlaysa düşük frekans bandında yer alır. Bu bant dielektrik bant olarak adlandırılır. Enerji, düşük dielektrik sabitli bölgelerde yoğunlaşmış ise yüksek frekans bandında yer alır, buna da hava bandı denir. Hava bandı ve dielektrik bant arasında fotonların bulunmasının yasak olduğu bölgeye fotonik bant aralığı denir. Şekil 2.2 de, dielektrik sabiti ve buna ilişkin foton dağılımının periyodik değiştiği tek boyutlu bir yapıda elektromanyetik dalganın yayılımı görülmektedir.

Atomik örgünün neden olduğu periyodik potansiyelde yayılan bir iletim elektronu, Bragg yansımaları olarak da adlandırılan farklı kafes düzlemlerinden yansıyan dalga gibi davranır (Şekil 2.2 (a)). Bragg yansımalarının neden olduğu periyodik potansiyelin varlığı, enerji aralıklarının (bant aralıkları) ayrıldığı enerji bandlarının oluşumuna yol açar (Şekil 2.2 (b)).

Homojen malzeme ortamında ışığın dağılım bağıntısı,

$$\omega = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} k \quad (2.53)$$

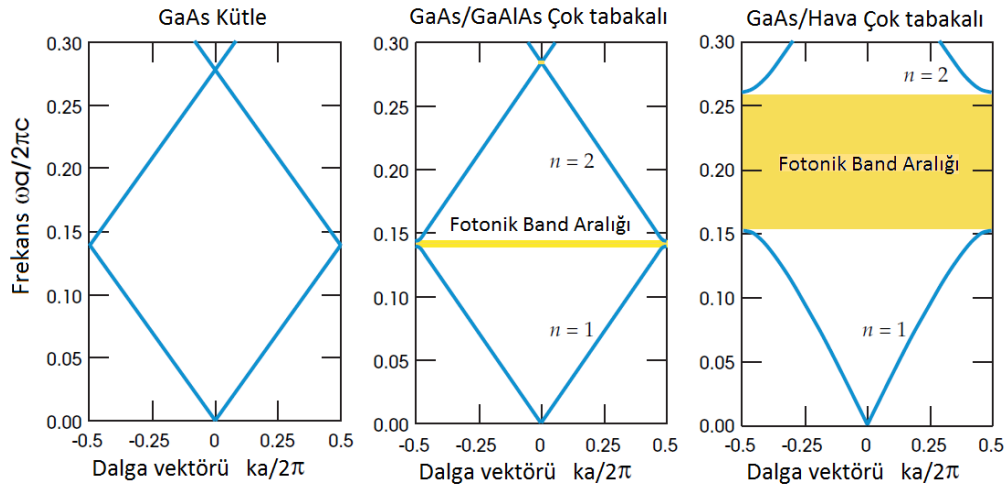
kesik çizgi (ışık çizgisi olarak da adlandırılır) ile verilmektedir. Tek boyutlu periyodik potansiyeldeki bir elektronun yayınımları ile benzer olarak, başlangıçtaki dejenere foton durumları $\mathbf{k}=\pm\pi/a, \pm2\pi/a, \dots$ ayrılarak elektromanyetik spektrumda yasak aralıklar (forbidden gap) açılır. İzinli bandlar, karşılıklı örgü vektörü $\mathbf{G}$ nin katları ile birbirinden ayrılan $\mathbf{k}$ vektörlerinin değerleri dikkate alınarak, birinci Brillouin bölgesi içinde geri katlanır.



Şekil 2.2 (a) Dielektrik sabiti $\epsilon(\mathbf{r})$ periyodik olarak değişen tek boyutlu bir yapıda elektromanyetik yapının yayınımlarının (dispersion) şematik gösterimi (b) Örgü periyodu a olan periyodik yapıda $\omega(\mathbf{k})$ dağılım ilişkisi (dalga vektörünün bir fonksiyonu olarak ışığın frekansı) (Sakoda, 2005).

Şekil 2.3’de üç farklı çok tabakalı yapı için $\omega(\mathbf{k})$ ilişkisi gösterilmiştir. En soldaki şekilde, tabakaların tamamı aynı dielektrik sabitine sahip olduğundan, ortam her üç yönde de eşdeğer yani homojendir. Ortadaki şekil, dielektrik sabitleri ardarda sıralı olarak 13 ve 12 olan bir yapının bant yapısını gösterir. Sağdaki şekilde ise, dielektrik sabitleri 13 ile 1 olan çok daha yüksek dielektrik değeri farkına sahip yapının bant diyagramı görülmektedir. Soldaki şekil, keyfi olarak saptanan bir a periyotuna sahip homojen bir dielektrik ortam

içindir. Fakat, homojen bir ortamda ışığın hızının kırılma indisiyle azaldığı bilinmektedir. Modlar, Eş.(2.52) ile verilen “ışık çizgisi” boyunca uzanır. Brillouin bölgesi dışında k 'nın kendisini tekrar etmekte zorlanması nedeniyle, ışık çizgisi kenara ulaştığında bölgeye doğru geri döner. Ortadaki şekil ise, yaklaşık homojen ortam gibi davranır. Üst ve alt çizgiler arasında bir frekans aralığı vardır. k 'nın değeri ne olursa olsun, bu aralıkta kristal içinde hiçbir mod yoktur. Böyle bir aralık fotonik bant aralığı olarak adlandırılır.



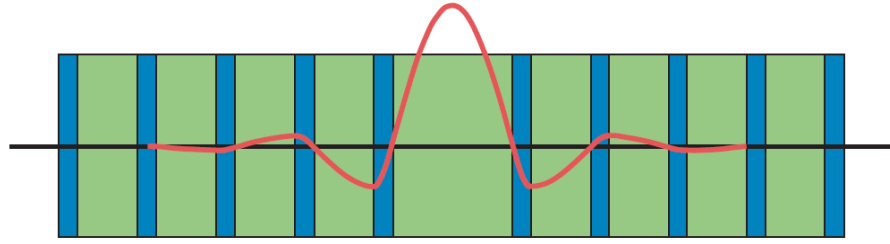
Şekil 2.3. Eksen üzeri yayılım durumunda üç farklı çok tabakalı film için gösterilen fotonik bant yapıları. Üç durumda da her bir tabaka $0.5a$ genişliğe sahiptir.

Fotonik bant aralıklarının fiziksel kaynağı, aralığın biraz yukarısındaki ve aşağısındaki durumlar için elektrik alan mod özelliklerine dikkat ederek anlaşılabilir. Bant numaraları $m=1$ ve $m=2$ olan bantlar arasındaki aralık, $k=\pi/a$ daki Brillouin bölgesinin kenarında oluşur.

Tek boyutta, bant takımları arasında Brillouin bölgesi kenarında veya merkezinde bir aralık oluşur. Yine, herhangi bir dielektrik farklılık için, tek boyutlu FK lerde daima bant aralıklarının görülecektir. Tabakalar arasında dielektrik fark azalınca aralık küçülür ve $\epsilon_1/\epsilon_2 \neq 1$ olduğunda tekrar oluşur (Joannopoulos vd. 1995).

2.8. Belirli Bir Bölgedeki Kusur Modları

Şimdiye kadar kusursuz periyodik yapılar incelendi. Tek boyutlu fotonik kristallerde tabakanın genişliği veya kırılma indisi değiştirilerek istenen özellikte nokta veya çizgi kusurları oluşturulabilir (Şekil 2.4). Bu kusur, ışığın geri yansımalarını önleyerek FK yapı içerisinde hapsedilmesini sağlar. Burada nokta kusuru, ışığı tuzaklayan oyuk, çizgi kusuru ise dalga kılavuzu gibi davranır. Kusur oluştuğunda, periyodik örgü kusursuzluğunu artık kaybetmiştir.



Şekil 2.4. Çok tabakalı bir dielektrik yapıda tabakalardan birinin kalınlığı iki kat arttırılarak oluşturulan kusur.

Eksen üzeri yayılma durumunda FBA içindeki bir ω frekansına sahip modu inceleyelim. Periyodik örgü içerisinde ω frekanslı modlar yoktur ve kusurlar oluşturmakla da bu durum değişmez. Periyodikliğin bozulması, sistemin modlarının k dalga vektörü ile tanımlanmasını engeller. Ancak, belirli bir frekansın, kristalin geri kalan kısmı içinde yayılan durumları destekleyip desteklemeyeceğini anlamak için, bant yapısı hakkındaki bilgileri kullanabiliriz (Joannopoulos vd. 1995).

3. TEK BOYUTLU FOTONİK YAPILARDA BANT ARALIĞI VE DAĞILIM KARAKTERİSTİKLERİ

3.1. Giriş

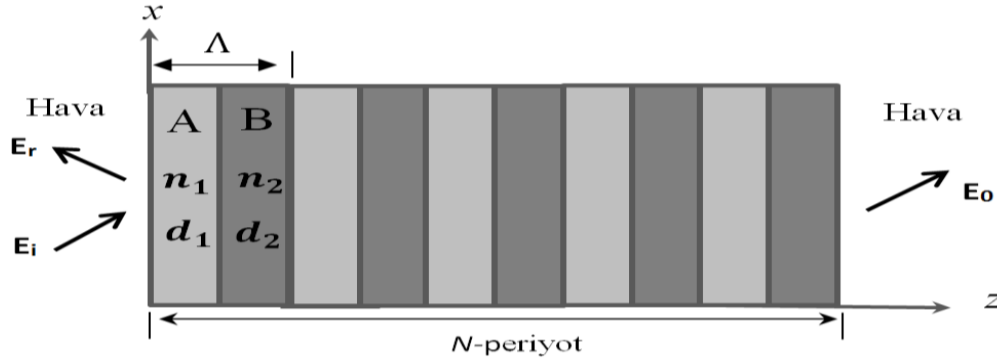
Yasak bant aralığına sahip fotonik kristallerde elektromanyetik dalga saçılmadan kolayca ilerleyebilir. Farklı tabaka kalınlığı veya farklı kırılma indisine sahip tabakaların art arda periyodik olarak dizilmesiyle tasarlanan fotonik kristal yapılar ve fotonik dalga kılavuzları istenen genişlikte yasak bant aralıklarının elde edilebilmesine izin verir. Bu yasak bant aralıkları, farklı mertebelerdeki kılavuzlanmış modlar arasında oluşan boşluklardır. Modlar kesikli aralıklarla iletme devam eder. Tek boyutlu bir fotonik kristalde fotonik bant aralığı tek boyutludur. Şekil 3.1’de gösterildiği gibi, tek boyutlu yüksek ve düşük kırılma indisine sahip dielektrik ortamlar periyodik olarak sıralıdır. Dalgaların ilerleme yönü dielektrik ortamın periyodik olarak değiştiği yönde olduğundan FBA’da bu yönde oluşur.

FK’lerin modellenmesi, onların optik özelliklerinin anlaşılması açısından önemlidir. Aynı zamanda, FK’lerin olağanüstü özelliklerinin kullanılması, geliştirilen cihazların tasarımı için temel teşkil eder. FK’ler, bant yapısını kapsayan dağılım özelliklerinin, yapı içindeki çizgi kusurları için dalga kılavuzu modlarının dağılım özelliklerinin analizi amacıyla modellenir. Ayrıca FK içindeki dalga yayılımının, yansıtırlık ve geçirgenlik spektrumlarının analizi de gerçekleştirilen modellemeler yapılabilir.

Bölüm 1.5’de açıklandığı gibi FBA yapıların analizinde kullanılan birçok yöntem mevcuttur. Her yöntemin avantajları ve dezavantajları olmakla birlikte problemin türüne göre uygun bir yöntem seçilmelidir. Bu bölümde bant yapılarının ve dağılım karakteristiklerinin analizinde kullandığımız sayısal yöntem olan DDY, Maxwell denklemlerinden elde edilen denklemlerin öz fonksiyonlarının ve öz değerlerin çözümü için

uygundur. DDY, ortam periyodik olduğunda uygun bir yöntem olup, bu nedenle bant yapısı hesaplamalarında dalga vektörü-frekans ilişkisinin analizinde kullanılmıştır.

Bu bölümde Şekil 3.1’deki gibi periyot sayısı N olan bir sistem incelenmiştir. Burada A (Si) ve B (SiO_2) çubukları sırasıyla, kırılma indisleri $n_1=3.42$ ve $n_2=1.52$ olan malzemelerdir (Weber, 2003). Alt tabaka kırılma indisi $n_s=1$ (hava) kabul edildi. Tüm bölgeler doğrusal, homojen, kayıpsız ve soğurmasız, çevre ortamın hava ve tabakaların dielektrik, manyetik olmayan malzeme olduğu kabul edildi. Tabaka kalınlıkları d_1 ve d_2 , $d_1+d_2=\Lambda$ periyot olarak kabul edildi. Kırılma indisi faktörü ($\delta=n_2/n_1$) ve doluluk faktörünün ($\eta=d_1/\Lambda$) farklı değerleri için dağılım karakteristikleri ve bant yapılarındaki değişim etkisi ayrı ayrı incelendi.



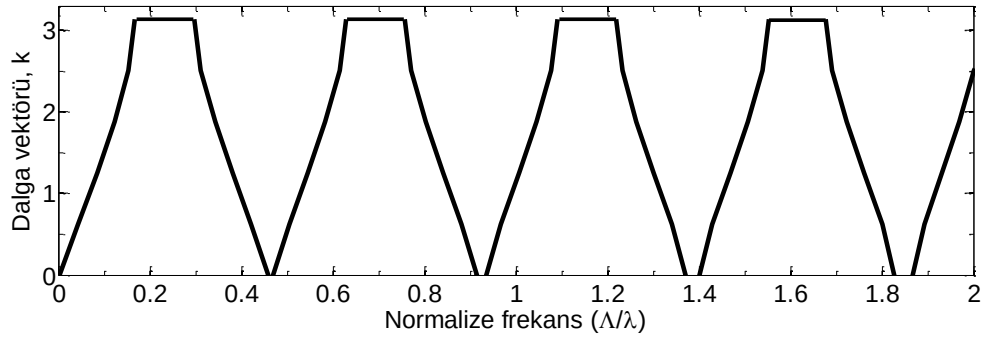
Şekil 3.1. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan tek boyutlu periyodik FK yapı.

3.2. Kırılma İndisi Faktörünün Bant Yapısı Üzerindeki Etkisi

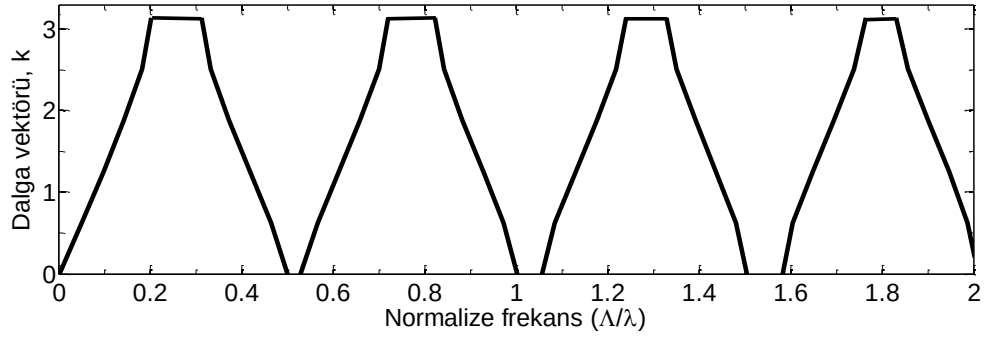
Kırılma indisi, periyodik yapılarda önemli ve FBA üzerinde etkili parametrelerden biridir. Çift tabakalı periyodik bir yapıda yüksek ve düşük kırılma indisi değerleri değiştirilerek bant aralıkları ve bant konumu istenen frekans konumuna ayarlanabilir. Yüksek ve düşük kırılma indisi oranı, kırılma indisi faktörü olarak tanımlanır ve $\delta = n_2/n_1$ olarak ifade edilebilir. FBA üzerinde indis etkisi δ faktörü değiştirilerek belirlenebilir. Burada $n_2=1.52$ alınıp n_1 indis değeri değiştirilerek δ değerleri elde edildi.

Şekil 3.2' te Bloch dalga vektörü (wave vector), normalize frekansın bir fonksiyonu ($\Lambda/\lambda \leftrightarrow \omega\Lambda/2\pi c$) olarak gösterilmiştir. Burada, kırılma indisi sabitinin bant yapıları üzerindeki etkisini göstermek için farklı δ değerleri (kırılma indisi faktörleri) alınarak birinci Brillouin bölgesinde ($[0,\pi]$ aralığında) dalga vektörünün normalize frekansa bağlı değişimi analiz edildi ve grafiksel olarak gösterildi. Tüm hesaplamalarda doluluk faktörü $\eta=0.3$ değerinde sabit tutuldu ($\eta = d_1/d_2$, $d_1=0.3\Lambda$ ve $d_2=0.7\Lambda$). Burada Λ herhangi bir değer alınabilir.

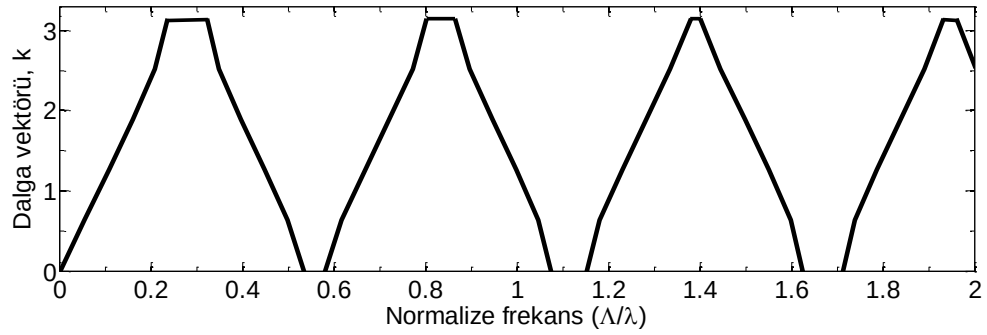
Artan kırılma indisi faktörü δ ile birlikte tüm FB aralıklarının azaldığı görülmektedir. Hesaplanan değerler Çizelge 3.1'de verilmiştir. $\delta=0.4$ için Bant 1'de 0.1340 olan normalize bant genişliği, $\delta=0.5$ için 0.1101, $\delta=0.6$ için ise 0.0861 dir. Toplam bant genişliğindeki azalma Bant 1 için yaklaşık % 35.7 dir. Benzer biçimde toplam azalma miktarı Bant 2 için % 52.3 ve Bant 3 için % 84.2 dir. $\delta=0.4$ için FBA değerleri tüm bantlarda birbirine çok yakındır. $\delta=0.5$ için tüm bantlarda FBA azalmıştır. $\delta=0.6$ için ise FBA değerleri iyice azaldığı görülmektedir. Burada dikkat çeken bir nokta Bant 1 deki FBA'nın diğer bantlara göre daha az azalmasıdır. Bant numarası arttıkça bant aralığındaki daralmada artmaktadır.



(a)



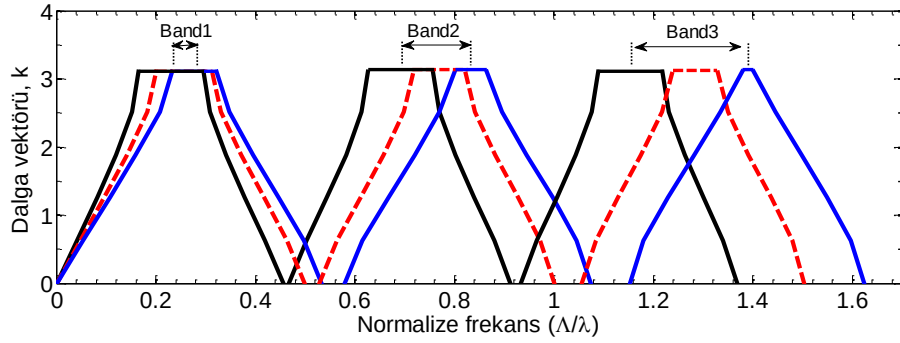
(b)



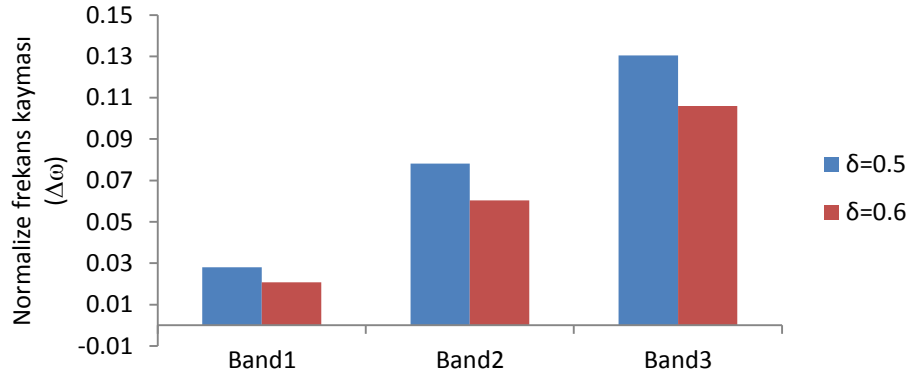
(c)

Şekil 3.2. Tek boyutlu fotonik kristalde dalga vektörü ve normalize frekansın fonksiyonu olarak fotonik bant yapısı değişimi ($\eta=0.3$), (a) $\delta=0.4$, (b) $\delta=0.5$, (c) $\delta=0.6$.

Şekil 3.3 incelendiğinde tüm bantlarda normalize yasak bant pozisyonlarının kırılma indis faktörü δ 'nin artmasıyla birlikte bir önceki konumuna göre orijinden uzaklaşacak şekilde kaydığı görülmektedir. $\delta=0.4$ baz alınarak $\delta=0.5$ için hesaplamalarda, Bant 1 deki frekans kayması 0.028, Bant 2 için 0.0781 ve Bant 3 için 0.1305 dir. Bant numarasının artmasıyla frekans kayması değeri artar. $\delta=0.6$ durumunda ise sapma miktarları önceki duruma benzer olmakla birlikte daha düşüktür. Bu durumda normalize frekans kayması Bant 1 için 0.0208 Bant 2 için 0.0603 ve Bant 3 için ise 0.1060 dır.



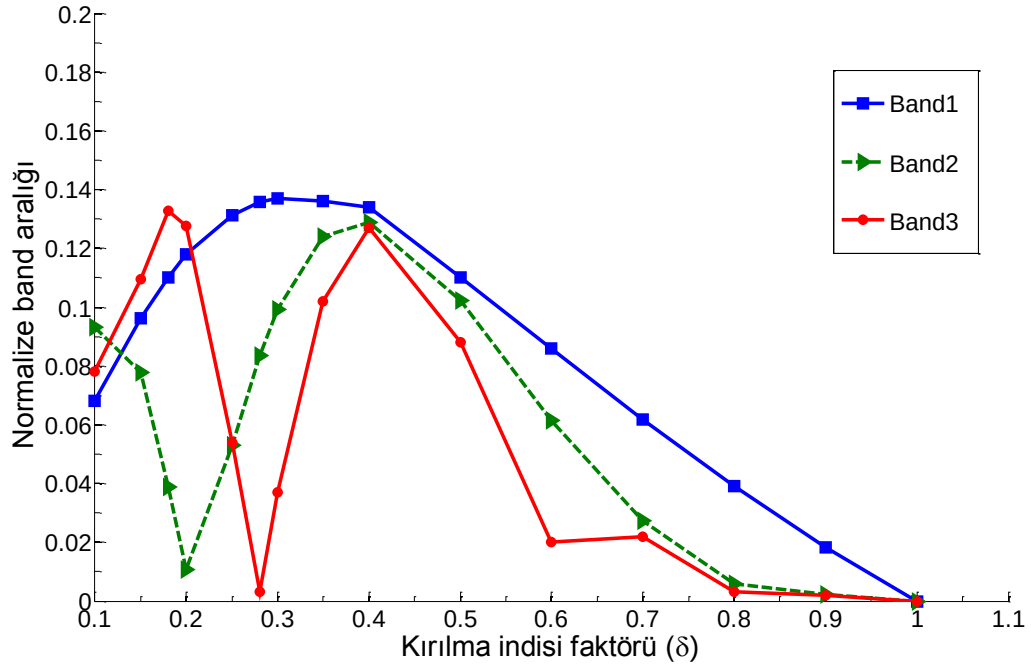
(a)



(b)

Şekil 3.3. Tek boyutlu periyodik yapı da ilk üç bant için δ faktörüne bağlı olarak (a) Dalgavektörü-normalize frekans değişimi (b) $\delta=0.5$ ve 0.6 için normalize frekans kayması.

Şekil 3.4’de kırılma indisi faktörünün farklı değerleri için elde edilen normalize bant genişliği grafiği görülmektedir. İlk üç bant dikkate alınmış ve kırılma indisine bağlı değişim eğrileri grafikte gösterilmiştir. Bant 1, 0.1~1 aralığında kararlı bir rejim sergilemektedir. Başlangıçta bant genişliği artarken yaklaşık $\delta=0.3$ de maksimum değere (0.137) ulaşmaktadır. Bu noktadan sonra bant genişliği yaklaşık doğrusal olarak azalmaktadır. Bant 2, 0.2~1 aralığında Bant 1’e benzer bir karakteristik gösterir. Bununla birlikte bu aralıktaki tüm bant genişlikleri Bant 1’e göre daha düşüktür. Bant 3’de yine benzer bir değişim görülmekle birlikte yüksek δ değerlerinde kararlı eğri rejimi azda olsa bozulur. Ayrıca bant genişlikleri diğer iki banda göre daha düşüktür.



Şekil 3.4. Kırılma indisi faktörüne karşılık normalize bant genişliğinin değişimi.

Şekil 3.4’de görüldüğü gibi üç bandın toplam en yüksek bant genişliği değeri (Bant 1+Bant 2+Bant 3) yaklaşık $\delta=0.4$ civarında elde edilmektedir. Bu kritik noktada üç bandın toplam normalize bant genişliği yaklaşık 0.39 dur. Yine yaklaşık 0.43 noktasında bant genişliği değerleri yaklaşık aynıdır ve toplamı 0,375 olarak hesaplanmıştır. Bu iki kritik nokta optik sistem tasarımlarında dikkate alınmalıdır.

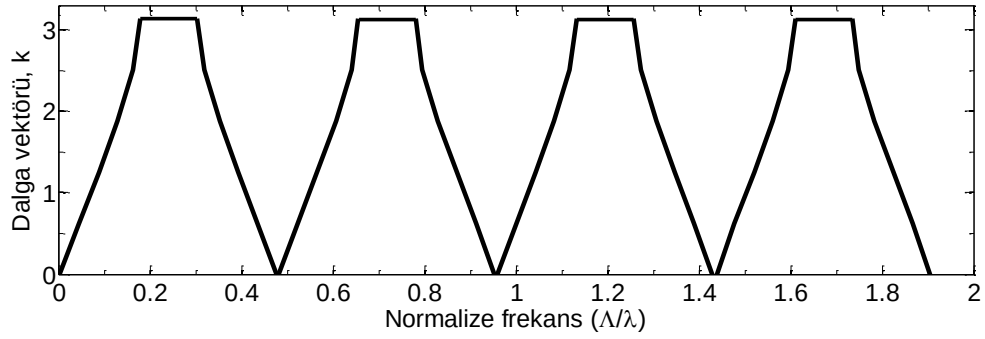
Çizelge 3.1. Kırılma indisi faktörünün farklı değerleri ve ilk üç bant için hesaplanan bant aralığı değerleri ($\eta=0.3$).

Kırılma indisi faktörü $\delta = n_2/n_1$	Fotonik Bant Aralığı (FBA)		
	Bant 1	Bant 2	Bant 3
0.1	0.0436-0.1118	0.2365-0.3298	0.4589-0.4667
0.2	0.0861-0.2040	0.4559-0.4667	0.7096-0.8371
0.3	0.1271-0.2641	0.5393-0.6384	0.9669-1.004
0.4	0.1617-0.2957	0.6277-0.7567	1.0900-1.2170
0.5	0.2017-0.3118	0.7191-0.8215	1.2400-1.328
0.6	0.2345-0.3206	0.8026-0.8641	1.3800-1.4000
0.7	0.2641-0.3259	0.8424-0.8997	1.4670-1.489
0.8	0.2903-0.3293	0.9279-0.9333	1.5350-1.5670
0.9	0.3154-0.3317	0.9667-0.9690	1.6030-1.6230

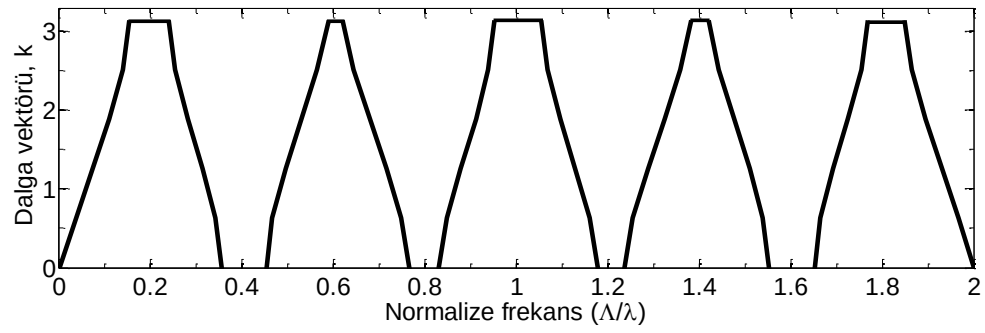
3.3. Tabaka Kalınlığının FBA Üzerindeki Etkisi

Periyodik yapılarda FBA üzerinde etkili diğer bir önemli parametre de tabaka kalınlıklarıdır. Tabaka kalınlığı değiştirilerek yine bant aralıkları ve bant konumu istenen şekilde ayarlanabilir. Kalınlığın FB üzerindeki etkisini incelemek için bir tabakanın periyota oranı olarak tanımlayabileceğimiz doluluk faktörünü kullanabiliriz. Bu faktör $\eta = d_1/\Lambda$ şeklinde ifade edilebilir. Bu şekilde FBA üzerinde tabaka kalınlığı etkisi η faktörü değiştirilerek analiz edilebilir.

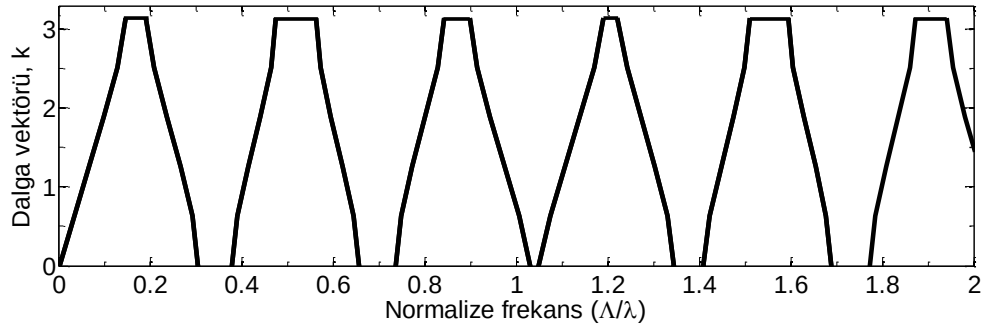
Şekil 3.5'te doluluk faktörünün fotonik bant yapıları üzerindeki etkisini göstermek için için bu kez kırılma indisi faktörü sabit alınarak farklı η değerleri ve birinci Brillouin bölgesinde ($[0,\pi]$ aralığında) dalga vektörünün normalize frekansa karşılık değişimi gösterilmiştir. Tüm hesaplamalarda kırılma indisleri sabit tutuldu ($\delta=0.428$, $n_1=3.5$ ve $n_2=1.5$). Burada, η doluluk faktörünün artmasıyla birlikte tüm bant aralıklarının da farklı oranlarda azaldığı görülmektedir. Hesaplanan sayısal değerler Çizelge 3.2'de verilmiştir. $\eta=0.3$ için Bant 1'in normalize bant aralığı 0.1251 iken, $\eta=0.5$ için 0.0848 ve $\eta=0.7$ için 0.0437 dir. Toplam bant genişliğindeki azalma, Bant 1 için yaklaşık % 65 Bant 2 için % 30.5 ve Bant 3 için % 54.3 dir. $\eta=0.3$ için FBA aralığı değerleri tüm bantlar için birbirine çok yakındır. $\eta=0.5$ için tüm bantların FBA aralıkları azalmakla birlikte bazı bantlardaki azalma oranı daha fazladır. Örneğin, Bant 2 ve Bant 4 de diğerlerine göre düşüş daha fazladır. $\delta=0.6$ için ise FBA değerleri çoğu bant için azalırken bazı bantlarda ise arttığı gözlenmiştir. Örneğin, diğer bantların aksine Bant 2 de bant aralığı artmıştır. $\eta=0.3$ için elde edilen bant aralığı değerleri daha kararlı davranış sergilerken $\eta=0.5$ için bu durum kısmen bozulur. $\eta=0.7$ için ise kararsız bir grafik çizer.



(a)

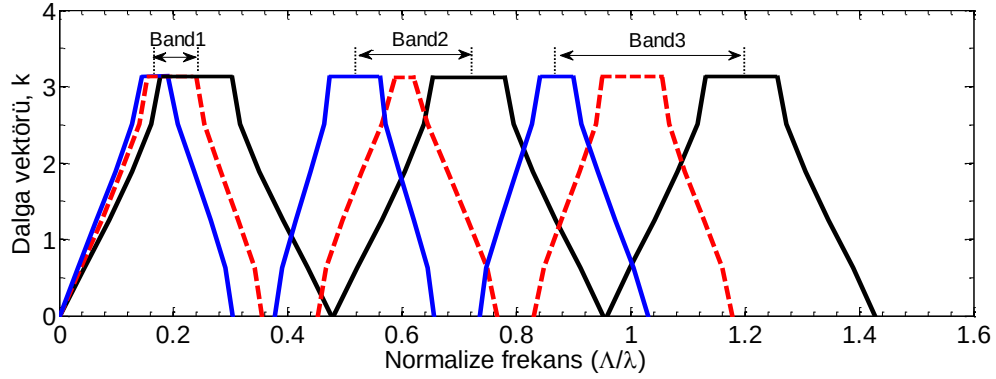


(b)

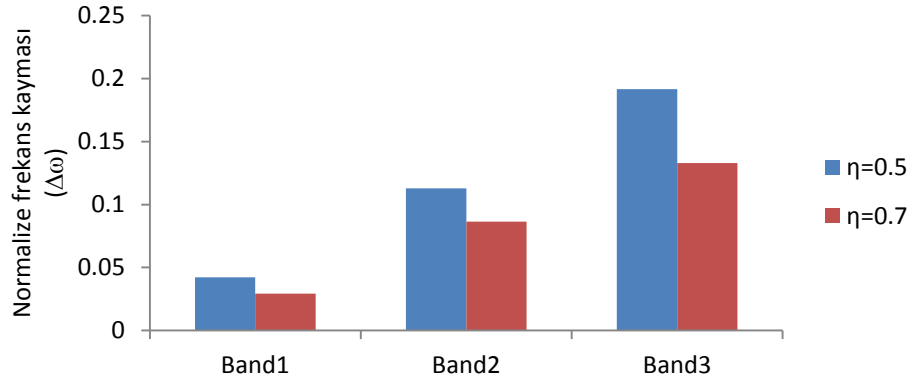


(c)

Şekil 3.5. Tek boyutlu fotonik kristalde dalga vektörü ve normalize frekansın fonksiyonu olarak fotonik bant yapısının değişimi. ($\delta=0.428$, $n_1=3.5$ ve $n_2=1.5$), (a) $\eta=0.3$, (b) $\eta=0.5$, (c) $\eta=0.7$.



(a)

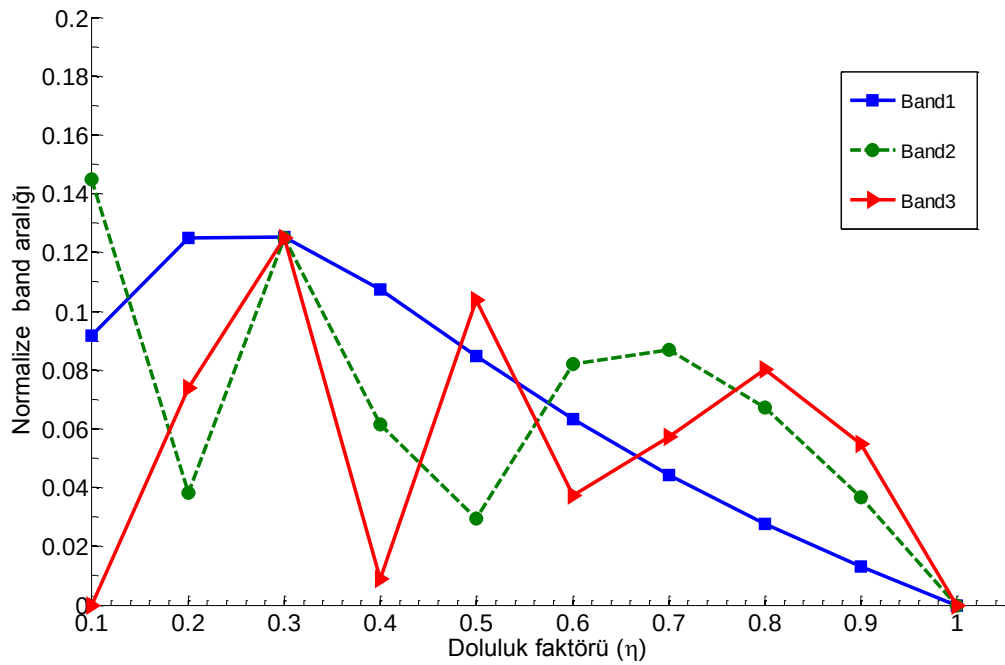


(b)

Şekil 3.6. Tek boyutlu periyodik yapı da ilk üç bant için η faktörüne bağlı olarak (a) Dalga vektörü-normalize frekans değişimi (b) $\eta=0.5$ ve 0.7 için normalize frekans kayması

Şekil 3.6 incelendiğinde tüm bantlarda normalize yasak bant pozisyonlarının doluluk faktörünün artmasıyla birlikte bir önceki konumuna göre orijine yaklaşacak şekilde kaydığı görülmektedir. $\eta=0.3$ referans alınarak, $\eta=0.5$ için yaptığımız hesaplamalarda, Bant 1 deki frekans kayması 0.0423, Bant 2 için 0.1127 ve Bant 3 için 0.1914 dir. Bant numarasının artmasıyla frekans kayması değeri artar. $\eta=0.7$ durumunda ise kayma oranları önceki duruma benzer olmakla birlikte daha düşüktür. Bu durumda normalize frekans kayma değerleri Bant 1 için 0.0293, Bant 2 için 0.0865 ve Bant 3 için 0.1329 dir.

Şekil 3.7 de kırılma indisi faktörünün farklı değerleri için elde edilen ilk üç banda ait normalize bant genişliği grafiği görülmektedir. Bant 1, 0.2~1 aralığında kararlı bir rejim sergilemektedir. Yaklaşık $\eta=0.3$ de maksim değere (0.1250) ulaşır. Üç bandın toplam en yüksek bant genişliği değeri de yaklaşık bu noktada elde edilmektedir.



Şekil 3.7. Doluluk faktörüne (η) karşılık normalize bant genişliği değişimi. Kırılma indisi faktörü $\delta=0.428$ dir.

Bu kritik noktada üç bandın toplam normalize bant genişliği 0.375 dir. Bu noktada üç banda ait bant genişlikleri aynıdır. Bu noktadan sonra bant genişliği Band 1’de yaklaşık doğrusal olarak azalırken, Band 2 ve Band 3’de 0.2~1 aralığında düzensiz bir karakteristik sergiler. Dikkat çeken bir nokta olarak Band 2’ de $\eta=0.4$ değerinde bant genişliği “0” a yaklaşır. Yine bant 3 için $\eta=0.5$ de minimum bant genişliği gözlenir. Üç bandın toplam en yüksek bant genişliği değeri (Band 1+Band 2+Band 3) yaklaşık $\eta=0.3$ civarında elde

edilirken bu kritik noktada üç bandın toplam normalize bant genişliği yaklaşık 0.39 dur. Bu kritik nokta yine optik sistem tasarımlarında dikkate alınmalıdır.

Çizelge 3.2. Doluluk faktörünün farklı değerleri ve ilk üç bant için hesaplanan bant aralığı değerleri ($\delta=0.428$).

Doluluk faktörü $\eta=d_1/\Lambda$	Fotonik Bant Aralığı (FBA)		
	FBA1	FBA2	FBA3
0.1	0.2404-0.3222	0.8194-0.9632	1.4760-1.4760
0.2	0.1987-0.3235	0.7713-0.8094	1.2870-1.3610
0.3	0.1763-0.3014	0.6541-0.7791	1.1320-1.2570
0.4	0.1627-0.2702	0.6212-0.6826	1.0860-1.0950
0.5	0.1541-0.2389	0.5891-0.6187	0.9513-1.0550
0.6	0.1487-0.2119	0.5207-0.6028	0.9058-0.9431
0.7	0.1454-0.1891	0.4740-0.5608	0.8417-0.8988
0.8	0.1436-0.1712	0.4450-0.5123	0.7678-0.8481
0.9	0.1430-0.1560	0.4312-0.4679	0.7246-0.7795

4. ÇOK YÖNLÜ YANSIMA BANDI ÜZERİNDE YAPISAL PARAMETRELERİN ETKİSİ

4.1. Giriş

Günümüzde FK'lerin FBA temeline dayalı olarak geliştirilen, farklı dielektrik madde tabakalarının değişimli olarak yığılmasıyla oluşan ve çeyrek dalga yığını (quarter-wave stack) olarak da bilinen optik aletlerden biri çok yönlü yansıtıcı olarak da adlandırılan dielektrik aynadır. Uygun dalga boylarındaki ışık, böyle periyodik tabakalı bir maddeye geldiğinde tamamıyla yansıtılır. Bu etki, bir boyutta periyodik, düşük kayıplı dielektrikleri yani tek boyutlu fotonik kristalleri (1D FK) kapsayan birçok optik aletin temelini de oluşturur. Çok yönlü dielektrik yansıtıcılar gibi, yaygın olarak kullanılan eski tip metalik aynalar da ışığı herhangi (keyfi) bir geliş açısına göre geniş bir frekans aralığında yansıtır. Fakat özellikle kızılötesi (infrared-IR) ve görünür frekanslarda (visible range-VR) soğurma kaynaklı kayıplar vardır. Çok tabakalı (multilayer) dielektrik aynalar ise gelen ışığı istenen açıyla dar bir frekans aralığında yansıtır. Düşük optik kayıplar ve yüksek yansıtırlık (reflectivity) ve sağlamlık nedeniyle dielektrik aynalar metalik yansıtıcılara göre tercih edilir. İstenen pozisyon ve yansımada bant genişliği, tabaka kalınlığı ve malzemenin kırılma indisinin değiştirilmesiyle kolayca elde edilebilir (Seeser vd., 1999; Deopura vd., 2001)

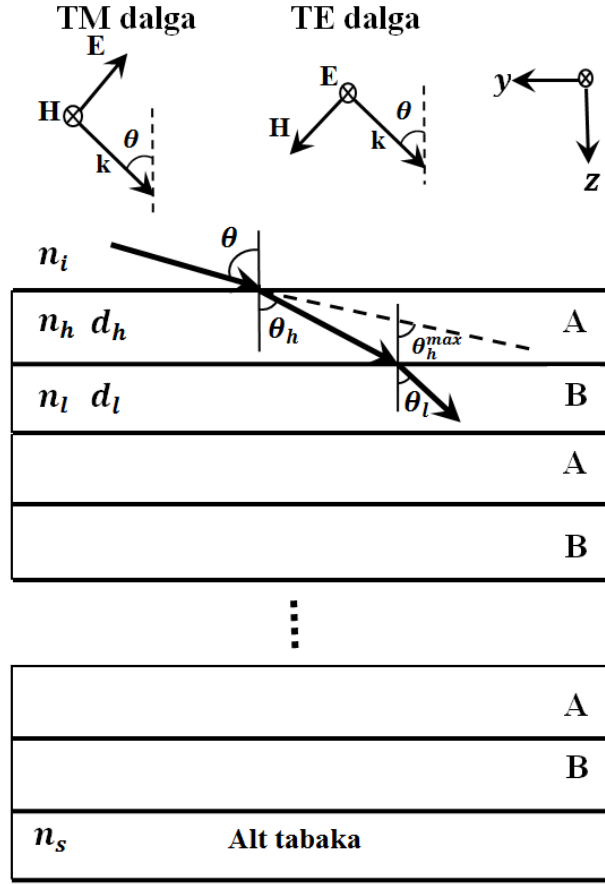
Son yıllarda ayrıntılı fotonik bant yapıları ve bir (1D), iki (2D), ve üç boyutlu (3D) FK yapıları üzerine çok sayıda çalışma yapılmasına rağmen, çok tabakalı filmlerin çok yönlü yansımaları Winn ve arkadaşları (1998) tarafından gerçekleştirilirken deneysel olarak da Fink ve ekibi (1998) tarafından aynı yıl sağlanmıştır. Fink, 1D FK ile tasarladığı bu yeni çok yönlü yansıtıcının yapısında PS-Te (Polystyrene-Tellurium) yığınlar kullanarak FBA'nın, TE and TM polarizasyonlar için genel tasarım kriterlerini belirledi. Bundan sonra 1D FK'lerdeki çok yönlü fotonik bant aralığı (ÇYFBA) araştırmacıların olağanüstü ilgisine

maruz kaldı ve birçok alanda teorik ve uygulamalı çalışmalar yapıldı (Dowling vd., 1999; Park vd., 2002; Singh vd., 2007; Khorasani vd., 2003; Lee ve Yao, 2003; Chen vd., 1999; Lin vd., 2005; Lusk ve Placido, 2005; Srivastava vd., 2008; Liu vd., 2006). ÇYFBA' nın potansiyel uygulamaları, mikro oyuklar, anten alttabakalar, dalga kılavuzları, terahertz aynalar, optik anahtarlar, ayarlanabilir polarizör, dar bant filtre, Fabry-Perot filtre vb. sayılabilir.

Bu bölümde, bir boyutlu çok tabakalı periyodik bir yapıdan oluşan $(n_i/(AB)^N/n_s)$ sıralı bir sistemde ÇYFBA'nın davranışı farklı periyot değerleri ve farklı kırılma indisli malzemeler için analiz edilmiştir. İki farklı periyodik tabakada malzemeler $A=Si$ ve $B=SiO_2$ veya TiO_2 kullanıldı. Analizimizde FK'lerde bant yapılarının çözümlemesinde oldukça elverişli bir yöntem olan İMY kullanıldı ve sonuçlar karşılaştırmalı olarak gösterildi.

4.2. Model ve Temel Kriterler

1D FK gibi basit dielektrik aynalarda iki faktörden dolayı FBA kesin belli değildir. Birincisi, ışığın geliş açısı arttırılırsa ÇYFBA daha yüksek frekans bölgesine kayar. İkincisi, TM modunu yansıtmayabilen Brewster açısıdır. Çok yönlü yansımanın olmaması FBA nın kesin olmadığı anlamına gelmez. Çok yönlü yansıma için gerekli şartlardan birisi, dışarıdan gelen ışığın FK yapının Brewster açısı $\theta_B = \tan^{-1}(n_l/n_h)$ değerine ulaşmamasıdır. Çünkü bu açığa bağlı olarak TM modu tam olarak iletilir. θ_h kırılma açısı, $[0, \theta_h^{max}]$ aralığında olup Snell yasası ($n_i \sin \theta = n_h \sin \theta_h$) ile sınırlıdır. Burada $\theta_h^{max} = \sin^{-1}(n_i/n_h)$ dir. Eğer $\theta_h^{max} < \theta_B$ ise, yapıya gelen ışık Brewster penceresine bağlı olmayabilir (Fink vd., 1998). TE ve TM polarizasyonları için ÇYFBA, normal gelişte (0 derece) en düşük ve dik gelişte (90 derece) en yüksek bant sınırı (band edge) tarafından belirlenir. TM polarizasyon için ÇYFBA, TE modu için elde edilen ÇYFBA'nın içerisine yerleştirilmiştir. Bu nedenle herhangi bir polarizasyon için elde edilen toplam ÇYFBA, TM polarizasyonu için elde edilen ÇYFBA'dır.



Şekil 4.1. Tek boyutlu fotonik kristal yapının şematik gösterimi.

Çalışmamızda kullandığımız model, Şekil 4.1’de gösterildiği gibi çok tabakalı 1D FK yapısıdır. Yapı, kırılma indisleri n_h ve n_l ($n_h > n_l$), kalınlıkları d_h ve d_l , periyodu $\Lambda = d_h + d_l$ olmak üzere, izotrop, soğurucu olmayan ve homojen bir ortamda 16 çift sıralı periyodik tabakadan oluşur. Çeyrek dalga eşitliği $n_h d_h = n_l d_l = \lambda_0/4$ kullanılarak elde edilen $\delta = d_l/d_h = n_h/n_l$ faktörü, kırılma indisi ve tabaka kalınlıklarının oransal ifadesidir. Bu ifade aynı zamanda ÇYFBA’nın belirlenmesinde etkilidir. Çalışmamızda, periyot ve kırılma indisinin etkisini daha iyi görebilmek için Si/SiO₂ (Sistem-1) ve Si/TiO₂ (Sistem-2)

olmak üzere iki farklı sistem kullanıldı. Bu sistemler farklı periyot kalınlıkları ve kırılma indis faktörleri için analiz edildi.

Tabaka kalınlıkları, i . periyot için $d_{h,i}$ ve $d_{l,i}$ olarak ifade edilirse, Δd_h ve Δd_l değişken parametreleri cinsinden, $d_{h,i} = d_h + m\Delta d_h$, ve $d_{l,i} = d_l + m\Delta d_l$ şeklinde yazılabilir. $\Lambda_i = d_{h,i} + d_{l,i}$ olmak üzere FBA bandı ile periyot kalınlığı arasındaki ilişkiyi,

$$\Lambda_{m+1} = (d_h + d_l + m\Delta d_{h,l}) \quad (4.1)$$

şeklinde bir eşitlik ile belirleyebiliriz. Burada $\Delta d_{h,l} = \Delta d_h + \Delta d_l$ alındı. Eşitlik (4.1)'den, $m > 0$ olmak üzere $m=0,1,2, \dots, n$ için ardışık ve periyodik artacak şekilde sırasıyla $\Lambda_1, \Lambda_2, \dots, \Lambda_n$ periyot değerleri elde edilebilir. Bu değerler kullanılarak periyot ve bant genişliği arasındaki ilişki belirlenebilir.

4.3. Sayısal Sonuçlar

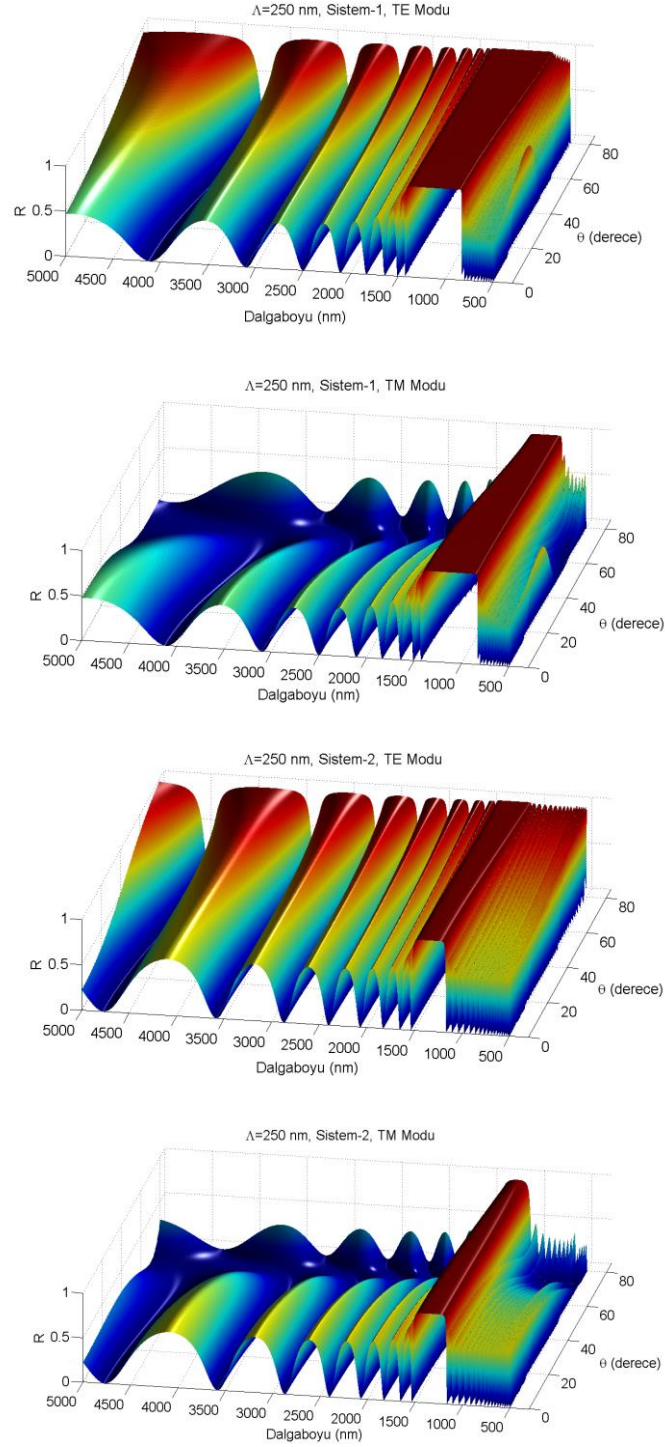
Şekil 4.1'deki 1D FK yapı kullanılarak Eşitlik (4.1) den Sistem-1 ve Sistem-2 için sırasıyla $\Lambda_1 = 250 \text{ nm}$ ($m=0$), $\Lambda_2 = 500 \text{ nm}$ ($m=1$) ve $\Lambda_3 = 750 \text{ nm}$ ($m=2$) olmak üzere üç örnek periyot değeri seçildi. Her iki sistemde hem TE hem de TM modları için elde edilen yansıma spektrumları, daha anlaşılır olması açısından aynı grafik üzerinde gösterildi. Λ_1, Λ_2 ve Λ_3 periyot değerleri, parametrik değişiklerin daha iyi gözlenebilmesi için periyodik artacak şekilde oldukça farklı alındı. Sayısal sonuçlar ve elde edilen parametre değerleri ayrıca çizelge halinde verildi.

4.3.1. Periyot aralığı $\Lambda = 250 \text{ nm}$ olan FK yapı

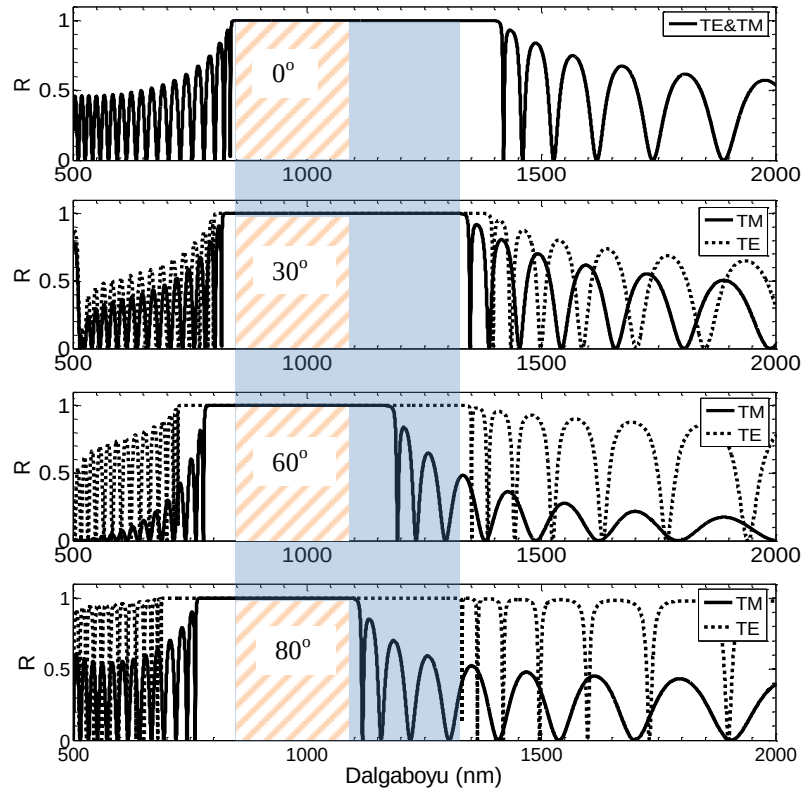
Periyot aralığı $\Lambda_1=250 \text{ nm}$ ($m=0$) olan 1D FK’de Sistem-1 ve Sistem-2 için TE ve TM modlarında çok yönlü yansıma (ÇYY) bandının özelliklerinin 3D ortamda gösterimi Şekil 4.2’de verilmiştir. Yine Şekil 4.3 ve Şekil 4.4 ‘de ÇYY spektrumu ve bant yapıları grafiksel olarak gösterilmiştir. Sistem-1 için kırılma indisleri $n_h = 3.42$ (Si) ve $n_l = 1.52$ (SiO_2), Sistem-2 için kırılma indisleri $n_h = 3.42$ (Si) ve $n_l = 2.4$ (TiO_2) alındı. Her iki sistemde dış ortamın hava olduğu kabul edildi ($n_i = 1$ ve $n_s = 1$). Burada tabaka kalınlıkları Sistem-1 için $d_h = 76.9 \text{ nm}$ ve $d_l = 173.1 \text{ nm}$ ve Sistem-2 için $d_h = 103.1 \text{ nm}$ ve $d_l = 146.9 \text{ nm}$ dir. Sistem-1 için Brewster açısı $\theta_B = \tan^{-1} n_l/n_h = 23.96^\circ$ ve sisteme gelen ışığın maksimum kırılma açısı $\theta_h^{max} = 17^\circ$ dir. Yine Sistem-2 için Brewster açısı $\theta_B = 35^\circ$ ve $\theta_h^{max} = 18^\circ$ dir. Her iki sistem için de $\theta_B > \theta_h^{max}$ olduğundan Brewster açısının etkisi göz ardı edilebilir.

Şekil 4.3(a)’ da Sistem-1 için, TE ve TM modları aynı eksen üzerinde ve 0° , 30° , 60° ve 80° olmak üzere dört farklı geliş açısı (θ) için elde edilen yansıma spektrumu görülmektedir. Burada boyalı alan TE polarizasyonu ve çizgili alan ise TM polarizasyon bölgesini gösterir. Şekil 4.3 (b)’de ise $0^\circ \sim 80^\circ$ arasında θ geliş açısına bağlı olarak değişen fotonik bant yapısı görülmektedir. Bant genişliği hesaplanırken yansıtırlık oranı yaklaşık $R \approx 1$ ($R \geq \% 99$) alındı. Dört farklı geliş açısı için elde edilen % 100 yansıma aralığı ve bant genişliği değerleri Çizelge 4.1’de verilmiştir.

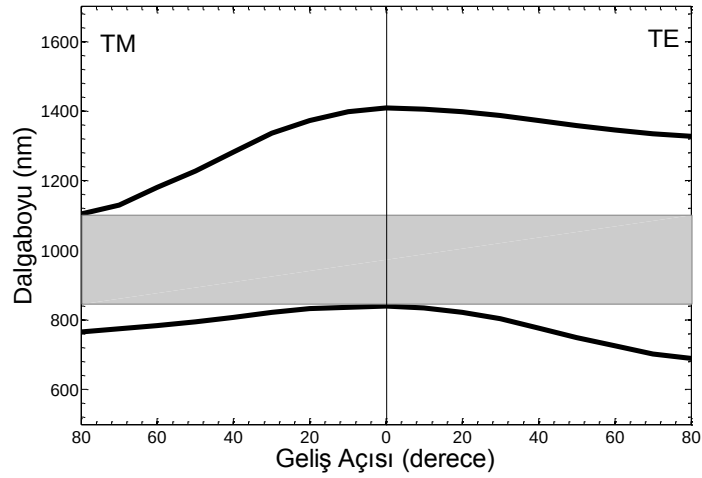
Sistem-1 için, 0° de TE ve TM polarizasyonlarında toplam yansıma bölgesi 839 nm ve 1409 nm aralığındadır. Bant aralığı 570 nm dir. ÇYFBA’nin olduğu bölge yaklaşık olarak yakın kızılötesi (Near Infrared-NIR) bölgeye karşılık gelir. Geliş açısı belli aralıklarla artıkça yüksek yansıma bölgesi kısa dalgaboyu bölgesine yani orta kızılötesi



Şekil 4.2. $\Lambda=250$ nm periyot aralığında iki farklı sistem için ÇYY spektrumunun 3D ortamda gösterimi.

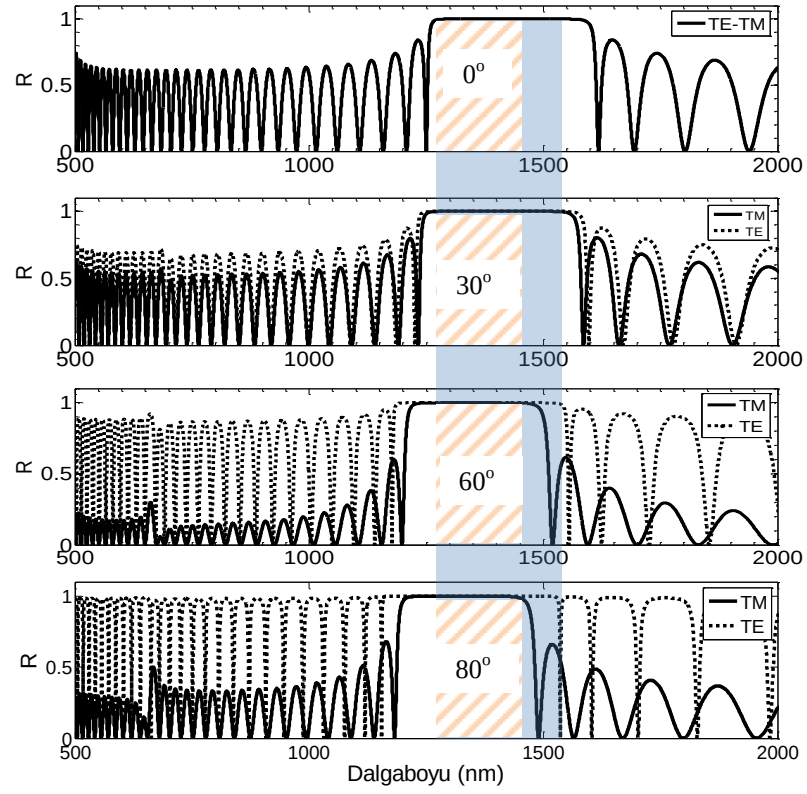


(a)

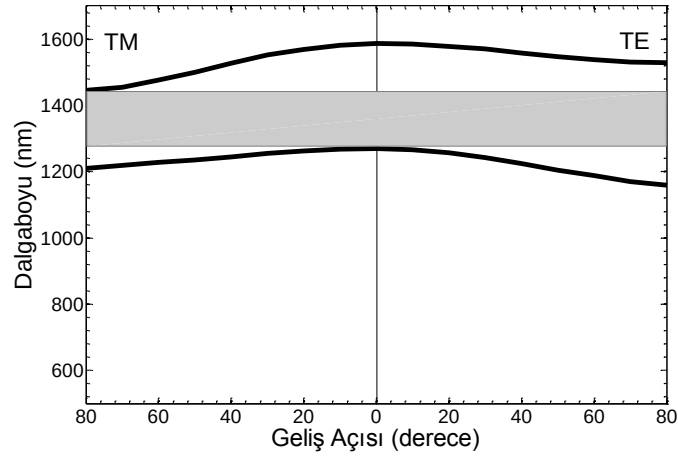


(b)

Şekil 4.3. Periyot aralığı $\Lambda = 250 \text{ nm}$ ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-1'in (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı



(a)



(b)

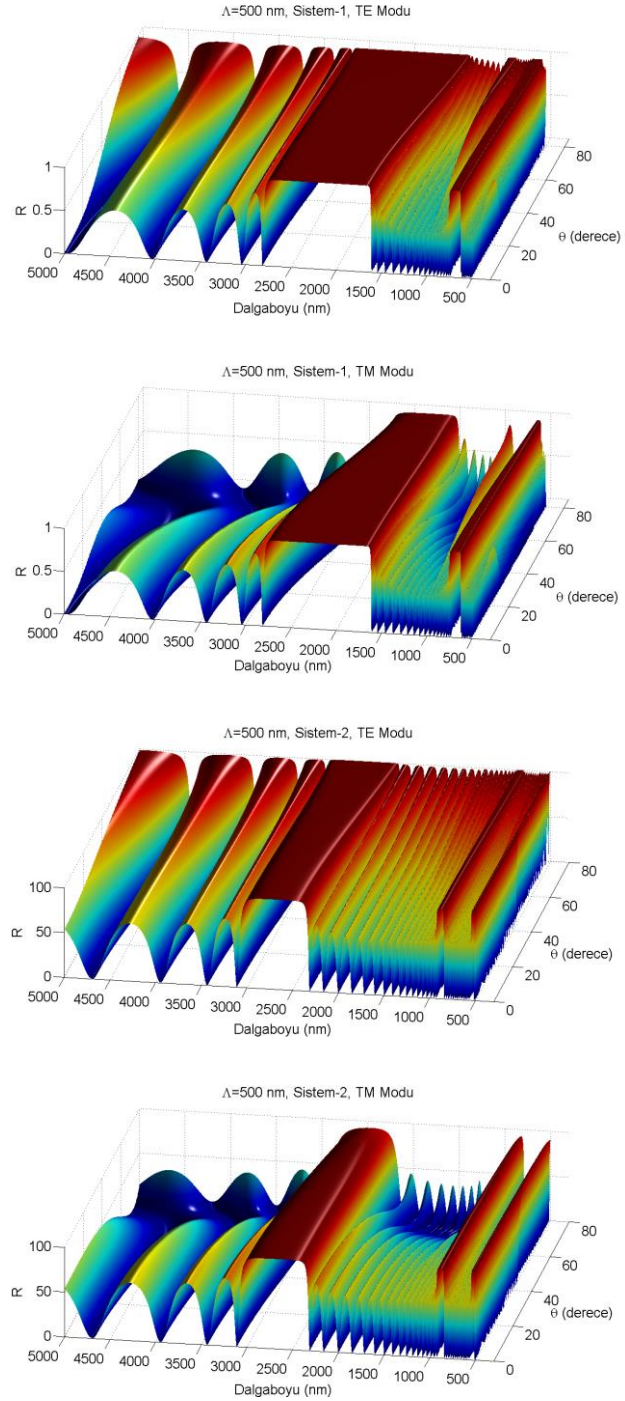
Şekil 4.4. Periyot aralığı $\Lambda = 250 \text{ nm}$ ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-2'nin (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.

(Middle Infrared-MIR) bölgeye doğru kaymaktadır. Bununla birlikte TE modunda bant aralığı yaklaşık % 12.1 artarak 639 nm olur. TM modunda ise, yine kısa dalgaboyu bölgesine bir kayma olmakla birlikte, bant aralığı 80° derece geliş açısında 339 nm ye düşer. Düşüş miktarı yaklaşık % 40.5 dir. Bu oran TE moduna göre oldukça yüksektir. Eğer yüksek bant genişliği isteniyorsa geliş açısının 60° nin altında tutulması daha uygundur. TE modu için toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TE}} = 1328 - 839 = 489$ nm dir. TM modu için ise $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TM}} = 1105 - 839 = 266$ nm dir. Sistemin toplam bant genişliğini TM polarizasyonu belirlediğinden bu aynı zamanda Sistem-1'in de ÇYFBA değeridir. Geliş açısı 60° ile sınırlanırsa, bu durumda toplam ÇYFBA, $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TM}} = 839 - 1180 = 341$ nm elde edilir.

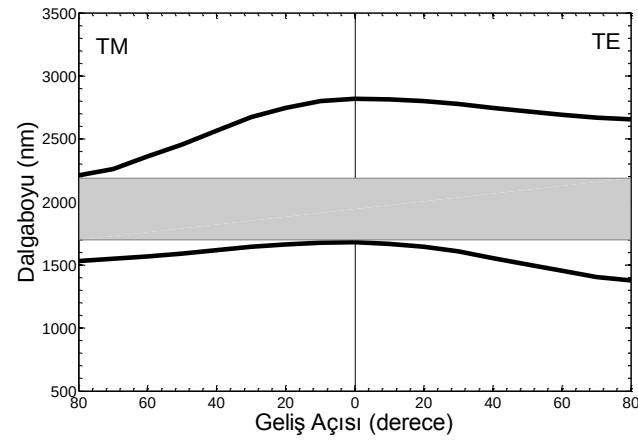
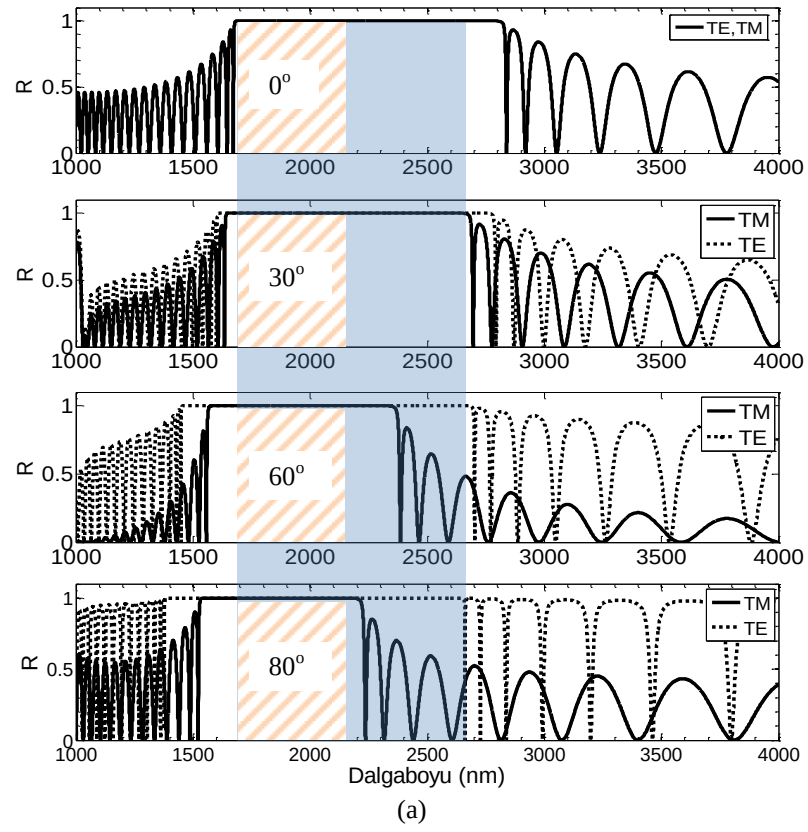
Sistem-2 dikkate alındığında, Şekil 4.4'te 0° derecede TE ve TM polarizasyonunda toplam ÇYFBA bölgesi 1270 ve 1586 nm aralığındadır. Bant aralığı ise 316 nm dir. ÇYFBA, NIR bölgesinde oluşmuştur. Geliş açısı artıkça ÇYFBA, kısa dalgaboyu bölgesine yani MIR bölgesine doğru bir miktar kayar. Bununla birlikte bant aralığı da yaklaşık % 17 artarak 370 nm ye ulaşır. TM modunda ise kısa dalgaboyu bölgesine azda olsa bir kayma olmakla birlikte, bant aralığı 80° derecede 236 nm ye düşer. Azalma miktarı yaklaşık % 25 dir. Bu durumda sistemin toplam bant aralığını TM modu belirlediğinden, Sistem-2 için toplam bant aralığı $\Delta\lambda_{\text{sis-2,TM}} = 1270 - 1446 = 176$ nm olarak elde edilir. Şekil 4.4(b) de ise geliş açısı ve dalgaboyuna bağlı olarak fotonik bant yapısı net olarak görülmektedir.

4.3.2. Periyot aralığı $\Lambda = 500$ nm olan FK yapı

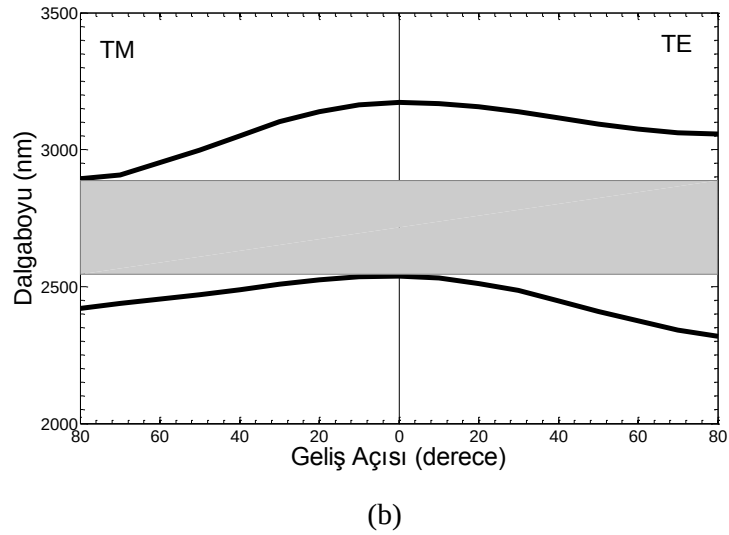
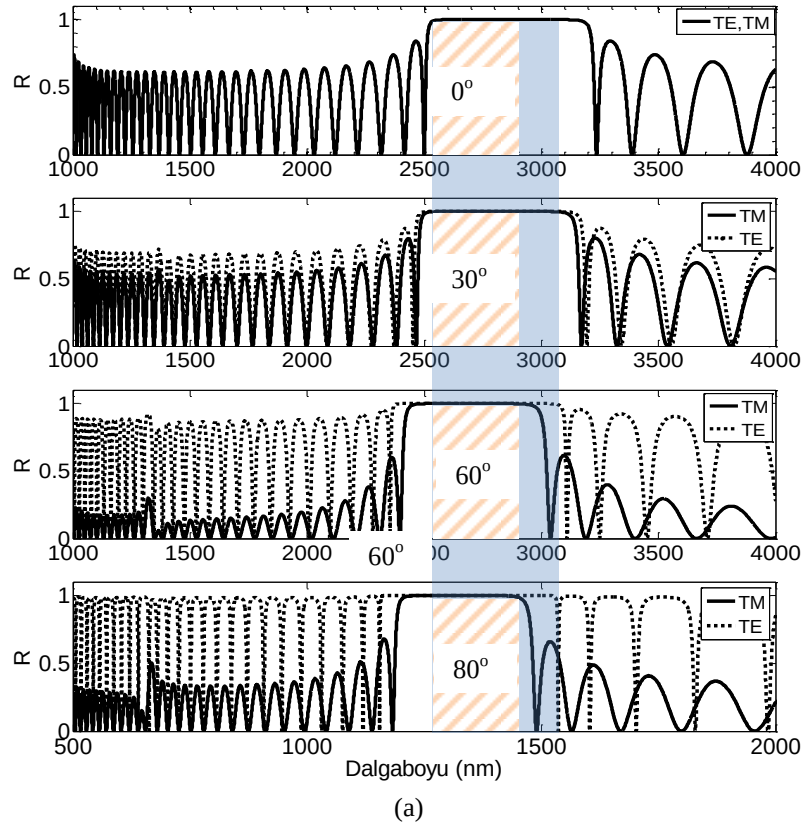
Periyot aralığı $\Lambda = 500$ nm'de yansıtırlık grafiği ve fotonik bant yapısının değişimi Sistem-1 ve Sistem-2 için Şekil 4.5, Şekil 4.6 ve Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Burada tabaka kalınlıkları, Sistem-1 için $d_h = 153.8$ nm ve $d_l = 346.2$ nm ve Sistem-2 için $d_h = 206.2$ nm ve $d_l = 293.8$ nm dir. Yine farklı geliş açıları için elde edilen yansıma aralığı



Şekil 4.5. $\Lambda=500$ nm periyot aralığında iki farklı sistem için ČYY spektrumunun 3D ortamda gösterimi.



Şekil 4.6. Periyot aralığı $\Lambda = 500 \text{ nm}$ ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-1'in (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.



Şekil 4.7. Periyot aralığı $\Lambda = 500 \text{ nm}$ ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-2'nin (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.

ve bant aralığı değerleri Çizelge 4.2’de verilmiştir. Sistem-1 için ÇYFBA bölgesi periyot artışıyla birlikte büyük oranda MIR bölgesine yakın aralıklarda oluşmuştur. Sistem-1 için, 0° de TE ve TM polarizasyonlarında toplam yansıma bölgesi 1679 nm ve 2819 nm aralığında ve bant aralığı 1140 nm dir. Geliş açısı artıkça ÇYFBA kısa dalgaboyuna doğru kayar. TE modunda bant aralığı artarak 80° de 1278 nm ye çıkar. TE modunda toplam bant genişliği $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TE}}=2657-1679=978$ nm dir. TM modunda ise kısa dalgaboyu bölgesine bir kayma olmakla birlikte, bant aralığı 80° derece geliş açısında 676 nm ye düşer. TE moduna göre çok daha dar bir bant aralığıdır. Bu durumda Sistem-1 için bant genişliğini TM modu tarafından belirlendiğinden toplam ÇYFBA $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TM}}=2299-3314=354$ nm bulunur.

Sistem-2 için ÇYFBA aralığının periyot artışıyla birlikte tamamen MIR bölgesi içerisinde olduğu görülmektedir. 0° de TE ve TM polarizasyonlarında toplam yansıma bölgesi 2539 nm ve 3173 nm aralığında ve bant aralığı 634 nm dir. TE modunda toplam bant genişliği $\Delta\lambda_{\text{sis-2,TE}}=3057-2539=518$ nm dir. TM modunda ise bant genişliği $\Delta\lambda_{\text{sis-2,TM}}=530$ nm olup bu aynı zamanda Sistem-2’ nin de bant genişliğidir. Sistem-1’e göre daha yüksek olup, kırılma indisi faktörünün bant genişliği üzerindeki etkisi açık bir şekilde görülebilir. Aynı zamanda periyotun (Λ) artması da bant genişliğini önemli ölçüde arttırmaktadır.

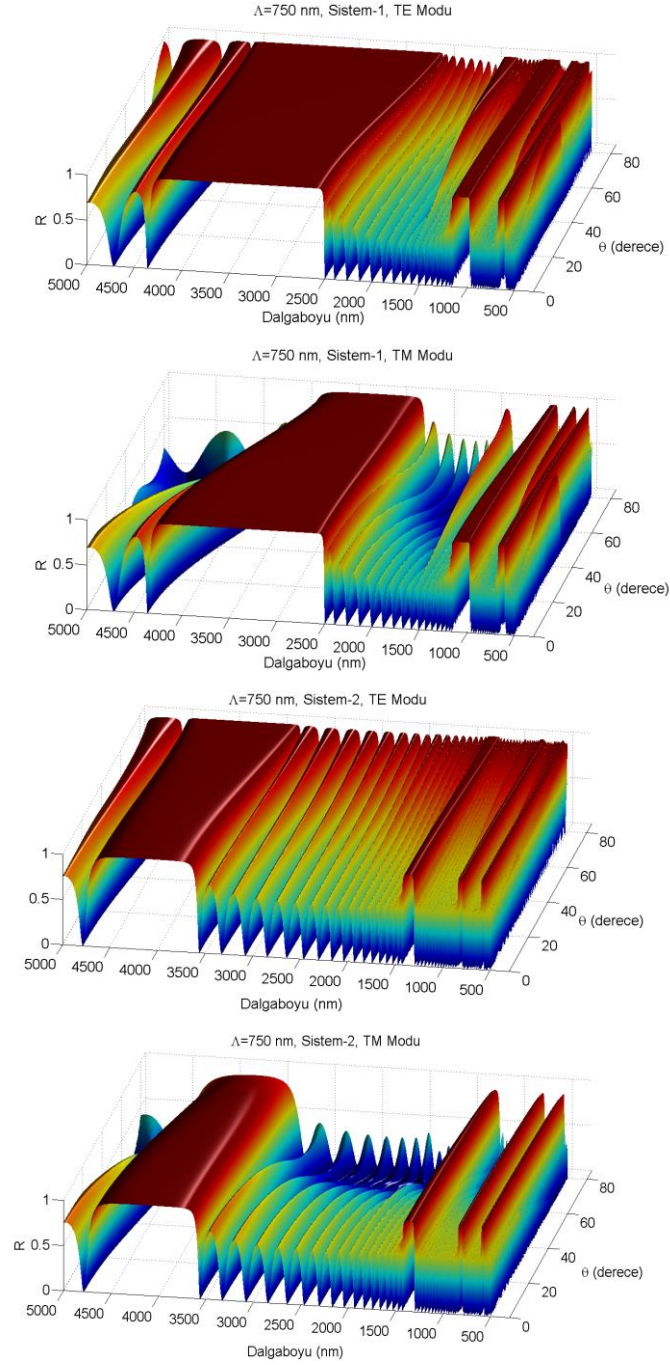
4.3.3. Periyot aralığı $\Lambda = 750$ nm olan FK yapı

Periyot aralığı $\Lambda_1 = 750$ nm ($m=2$) ve $0^\circ \sim 80^\circ$ arasında geliş açıları için Sistem-1 ve Sistem-2 ye ait ÇYFBA grafiksel olarak Şekil 4.9 ve Şekil 4.10’da ve 3D ortamda Şekil 4.8’de görülmektedir. Sistem-1 için tabaka kalınlıkları $d_h = 230.8$ nm ve $d_l = 519.2$ nm ve Sistem-2 için $d_h = 309.3$ nm ve $d_l = 440.7$ nm dir. Yine farklı geliş açılarında elde edilen yansıma aralığı ve bant aralığı değerleri Çizelge 4.3 de verilmiştir.

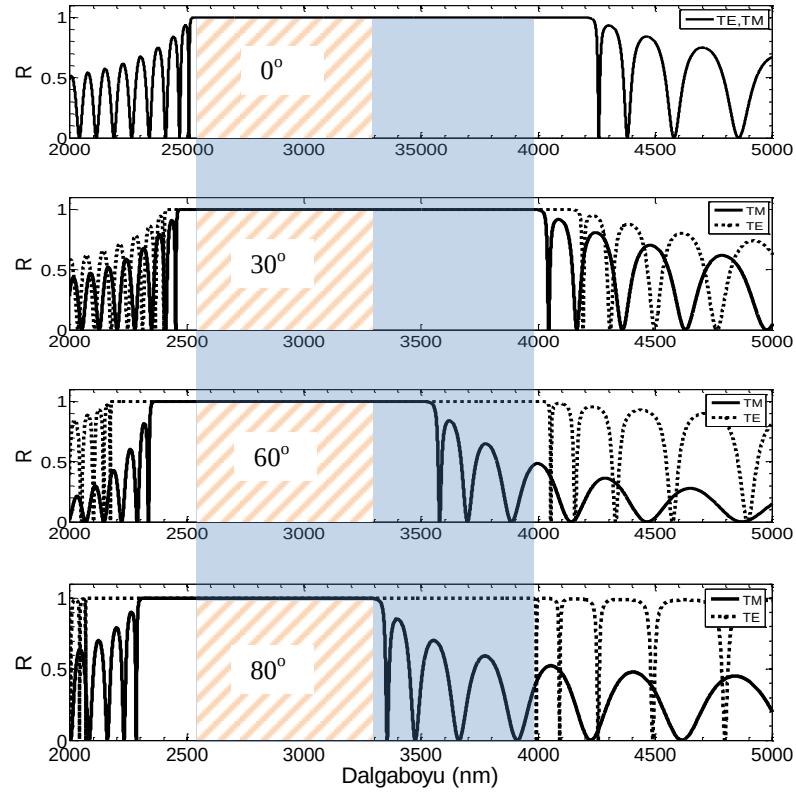
Sistem-1 için, 0° de TE ve TM polarizasyonlarında toplam yansıma bölgesi 2519 nm ve 4228 nm aralığındadır. Bant aralığı 1709 nm dir. Geliş açısı artıkça yüksek yansıma bölgesi

orta kızılötesi bölgesinde olup kısa dalgaboyu bölgesine doğru kaymaktadır. Yani sistemin bant aralığı optik frekans bölgesinin dışına çıkmıştır. TE modunda bant genişliği artarak 1917 nm ye ulaşır. TM modunda ise kısa dalgaboyu bölgesine bir kayma olmakla birlikte, bant aralığı 80° derece geliş açısında 1015 nm ye düşer. TE moduna göre düşüş oranı daha yüksektir. Sistemin toplam bant aralığını TM polarizasyonu belirlediğinden, Sistem-1 için toplam ÇYFBA, $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TM}}=3314-2519=795$ nm elde edilir. Geliş açısı 60° ile sınırlanırsa, bu durumda toplam ÇYFBA, $\Delta\lambda_{\text{sis-1,TM}}=3539-2519=1020$ nm elde edilir. Yüksek bant genişliği isteniyorsa geliş açısının 60° derecenin altında tutulması daha uygundur.

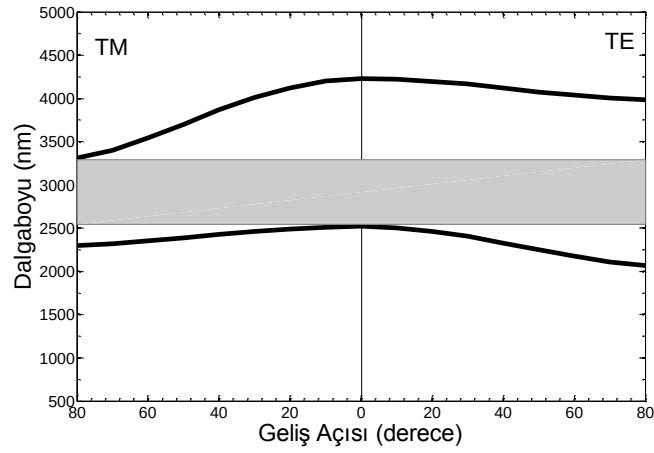
Sistem-2 için, TE ve TM polarizasyonlarında toplam yansıma bölgesi Sistem-1 e göre uzak IR bölgesine daha yakındır. TE modu için bant genişliği $\Delta\lambda_{\text{TE}}=4586-3808=778$ nm dir. Geliş açısı artıkça yüksek yansıma bölgesi kısa dalgaboyu bölgesine doğru kaymaktadır. TM modunda ise bant aralığı geliş açısıyla orantılı azalmaktadır. TM modu için toplam ÇYFBA aynı zamanda sistemin de bant genişliği olup yaklaşık $\Delta\lambda_{\text{TM}}=4339-3808=531$ nm dir. Sistem-1 ile karşılaştırıldığında, Sistem-2'nin bant genişliği daha düşüktür. Bunun nedeni Sistem-1'in kırılma indisi faktörünün Sistem-2'den daha yüksek olmasıdır.



Şekil 4.8. $\Lambda=750$ nm periyot aralığında iki farklı sistem için ČYY spektrumunun 3D ortamda gösterimi.

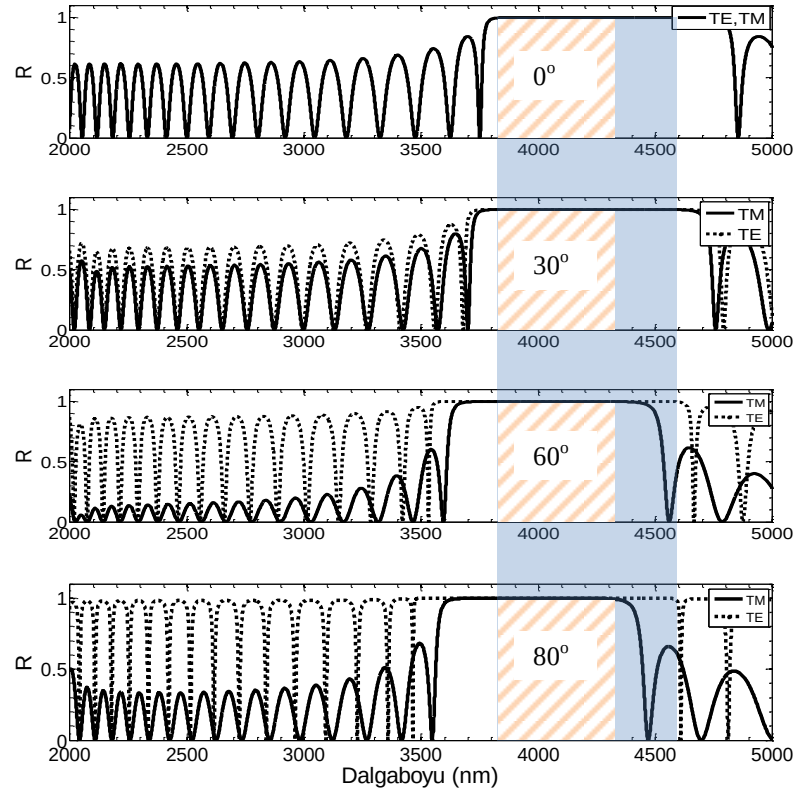


(a)

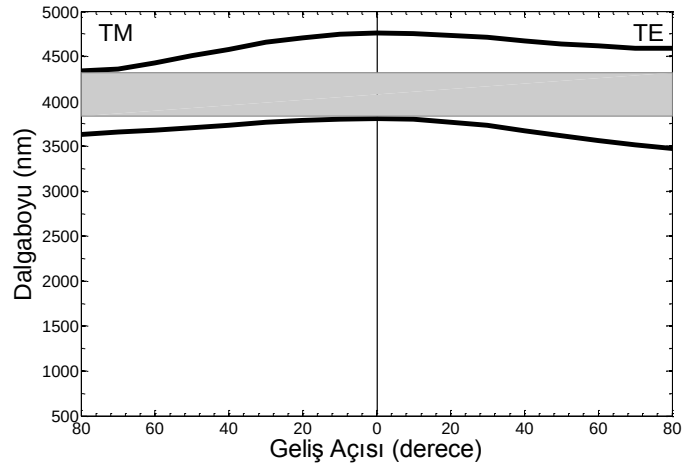


(b)

Şekil 4.9. Periyot aralığı $\Lambda = 750 \text{ nm}$ ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-1'in (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.



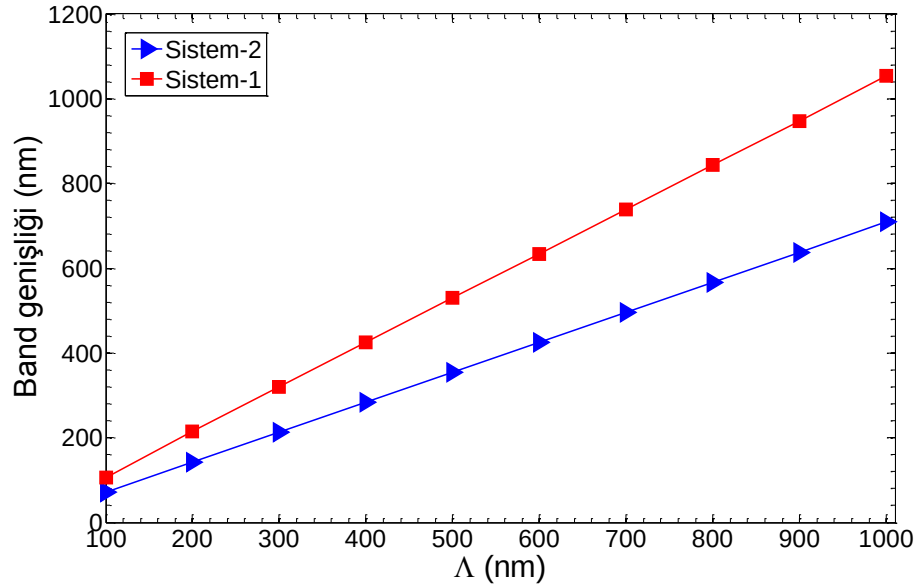
(a)



(b)

Şekil 4.10. Periyot aralığı $\Lambda = 750 \text{ nm}$ ve farklı geliş açıları için TE ve TM modlarında Sistem-2'nin (a) ÇYY spektrumu, (b) Fotonik bant yapısı.

Sistem-1 ve Sistem-2 için periyota (Λ) bağlı toplam bant genişliğinin değişimi Şekil 4.11’de gösterilmiştir. Her iki sistem karşılaştırıldığında, Sistem-1 de Sistem-2 ye göre daha yüksek ÇYFBA olduğu görülmektedir. Bunun en önemli nedeni kırılma indisi faktörüdür. Sistem-1 için kırılma indisi faktörü $\delta = 2.25$ ve sistem-2 için $\delta \approx 1.42$ elde edilir. Görüldüğü gibi kırılma indisi faktörüne bağlı olarak toplam ÇYFBA doğrusal olarak değişmektedir. Burada periyot aralığı 100~1000 nm arasında alınarak her $\Delta d_{h,l} = 50 \text{ nm}$ lik artış için ayrı ayrı hesaplandı. δ faktörünün etkisi de açıkça görülmektedir. δ ’nin yüksek değerlerinde doğrusal eğim daha fazladır. Dolayısıyla bant genişliği de yüksektir. Çok yönlü yansıtıcı tasarımında bu nokta dikkate alınmalıdır. Yüksek bant genişliği istendiğinde δ değeri yüksek seçilmelidir. Bu ayrıca sistem tasarımında kırılma indisi seçiminin önemini göstermektedir.



Şekil 4.11. Sistem-1 ve Sistem-2 için bant genişliğinin periyota (Λ) bağlı değişimi.

Bu bölümde, 1D FK yapıda Si/SiO₂ ve Si/TiO₂ den oluşan iki farklı sistem için çok yönlü yansıma bandının özelliklerini inceledik. Kritik konfigürasyon parametreleri olan geliş açısı (θ), kırılma indisi faktörü (δ) ve periyot uzunluğunun (Λ) ÇYFBA üzerindeki etkisi gösterildi. Periyot uzunluğu ve kırılma indisi faktörü arttırıldığında sistemin toplam bant genişliği de doğrusal artış gösterdi. Geliş açısının artmasıyla birlikte, bant genişliğinin TE modunda artarken TM modunda azaldığı gösterildi. Sistemin toplam çok yönlü bant genişliğini TM modunun belirlediği ve geniş açılarda toplam bant genişliğinin azaldığı ve bant bölgesinin kısa dalgaboyu bölgesine doğru kaydığı gösterildi. Bu tür yapılar ve elde edilen sonuçlar çok yönlü aynalar, optik filtre ve optik haberleşme endüstrisinde kullanılan diğer optik cihazların üretiminde kullanılabilir.

Çizelge 4.1. $\Lambda = 250$ nm ve iki farklı periyodik FK sistem için çok yönlü yansıma aralığı parametre değerleri.

Geliş açısı (θ)		TE modu	Bant Genişliği (nm)	TE modu	Bant Genişliği (nm)
		% 100 yansıtırlık aralığı (nm)		% 100 yansıtırlık aralığı (nm)	
Sistem-1	0°	839-1409	570	839-1409	570
	30°	803-1388	585	821-1337	516
	60°	726-1346	620	784-1180	396
	80°	689-1328	639	766-1105	339
Sistem-2	0°	1270-1586	316	1270-1587	316
	30°	1243-1570	327	1255-1552	297
	60°	1188-1537	349	1227-1476	249
	80°	1159-1529	370	1210-1446	236

Çizelge 4.2. $\Lambda = 500$ nm ve iki farklı periyodik FK sistem için çok yönlü yansıma aralığı parametre değerleri.

Geliş açısı (θ)		TE modu %100 yansıtırlık aralığı (nm)	Bant Genişliği (nm)	TE modu %100 yansıtırlık aralığı (nm)	Bant Genişliği (nm)
Sistem-1	0^0	1679-2819	1140	1679-2819	1140
	30^0	1606-2777	1171	1642-2675	1033
	60^0	1452-2692	1240	1569-2359	790
	80^0	1379-2657	1278	1533-2209	676
Sistem-2	0^0	2539-3173	634	2539-3173	634
	30^0	2486-3139	653	2509-3103	594
	60^0	2375-3075	700	2454-2952	498
	80^0	2318-3057	739	2421-2893	472

Çizelge 4.3. $\Lambda = 750$ nm ve iki farklı periyodik FK sistem için çok yönlü yansıma aralığı parametre değerleri.

Geliş açısı (θ)		TE modu % 100 yansıtırlık aralığı (nm)	Bant Genişliği (nm)	TE modu % 100 yansıtırlık aralığı (nm)	Bant Genişliği (nm)
Sistem-1	0^0	2519-4228	1709	2519-4228	1709
	30^0	2409-4165	1756	2463-4012	1549
	60^0	2178-4038	1860	2353-3539	1186
	80^0	2069-39867	1917	2299-3314	1015
Sistem-2	0^0	3808-4759	951	3808-4759	951
	30^0	3729-4709	980	3764-4655	891
	60^0	3563-4613	1030	3681-4429	748
	80^0	3477-4586	1109	3631-4339	708

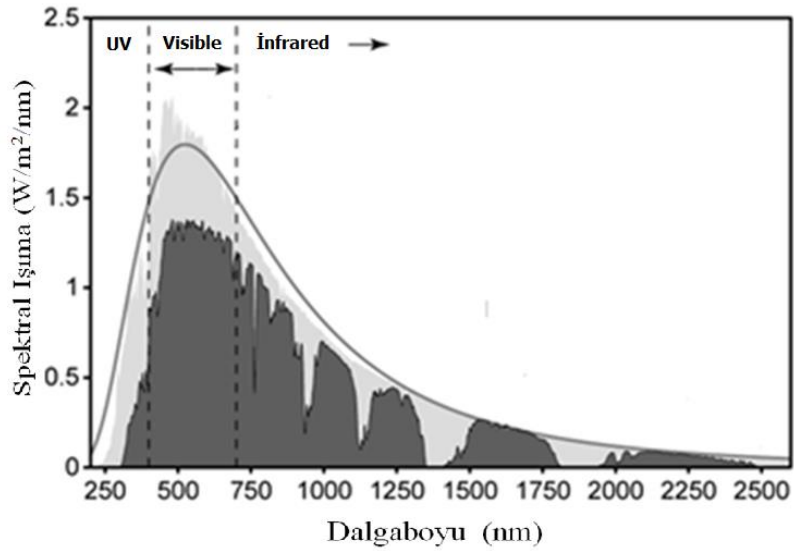
5. IŞIĞIN GÖRÜNÜR BÖLGESİ İÇİN ÇOK YÖNLÜ AÇISAL SEÇİCİ MÜKEMMEL YANSITICI

5.1. Giriş

Dielektrik sabiti periyodik olarak değişen ve bu özelliğiyle elektromanyetik dalgaların belirli yönlerde ve belirli frekans aralığında ilerlemesini engelleyen fotonik kristallerin güçlü yansıma gösterdiği FBA özelliği ile, ışığın ilerleyişi kontrol edilebilmekte, ışık istenen alanda sıkıştırılarak devrenin istenen bir bölgesine yönlendirilebilmektedir. Bu özelliği nedeniyle son zamanlarda birçok alanda kullanımı yaygınlaşan FK'lerin yeni uygulama alanlarından biri de güneş pilleridir (Photovoltaics-PV). Elektromanyetik spektrumun görünür bölgesinde (visible range) çalışan bu PV yapıların daha verimli çalışmasını sağlayacak çeşitli FK tasarımlar üzerinde durulmaktadır. Bu bölümde FK'lerin uygulamalarına örnek olması açısından görünür aralıkta çalışabilecek açisal seçici özellikli mükemmel bir yansıtıcı örneği verilmiş ve kritik parametre değerleri hesaplanarak yansıtıcılık karakteristikleri incelenmiştir.

Günümüzde en verimli güneş pilleri silisyumdan üretilmektedir. Silisyum güneş pilleri için spektral aralık $\lambda \sim 300$ nm ile $\lambda \sim 1100$ nm arasındadır. Görünür spektrum aralığı oldukça geniş olan silisyum, güneş pilleri uygulamalarında büyük avantaj sağlar. Optik yapıların spektral bölgeye karşılık gelen tipik genişliği birkaç 100 nm dir. Bu nedenle, geniş bir dalgaboyu aralığına sahip olsa da, güneş pillerinde görünür spektrum için istenen etkileri elde etmek oldukça zordur. Verimliliğin sağlanması kapsamında gelen ışığı yoğunlaştırmak ya da bir araya toplamak için özel ve maliyeti yüksek ilave tasarımlar ve aynalar kullanılması zorunlu görülmektedir. Buna karşın fotonik kristal ile özel olarak tasarlanan yapılar kullanılarak sadece güneş pili tarafından en iyi soğurulan dalgaboyu aralığındaki ışınımı yayınlamak mümkündür. Bunun için diğer sistemlerdeki gibi ilave bir düzeneğe

gerek yoktur. Güneş ışığının pik yaptığı bölgeler seçilirken aynı zamanda uygun tasarımlarla ışık, yönlendirilerek PV hücre içerisinde tuzaklanır ve daha fazla soğurulması sağlanır. Harici güneş yansıtıcıları veya güneş aynalarına ihtiyaç duyulmadan, güneş piline entegre edilen FK-yansıtıcı ile güneş ışınları ve güneş ışımlarını hücrenin içinde tutmak ve odaklamak için ışınların toplanmasını sağlayan tasarımlar oluşturulabilir. Işığın bu şekilde PV yapı içerisinde tuzaklanması (light trapping-LT) ve odaklanması hem verimliliği arttırmakta hem de güneş pillerinin kalınlığını azaltmaktadır. Bu nedenle bir çok LT tasarımı, PV hücre içerisinde ışığın aldığı yolun ve nüfuzunun artmasını amaçlar (Badescu, 2009; Basore, 1990; Campbell, 1990; Goetzberger, 1981; Abad vd., 2007).



Şekil 5.1. Güneş ışıma spektrumu (AM 1.5). Spektrumun görünen kısmı $\lambda=380\text{ nm}\sim 750\text{ nm}$ arasına yerleşmiştir.

Çalışmamızda, güneş spektrumu bölgesinde görünen bölge için (300-750 nm aralığı), silisyum temelli iki tabakadan oluşan periyodik yapı kullanarak mükemmel bir yansıtıcı tasarladık. Aynı zamanda bu devre, ışığı güneş pilinin içerisine odaklamanın yanında istenen spektrum bant aralığının geçmesine izin veren bir filtre görevi de yapmaktadır. Işığın farklı geliş açıları için ayarlanabilir olduğundan ve üretimi de basit ve ucuz olduğundan birçok PV

hücre uygulamalarında rahatlıkla kullanılabilir. Yüksek yansıtırlık oranına ve bant seçici özelliğe sahip genişbant yansıtıcı, yaklaşık $\lambda = 300$ nm ve 800 nm aralığında geniş bir dalgaboyu bölgesini kapsayacak şekilde ayarlanabilir. Yansıtıcı, esnek bir yapıya sahiptir ve optimum verim elde edilebilecek şekilde güneş pilleri için uyarlanmıştır.

5.2. Model ve Temel Eşitlikler

Şekil 3.1'deki gibi N adet FK çiftinden oluşan çok tabakalı periyodik bir yapıda hava/1.tabaka sınırına θ açısı ile gelen elektromanyetik bir dalga için yansıtırlık oranı, Abeles teorisinden yararlanılarak hesaplanır. Kırılma indisleri farklı her bir arayüzde Maxwell sınır koşulları doğrudan uygulanarak cebirsel denklemler çözülür ve tek bir periyod için sistemin karakteristik matrisi $M(\Lambda)$ öncelikle belirlenir. Matris, gelen dalganın polarizasyonundan bağımsızdır. Sistem eşitliklerini çözmede ve eşitlik sayısını azaltmada optimal bir çözüm sağlayacak uygun bir yöntem İMY yöntemidir. TE dalgası için, bir periyoda ait $M(\Lambda)$ karakteristik matrisi Eşitlik (2.48) kullanılarak

$$M(\Lambda) = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^K \begin{bmatrix} \cos\beta_i & \frac{1}{jp_i} \sin\beta_i \\ -jp_i \sin\beta_i & \cos\beta_i \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

şeklinde elde edilir. Burada n_1 ve n_2 her bir tabaka için kırılma indisleridir. İki farklı kırılma indisli tabaka olduğundan $K=2$ dir. $\Lambda = d_h + d_l$, periyod ve $\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_i d_i \cos\theta_i$, $p_i = n_i \cos\theta_i$ dir. θ_i ise n_i kırılma indisli tabakaya gelen ışının açısıdır. TM dalga kılavuzu için basitçe yukarıdaki ifadede $p_i = \cos\theta_i/n_i$ yerleştirilerek hesaplamalar yapılabilir ($i = 1, 2$). Eşitlik (5.1) kullanılarak matris elemanları,

$$M_{11} = \cos\beta_1 \cos\beta_2 - \frac{p_2}{p_1} \sin\beta_1 \sin\beta_2 \quad (5.2a)$$

$$M_{12} = -j \left(\frac{1}{p_2} \cos \beta_1 \sin \beta_2 + \frac{1}{p_1} \sin \beta_1 \cos \beta_2 \right) \quad (5.2b)$$

$$M_{21} = -j(p_1 \sin \beta_1 \cos \beta_2 + p_2 \cos \beta_1 \sin \beta_2) \quad (5.2c)$$

$$M_{22} = \cos \beta_1 \cos \beta_2 - \frac{p_1}{p_2} \sin \beta_1 \sin \beta_2 \quad (5.2d)$$

elde edilir. N tane periyottan oluşan çok tabakalı yapı için toplam karakteristik matris,

$$\mathcal{M} = \mathbf{M}(N\Lambda) = \underbrace{\mathbf{M}(\Lambda) \cdot \mathbf{M}(\Lambda) \dots \mathbf{M}(\Lambda)}_{N \text{ adet}} = [\mathbf{M}(\Lambda)]^N \quad (5.3)$$

olarak ifade edilebilir. Buradan matrisi ,

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}^N \quad (5.4)$$

şeklinde yazabiliriz. $\mathcal{M}$ matrisi tek periyotlu matrisin elemanlarından elde edilebilir. Yani,

$$m_{11} = M_{11} U_{N-1}(a) - U_{N-2}(a), \quad (5.5a)$$

$$m_{12} = M_{12} U_{N-1}(a), \quad (5.5b)$$

$$m_{21} = M_{21} U_{N-1}(a), \quad (5.5c)$$

$$m_{22} = M_{22} U_{N-1}(a) - U_{N-2}(a) \quad (5.5d)$$

olur. Burada U_N Chebyshev polinomudur ve

$$U_N(a) = \frac{\sin[(N+1)\cos^{-1}a]}{\sqrt{1-a^2}} \quad (5.6)$$

olarak verilir. Burada a terimi, tek periyotlu matrisin yarı izidir (half trace) ve

$$a = \frac{1}{2} (M_{11} + M_{22}) \quad (5.7)$$

ifadesi kullanılarak,

$$a = \cos \beta_1 \cos \beta_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{p_1}{p_2} + \frac{p_2}{p_1} \right) \sin \beta_1 \sin \beta_2 \quad (5.8)$$

şeklinde belirlenir.

Eşitlikten matris elemanları elde edilerek yansıma oranları,

$$r = \frac{(m_{11} + m_{12} p_o) p_o - (m_{21} + m_{22} p_o)}{(m_{11} + m_{12} p_o) p_o + (m_{21} + m_{22} p_o)} \quad (5.9)$$

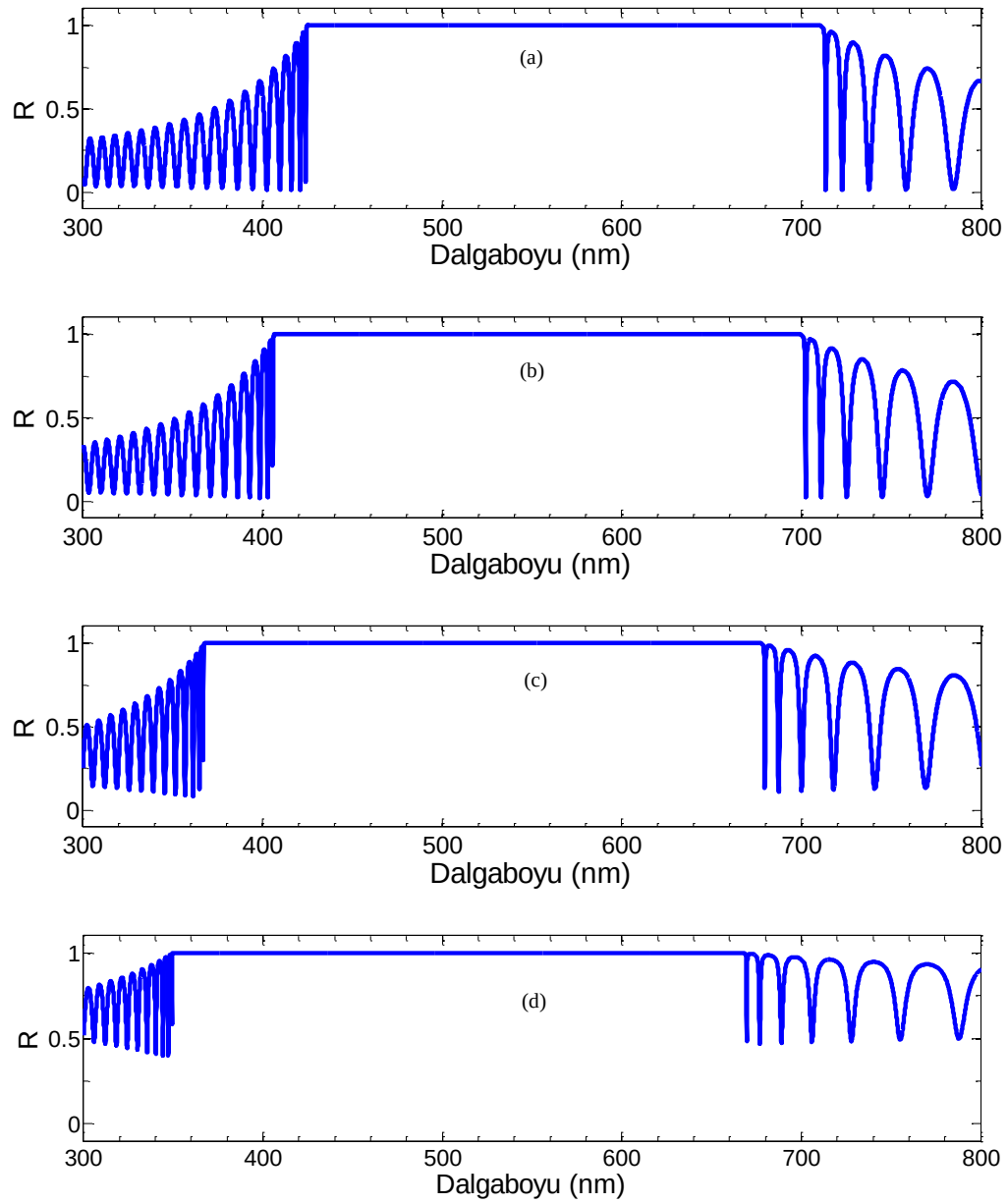
şeklinde bulunur. Yukarıdaki eşitlikten yansıtırlık,

$$R = |r|^2 = f(\lambda, \theta) \quad (5.10)$$

olarak ifade edilir.

5.3. Sayısal Sonuçlar

Şekil 3.1'deki periyodik yapı için Eşitlik (5.9) kullanılarak sayısal hesaplamalarını yaptığımız hava/(AB)^N/hava sıralı FK yapıyı dikkate alalım. Burada A (Si) ve B (SiO₂) çubukları sırasıyla, kırılma indisleri $n_h=3.42$ (Si) ve $n_l=1.52$ (SiO₂) olan materyaller seçildi. Alt tabaka kırılma indisi $n_s=1.52$ (SiO₂) alındı. Her iki malzemenin kırılma indisleri sabit tutuldu. Tüm bölgeler (alanlar) doğrusal, homojen, kayıpsız ve soğurmasız kabul edildi. Çevre ortamın hava olduğu ve tabakaların dielektrik, manyetik olmayan malzeme olduğu kabul edildi. Tabakaların kalınlıkları $n_h d_h = n_l d_l = \lambda_0/4$ çeyrek dalga eşitliğinden $d_h=38.9$ nm ve $d_l=87.5$ nm seçildi. Şekil 5.2, ışığın 300~800 nm dalgaboyu bölgesinde 0°, 30°, 60°, 80° geliş açıları ve TE modu için elde edilen yansıtırlık grafiğini gösterir.

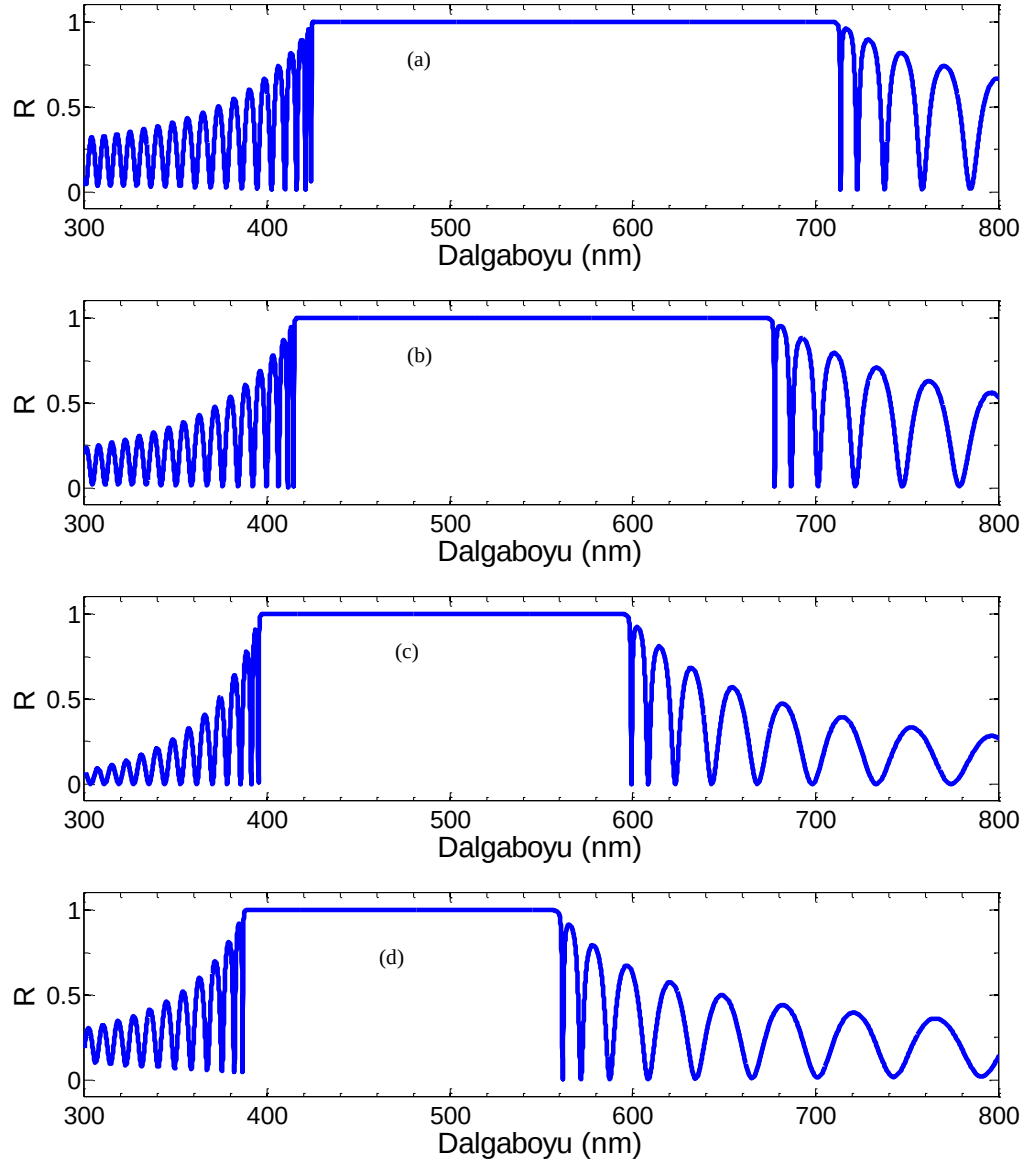


Şekil.5.2. TE modunda hava/(AB)²⁴/Alt. sıralı FK yapı ve farklı geliş açıları için yansıtırlık spektrumu. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 30° (c) 60° (d) 80°.

Geliş açısının artmasıyla maksimum yansıma aralığı artmaktadır. 0~80 derece arasında geliş açısına bağlı olarak bant aralığında 320-287=33 nm lik az da olsa bir artış olduğu Çizelge 5.1’de görülmektedir. Bu yaklaşık % 11 lik bir orana karşılık gelir. Bant aralığı kısa dalgaboyu bölgesine doğru bir miktar kaymaktadır. TE modu için 0~80 derece arasındaki tüm açılarda % 100 yansıtırlığın gerçekleştiği bant genişliği $\Delta\lambda_{TE} = 669-425=244$ nm dir. Merkezi dalgaboyu λ_c , 0° geliş açısında 568 nm de iken 80° de kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarak 509 nm olur. PV hücrelerde kullanılacak yansıtıcı tasarlanırken, yüksek geliş açıları için maksimum yansıma meydana geldiğinden 0~80 derece arası uygulamalarda dikkate alınmalıdır. Ayrıca, periyot sayısını artırarak daha mükemmel bir yansıtırlık karakteristiği elde edilebilir. Şekil 5.3’ te, 0°, 30°, 60°, 80° geliş açıları ve TM polarizasyonu için yansıtırlık spektrumu gösterilmiştir.

Çizelge 5.1. TE modunda kusursuz FK için farklı geliş açılarında yansıma aralığı ve bant genişliği parametreleri.

Geliş Açısı (θ)	TE polarizasyonu	Bant genişliği (nm)	λ_c (nm)
	% 100 yansıtırlık aralığı (nm)		
0	425–712	287	568
30	406-700	294	553
60	367-678	311	522
80	349-669	320	509



Şekil 5.3. TM modunda hava/(AB)²⁴/hava sıralı FK yapı ve farklı geliş açıları için yansıtırlık spektrumu. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 30° (c) 60° (d) 80° .

Geliş açısı arttıkça TE polarizasyon durumunun aksine olarak % 100 yansımının olduğu bant aralığında 287-172=115 nm lik belirgin bir azalma görülmektedir. Bunlar tablo halinde Çizelge 5.2’de görülmektedir. Azalma oranı yaklaşık % 40’a karşılık gelir. % 100 yansıtırlığın gerçekleştiği bant aralığı TE polarizasyon durumuna göre oldukça azdır ve kısa dalgaboyu bölgesine doğru kaymaktadır. TM modu için 0~80 derece arasındaki tüm açılarda % 100 yansıtırlığın gerçekleştiği sistemin bant genişliği $\Delta\lambda_{TM} = 559-425=134$ nm dir. Sistemin bant genişliği TE moduna göre yaklaşık olarak yarı yarıya daha düşüktür. Bu durumda sistemin toplam bant genişliği TM modu tarafından belirlenir. Merkezi dalgaboyu λ_c , 0° geliş açısında 568 nm de iken 80° de kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarak 473 nm olur. Bu, PV sistemler tasarlanırken önemli olup, daha yüksek oranda soğurma için ve PV hücrenin verimliliği açısından dikkate alınması gereken önemli bir husustur.

Çizelge 5.2 .TM modunda kusursuz FK için farklı geliş açılarında yansıma aralığı ve bant genişliği parametreleri.

Geliş Açısı (θ)	TM polarizasyonu	Bant genişliği (nm)	λ_c (nm)
	% 100 yansıtırlık aralığı (nm)		
0	425-712	287	568
30	415-675	260	545
60	396-597	201	496
80	387-559	172	473

Bu bölümde, tek boyutlu FK yapı kullanarak silisyum güneş pili için görünür spektrum bölgesinde çalışan geniş bant aralığına sahip bir kusursuz yansıtıcı tasarlandı. TE ve TM modları için ayrı ayrı yansıtırlık spektrumu analiz edilerek görünür bölgede % 100 yansıtırlık oranına sahip bant aralığı elde edildi. Tasarlanan bu yapı güneş pili yapıları

içerisine ışığın daha çok soğurulmasını sağlamak amacıyla kullanılabileceği gibi açısal seçici bir filtre olarak ta kullanılabilir.

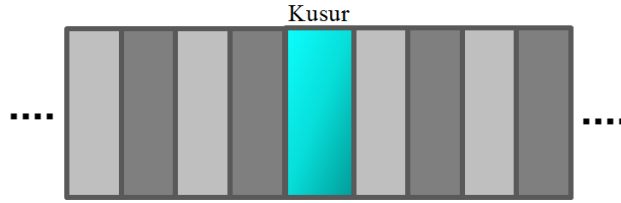
6. TEK BOYUTLU FOTONİK BANT ARALIKLI YAPILARDA KUSURLU MODLAR

6.1. Işığın Belirli Bir Bölgede Tutulması

Işığın doğası ve fiziksel dünyanın anlaşılmasında önemli bir rol oynayan fotonik kristallerin sunduğu en önemli avantajlardan biri, ideal olarak herhangi bir kayıp olmadan mükemmel ışığı mümkün kılmasıdır. Bundan anlaşılacağı üzere sadece mükemmel aynaların ortaya çıkması değil aynı zamanda çok ince işçilik gerektiren optik oyuklar veya çok küçük boyutlarda dalga kılavuzları ve 90 derece eğimli yapıları da mümkün kılar. Fotonik kristal yapılarda çok sık kullanılan silisyum, kolay bulunan doğal bir malzeme olmasına rağmen fotonik kristal, belli aralıktaki frekansları geçirmeyecek biçimde üretilmesi gereken karmaşık bir yapıya sahiptir (Yablanovitch, 1987; Joannopoulos vd., 1995; Ripin vd., 2000). Fotonların, elektronlar gibi madde ile fazla etkileşim içerisinde bulunmaması enerji kayıplarını azaltan bir faktör olup, bu durum fotonik kristallerde örgü kusuru oluşumunu önemli kılar. Örgü kusurlarının en önemli özelliği, fotonik bant aralığındaki frekanslarda kılavuzlanmış mod oluşturmalarıdır. Kristal örgü içerisinde oluşturulan örgü kusuru, ışığın geri yansımaları engellemekte ve ışığın tutunmasını sağlamaktadır. Işık çok küçük bir alana sıkıştırılabilir ve bir devrenin herhangi bir noktasına yönlendirilebilir. Yasak frekanstaki ışık, kristalin kusurlu kesiminde hapsolmuştur. Durum minyatür bir lazer ya da fotonik anahtar için bir başlangıç oluşturabilir. Kusurlu tabakanın oluşturduğu hat, ışığın bir cihazdan diğerine aktarılmasında kullanılabilecek bir dalga kılavuzu işlevi görebilir (Fan, 1995, 1998; Sukhorukov ve Kivshar, 2001; Fedele vd., 2005; Yeh, 1988; Wu ve Wang, 2010).

Periyodik yapılarda, belli bir bölgedeki kusurun neden olduğu yasak bant aralığında ortaya çıkan frekanslar ile elektromanyetik dalganın belli bir bölgede tutulması son yıllarda

yoğun olarak çalışılmaktadır. Katkılı FK fikri, örgü içerisine bir kusur yerleştirildiğinde fotonik bant aralığında belli bir bölgedeki modların oluşma olasılığına dayanır. Bu kusurlu yapılar katkılı FK olarak adlandırılır. Gelen dalgaların girişimle davranışlarının değişmesi nedeniyle, belli bölgelerde durumların oluşumuna karşılık gelen FBA'daki rezonans geçirgenliğine neden olur.



Şekil 6.1. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan kusurlu tek boyutlu periyodik yapı.

Fotonik bant aralıklı malzeme yapısındaki bazı düzensizlikler/kusurlar yapının periyodikliğini bozar. Bunun bir sonucu olarak, ışığın girişim deseni yapının içerisinde değiştirilir. Tek boyutlu bir yapıdaki bu düzensizlikler/kusurlar, Şekil 6.1'de gösterildiği gibi periyodik tekrar eden bir yapıda, farklı kırılma indisli veya farklı genişliğe sahip bir tabakanın eklenmesi ya da yapısında bir tabakanın olmaması/çıkarılması şeklinde oluşturulabilir. Girişim desenindeki bu değişim, yasak yayılım bölgesi içinde bir iletim modu üretebilir. Bu kusur modları konumsal olarak belirli bir bölgededir. FBA malzemelerdeki kusur modları kavramı/modeli yarı iletkenlerdeki safsızlık durumlarına çok benzer. FBA yapılarıdaki kusur modları, oyuklar, filtreler ve lazerlerdeki potansiyel uygulamaları nedeniyle önemlidir. Kusur modu karakteristikleri ana tabaka ve kusurlu tabakanın özelliklerine bağlıdır (Yariv ve Yeh, 2002; Sakoda 2005; Regensburger vd., 2013).

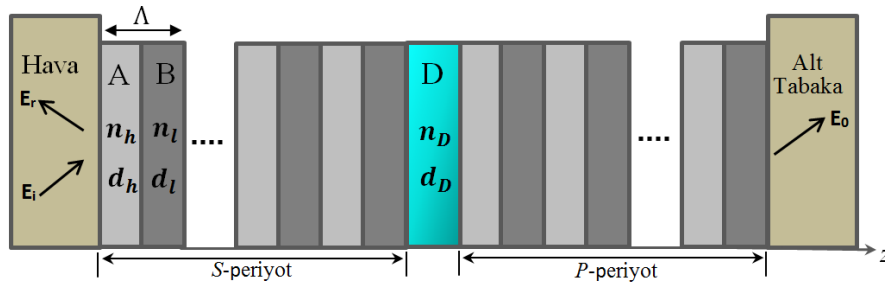
FK'lere kusurlu durumların girmesi 1D, 2D ve 3D FK'ler için çok geniş bir uygulama alanını da beraberinde getirmiştir. 2D ve 3D FK'lerde mikro oyuk, dalga kılavuzu ve mükemmel ayna gibi uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadır. Benzer şekilde 1D

FK’lerde de FBA içerisinde belli bölgelerde modlar oluşturulabilir ve optik cihazların üretiminde kullanılabilir.

Bu çalışmada, 1D değişken FK kombinasyonu için IR bölgesinde 1550 nm optik iletim frekansında TE/TM polarizasyonları için kusur modu geçirgenlik karakteristikleri teorik olarak çalışıldı. Işığın geliş açısının değişimi kusur modunun pozisyonu ve pik değeri üzerindeki etkisi İMY kullanılarak analiz edildi. İMY, tabaka tabaka yapının analizine izin veren bir yöntem olduğundan 1D kusurlu yapıları çalışmak için idealdir. Analizini yaptığımız bu tür yapılar optik haberleşmede, IR-Optik iletim bölgesinde çalışan birçok potansiyel uygulamada ve bu cihazların üretiminde, özellikle dar bant filtre, WDM toplayıcı-seçici, lazer ve LED üretiminde kullanılabilir.

6.2. Model ve Kriterler

Şekil 6.2’de gösterildiği gibi, iki ayrı periyodik dielektrik tabakadan oluşan ve içerisinde kusurlu bir tabaka yerleştirilmiş mükemmel bir çok tabakalı 1D FK yapıyı ele alalım. İki farklı kırılma indisine sahip tabakalar A ve B, yüksek ve düşük kırılma indisleri sırasıyla n_h ve n_l ve kalınlıkları ise d_h ve d_l olarak adlandırılmıştır. Kusur tabakanın kırılma indisi ve kalınlığı n_D ve d_D olarak gösterilmiştir. Kusur tabakanın yapının tam ortasına yerleştirildiği kabul edilmiş yani $S=P$ alınmıştır. Toplam periyot sayısı $N=S+P$ dir. Işığın sisteme geldiği ortamın hava ($n_0=1$) olduğu kabul edilmiştir. Alt tabaka (substrate) ise hava ortamı kabul edilmiştir. Sistem genel anlamda ‘H/(AB)^S D(AB)^P/Alt tabaka’ olarak ifade edilebilir. Burada D, kusur tabakasıdır.



Şekil 6.2. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan kusurlu 1D periyodik yapı.

Şekil.6.2’de N adet FK çiftinden oluşan çok katmanlı periyodik bir yapı görülmektedir. Farklı θ açıları için $M(\Lambda)$ karakteristik matrisi kullanılarak toplam geçirgenlik ve yansıtırlık ifadeleri belirlenebilir. Matris gelen dalganın polarizasyonundan bağımsız olduğundan TE dalgası için, tek periyoda ait $M(\Lambda)$ karakteristik matris, Eşitlik (2.48) kullanılarak

$$M(\Lambda) = \prod_{i=1}^2 \begin{bmatrix} \cos\beta_i & \frac{1}{jp_i} \sin\beta_i \\ -jp_i \sin\beta_i & \cos\beta_i \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

şeklinde yazılabilir. $\Lambda = d_h + d_l$, periyot ve $\beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_o} n_i d_i \cos\theta_i$, $p_i = n_i \cos\theta_i$ dir. θ_i ise n_i kırılma indisli tabakaya gelen ışının geliş açısıdır. TM dalgası için basitçe yukarıdaki ifadede $p_i = \cos\theta_i / n_i$ yerleştirilerek hesaplamalar yapılabilir ($i = 1, 2$). Toplam karakteristik matris, N adet periyodik çok tabakalı yapı için,

$$M_T = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = [M(\Lambda)]^S M_D [M(\Lambda)]^P \quad (6.2)$$

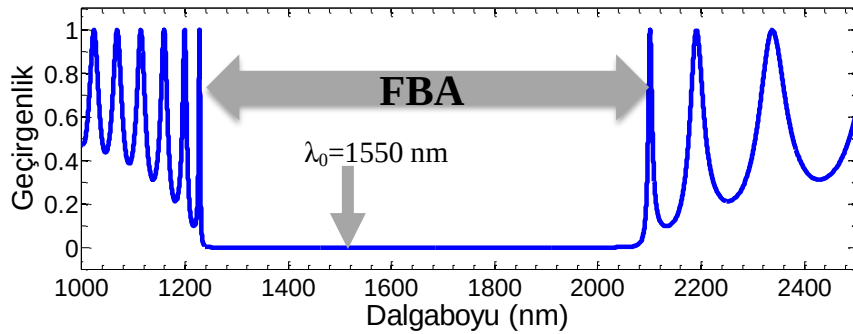
şeklinde ifade edilebilir. Burada, M_T nin matris elemanları tek periyotlu matrisin elemanlarının terimlerinden elde edilir. Matris elemanları elde edilerek geçirgenlik ve yansıma sabitleri sırasıyla,

$$t = \frac{2p_o}{(m_{11}+m_{12}p_o)p_o+(m_{21}+m_{22}p_o)} \text{ ve } r = \frac{(m_{11}+m_{12}p_o)p_o-(m_{21}+m_{22}p_o)}{(m_{11}+m_{12}p_o)p_o+(m_{21}+m_{22}p_o)} \quad (6.3)$$

olur. Bu eşitlik kullanılarak geçirgenlik $T = |t|^2$ ve yansıtırlık $R = |r|^2$ olarak ifade edilir. Burada $p_o = n_o \cos\theta$ dir. n_o havanın kırılma indisi ve θ , hava/1.tabaka sınırına soldan gelen ışığın giriş açısıdır.

Şekil.6.2’deki periyodik yapı için Eşitlik 6.3 kullanılarak $H(AB)^S D(AB)^P / H$ sıralı FK yapıyı ele alalım. Burada A (Si) ve B (SiO₂) çubukları (stack) sırasıyla, kırılma indisleri $n_h=3.42$ (Si) ve $n_l=1.52$ (SiO₂) olan malzemeler seçildi. Her iki malzemenin kırılma

indisleri sabit alındı. Tüm alanlar doğrusal, homojen, kayıpsız ve soğurmasız kabul edildi. Çevre ortamın hava olduğu ve tabakaların dielektrik olduğu, manyetik olmadığı (non-magnetic) kabul edildi. Tabakaların kalınlıkları $n_h d_h = n_l d_l = \lambda_0/4$ çeyrek dalga eşitliğini kullanarak $d_h=113.3$ nm ve $d_l=254.9$ nm hesaplandı. Burada $\lambda_0=1550$ nm tasarım dalgaboyudur.

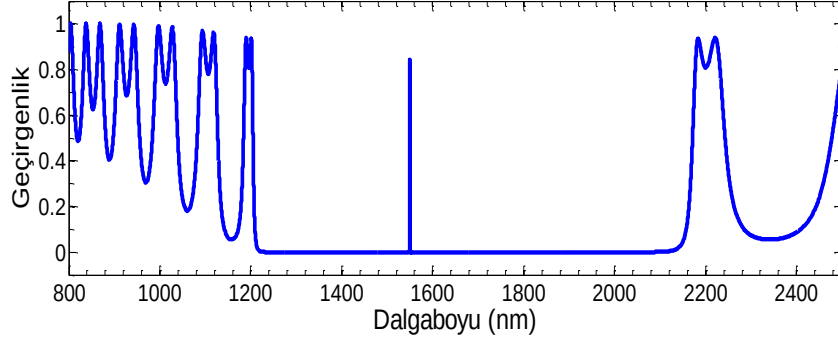


Şekil 6.3. $H/(AB)^{12}/H$ sıralı yapı için dik geliş açısında ($\theta = 0$) hesaplanan kusursuz FK yapının geçirgenlik spektrumu.

Şekil.6.3’de 1D FK yapıya dik geliş durumunda kusursuz yapının hesaplanan geçirgenlik spektrumu gösterilmiştir. Hesaplamalarda sağ ve sol tabaka sayıları eşit yani $S=P=6$ ve toplam periyot sayısı $N=12$ alındı. Kusursuz sistemin bant genişliği $\Delta\lambda_{\text{kusursuz}}=2076-1236=840$ nm hesaplandı. Bu bant aralığı IR bölgesindedir.

Şekil 6.4’ de, kusur tabakası eklenmiş sistem için bant genişliği $\Delta\lambda_{\text{kusurlu}}=2130-1220=910$ nm olarak hesaplandı. Bu değer, kusursuz 1D FK yapıdan yaklaşık % 8.3 daha büyük bir bant aralığıdır ve IR bölgesindedir. FBA değerinde önemli miktarda artış görülmektedir. Bunun nedeni sisteme eklenen SiO_2 kusur tabakasıdır ve artık periyodiklik bozulmuştur. Sonuçta eklenen kusur tabaka 1550 nm dalga boyunda oldukça dar bant aralığına sahip bir pik oluşumuna neden olur. Bu tür kusurlar π tipi kusur olarak da adlandırılır. Diğer taraftan

FBA'nın geçirgenlik spektrumunda kusur tabaka nedeniyle düzensiz değişimler ve dalgalanmalar görülmektedir.



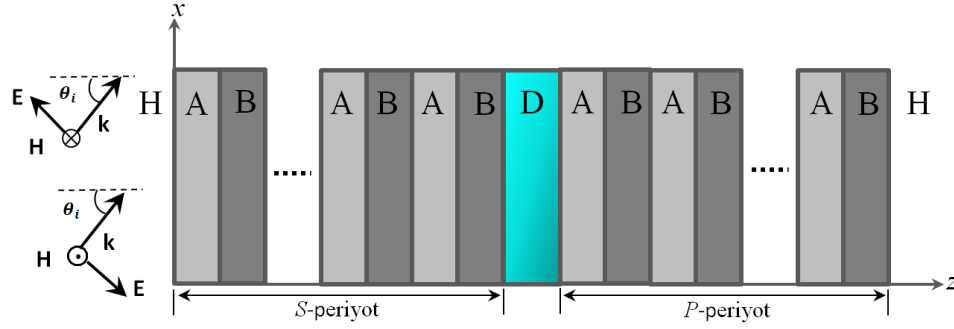
Şekil 6.4. $H/(AB)^6D(AB)^6/H$ sıralı yapı ($D \rightarrow SiO_2$) için dik geliş açısında ($\theta = 0$) hesaplanan kusurlu FK yapının geçirgenlik spektrumu

Bu çalışmamızda öncelikle asimetrik ve simetrik 1D FK yapılar analiz edilerek kusur modları incelendi. Daha sonra kusur tabaka kalınlığının ve tabaka sayısının sistem üzerindeki etkisi gösterildi.

6.3. Asimetrik $H/(AB)^6D(AB)^6/H$ Sıralı FK'de Kusur Modu Analizi

6.3.1. Kusurlu tabaka: SiO_2 ve $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ FK yapı

Asimetrik sıralı FK'in analizi için Şekil 6.5'deki yapıyı ele alalım. D kusur tabaka $D \rightarrow \{B\}$ yani SiO_2 seçildi ve λ_0 tasarım dalgaboyunda kırılma indisi $n_D=1.52$, kalınlığı $d_D=254.9$ hesaplandı. Bu durumda asimetrik FK yapının tabaka dizilimi $\{...ABAB|B|ABAB...\}$ şeklinde ve sistem $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ formundadır. Tüm tabakalar çeyrek dalgaboyu olacak şekilde ayarlandı. Tabakaların kalınlıkları $n_h d_h = n_l d_l = \lambda_0/4$ çeyrek dalga eşitliğini kullanarak $d_h=113.3$ nm ve $d_l=254.9$ nm bulundu.



Şekil 6.5. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan asimetrik kusurlu 1D periyodik yapı.

Kusurlu tabakanın etkilerini daha ayrıntılı incelemek için Şekil 6.6`da TE dalga modu için farklı geliş açılarında ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $80^\circ$ ) geçirgenlik spektrumunun dalgaboyuna göre değişimi gösterilmiştir. Şekil 6.6 (a)`da dik geliş açısı ($\theta=0$) için FBA içerisinde yüksek geçirgenliğe sahip dalgaboyunda üretilen rezonans kusur piki görülmektedir. Rezonans pikin konumu 1550 nm üzerindedir yani tasarım dalgaboyu $\lambda_0 = 1550$ nm dir. Diğer taraftan şekilde dikkat çeken önemli parametrelerden biri de FBA'nın genişliğidir. Çizelge 6.1`de verilen parametre değerlerinden bant genişliği $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L = 2098 - 1229 = 869$ nm ve pik genliği $r_p = 0.8432$ elde edilir.

Asimetrik FK yapıya ışığın dik geldiği durumda ($\theta=0$) sol bant kenarı λ_L ve sağ bant kenarı λ_R analitik olarak Bragg teorisinden (Orfanidis, 2002),

$$\lambda_L = \frac{\pi(n_h d_h + n_l d_l)}{\cos^{-1}(-\gamma)} \quad \text{ve} \quad \lambda_R = \frac{\pi(n_h d_h + n_l d_l)}{\cos^{-1}(\gamma)} \quad (6.4)$$

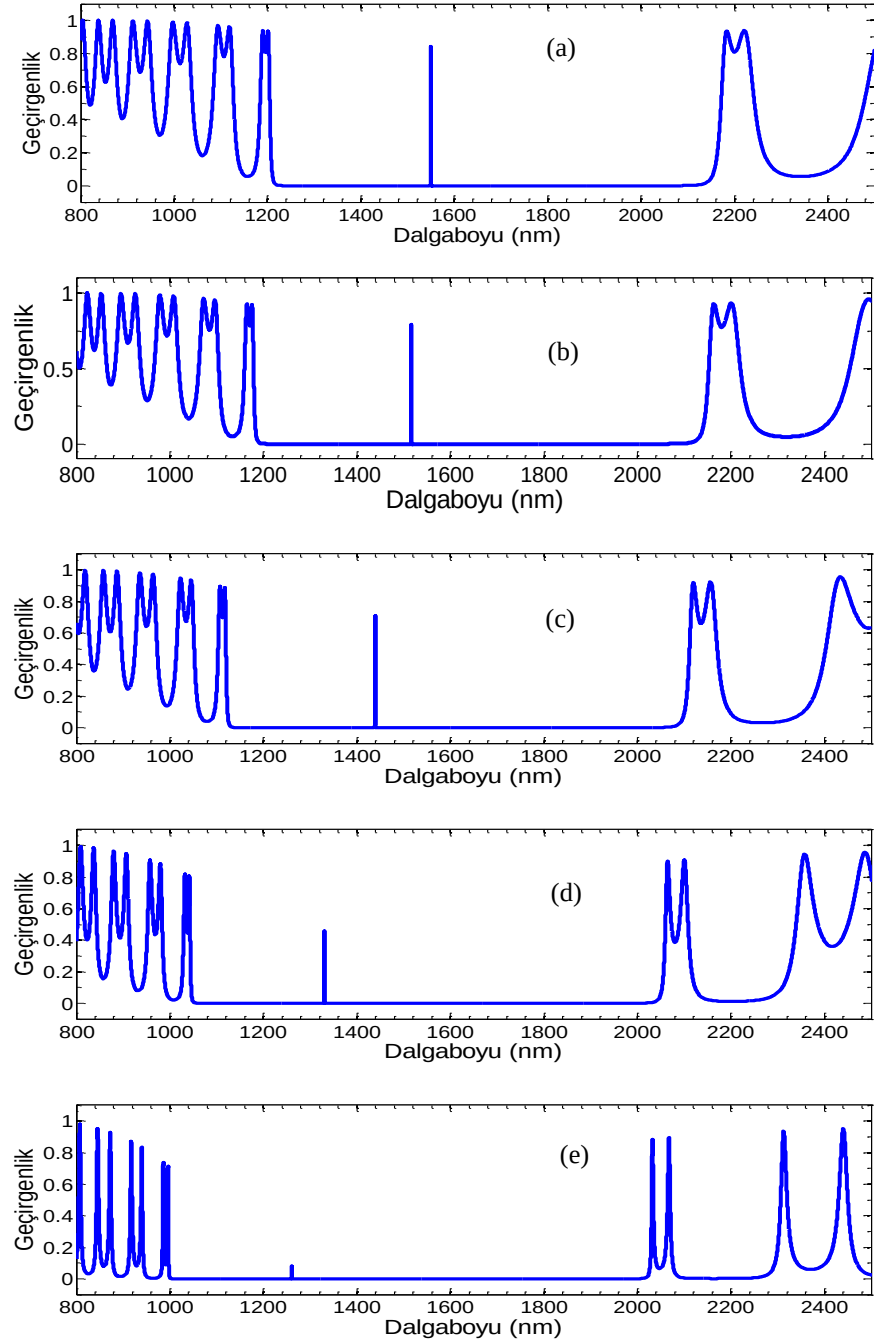
bulunur. Burada $\gamma = (n_h - n_l)/(n_h + n_l)$ Fresnel sabitidir. Eşitlik (6.4) kullanılarak hesaplanan bant kenarı değerleri yaklaşık $\lambda_L = 1238$ nm ve $\lambda_R = 2070$ nm bulunur. Analitik olarak hesaplanan bant genişliği $\Delta\lambda = \lambda_R - \lambda_L = 832$ nm dir ve bant merkezi $\lambda_c = 1654$ nm bulunur. Çizelge 6.1 den hesaplanan değerler ile analitik yolla hesaplanan bant genişliği arasındaki bu fark, çizelgedeki sayısal değerlerin grafik üzerinden $T < \% 0.01$ hassasiyetle

alınarak hesaplanmış olmasından kaynaklanmaktadır. Bant genişliği 20° de $\Delta\lambda=881$ nm, 40° de $\Delta\lambda=915$ nm 60° de $\Delta\lambda=960$ nm ve 80° de $\Delta\lambda=1030$ nm dir. Artan geliş açısıyla birlikte bant genişliği de artmakta ve 80° deki artış miktarı yaklaşık % 18 e ulaşmaktadır. TE modunda sistemin toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TE_{asym}}=841$ nm dir.

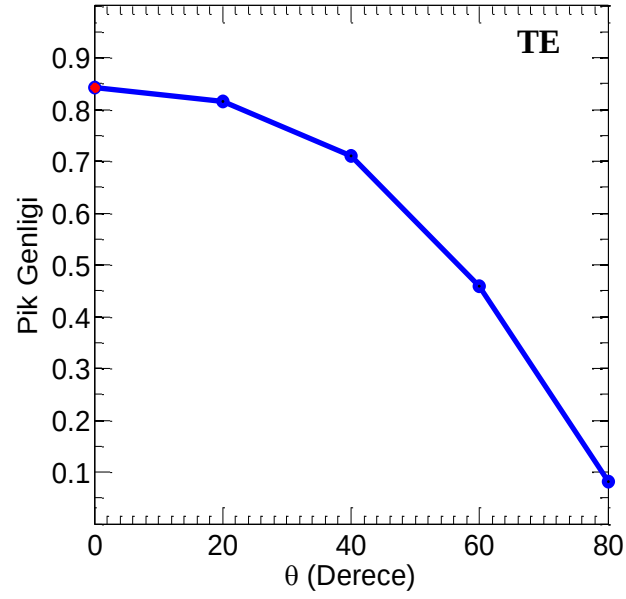
Diğer taraftan açının artmasıyla kusur piki sola yani kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarken pik boyunun da (genliği) azaldığı görülür. 0° de pik genliği ve dalgaboyu sırasıyla $r_p=0.8432$ ve $\lambda_p=1550$ nm iken 80° de $r_p=0.0822$ ve $\lambda_p=1261$ nm ye kadar düşmektedir. Azalma miktarı yaklaşık pik genliğinde % 90 ve pik dalgaboyunda ise % 18 dir. Pik dalgaboyundaki sola kayma $\Delta\lambda_{p,TE-SiO_2}=289$ nm dir. Pik genliği ve pik dalgaboyunun açısal değişim grafikleri Şekil 6.7’de gösterilmiştir. Pik genliğindeki bu azalma tamamlanmamış (incomplete) rezonanstan kaynaklanabilir. Burada net olarak, TE dalga modunda kusurlu modun geçirgenlik spektrumunun giriş açısına güçlü bir şekilde bağlı olduğunu söyleyebiliriz.

Çizelge 6.1. Kusur tabaka SiO_2 için TE ve TM modlarında asimetrik FK yapı için geliş açısına göre bant aralığı, pik dalgaboyu ve genliği değerleri.

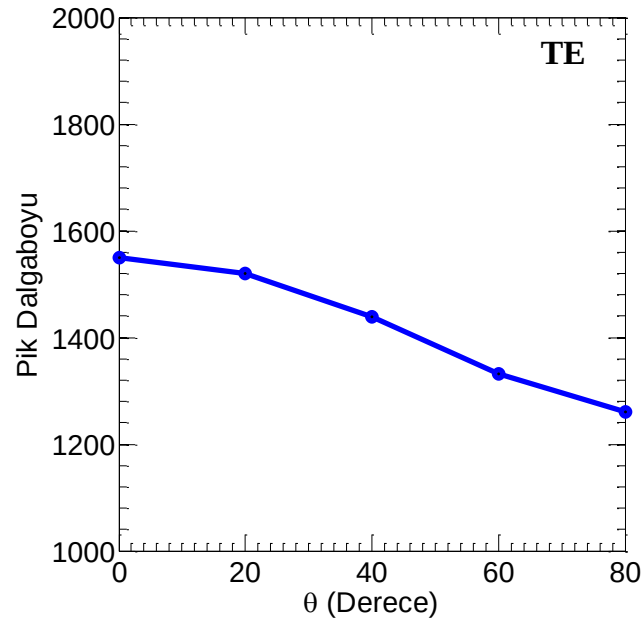
Geliş Açısı	TE Modu			TM Modu		
	FBA (nm)	Pik Dalgaboyu (nm)	Pik genliği	FBA (nm)	Pik Dalgaboyu (nm)	Pik genliği
θ	$\lambda_L - \lambda_H$	λ_p	r_p	$\lambda_L - \lambda_H$	λ_p	r_p
0	1229-2098	1550	0.8432	1229-2098	1550	0.8432
20	1204-2085	1520	0.8152	1216-2042	1517	0.8436
40	1138-2053	1439	0.7096	1186-1902	1438	0.9385
60	1057-2017	1331	0.4593	1156-1730	1347	0.9894
80	1040-2070	1261	0.0822	1128-1622	1288	0.3677



Şekil 6.6. TE Modunda $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° .



(a)



(b)

Şekil 6.7. TE modunda asimetrik $H/(AB)^6 B(AB)^6/H$ sıralı FK'de kusur modunda farklı geliş açıları için (a) Pik genliği, (b) Pik dalgaboyu değişimi.

Benzer şekilde, Şekil 6.8`de TM modu için geçirgenlik bant genişliği 20° de $\Delta\lambda=826$ nm, 40° de $\Delta\lambda=716$ nm 60° de $\Delta\lambda=574$ nm ve 80° de $\Delta\lambda=494$ nm dir. Artan geliş açısıyla birlikte bant genişliği TE modunun aksine azalmakta ve 80° deki azalma miktarı yaklaşık % 43 e ulaşmaktadır. TM modunda sistemin toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TM_{asym}}=393$ nm dir. TE moduna göre bant genişliği oldukça düşüktür. Sistemin toplam bant genişliğini belirlemede TM modu dikkate alınacağından bu durum önemlidir. Geliş açısının artmasıyla rezonans piki sola yani kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarken pik genliğinin de azaldığı görülür. 80° de pik genliği ve pik dalgaboyu $r_p=0.3677$ ve $\lambda_p=1288$ nm ye kadar düşmektedir. Azalma miktarı yaklaşık pik genliğinde % 56 ve pik dalgaboyunda ise % 17 dir. Pik dalga boyundaki sola kayma $\Delta\lambda_{p, TM-SiO_2}=262$ nm dir. Pik genliği ve pik dalgaboyunun açısal değişim grafikleri Şekil 6.9`da gösterilmiştir.

Kusurlu asimetrik FK de sisteme dik geliş durumunda λ_0 frekansında tek kusur modu için maksimum geçirgenlik ifadesi analitik olarak

$$T_{asym, \theta=0^\circ}(\lambda_0) = 4/[n_D + (1/n_D)]^2 \quad (6.5)$$

ifadesi ile hesaplanabilir. Pik boyu n_D nin artmasıyla düşer. $n_D=1.52$ (SiO_2) için $T(\lambda_0)=0.8432$ ve $n_D=3.42$ (Si) için $T(\lambda_0)=0.2901$ elde edilir. En yüksek pik genliği elde etmek için $n_D=1$ seçilmelidir. Yani kusur tabaka hava seçilmelidir. Eşitlik 6.5, pik dalgaboyu ve pik genliğinin tabaka sayısı N den bağımsız olduğunu gösterir. N tabaka sayısının Bölüm 6.6 da anlatılacağı gibi bant kenarlarını keskinleştirmek ve dar bir pik şekli elde etmek için etkili bir parametredir. $(AB)^N B (AB)^N$ şeklinde ifade edilebilen kusur eklenmiş bir çeyrek dalga yapı, faz kaydırmalı çoklu yapı veya diğer adıyla Fabry-Perot Rezonatör (FPR) olarak davranır. λ_0 tasarım frekansında AA ve BB kombinasyonları yarım dalga veya eksik tabakalar olup silinebilir. Bu durumda tek bir çeyrek dalga için indirgenmiş ifade,

$$\begin{aligned}
(AB)^N B(AB)^N &\rightarrow (AB)^{N-1} ABBAB(AB)^{N-1} \\
&\rightarrow (AB)^{N-1} AAB(AB)^{N-1} \\
&\rightarrow (AB)^{N-1} B(AB)^{N-1} \\
&\rightarrow (AB)^{N-2} B(AB)^{N-2} \\
&\rightarrow \dots \rightarrow B
\end{aligned} \tag{6.6}$$

olarak elde edilir. Basit tek kusur tabakalı FPR de oluşan iletim pikinin oluştuğu optik yol,

$$L_p = n_D d_D = n_l d_l = \frac{\lambda_0}{4} (2m + 1), \quad m=0, 1, 2, \tag{6.7}$$

şeklinde ifade edilir. Buradan $m=0$ için $L_p = n_D d_D = n_l d_l = \frac{\lambda_0}{4}$ bulunur. Rezonansta kusur modun açısal bağımlılığını incelemek için Eşitlik (6.7) den,

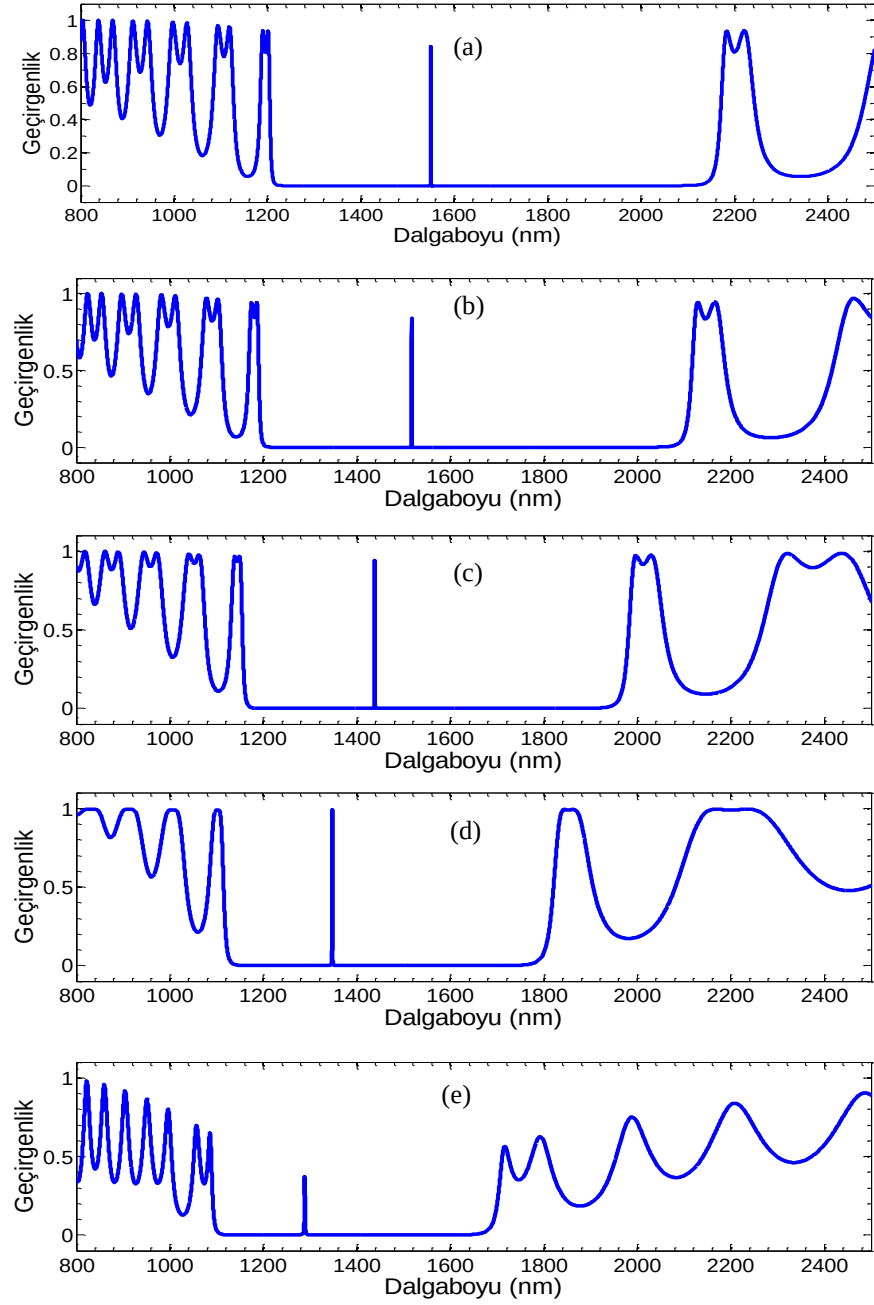
$$L_p = n_D d_D \cos \theta_D = n_l d_l \cos \theta_l = \frac{\lambda_0}{4} \cos \theta_l, \tag{6.8}$$

yazılır. Pik pozisyonu $\cos \theta_l$ ile orantılıdır. Bu nedenle pik dalgaboyu λ_0 dan daha düşüktür ve θ_l geliş açısının artmasıyla azalır. Buradan

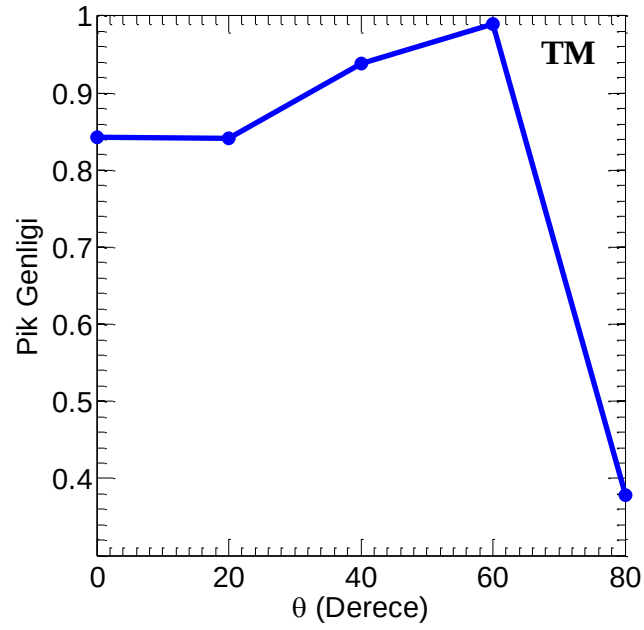
$$\cos \theta_l = \sqrt{1 - (n_i^2 / n_l^2) \sin^2 \theta_i} \tag{6.9}$$

yazılabilir. Eşitlik (6.9), Şekil 6.6 ve Şekil 6.8 deki TE ve TM modu için elde edilen karakteristiklerin geliş açısına bağımlılığını açıklar.

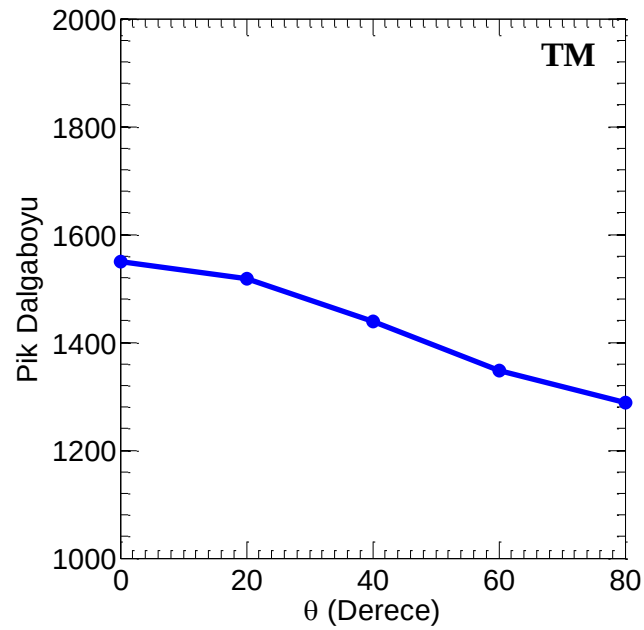
Açıya bağlı pik genliğinin değişimini anlamak için yine benzer biçimde, rezonansta eğimli tek kusur tabakası eklenmiş bir yapıyı ele alalım. TE modunda, yansıtırlık geliş açısının fonksiyonu olarak artarken, geçirgenliğin azaldığı bilinmektedir. Bu nedenle geçirgenlik rezonans piki geliş açısının artmasıyla birlikte ve Şekil 6.7 (a)'da gösterildiği gibi azalacaktır. Diğer taraftan TM modunda ise, bu açıya bağlı geçirgenliği incelerken Brewster açısının varlığının dikkate alınması gerektiği bilinmektedir. Brewster açısından daha küçük açılar için geçirgenlik, artan bir fonksiyon gösterirken Brewster açısından daha büyük açılarında ise azalan bir fonksiyon gösterir. Bu özellik açıkça Şekil 6.9 (a) da gösterilmiştir. Ayrıca, TM modunda etkin Brewster açısının yaklaşık 60° civarında olduğu görülmektedir.



Şekil 6.8. TM modunda $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° .



(a)



(b)

Şekil 6.9. TM modunda asimetrik $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ sıralı FK'de kusur modu için farklı geliş açılarında (a) Pik genliği (b) Pik dalgaboyu değişimi.

6.3.2. Kusurlu tabaka: Si ve $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ sıralı FK yapı

Şekil 6.5'deki asimetrik 1D FK yapı için bu kez D kusur tabaka $D \rightarrow \{A\}$ yani Si seçildi ve λ_0 tasarım dalgaboyunda kırılma indisi $n_D=3.42$, kalınlığı $d_D=113.3$ alındı. Tüm tabakalar çeyrek dalgaboyu olacak şekilde ayarlandı. Bu durumda tabaka dizilimi $\{...ABAB | A | ABAB...\}$ ve sistem $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ şeklindedir. Bant genişliği 0° de $\Delta\lambda=869$ nm iken 20° de $\Delta\lambda=880$ nm, 40° de $\Delta\lambda=913$ nm 60° de $\Delta\lambda=957$ nm ve 80° de $\Delta\lambda=956$ nm dir. Artan geliş açısıyla birlikte bant genişliği de artmakta ve 80° deki artış miktarı yaklaşık % 10'a ulaşmaktadır. TE modunda sistemin toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TE}=777$ nm dir. Görüldüğü gibi Si kusur katkılı bu sistemde Bölüm 6.3.1 de analiz edilen SiO_2 kusur tabakalı sisteme göre bant genişliği çok fazla değişmemekle birlikte az da olsa daha düşük seviyededir.

Diğer taraftan geliş açısının artmasıyla, rezonans kusur piki sola yani kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarken pik genliğinin azaldığı görülür. 0° de pik genliği ve dalgaboyu sırasıyla $r_p=0.2901$ ve $\lambda_p=1550$ nm iken 80° de $r_p=0.0418$ ve $\lambda_p=1404$ nm ye kadar düşmektedir. Azalma miktarı pik genliğinde yaklaşık % 85 ve pik dalgaboyunda ise % 9 dur. Pik genliği ve pik dalgaboyunun açısal değişim grafikleri Şekil 6.10 ve Şekil 6.11'de gösterilmiştir. Burada yine kusurlu modun geçirgenlik spektrumu TE dalga modunda giriş açısına bağlı olduğu görülmektedir. Bununla birlikte SiO_2 kusur tabakalı sisteme göre pik genliği çok daha küçük değerlere sahiptir. Pik dalga boyundaki sola kayma miktarı ise $\Delta\lambda_{p,TE-Si}=146$ nm dir ve yaklaşık SiO_2 kusurlu sisteme göre yarı yarıya daha azdır.

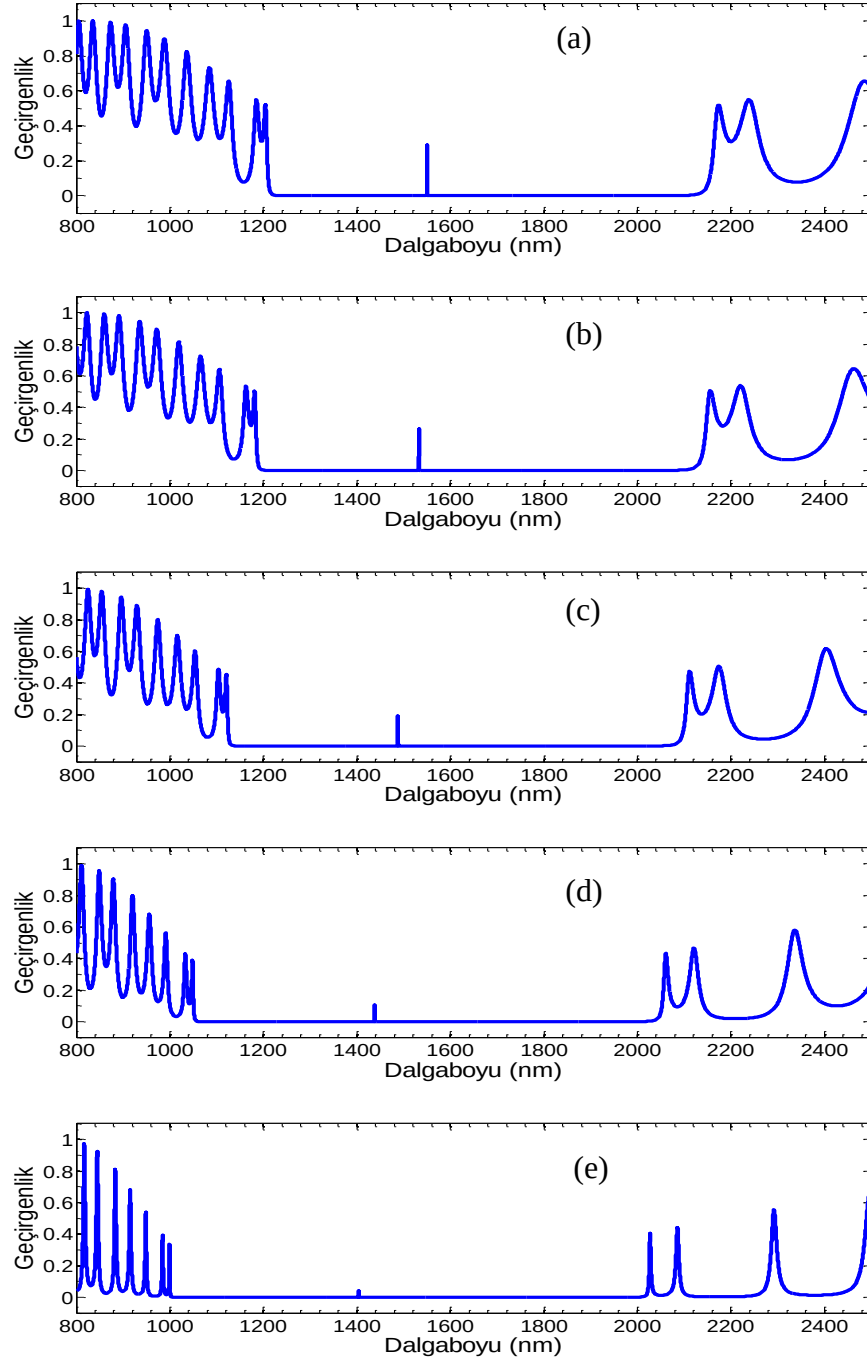
Benzer biçimde TM modu için Şekil 6.12'de geçirgenlik bant genişliği 20° de $\Delta\lambda=825$ nm, 40° de $\Delta\lambda=715$ nm 60° de $\Delta\lambda=572$ nm ve 80° de $\Delta\lambda=493$ nm dir. Artan geliş açısıyla birlikte bant genişliği yine TE modunun aksine olarak azalmakta ve 80° deki düşüş miktarı yaklaşık % 43 e ulaşmaktadır. TM modunda sistemin toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TM}=389$ nm dir. TE moduna göre bant genişliği oldukça düşüktür. Diğer taraftan açının artmasıyla rezonans kusur piki sola yani kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarken pik genliği ise yukarıda analizi yapılan diğer tüm sistemlerin aksine yüksek oranda artarak 80° de

$r_p=0.7287$ değerine ulaşır. Artış miktarı ise yaklaşık % 151 dir. Pik dalgaboyundaki sola kayma miktarı ise $\Delta\lambda_{p, TM-Si}=177$ nm dir. SiO₂ kusurlu sisteme göre kısa dalgaboyuna kayma miktarı çok daha düşüktür. Pik genliği ve pik dalgaboyunun açısal değişim grafikleri Şekil 6.12 ve Şekil 6.13’de gösterilmiştir.

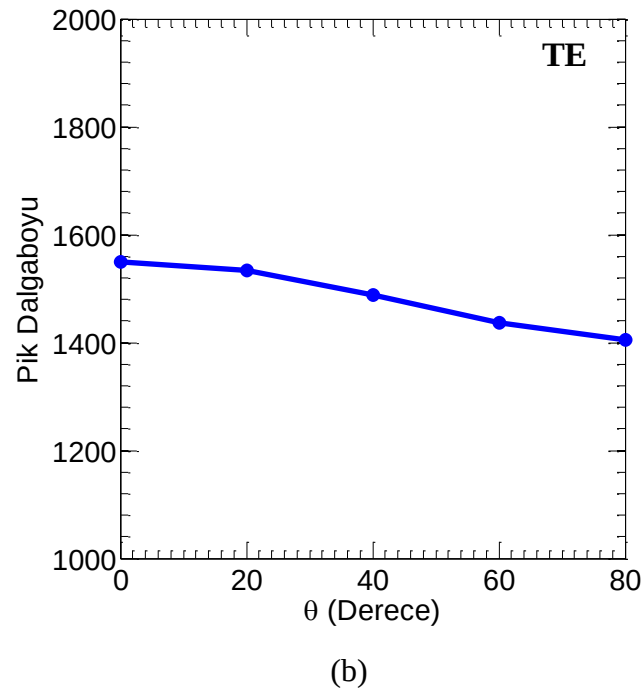
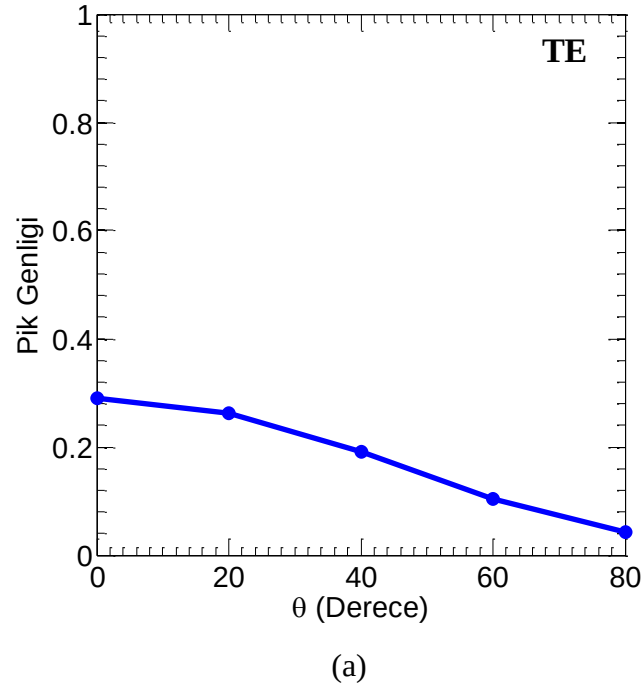
TM modunda yine açıya bağlı geçirgenlik durumu incelerken Brewster açısının etkisi görülmektedir. Brewster açısından daha küçük açılar için geçirgenlik, artan bir fonksiyon gösterirken Brewster açısından daha büyük açılarda ise bir miktar azalan bir fonksiyon gösterir. Bu özellik açıkça Şekil 6.13 (a)’da gösterilmiştir. Etkin Brewster açısı ise yaklaşık 60° civarında olduğu şekilden görülmektedir.

Çizelge 6.2. Kusur tabaka Si için TE ve TM modlarında asimetrik FK yapı için geliş açısına göre bant aralığı, pik dalgaboyu ve genlik değerleri.

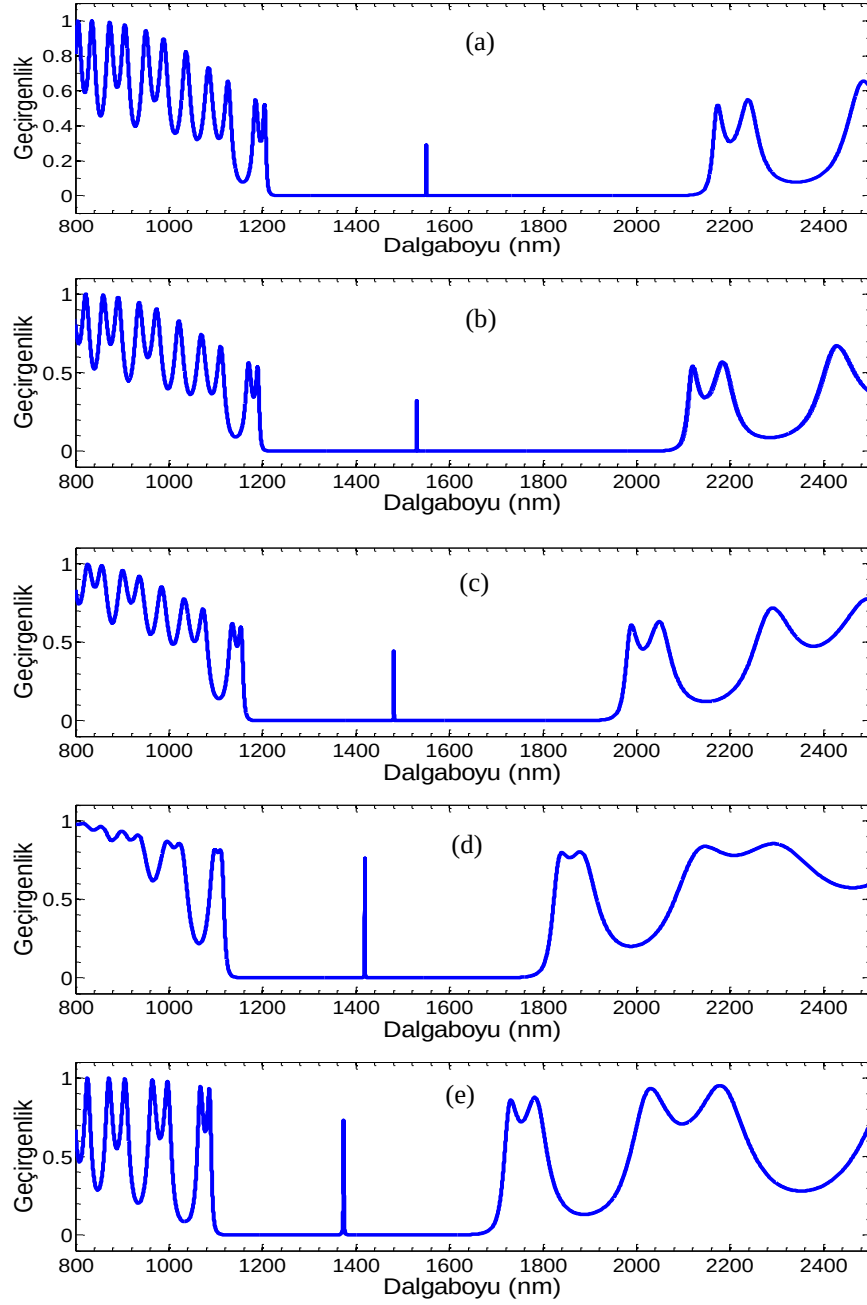
Geliş Açısı	TE Modu			TM Modu		
	FBA (nm)	Pik Dalgaboyu (nm)	Pik Genliği	FBA (nm)	Pik Dalgaboyu (nm)	Pik Genliği
θ	$\lambda_L - \lambda_H$	λ_p	r_p	$\lambda_L - \lambda_H$	λ_p	r_p
0	1229-2098	1550	0.2901	1229-2098	1550	0.2901
20	1204-2084	1533	0.2632	1216-2041	1530	0.3207
40	1139-2052	1488	0.1906	1186-1901	1481	0.4438
60	1061-2018	1437	0.1037	1155-1727	1419	0.7629
80	1050-2006	1404	0.0418	1125-1618	1373	0.7287



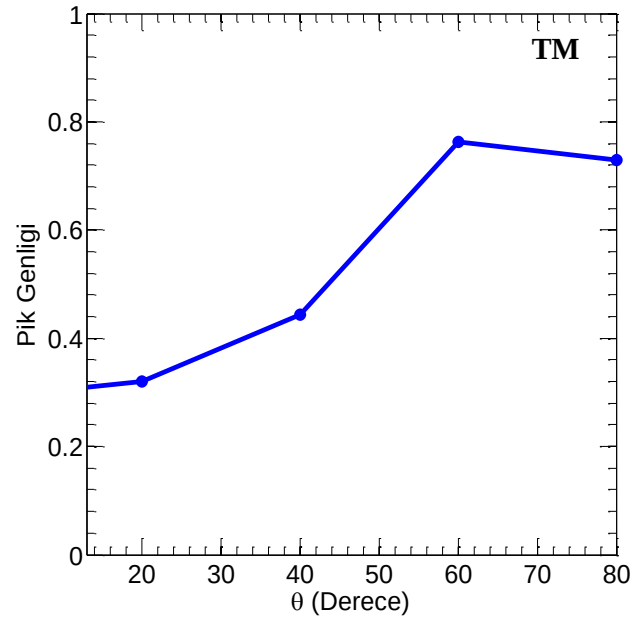
Şekil 6.10. TE Modunda $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ dizilimi için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° .



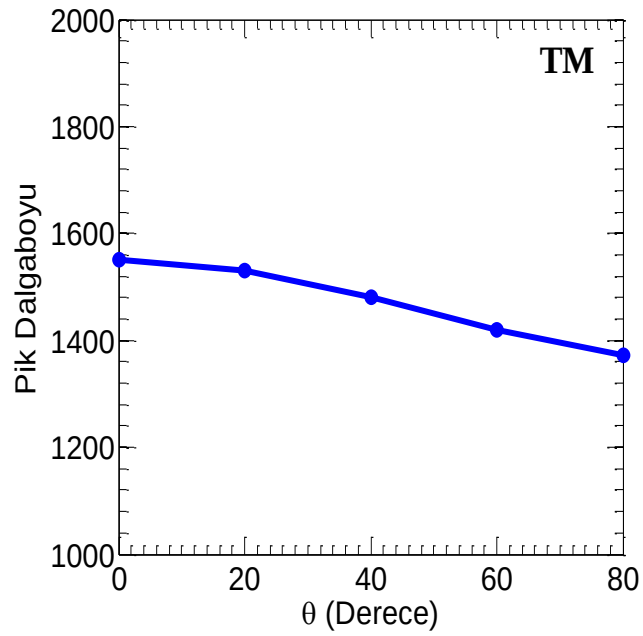
Şekil 6.11. TE modunda asimetrik $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ sıralı FK de kusur modu için farklı geliş açılarında (a) Pik genliği (b) Pik dalgaboyu değişimi.



Şekil 6.12. TM modunda $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ sıralı FK için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80° .



(a)

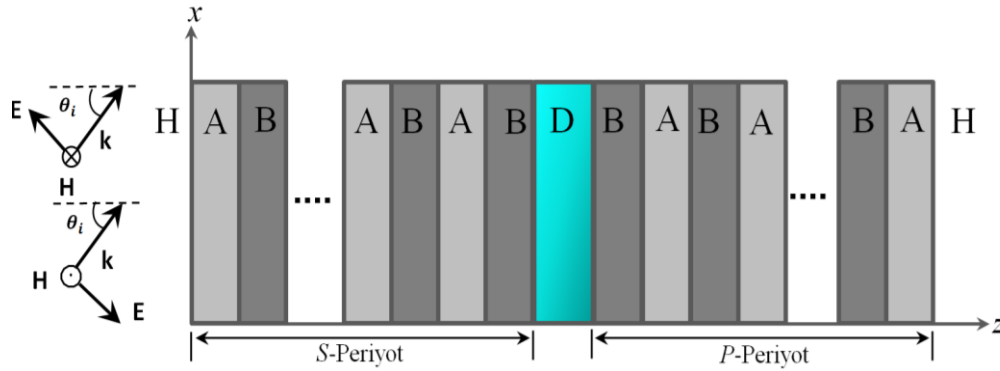


(b)

Şekil 6.13. TM modunda asimetrik $H/(AB)^6A(AB)^6/H$ sıralı FK'de kusur modu için farklı geliş açılarında (a) Pik genliği (b) Pik dalgaboyu değişimi.

6.4. Simetrik $H/(AB)^6D(BA)^6/H$ Sıralı FK'de Kusur Modu Analizi

Bu bölümde, Şekil 6.14'deki gibi simetrik bir FK için geliş açısına bağlı dalgaboyu-geçirgenlik spektrumu karakteristikleri incelenmiştir. Kusurlu tabaka: SiO_2 seçilerek, TE ve TM dalga modları ve $\lambda_0 = 1550$ tasarım dalgaboyu için farklı geliş açılarında (0° , 20° , 40° , 60° , 80°) geçirgenlik spektrumunun dalgaboyuna göre değişimi gösterilmiştir. Şekil 6.15' de TE modunda dik geliş açısı için FBA içerisinde yüksek geçirgenliğe sahip, simetrik yapıdan kaynaklanan sağ ve sol kenarlara yakın iki adet rezonans kusur pikinin oluştuğu görülmektedir. Geliş açısının artmasıyla, her iki pik asimetrik sistemdeki gibi sola yani kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarken pik genliği asimetrik sistemin aksine maksimum seviyede olup 80° ye kadar herhangi bir değişiklik gözlenmez.



Şekil 6.14. İki farklı dielektrik tabakadan oluşan simetrik kusurlu 1D periyodik yapı.

Simetrik 1D FK de ışığın sisteme dik geldiği yani $\theta=0$ durumu için tasarım dalgaboyunda geçirgenlik ifadesi N in büyük değerleri için

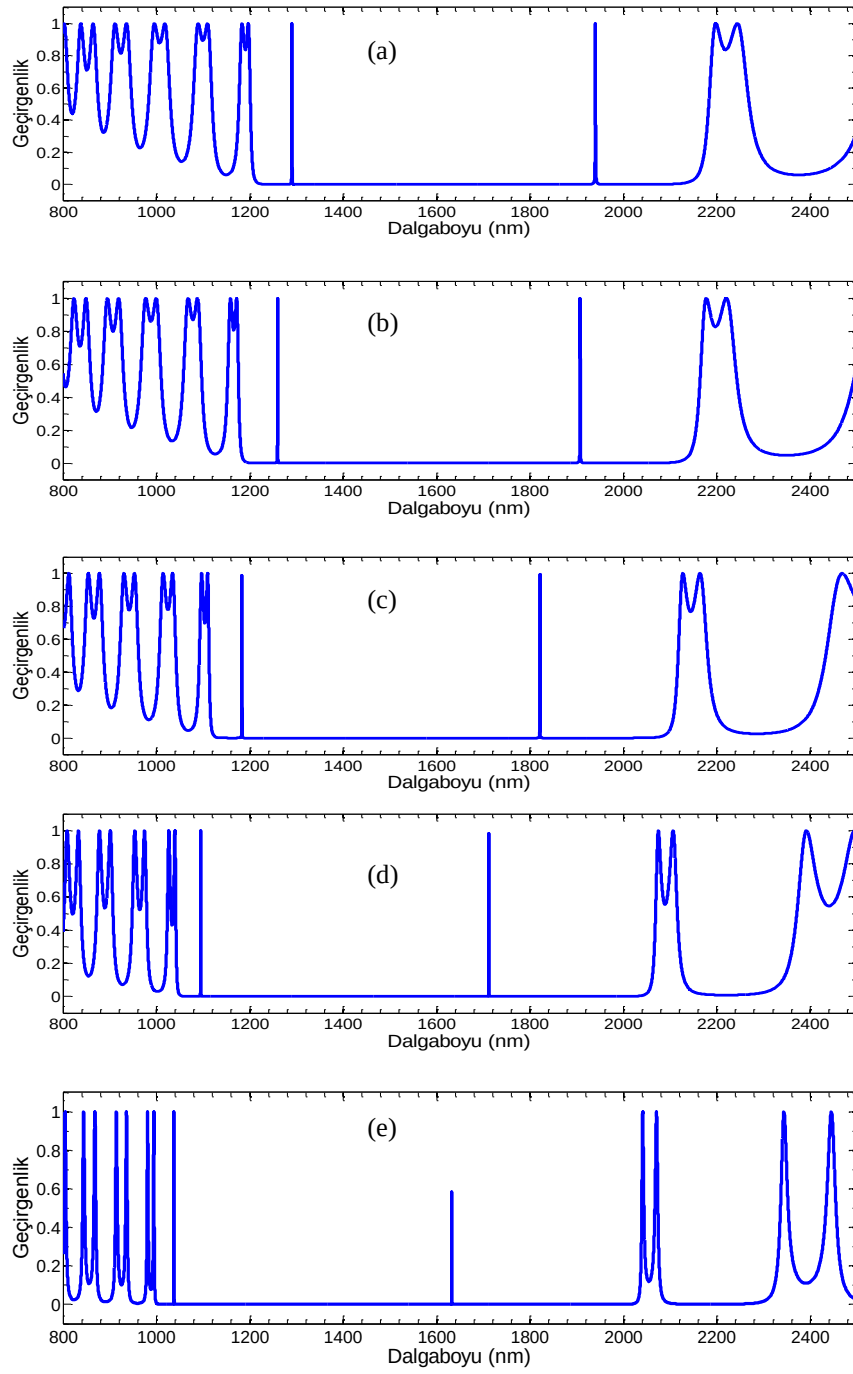
$$T_{\text{sym},\theta=0^\circ}(\lambda_0) \approx 4/[n_D(n_h/n_l)^{2N}]^2 \approx 0, \quad N \gg 1 \quad (6.10)$$

olarak ifade edilebilir. Yani N in “1” den çok büyük değerleri için ($N \gg 1$) $T_{\text{sym},\theta=0^\circ}(\lambda_0) \approx 0$ dır. Bunun anlamı $\lambda_0 = 1550$ nm tasarım dalgaboyunda asimetrik FK deki

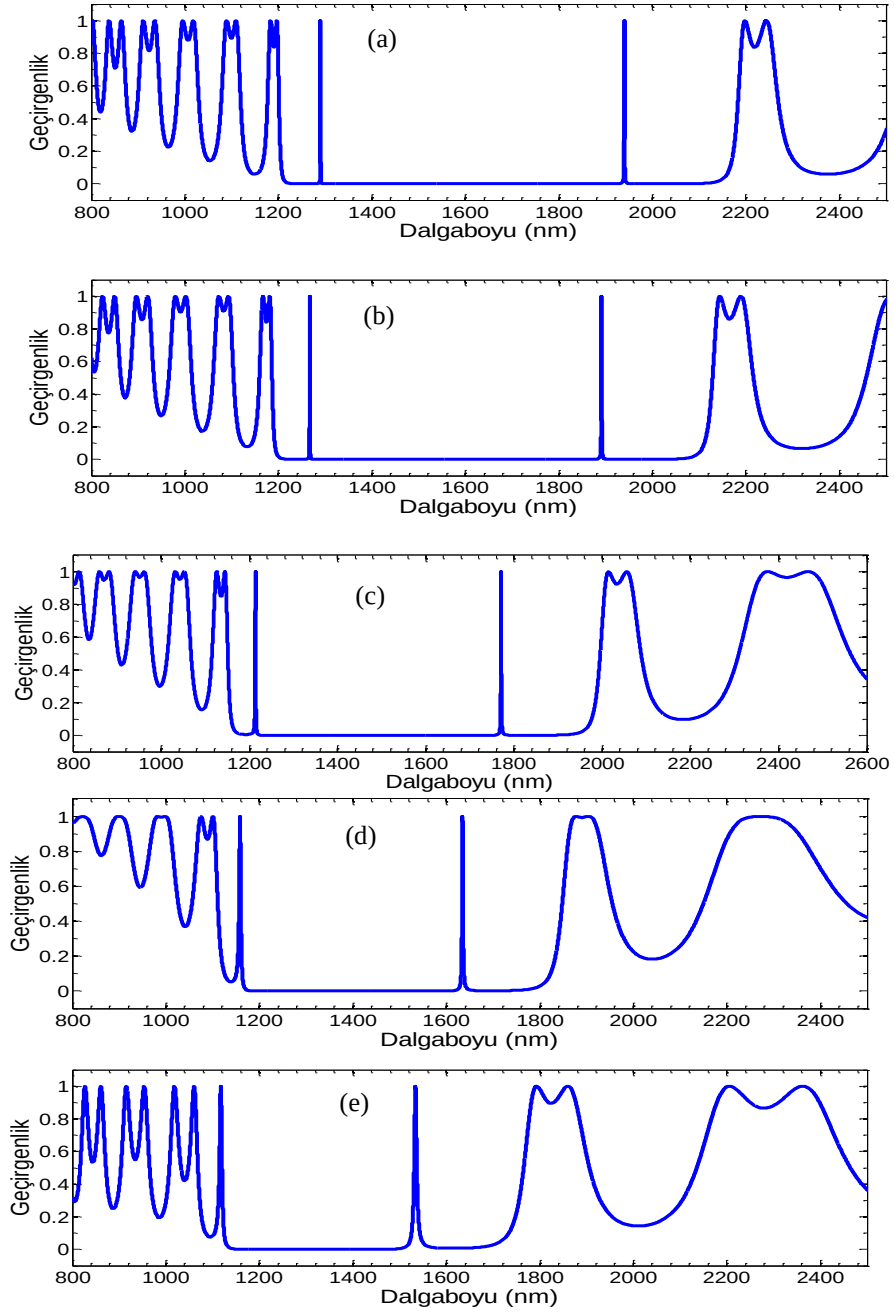
gibi bir pik oluşumunun olmadığıdır. Oluşan iki kusur piki 1550 nm den oldukça uzakta FBA bölgesinin sağ ve sol iki kenarına yakın bölgededir. Pik çiftinin oluşmasının nedeni simetrik yapıdır. Simetrik FK yapıda dalga fonksiyonunda tek ve çift simetri durumu için iki farklı sınır koşulu ve çözümü mevcuttur. Bunun daha iyi anlaşılması açısından tek simetri durumunda sinüs ve çift simetri durumunda kosinüs dalga fonksiyonlarına benzetebiliriz.

Simetrik bu yapıda, asimetrik sisteme benzer şekilde FBA aralığı yani bant genişliği 0° de $\Delta\lambda=848$ nm iken 20° de $\Delta\lambda=868$ nm, 40° de $\Delta\lambda=911$ nm 60° de $\Delta\lambda=972$ nm ve 80° de $\Delta\lambda=1009$ nm olarak hesaplanmıştır (Çizelge 6.3). Artan geliş açısıyla birlikte bant genişliği de artmakta ve 80° deki artış miktarı yaklaşık % 18.9'a ulaşmaktadır. TE modunda sistemin toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TE_{sym}}=781$ nm dir (Şekil 6.15). Görüldüğü gibi simetrik SiO_2 kusur katkılı bu sistemde Bölüm 6.3.1 de analiz edilen asimetrik SiO_2 kusur tabakalı sisteme ($\Delta\lambda_{TE_{asym}}=841$ nm) göre bant genişliği az bir miktar düşüktür.

Pik genliği maksimum seviyede olup 80° ye kadar herhangi bir değişiklik gözlenmez. 80° de yalnızca sağ pik genliğinde azalma vardır. 0° geliş açısında sol ve sağ pik dalgaboyu değerleri sırasıyla $\lambda_{p_L}=1290$ nm ve $\lambda_{p_R}=1940$ nm, 20° de $\lambda_{p_L}=1259$ nm ve $\lambda_{p_R}=1907$ nm, 40° de $\lambda_{p_L}=1183$ nm ve $\lambda_{p_R}=1822$ nm, 60° de $\lambda_{p_L}=1095$ nm ve $\lambda_{p_R}=1711$ nm dir. 80° de ise $\lambda_{p_L}=1037$ nm ve $\lambda_{p_R}=1632$ nm olup sağdaki pik genliğinin azaldığı görülmektedir ($r_{p_R}=0.5824$). Pik dalga boyundaki azalma (kısa dalgaboyu bölgesine kayma) miktarı yaklaşık sol pik için $\Delta\lambda_{p_L}=1290-1037=253$ nm ($\sim\%19$) ve sağ pik için $\Delta\lambda_{p_L}=1940-1632=308$ nm ($\sim\%16$) dir. TE modu için pik dalga boyunun açısal değişim grafikleri Şekil 6.15 ve Şekil 6.17 (a)'da gösterilmiştir.



Şekil 6.15. TE Modunda simetrik H/(AB)⁶B(BA)⁶/H dizilimi için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80°.

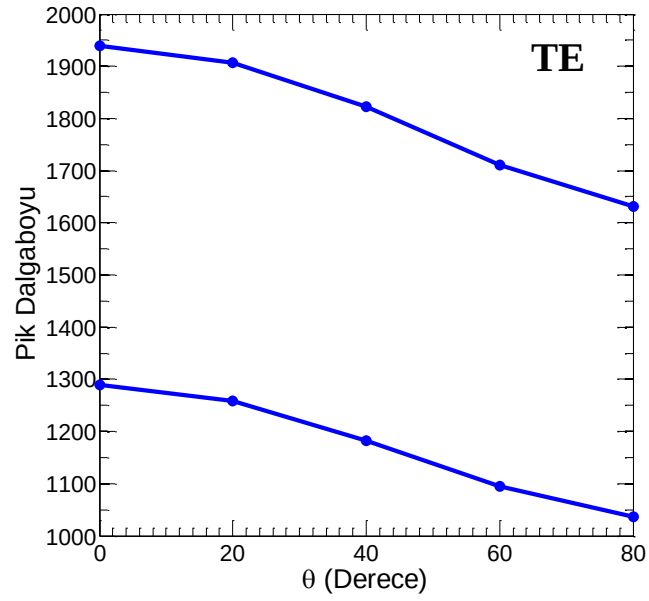


Şekil 6.16. TM Modunda simetrik H/(AB)⁶B(BA)⁶/H dizilimi için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları. Işığın sisteme geliş açıları (a) 0° (b) 20° (c) 40° (d) 60° (e) 80°.

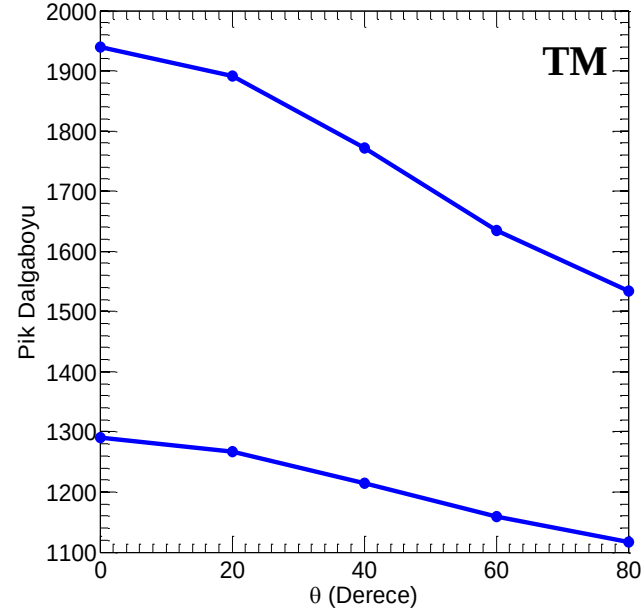
Şekil 6.16'da TM modu için geçirgenlik bant genişliği 20° de $\Delta\lambda=798$ nm, 40° de $\Delta\lambda=649$ nm 60° de $\Delta\lambda=425$ nm ve 80° de $\Delta\lambda=312$ nm dir. Artan geliş açısıyla birlikte bant genişliği önemli ölçüde azalır ve 80° deki azalma miktarı yaklaşık %63'e ulaşır. TM modunda sistemin toplam bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TM_{sym}}=237$ nm dir ve TE moduna göre bant genişliği çok düşüktür. Burada elde edilen değerler FBA bölgesinde $T<\% 0.01$ için geçirgenlik oranı dikkate alınarak elde edilen sonuçlardır. Bu durumda 60° ve üzerindeki geliş açıları için sağ pik konumu yasak bant aralığının dışında kalır. Eğer $T<\% 0.1$ için alınırsa bu durumda 60° de $\lambda_H=1777$ nm olarak ölçülür ve bant genişliği $\Delta\lambda=592$ nm olur. Benzer şekilde, 80° de $\lambda_H=1657$ nm ve bant genişliği $\Delta\lambda=498$ nm elde edilir. Bu durumda sistemin bant genişliği ise $\Delta\lambda_{TM_{sym}}=423$ nm dir. Şekil 6.15'de elde edilen TE dalga modu karakteristiklerine göre yine oldukça düşük bant genişliğine sahiptir. Bu durum sistem bant genişliği hesaplamada TM modunun dikkate alınması gereken önemli bir parametre olduğunu gösterir.

Çizelge 6.3. Kusur tabaka SiO_2 için TE ve TM modlarında simetrik FK yapı için geliş açısına göre bant aralığı, pik dalgaboyu ve genliği değerleri.

Geliş Açısı	TE Modu			TM Modu		
	FBA (nm)	Pik Dalgaboyu (nm)		FBA (nm)	Pik Dalgaboyu (nm)	
θ	$\lambda_L - \lambda_H$	λ_{p_L}	λ_{p_R}	$\lambda_L - \lambda_H$	λ_{p_L}	λ_{p_R}
0	1234-2082	1290	1940	1234-2082	1290	1940
20	1206-2074	1259	1907	1226-2024	1267	1891
40	1138-2049	1183	1822	1227-1876	1214	1771
60	1050-2022	1095	1711	1185-1610	1159	1635
80	1006-2015	1037	1632	1159-1471	1117	1534



(a)



(b)

Şekil 6.17. Simetrik $H/(AB)^6B(AB)^6/H$ sıralı FK yapıda kusur modu için farklı geliş açılarında pik dalgaboyunun değişimi: (a) TE modu, (b) TM modu.

Diğer taraftan Şekil 6.17 (b)'de gösterildiği gibi geliş açısının artmasıyla her iki pik sola yani kısa dalgaboyu bölgesine doğru kayarken aynı zamanda birbirlerine yaklaşacak şekilde hareket ettiği görülmektedir. Burada her iki pikin kayma miktarı TE moduna göre biraz daha fazladır. Özellikle sağ pik dalgaboyu (λ_{p_R}) değerindeki azalma daha belirgindir. 0° geliş açısında sol ve sağ pik dalgaboyu değerleri sırasıyla $\lambda_{p_L}=1290$ nm ve $\lambda_{p_R}=1940$ nm, 20° de $\lambda_{p_L}=1267$ nm ve $\lambda_{p_R}=1891$ nm, 40° de $\lambda_{p_L}=1214$ nm ve $\lambda_{p_R}=1771$ nm, 60° de $\lambda_{p_L}=1159$ nm ve $\lambda_{p_R}=1635$ nm dir. 80° de $\lambda_{p_L}=1117$ nm ve $\lambda_{p_R}=1534$ nm dir. Her iki pik genliğinde ise önemli bir değişim yoktur. Pik dalga boyundaki azalma (kısa dalgaboyu bölgesine kayma) miktarı yaklaşık sol pik için $\Delta\lambda_{p_L}=1290-1117=173$ nm ($\sim\%13$) ve sağ pik için $\Delta\lambda_{p_R}=1940-1534=406$ nm ($\sim\%21$) dir. Sonuç olarak TM modunda TE moduna göre pik dalgaboyu konumundaki sola kayma oranı daha yüksektir.

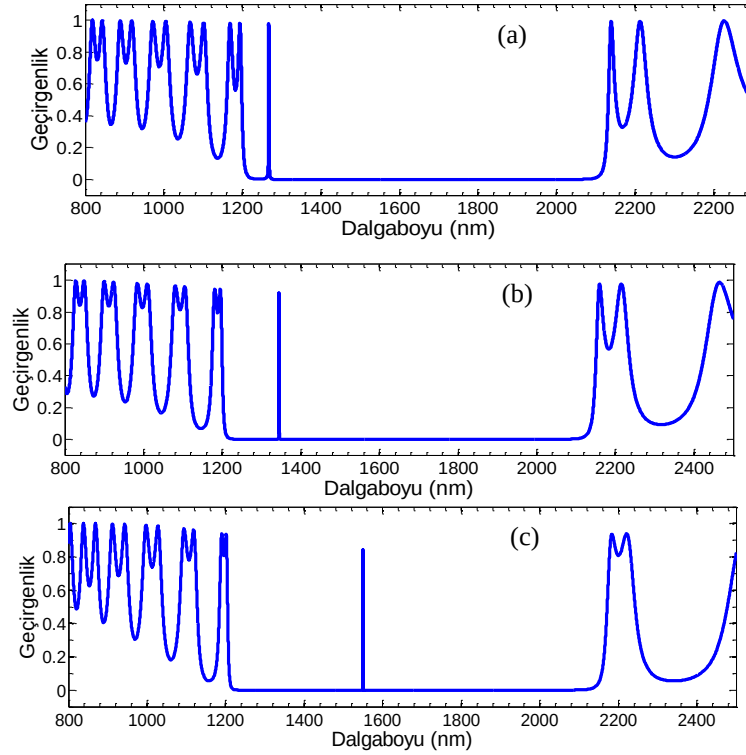
Görüldüğü üzere simetrik $H/(AB)^6D(BA)^6/H$ sıralı kusurlu yapıda üretilen belli bölgedeki durumlar frekans kaymasına neden olabilmektedir. Bant aralığında oluşan kusur mod sayısı Bölüm 6.5'de anlatılacağı üzere kusur tabaka kalınlığı ile de doğru orantılıdır. Fotonik tek kuantum çukur (quantum-well-QW) yapılar quantum hapsi etkileri dikkate alınarak inşa edilir. Burada yapısal olarak oluşturulan yansıma simetrisi nedeniyle D kusur tabakası, yarıiletkenlerdeki enerji bandlarını ayıran kuantum çukurunun (QW) fonksiyonuna benzer olarak kabul edilebilir. Bu nedenle fotonik yapılar, fotonik kuantum çukur (Photonic Quantum -well-PQW) yapılar olarak da adlandırılır. Tekli kuantum çukuru durumunda dalga fonksiyonunda tek ve çift olmak üzere iki tip sınır koşulu oluşur. Dalga fonksiyonundaki çift simetri durumu kosinüs fonksiyonuna, buna karşın tek simetri durumu ise sinüs fonksiyonuna benzer. Oluşan pikler ise optik haberleşmede frekans taşıyıcı olarak kullanılabilecek kapalı durumlar (confined states) olarak adlandırılabilir. Diğer taraftan pik pozisyonunun geliş açısına bağımlı olduğu görülmekte olup Eşitlik (6.8) ve (6.9) ile açıklanabilir. Asimetrik duruma göre simetrik yapıda rezonans piklerindeki yüksek geçirgenlik oranının ($T \approx 1$) nedeni de rezonans durumundaki empedans uyumluluğu ile açıklanabilir.

6.5. Kusur Tabaka Kalınlığının Etkisi: $H/(AB)^S mD(BA)^P/H$ FK Yapı

FBA özellikli yapılarda iletim karakteristiklerini etkileyen en önemli faktörlerden biri de kusur tabakasının kalınlığıdır. Bu nedenle kusur modu özelliklerini incelerken bu parametre dikkate alınmalıdır. Bu bölümde Şekil 6.5'deki asimetrik yapı dikkate alınarak, ışığın dik gelişi ($\theta = 0$) durumunda, $S=P=6$ ve $N=12$ periyot sayısı için $H/(AB)^6 mB(BA)^6/H$ sıralı 1D FK'de, farklı kalınlıkta (farklı m değerlerinde) kusur tabakası kullanarak elde ettiğimiz geçirgenlik karakteristiklerinin değişimi incelenmiştir.

Şekil 6.18'de görüldüğü gibi kusur tabakası kalınlığı $d_D=254.9$ nm ve daha düşük alındığında ($m \leq 1$), geçirgenlik karakteristiklerinin değişimi gösterilmiştir. $m=1/4$ ($d_D=63.7$ nm) için bant genişliği $\Delta\lambda=2069-1278=791$ nm, pik dalgaboyu $\lambda_p=1268$ nm, pik genliği $r_p=0.9763$ ve $m=1/2$ ($d_D=127.4$ nm) için bant genişliği $\Delta\lambda=2083-1232=851$ nm, pik dalgaboyu $\lambda_p=1345$ nm, pik genliği $r_p=0.9180$ olarak ölçüldü. Kusur rezonans pik konumu, kalınlık arttıkça uzun dalgaboyuna doğru belirgin şekilde kaymaktadır. Pik genliğinde ise önemli bir değişiklik yoktur. Kusur tabakası kalınlığının artması bant genişliğini de az bir miktar arttırmıştır.

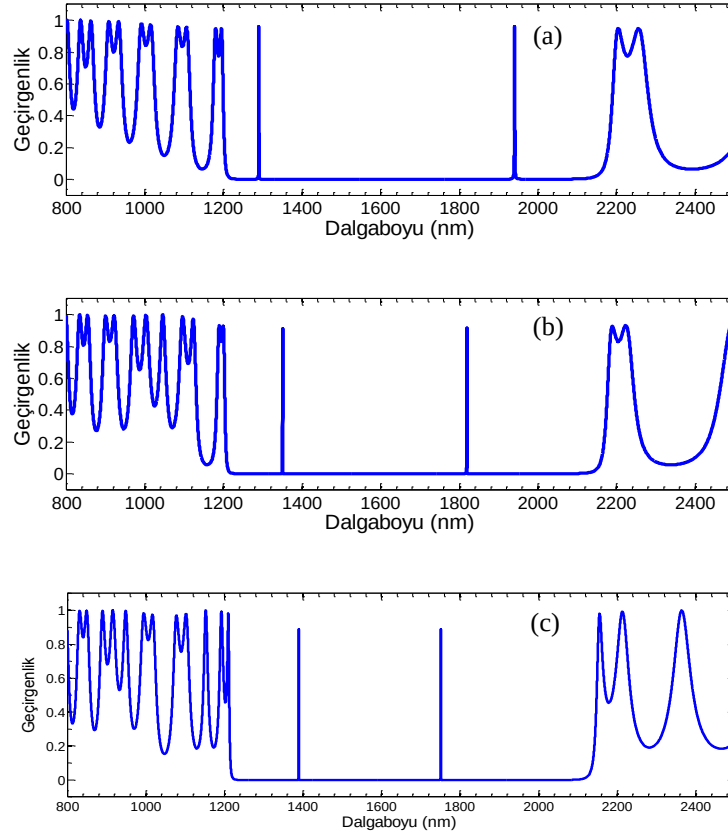
Şekil 6.19'da $m > 1$ ve $m \rightarrow$ çift sayı durumunda farklı m değerleri için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları gösterilmiştir. FBA bölgesinde sağ ve sol olmak üzere iki adet pik oluştuğu görüldü. $m = 2$ için ($d_D = 509.8$ nm) bant genişliği $\Delta\lambda=1236-2079=843$ nm, sol ve sağ pik dalgaboyu değerleri sırasıyla $\lambda_{p_L} = 1290$ nm ve $\lambda_{p_R} = 1941$ nm, $m=4$ ($d_D = 1019.6$ nm) için bant genişliği $\Delta\lambda=2100-1228=872$ nm, sol ve sağ pik dalgaboyu değerleri sırasıyla $\lambda_{p_L} = 1350$ nm ve $\lambda_{p_R} = 1819$ nm, $m = 6$ ($d_D=1529.4$ nm) için bant genişliği $\Delta\lambda=2087-1232=855$ nm, sol ve sağ pik dalgaboyu değerleri ise sırasıyla



Şekil 6.18. TE modunda kusur tabakasının farklı kalınlıkları ve $H/(AB)^6 m B(AB)^6/H$ dizilimi için $m \leq 1$ durumunda hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları; (a) $m = 1/4$ ve $d_D = 63.7$ nm, (b) $m = 1/2$ ve $d_D = 127.4$ nm, (c) $m = 1$ ve $d_D = 254.9$ nm.

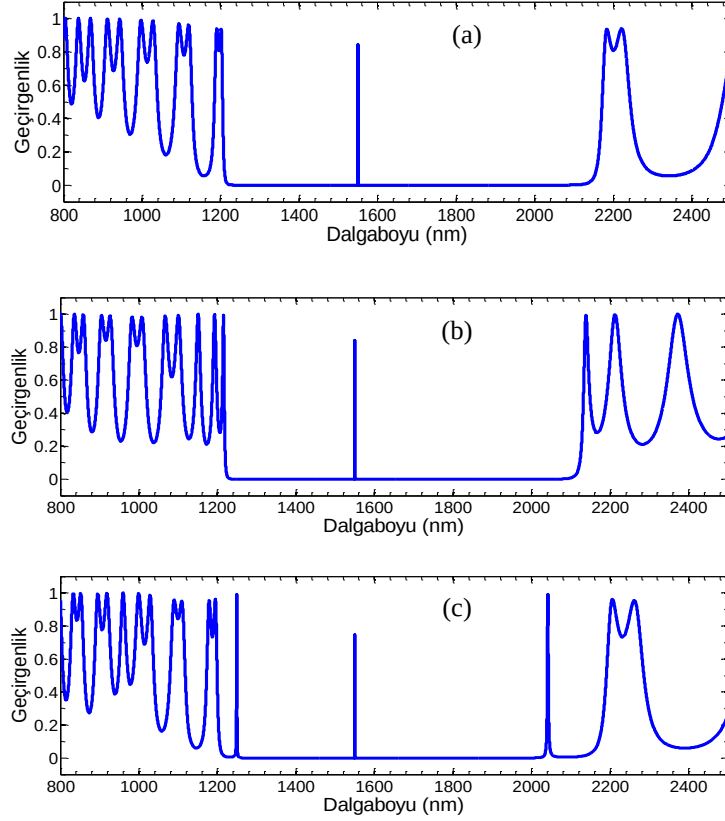
$\lambda_{p_L} = 1390$ nm ve $\lambda_{p_R} = 1751$ nm elde edildi. Fotonik bant genişliğinde önemli bir değişim olmamakla birlikte sağ ve sol kusur pikleri m 'in çift değerleri için arttırıldığında birbirine yaklaşacak şekilde kaymaktadır. Yalnız sağ pik konumundaki kayma sol pike göre daha fazla olup 2 katına yakındır. m 'in çift değerleri için elde edilen FBA içerisindeki iki pik ve sistemin karakteristik davranışı Bölüm 6.4'de anlatılan simetrik yapıyla benzerlik gösterir.

Şekil 6.20'de ise $m > 1$ ve $m \rightarrow$ tek sayı durumunda $m = 1$ ($d_D = 254.9$ nm), $m = 3$ ($d_D = 764.7$ nm) ve $m = 5$ ($d_D = 1274.5$ nm.) için hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları gösterilmiştir. Burada önceki durumlardan farklı olarak FBA bölgesinde oluşan tek rezonans pikinin artan m değerine rağmen konumunda değişim gözlenmedi.



Şekil 6.19. TE modunda kusur tabakasının farklı kalınlıkları ve $H/(AB)^6 mB(AB)^6/H$ sıralı FK için ($m > 1$ ve $m \rightarrow$ çift sayı) durumunda hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları: (a) $m = 2$ ve $d_D = 509.8$ nm, (b) $m = 4$ ve $d_D = 1019.6$ nm, (c) $m = 6$ ve $d_D = 1529.4$ nm.

Yani şekilden de görüleceği üzere pik konumu 1550 nm de sabittir. Bu da pik konumunun m 'in tek değerleri için değişmediği anlamına gelir. Yani $mL \rightarrow L$ şeklinde ifade edilebilir. Burada tüm geçirgenlik karakteristikleri benzer özellik göstermesine rağmen bant genişlikleri ve pik dalga boylarında az miktarda bir değişim vardır. Bant genişlikleri ve pik dalga boyları, $m=1$ için $\Delta\lambda=2098-1229=869$ nm ve $r_p=0.8432$, $m=3$ için $\Delta\lambda=2073-1237=836$ nm ve $r_p=0.8412$, $m=5$ için $\Delta\lambda=2015-1259=756$ nm ve $r_p=0.7459$ dir. Diğer taraftan $m=5$ durumunda FBA nin sağ ve sol kenarlarına yakın 1249 nm ve 2041 nm konumlarında iki adet kenar pikin olduğu görülmektedir.



Şekil 6.20. TE modunda kusur tabakasının farklı kalınlıkları ve $H/(AB)^6mB(AB)^6/H$ sıralı FK için ($m \geq 1$ ve $m \rightarrow$ tek sayı) hesaplanan geçirgenlik spektrumu ve kusur modları; (a) $m = 1$ ve $d_D = 254.9$ nm (b) $m = 3$, ve $d_D = 764.7$ nm (c) $m = 5$, ve $d_D = 1274.5$ nm.

6.6. Tabaka Sayısının Etkisi

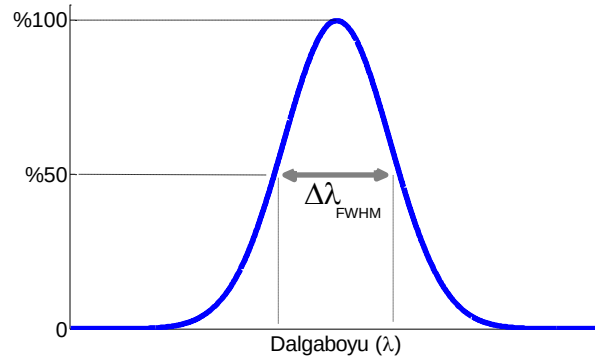
Çok tabakalı kusurlu bir sistem tasarımlarında tabaka sayısı önemli ve sınırlayıcı bir faktördür. Burada yine Şekil 6.5’deki asimetrik Si/SiO₂ tabaka çiftinden oluşan sisteme SiO₂ ve “hava” kusur tabakaları eklenen periyodik yapı analiz edildi. Kusur modu üzerinde tabaka sayısının etkisini göstermek için Q kalite faktörü dikkate alındı. Her simülasyon için, tasarım dalga boyu $\lambda_0 = 1550$ nm, spektrumun dalga boyu aralığı 1000 nm~2800 nm arasında ve hesaplama adımı 0.005 nm olarak tasarlandı. Rezonans kusur pikinin

davranışını daha iyi görmek için x-koordinatı biraz genişletilerek ayarlandı ve ayrı olarak gösterimi yapıldı. Tabaka çifti sayısı $N=4, 8, 10$ değerleri için ayrı ayrı hesaplama yapılarak simülasyon sonuçları grafiksel olarak gösterildi.

Kalite faktörü, FK yapılar da dalga nın bir bölgede ne kadar uzun süre sabitlenebildiğinin bir göstergesidir. Bu parametre ne kadar büyük değerde ise dalga nın sabitlenmesi de o kadar uzun süreli olur. Kalite faktörü değ erleri, yarı maksimumda tam genişlik (FWHM-Full Width at Half Maximum) yöntemi ile

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{FWHM}} \quad (6.11)$$

eşitliği kullanılarak elde edildi. Burada $\Delta\lambda$, iletim pikinin yarı maksimum pozisyonundaki dalga boyu farkı ve $\lambda_0=1550$ nm rezonans dalga boyudur (Şekil 6.21).



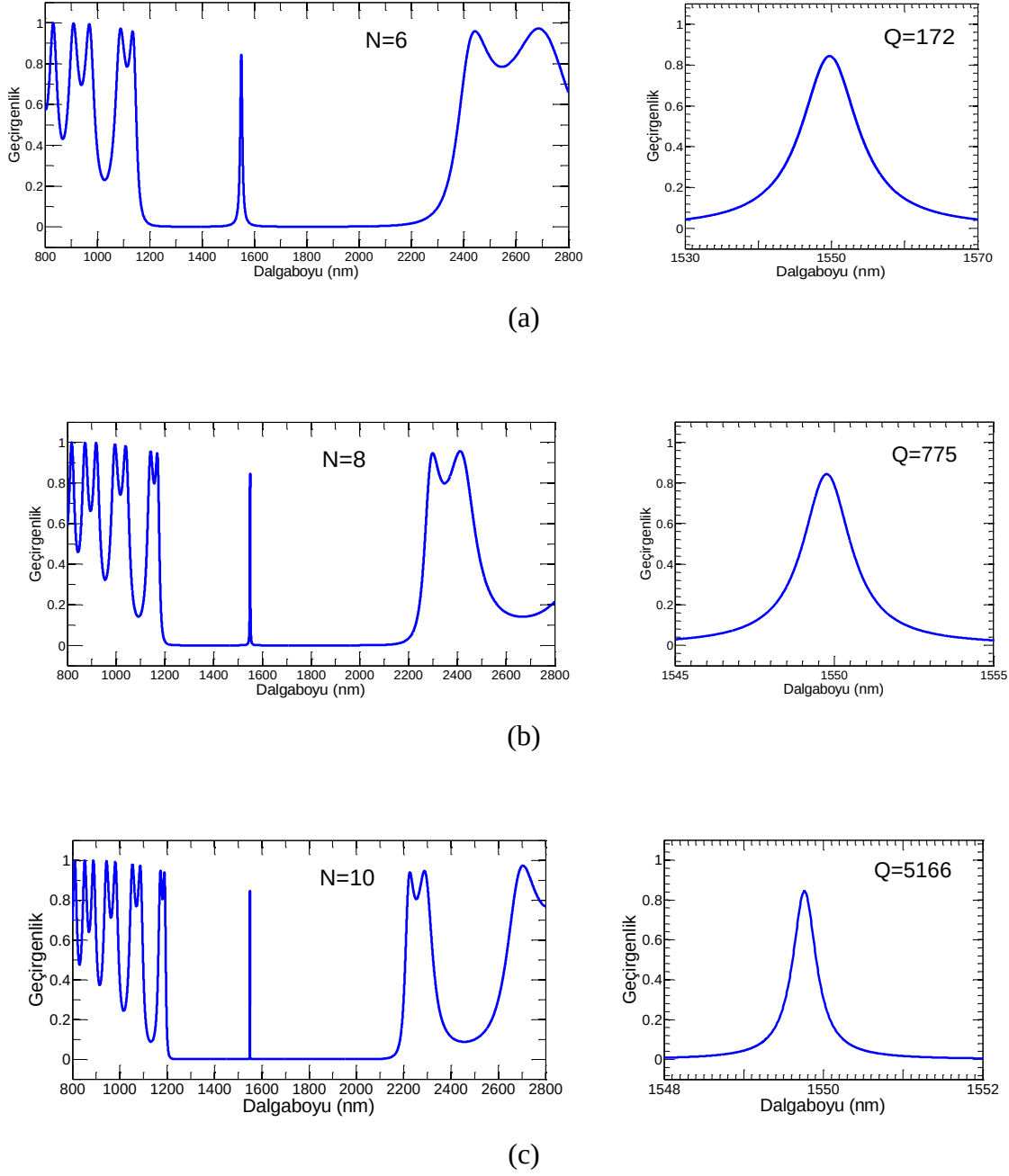
Şekil 6.21. Gaussian bir darbenin FWHM hesabı.

6.6.1. Kusur tabakası: SiO₂

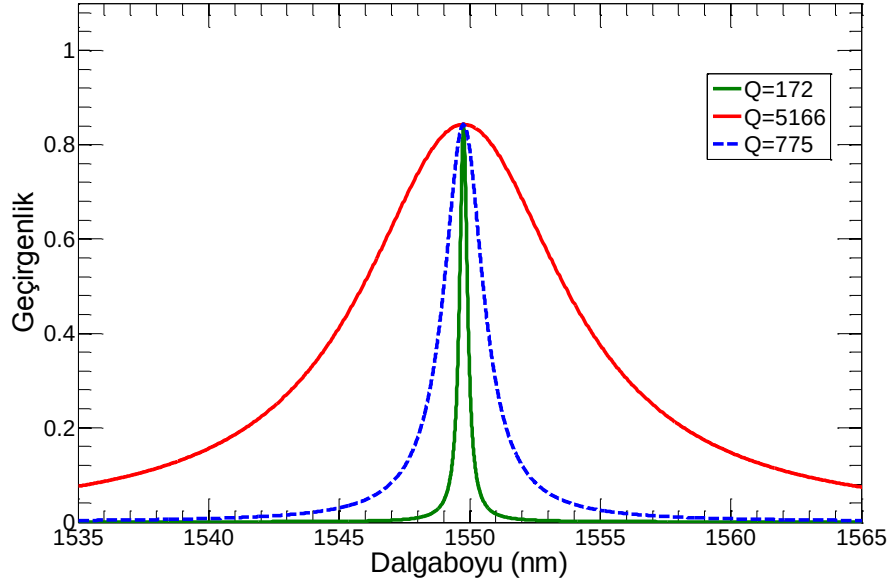
Tabaka çifti sayısının etkisini incelemek için önce Şekil 6.5'deki yapıya kusur tabakası olarak SiO₂ eklendi ve geçirgenlik spektrumları elde edildi ve Q değerleri hesaplandı. Kusur tabakası SiO₂ için tasarlanan yapının hesaplanan parametre değerleri Çizelge 6.4'de verilmiştir. N tabaka sayısının artan değerleri için hesaplanan geçirgenlik spektrumları ve kalite faktörü değerleri Şekil 6.22'de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi N tabaka çifti sayısının artmasıyla birlikte FBA gittikçe daralan bir eğime sahiptir. Sağ ve sol bant kenarları da gittikçe keskinleşir. Tabaka çifti sayısı $N=6$ için FBA, yani iletim pikinin yarı maksimum pozisyonundaki dalgaboyu farkı yaklaşık $\Delta\lambda_{FWHM}=9$ nm dir. Hesaplanan kalite faktörü ise $Q=172$ dir. $N=8$ için dalgaboyu farkı yaklaşık $\Delta\lambda_{FWHM}=2$ nm ve kalite faktörü $Q=775$ dir. Yine $N=10$ için dalgaboyu farkı yaklaşık $\Delta\lambda_{FWHM}=9$ nm ve kalite faktörü $Q=5166$ olarak elde edilmiştir. N sayısının artmasıyla Q kalite faktörü değerinde büyük bir artışın olduğu görülmektedir. Bunun nedeni sisteme her tabaka çifti (periyot) eklendiğinde Bragg aynanın yansıtırlığının daha da artmasıdır. Şekil 6.23'de üç farklı N değeri için rezonans pikin değişimi ve Q kalite faktörü değerleri birlikte gösterilmiştir. Beklendiği gibi, tüm durumlarda, rezonans 1550 meydana gelmektedir. Burada rezonans pikin maksimum genlik değeri $r_p=0.8433$ olarak hesaplandı. Tüm N değerleri için genlik değerinde herhangi bir değişim gözlenmedi.

Çizelge 6.4. SiO₂ kusur tabakası eklenmiş N adet Si/SiO₂ tabakalı 1D FK yapı için parametre değerleri.

Tabaka	Malzeme	Kırılma indisi	Tabaka kalınlığı (nm)
1	Si	3.42	113.4
2	SiO ₂	1.52	254.9
Kusur	SiO ₂	1.52	254.9



Şekil 6.22. Kusur tabakası SiO_2 olan Si/SiO_2 $(\text{H}/(\text{AB})^6\text{B}(\text{AB})^6/\text{H})$ çok tabakalı yapının geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri, (a) periyot sayısı $N=6$, kalite faktörü $Q=172$, (b) periyot sayısı $N=8$, kalite faktörü $Q=775$, (c) periyot sayısı $N=10$, kalite faktörü $Q=5166$.



Şekil 6.23. SiO₂ kusurlu sistemde üç farklı N değeri için geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri gösterimi ve hesaplanan kalite faktörü değerleri (Kırmızı çizgi $N=6$ ve $Q=172$, Mavi çizgi $N=8$ ve $Q=775$, yeşil çizgi $N=10$ ve $Q=5166$).

6.6.2. Kusur Tabakası: Hava

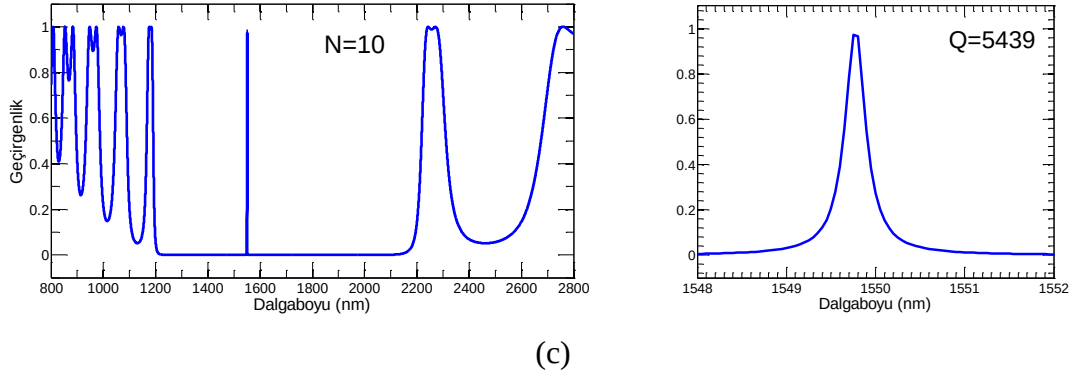
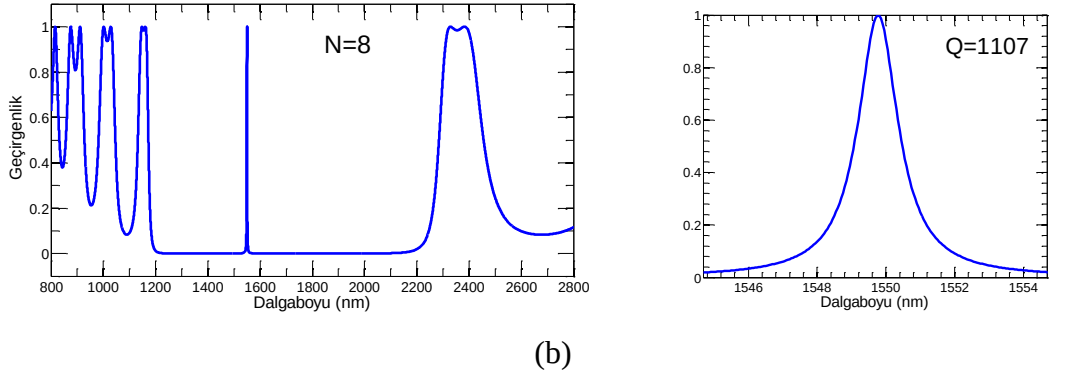
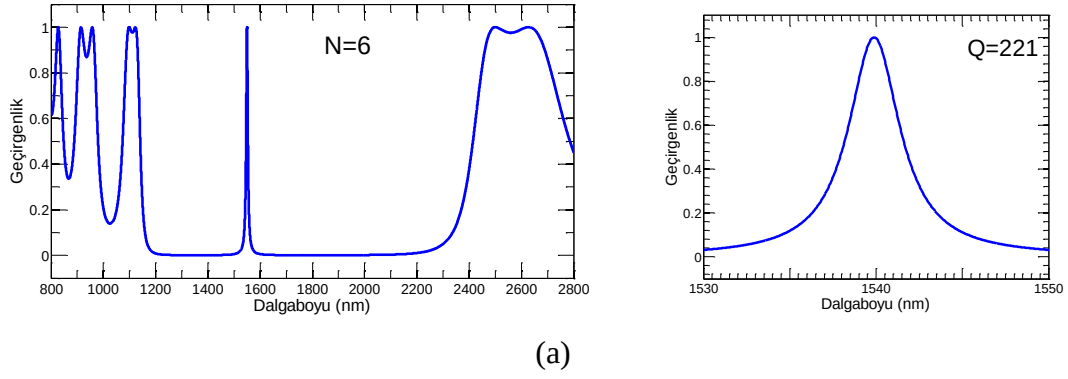
Bu defa Si/SiO₂ tabakalı periyodik sisteme kusur tabakası olarak “hava” eklendi. Bu durum için tasarlanan yapının parametre değerleri Çizelge 6.5’de verilmiştir. N tabaka sayısının artan değerleri için hesaplanan geçirgenlik spektrumları ve kalite faktörü değerleri ise Şekil 6.24’de gösterilmiştir. SiO₂ kusurlu sisteme benzer şekilde N periyot sayısının artmasıyla birlikte FBA gittikçe daralan bir eğime sahiptir. Sağ ve sol bant kenarları da gittikçe keskinleşir. Tabaka çifti sayısı $N=6$ için iletim pikinin yarı maksimum pozisyonundaki dalgaboyu farkı yaklaşık $\Delta\lambda_{FWHM}=7$ nm dir. Hesaplanan kalite faktörü ise $Q=221$ dir. $N=8$ için dalgaboyu farkı yaklaşık $\Delta\lambda_{FWHM}=1.4$ nm ve kalite faktörü $Q=1107$ ve $N=10$ için dalgaboyu farkı $\Delta\lambda_{FWHM}=0.28$ nm ve kalite faktörü $Q=5439$ olarak elde

edilmiştir. N sayısının artmasıyla yine Q kalite faktörü değerinde büyük bir artışın olduğu görülmektedir. Şekil 6.25’de üç farklı N değeri için rezonans pikin değişimi ve Q kalite faktörü değerleri birlikte gösterilmiştir. Tüm N değerleri için genlik değerinde herhangi bir değişim gözlenmedi. Tüm durumlarda, rezonans 1550 de meydana gelmiş olup rezonans pikin maksimum genlik değerinde önemli bir değişim gözlenmemiştir. Yani yaklaşık olarak $r_p=1$ dir.

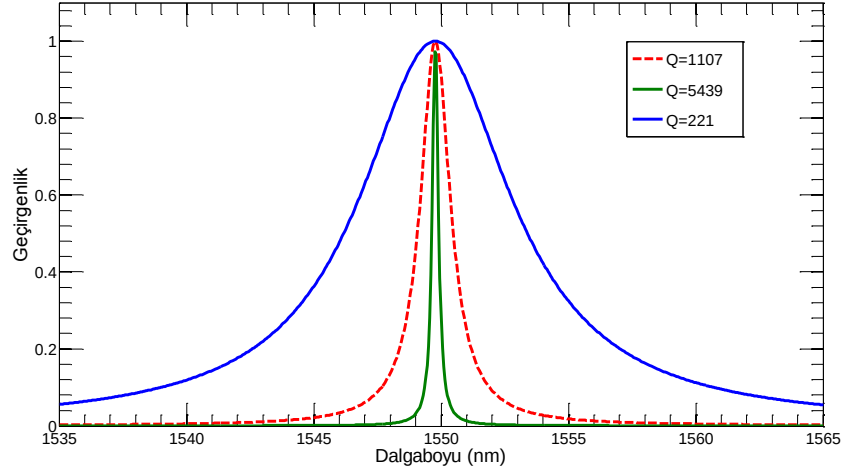
Yukarıda analizini yaptığımız N periyotlu SiO_2 ve hava kusurlu yapıları karşılaştırsak, hava kusurlu sistemin Q değerleri SiO_2 kusurlu sisteme göre daha yüksek olduğu görülmektedir. Bunun nedenini, ayna yansıtırlığının oyuk ortamın kırılma indisine bağlı olmasıyla açıklayabiliriz. Yani çeyrek dalga çubuğun yansıtırlığı ışığın girdiği ortamın kırılma indisine bağlıdır. Böylece tabaka sayısı aynı olan hava kusurlu yapılarda SiO_2 kusurlu yapılara göre daha yüksek Q değerleri elde edilir. Yalnız burada dikkate alınması gereken önemli bir husus SiO_2 kusurlu sistemde rezonans pik genliğinin hava kusurlu sisteme göre düşük olmasının Q faktörünü de etkilediğidir. SiO_2 kusurlu sistem için Q değerleri genlik tepe değeri $r_p=0.8433$ baz alınarak hesaplanmıştır. Yani genlik değeri ile yakın bir değer olsaydı Q faktörü değerinin de buna bağlı olarak artacağı açıkça görülebilir. Bu tür sistem tasarımları yapılırken ve Q faktörü belirlenirken malzeme seçimi dolayısıyla malzemenın kırılma indis faktörü de dikkate alınmalıdır.

Çizelge 6.5. Hava kusur tabakası eklenmiş N adet Si/ SiO_2 tabakalı 1D FK yapı için parametre değerleri.

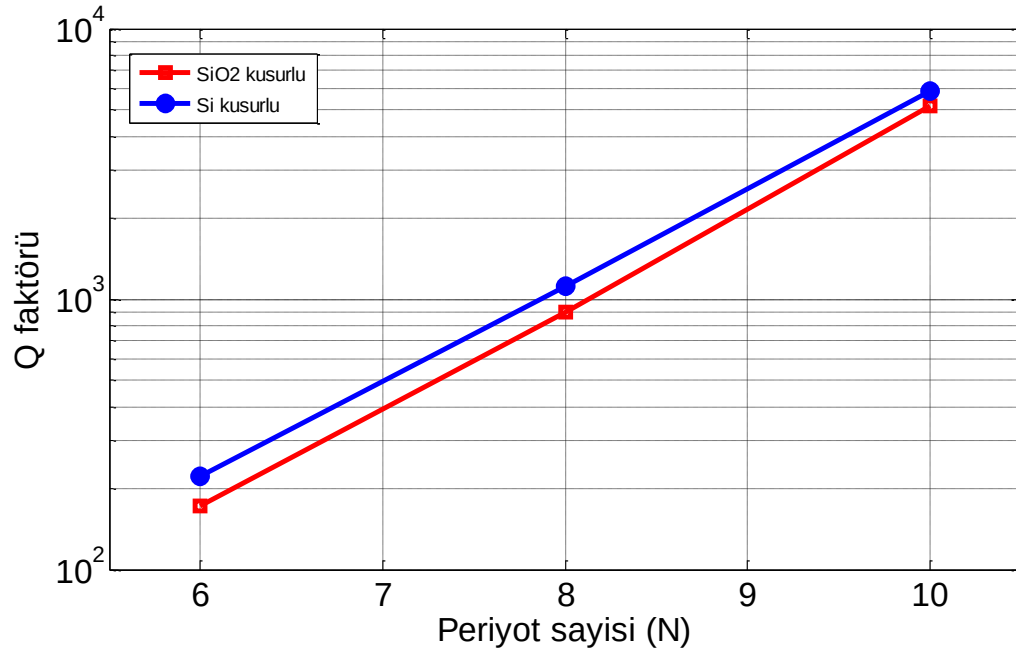
Tabaka	Malzeme cinsi	Kırılma indisi	Tabaka kalınlığı (nm)
1	Si	3.42	113.4
2	SiO_2	1.52	254.9
Kusur	Hava	1	387.5



Şekil 6.24. Kusur tabakası hava olan Si/SiO_2 $(\text{H}/(\text{AB})^6\text{H}(\text{AB})^6/\text{H})$ çok tabakalı yapının geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri; (a) periyot sayısı $N=6$, kalite faktörü $Q=221$, (b) periyot sayısı $N=8$, kalite faktörü $Q=1107$, (c) periyot sayısı $N=10$, kalite faktörü $Q=5439$.



Şekil 6.25. Hava kusurlu sistemde üç farklı N değeri için geçirgenlik-dalgaboyu karakteristikleri gösterimi ve hesaplanan kalite faktörü değerleri (Kırmızı çizgi $N=6$ ve $Q=221$, Mavi çizgi $N=8$ ve $Q=1107$, yeşil çizgi $N=10$ ve $Q=6439$).



Şekil 6.26. İki farklı kusur tabakası eklenmiş 1D FK'de N periyot sayısına karşılık Q faktörü değişimi.

Şekil 6.26’da 1550 nm ye yerleştirilen tasarım dalgaboyu ve N adet tabaka çifti için hesaplanan Q kalite faktörü grafiği görülmektedir. Grafik yarı logaritmik ekseninde gösterilmiştir. N sayısının artmasıyla birlikte hem SiO_2 hem de hava kusurlu sistem için doğrusal artan Q değeri görülmekle birlikte gerçekte normal ekseninde üstel artış olduğu açıkça görülebilir. Buradan N periyot sayısının periyodik 1D FK yapılarda sınırlayıcı önemli bir parametre olduğu anlaşılmaktadır. İyi bir yansıtırlık için, özellikle yansıtıcı sistem tasarımlarında sistem yüksek Q değerine dolayısıyla da yüksek N değerine sahip olmalıdır. Diğer taraftan kusur tabakasının kırılma indisinin de Q faktörü üzerinde etkili olduğu görülmektedir. Hava kusurlu sistemde Q faktörü SiO_2 kusurlu sisteme göre daha yüksek değere sahiptir. Yine SiO_2 kusurlu sistemde rezonans pik genliğinin hava kusurlu sisteme göre düşük olmasının Q faktörünü etkilediği unutulmamalıdır. SiO_2 kusurlu sistem için Q değerleri genlik tepe değeri $r_p=0.8433$ baz alınarak hesaplandığından, bu değer “1” e yakın bir değer olduğunda Q faktörü de buna bağlı olarak artacaktır.

7. SONUÇ VE TARTIŞMALAR

Bu çalışmada, dielektrik sabiti periyodik olarak değişen ve birçok optik aletin temelini oluşturan periyodik yapılarda elektromanyetik dalga yayılımının temel özellikleri ve davranışı analiz edilmiştir. Kullandığımız yöntemler katıhal fiziğindeki elektronların enerji bant modeline eşdeğerdir. Bu nedenle Bloch dalgaları, yasak bant aralığı gibi kullanılan terminolojide yine benzerlik gösterir. Bu tezde yapılan çalışmaları aşağıdaki gibi özetleyebiliriz;

- Öncelikle, kırılma indisleri farklı iki malzeme kullanılarak tek boyutlu periyodik bir yapıda dağılım karakteristikleri DDY ile incelendi. Kırılma İndisi Faktörünün ve doluluk faktörünün bant yapısı üzerindeki etkisini analiz ettik. Tüm bandlarda normalize yasak bant pozisyonlarının kırılma indis faktörü δ 'nin artmasıyla birlikte bir önceki konumuna göre orijinden uzaklaşacak şekilde kaydığı yine doluluk faktörü η 'nin artmasıyla birlikte bir önceki konumuna göre orijine yaklaşacak şekilde kaydığı görüldü. Her iki parametre içinde bant aralıkları genelde yüksek δ ve η değerlerinde azaldı. En yüksek bant genişliği değerinin elde edildiği kritik nokta yaklaşık $\delta=0.4$ ve $\eta=0.3$ değerlerinde sağlandığı tespit edildi. Yüksek bant genişliği gerektiren uygulamalarda bu önemli bir bulgudur.
- Diğer taraftan kızılötesi (IR) ve görünür frekanslarda soğurma kaynaklı kayıplar çoktur. Çok tabakalı dielektrik aynalar ise gelen ışığı istenen açıyla dar bir frekans aralığında yansıtır. Düşük optik kayıplar ve yüksek yansıtıcılık ve sağlamlık nedeniyle dielektrik aynalar metalik yansıtıcılara göre tercih edilir. İstenen pozisyon ve yansıma bandı genişliği, tabaka kalınlığı ve malzemenin kırılma indisinin değiştirilmesiyle kolayca elde edilebilir. Bu özellikleri dikkate alarak bir boyutlu çok tabakalı periyodik yapıdan oluşan $(n_i/(AB))^N/n_s$ sıralı bir sistemin

ÇYFBA'nın davranışı farklı periyot değerleri ve farklı kırılma indisli malzemeler için analiz edildi. İki farklı sistemde Si/SiO₂ ve Si/TiO₂ tabakalı periyodik yapılar kullanıldı. Analizlerde FK'lerde bant yapılarının çözümlemesinde oldukça elverişli bir yöntem olan İMY kullanıldı. Karşılaştırılan iki sistem için kritik konfigürasyon parametreleri olan geliş açısı (θ), kırılma indisi faktörü (δ) ve periyot genişliğinin (Λ) ÇYFBA üzerindeki etkisi gösterildi. Bu iki sistem için kırılma açısı hesaplanarak Brewster açısının etkili olmadığı ve göz ardı edilebileceği görüldü. Periyot uzunluğu ve kırılma indisi faktörü arttırıldığında sistemin toplam bant genişliği de doğrusal artış gösterdi. Geliş açısının artmasıyla birlikte, bant genişliğinin TE modunda artarken TM modunda azaldığı gösterildi. Sistemin toplam çok yönlü bant genişliğini TM modunun belirlediği ve geniş açılarda toplam bant genişliğinin azaldığı ve bant bölgesinin kısa dalgaboyu bölgesine doğru kaydığı gösterildi. Burada bant genişliği ile periyot arasındaki ilişkiyi belirlemek için bir bağıntı oluşturuldu. Bu bağıntı ile hesaplanan bant genişliği ile periyot arasında doğrusal bir ilişki olduğu gösterildi. Yüksek δ faktörü için bant genişliği de yüksek çıktı Bu tür yapılar ve elde edilen sonuçlar çok yönlü aynalar, optik filtre ve optik haberleşme endüstrisinde kullanılan diğer optik cihazların üretiminde kullanılabilir

- Bu çalışmayı temel alarak güneş spektrumu bölgesinde görünen bölge için (300-750 nm aralığı), silisyum temelli iki tabakadan oluşan periyodik yapı kullanarak geniş bant aralığına sahip mükemmel bir yansıtıcı tasarladık. Tasarladığımız sistem VR frekans aralığını içine alacak şekilde çalıştı. TE ve TM modları için yansıtırlık spektrumu analiz edilerek, görünür bölgede % 100 yansıtırlık oranına sahip bant aralığı elde edildi. Bu devre, ışığı güneş pili hücreleri içerisine odaklamanın yanında istenen spektrum bant aralığının geçmesine de izin veren bir filtre görevi de yapmaktadır. Işığın farklı geliş açıları için ayarlanabilir, üretimi basit ve ucuz olduğundan birçok PV hücre uygulamalarında rahatlıkla kullanılabilir. Yüksek yansıtırlık oranına ve bant seçici özelliğe sahip yansıtıcı,

yaklaşık $\lambda=300$ nm ve 800 nm aralığında geniş bant dalgaboyu bölgesini kapsayacak şekilde ayarlanabilir. Yansıtıcı, esnek bir yapıya sahiptir ve optimum verim elde edilebilecek şekilde güneş pillerinde verimliliği artırmak için uyarlanabilir. Tasarlanan bu yapı güneş pili aygıtları içerisinde ışığın daha fazla soğurulması amacıyla geri yansıtıcı (back reflector) olarak kullanılabileceği gibi açısız seçici bir filtre olarakta kullanılabilir.

- 1D FK kombinasyonu için IR bölgesinde 1550 nm optik iletim frekansında TE/TM polarizasyonları için kusur modu geçirgenlik karakteristikleri çalışıldı. Işığın geliş açısının değişimi kusur modunun pozisyonu ve pik değeri üzerindeki etkisi İMY kullanılarak analiz edildi. İMY, tabaka tabaka yapının analizine izin veren bir yöntem olduğundan 1D kusurlu yapıları çalışmak için idealdir. Ayrıca Simetrik ve asimetrik kusurlu yapıları karşılaştırarak kusur modunun yapı içerisindeki davranış karakteristikleri gösterildi. Brewster açısının kritik değeri hem Si hemde SiO₂ kusurlu yapıda yaklaşık 60° civarında tespit edildi. Özellikle TM modunda 60° altında geçirgenlik artan bir fonksiyon gösterirken Brewster açısının etkisiyle 60° üzerinde oldukça azalan bir fonksiyon gösterdi. Bu, Brewster açısının FBA özellikli yapı tasarımlarında dikkate alınması gereken önemli bir parametre olduğunu göstermesi açısından önemlidir. Asimetrik yapıda FBA bölgesinde tekli kusur pikleri oluşumu gözlenirken simetrik yapıda ikili pik oluşumu gözlemlendi. Her iki yapıda üretilen belli bölgedeki modların frekans kaymasına neden olduğu görüldü. Asimetrik yapıya göre simetrik yapıda pik geçirgenlik oranının yüksek olduğu görüldü. Bunun nedeni rezonans durumundaki empedans uyumluluğu olabilir.
- Kusur tabakası kalınlığının etkisini göstermek için, tabaka kalınlığı katları şeklinde arttırıldı. Tek katları için tek kusur piki oluşurken çift katları için ikili simetrik pik oluşumu gözlemlendi. İlgi çekici bir durum kusur tabakasının tek katlarında kusur modun konumunda değişiklik olmadı ve 1550 nm tasarım dalga

boyunda sabit kaldı. Kusur tabakasının çift katlarında kalınlıkla orantılı olarak pik sayısının arttığını söyleyebiliriz. Bu yapı ile frekans seçici optik filtre tasarımları kolaylıkla gerçekleştirilebilir.

- Periyodik çok tabakalı sistemlerde tabaka çifti sayısı N , sınırlayıcı ve önemli bir faktördür. Q faktörüyle N sayısının doğrusal artışına karşılık üstel arttığı gösterildi. Yüksek geçirgenlik için Q faktörü dolayısıyla da N tabaka sayısı yüksek tutulmalıdır. Yine kusur tabakasının kırılma indisinin de Q faktörü üzerinde etkili olduğu görülmektedir. Hava kusurlu sistemde Q faktörü SiO_2 kusurlu sisteme göre daha yüksek değere sahiptir.
- Bu analizler ve elde edilen sonuçlar optik haberleşmede, Optik haberleşmenin potansiyel uygulamalarında ve bu cihazların üretiminde, bant ve geniş bant filtre tasarımlarında, Dalgaboyu Bölmeli Çoklayıcı (WDM) haberleşme sistemlerinde kullanılan çoklayıcı-seçici aygıtların tasarımlarında, yansıtıcılar, güneş pilleri, fiber optik dalga kılavuları vb. uygulamalar ve analizlerinde kullanılabilir. 1D FK yapılar için yaptığımız analiz ve yöntemler 2D ve 3D yapıların tasarımında da bir fikir verebilir. Gelecekte FK yapıların, tıp, güneş pili ve uygulamaları ve askeri savunma sistemleri gibi bilimin bir çok farklı alanında uygulanabilirliğinin artması öngörülmektedir. Özellikle bu çalışmada analiz ettiğimiz 1D FK yapılar düşük maliyetli ve üretimi daha kolay olduğundan yeni alanlarda gerçekleştirilecek üretim ve uygulamalarda öncelikli olarak kullanılabilir. Gelecekte 1D FK yapılardaki geliştirmelere paralel olarak, üretimi daha zor olan 2D ve 3D FK yapıların da teknolojiye kullanımının artması beklenebilir.

ÖZGEÇMİŞ

Veysel Korkmaz, 29.08.1970 doğumlu olup 1995 yılında Uludağ Üniversitesi Mühendislik Fakültesi, Elektronik Mühendisliği Bölümünden mezun oldu. Askerlik görevi sonrası 1997-2004 yılları arasında Pamukkale Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü, 2004-2005 yılları arasında Ege Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümlerinde Araştırma Görevlisi olarak çalıştı. 2005-2008 yılları arasında Enerji Bakanlığında görev yaptı. 2008 yılından bu yana Bilgi Teknolojileri ve İletişim Kurumunda İletişim Uzmanı olarak çalışmaktadır. Yüksek Lisans eğitimini Pamukkale Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde 2003 yılında tamamlamıştır. Evli ve üç çocuk babasıdır.

KAYNAKLAR DİZİNİ

Abad, J. B., Rodriguez, A., Bermel, P., Johnson, S. G., Joannopoulos, J. D., Solcacić, M., 2007, Improving Thin-Film Crystalline Silicon Solar Cell Efficiencies With Photonic Crystals, *Opt. Express*, 15: 16161 p.

Abeles, F., 1950, Recherche sur la propagation des ondes electromagnetiques sinusoidales dans les milieux stratifies: Application aux couches minces, *Ann. Phys. (series 12)* 5, 596-640 (part I), 706-784 (part II)

AbdelMalek, F., Belhadj, W., Haxha, S., et al., 2007, Realization of a high coupling efficiency by employing a concave lens based on two-dimensional photonic crystals with a negative refractive index, *IEEE J. Lightwave. Tech.*, 29(10), 1368-1374 p.

Ahmadi Tameh, T., Isfahani, M., Javan, B. M., et al., 2009, Enhancement of nonlinearity in nonlinear photonic crystal ring resonators for all-optical switching, *IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting Series*, 26-27 p.

Andalib, P. and Granpayeh, N., 2009, All-optical ultracompact photonic crystal AND gate based on nonlinear ring resonators, *J. Opt. Soc. Am. B*, 26(1), 10-16 p.

Aly, A. H. and Elsayed, H. A., 2012, Defect mode properties in a one-dimensional photonic crystal, *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 407 (1), 120–125 p.

Assefa, S., McNab, S. J., Vlasov, Y. A., 2006, Transmission of slow light through photonic crystal waveguide bends, *Opt. Lett.* 31(6), 745-747 p.

Astrova, E. V., Perova, T. S., Tolmachev, V. A., 2005, 1D Periodic Structures Obtained by Deep Anisotropic Etching of Silicon, *Frontiers of Multifunctional Integrated Nanosystems NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry*, vol. 152, 205-212 p.

Badescu, V., 2009, *Physics of nanostructured solar cells*, Nova Science Publishers.

Bakhtazad, A. and Kirk, A. G., 2007, First-band S-vector photonic-crystal superprism demultiplexer design and optimization, *J. Lightwave. Tehcnol.*, 25(5), 1322-1333 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Basore, P. A., 1990, Numerical modeling of textured silicon solar cells using PC-1D, IEEE Trans. Elec. Dev., vol. 37, 337-343 p.

Benisty, H., Weisbuch, C. and Labilloy, D., 1999, Optical and confinement properties of two-dimensional photonic crystals, Journal of Lightwave Technology, vol. 17, No. 11, 2063-2077 p.

Bernier, D., Le Roux, X., Lupu, A. et al., 2008, Compact, low cross-talk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism, Opt. Express 16(22), 17209-17214 p.

Beiser, A., 2006, Modern Fiziğin Kavramları, Akademi Yayıncılık, Ankara, (Çeviren: G. Öngüt) 551 s.

Bienstman, P., Assefa, S., Johnson, S. G., et al., 2003, Taper structures for coupling into photonic crystal slab waveguides, J. Opt. Soc. Am. B 20(9), 1817-1821 p.

Blanco, A., Chomski, E., Grabtchak, S., et al., 2000, Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres, Nature 405, 437-440 p.

Bloch, F., 1928, Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. Zeitschrift für Physik , 52, 555-600 p.

Born, M., Wolf, E., 1964, Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light, Oxford, Pergamon Press.

Brillouin, L., 1946 (McGraw-Hill) (Dover, 1953, 2003), Wave Propagation in Periodic Structures: Electric Filters and Crystal Lattices.

Brown, E. R. and McMahon, O. B., 1995, Large electromagnetic stop bands in metallodielectric photonic crystals, Appl. Phys. Lett. 67, 2138 p.

Bykov, V. P., 1972, Spontaneous emission in a periodic structure, Sov. Phys. JETP, 35, 269-273 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Bykov, V. P., 1975, Spontaneous emission from a medium with a band spectrum, Sov. J. Quant. Electron., 4, 861-871 p.

Campbell, P., 1990, Light trapping in textured solar-cells, Sol. Energy Mater., vol. 21, 165-172 p.

Cuesta-Soto, F., Garcia-Banos, B., Marti, J., 2005, Compensating intermodal dispersion in photonic crystal directional couplers, Opt. Lett., 30 (23), 3156-3158 p.

Cassagne, D. C., Jouanin, C., and Berton, D., 1996, Hexagonal photonic band gap structures, Physical Review B, vol. 53, 7134-7142 p.

Chen, C.-L, 1981, Transverse electric fields guided by doubly-periodic structures, J. Appl. Phys., 52(8), 4926-4937 p.

Chen, C.-H. and Fainman, Y., 2007, Photonic bandgap microcavities with flat-top response, IEEE J. Select. Top. Quantum. Electron., 13(2), 262-269 p.

Chen, K. M., Sparks, A. W., Luan, H.-C., Lim, D. R., Wada, K. and Kimerling L. C., 1999, SiO₂/TiO₂ omnidirectional reflector and microcavity resonator via the sol-gel method, Appl. Phys. Lett., vol. 75, 3805-3807 p.

Cheng, C. and Scherer, A., 1993, Fabrication of photonic band gap crystals, Journal of Vacuum Science technology B, vol. 10, 296-302 p.

Chigrin, D. N., Lavrinenko, A. V., Yarotsky, D. A. and Gaponenko, S. V., 1999 a, Observation of total omnidirectional reflection from a one-dimensional dielectric lattice, Applied Physics A, vol. 68, 25-28 p.

Chigrin, D. N., Lavrinenko, A. V. and Yaroksty, D. A., 1999 b, All-dielectric one-dimensional periodic structures for total omnidirectional reflection and partial spontaneous emission control, Journal of Lightwave Technology, vol. 17, No. 11, 2018-2024 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Christodoulides, D. N. and Efremidis, N. K., 2002, Discrete temporal solitons along a chain of nonlinear coupled microcavities embedded in photonic crystals. *Opt. Lett.* 27(8), 568-570 p.

De Daran, F., Vign eras-Lefebvre, V. and Parneix, J. P., 1995, Modeling of electromagnetic waves scattered by a system of spherical particles, *IEEE Trans. on Magnetics*, vol. 31, No. 3, 1598-1601 p.

De La Rue, R. M., and Krauss, T. F., 1995, Strategies for the fabrication of photonic microstructures in semiconductors, *Microcavities and Photonic Bandgaps: Physics and Applications*, NATO ASI Series, Series E: Applied Science, vol. 324, 175-192 p.

Deopura, M., Ullal, C. K., Temelkuran, B. and Fink, Y., 2001, Dielectric omnidirectional visible reflector, *Opt. Lett.*, vol. 26, 1197-1199 p.

Dong, L., Wu, T.-W., McKay, H. A., et al., 2009, All-glass large-core leakage channel fibers, *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, 15(1), 47-53 p.

Dowling, J. P., 1999, Mirror on the Wall: You're Omnidirectional after all?, *Science*, New Series, vol. 282, No. 5395, 1841-1842 p.

Englund, D., Fattal, D., Waks, E., et al., 2005, Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal, *Phys. Rev. Lett.*, 95 (1), 013904 p.

Fan, S., Villeneuve, P., Meade R. and Joannopoulos, J., 1994, Design of three-dimensional photonic crystals at submicron length scales, *Applied Physics Letters*, vol. 65, 1466-1468 p.

Fan, S., 1995, Guided and Defect modes in periodic dielectric waveguides. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 12, 1267-1272 p.

Fan, S., Villeneuve P. and Joannopoulos, J., 1996, Large omnidirectional band gaps in metallodielectric photonic crystals, *Physical Review B*, vol. 54, 11245-11251 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Fan, S., Villeneuve P. R. and Joannopoulos, J. D., 1997, High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals, Physical Review Letters, vol. 78, no. 17, 3294-3297 p.

Fan, S., Villeneuve, P. R., Joannopoulos, J. D. and Hans, H. A., 1998, Channel Drop Tunneling through Localized States, Physics Review Letters, vol. 80, 960-963 p.

Fedele, F., Yang, J. and Chen, Z., 2005, Defect modes in one-dimensional photonic lattices, Optics Letters, vol. 30 (12), 1506-1508 p.

Felbacq, D., Tayeb, G. and Maystre, D., 1994, Scattering by a random set of parallel cylinders, Journal of the Optical Society of America A, vol. 11, 2526-2538 p.

Ferrari, J. A. and Perciante, C. D., 2009, Superlenses, metamaterials, and negative refraction, J. Opt. Soc. Am. A, 26(1), 78-84 p.

Fink, Y., Winn, J. N., Fan, S., Chen, C., Michel, J., Joannopoulos, J.D. and Thomas, E. L., 1998, A dielectric omnidirectional reflector, Science, vol. 282, 1679-1682 p.

Floquet, G., 1883, Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques, Ann. Sci. École Norm. Sup., (2) 12 , 47-88 p.

Foresi, J. S., Villeneuve, P. R., Ferrera, J. and Joannopoulos, J. D., 1997, Photonic bandgap microcavities in optical waveguides, Nature, 390 (6656), 143-145 p.

Gallo, K. and Assanto, G., 2007, Spatial solitons in $\chi(2)$ planar photonic crystals, Opt. Lett., 32(21), 3149-3151 p.

Gavartin, E., Braive, R., Sagnes, I., Arcizet, O., Beveratos, A., Kippenberg, T. J. and Robert-Philip, I., 2011, Optomechanical Coupling in a Two-Dimensional Photonic Crystal Defect Cavity, Phys. Rev. Lett., 106 (20), 203902

Ghaffari, A., Djavid, M., Abrishamian, M. S., 2009, Power splitters with different output power levels based on directional coupling, Appl. Optics, 48(8), 1606-1609 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Goetzberger, A., 1981, Optical Confinement in Thin Si-Solar Cells by Diffuse Back Reflectors, 15th IEEE Photovoltaic Specialists Conf., 867 p.

Guida, G., de Lustrac, A., Priou, A., 2003, An Introduction To Photonic Band Gap (Pbg) Materials, Progress In Electromagnetics Research, PIER 41, 1-20 p.

Han, X., Wang, T., Tang, J., Liu, B., Wang, B. Y., He, Y. and Zhu, Y., 2015, Slow light with large group index–bandwidth product in ellipse-hole photonic crystal waveguides, Applied Optics, Vol. 54 (6), 1543-1547 p.

Hakansson, A. and Sanchez-Dehesa, J., 2005, Inverse designed photonic crystal demultiplex waveguide coupler, Opt. Express, 13(14), 5440-5449 p.

Heinrich, J., Langhans, R., Seufert, J., et al., 2007, Quantum cascade microlasers with two-dimensional photonic crystal reflectors, IEEE Photon. Technol. Lett., 19(23), 1937-1939 p.

Ho, K.M., Chan, C.T. and Soukoulis, C.M., 1990, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures, Physical Review Letters, vol. 65, no. 25, 3152-3155 p.

Ho, K. M., Chan, C. T., Soukoulis, C., M., Biswas, R., and Sigalas, M., 1994, Photonic band gaps in three dimensions: New layer-by-layer periodic structures, Solid State Comm., 89, 413 p.

Hwang, I.-K., Kim, M.-K., Lee, Y.-H., 2007, All-optical switching in InGaAsP-InP photonic crystal resonator coupled with microfiber, IEEE Photon. Technol. Lett., 19(19), 1535-1537 p.

Jin, C. J., Cheng, B. Y. and Li, Z. L., 1999 a, Two dimensional metallic photonic crystal in the THz range, Optics Communications, vol. 166, No. 1-6, 9-13 p.

Jin, C. J., Cheng B. Y. and Man, B. Y., 1999 b, Two dimensional metallodielectric photonic crystal with a large band gap, Applied Physics Letters, vol. 75, No. 9, 1201-1203 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

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

John, S., 1987, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, Phys. Rev. Lett., 58, 2486-2489 p.

Johnson, S. G., Fan, S., Villeneuve, P. R. and Joannopoulos, J. D., 1999, Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B, 60(8):5751–5758 p.

Johnson, S. G. and Joannopoulos, J. D., 2001, Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis, Opt. Express, 8(3):173-190 p.

Khorasani, S. and Adibi, A., 2003, New Analytical Approach for Computation of Band Structure in One-Dimensional Periodic Media, Optics Communications, vol. 216, No. 4-6, 439-451 p.

Kılıç, O., Fan, S., Solgaard, O., 2008, Analysis of guided-resonance-based polarization beam splitting in photonic crystal slabs, J. Opt. Soc. Am. A, 25(11), 2680-2692 p.

Kim, S., Park, I., Lim, H., 2005, Proposal for ideal 3-dB splitters combiners in photonic crystals, Opt. Lett., 30 (3), 257-259 p.

King, T.-C., Wu, C.-J., 2015, Properties of defect modes in one-dimensional symmetric defective photonic crystals, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, Vol. 69, 39-46 p.

Krauss, T. F., Song, Y. P., Thoms, S., Wilkinson C. D. W. and De La Rue, R. M., 1994, Fabrication of 2-D photonic bandgap structures in GaAs/AlGaAs, Electronic Letters, vol. 30, 1444-1446 p.

Krauss, T. F., De La Rue, R. M. and Brand, S., 1996, Two-dimensional photonic band gap structure operating at near-infrared wavelengths, Nature, 383, 699-702 p.

Kurt, H. and Citrin, D. S., 2007, Graded index photonic crystals, Opt. Express 15(3), 1240-1253 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Kurt, H. and Citrin, D.S., 2007, A novel optical coupler design with graded-index photonic crystals. IEEE Photon. Technol. Lett. 19(19), 1532-1534 p.

Kurt, H. and Citrin, D. S., 2008, Reconfigurable multimode photonic-crystal waveguides. Opt. Express 16(16), 11995-12001 p.

Lee, H-Y., Makino, H., Yao, T. and Tanaka, A., 2002, Si-based omnidirectional reflector and transmission filter optimized at a wavelength of 1.55 μ m, Applied Physics Letters, vol. 81, No. 24, 4502-4504 p.

Lee H. Y. and Yao, T., 2003, Design and evaluation of omnidirectional one dimensional photonic crystals, J. Appl. Phys. vol. 93, 819-830 p.

Leung, K. M. and Liu, Y. F., 1990, Full vector calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media, Physical Review Letters, vol. 65, no. 21, 2646-2649 p.

Lin, S.Y., Fleming, J. G., Hetherington, D. L., Smith, B. K., Biswas, R., Ho, K. M., Sigalas, M. M., Zubrzycki, W., Kurtz S. R. and Bur, J., 1998, A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths, Nature 394, 251-253 p.

Li, C., Tian, H., Ji, Y., 2008, Investigation of slow light utilized as optical storage in photonic crystal coupled resonator optical waveguide, Proc. SPIE, 7279, 727914

Liew, S. V., Knitter, S., Xiong, W. and Cao, H., 2015, Photonic crystals with topological defects, Phys. Rev. A, 91, 023811

Lin, S.Y., Chow, E., Hietala, V. and Joannopoulos, J. D., 1998, Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal, Science, vol. 282, No. 5387, 274-276 p.

Lin, W., Wang, G. P. and Zhang, S., 2005, Design and fabrication of omnidirectional reflectors in the visible range, J. Modern Optics, vol. 52, 1155-1160 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Liu, K., Yuan, X. D., Ye, W. M., Ji, J. R., Zeng, M., Zeng, C., 2006, Optical filter based on omnidirectional reflectors, *Applied Physics B*, vol. 82, Issue 3, 391-393 p.

Liu, R.-J., Li, Z.-Y., Zhou, F., et al., 2007 a, Near-field studies of microwave three dimensional photonic crystals with waveguides, *Opt. Express*, 15(23), 15531-15538 p.

Liu, Zh., Durant, S., Lee, H., et al., 2007 b, Experimental studies of far-field superlens for sub-diffractive optical imaging, *Opt. Express*, 15(11), 6947-6954 p.

Lord Rayleigh, 1887, *Phil. Mag.* S.5, 24(147), 145-59

Loncar, M., Nedeljkovic, D., Doll, T., Vuckovic, J., Scherer A. and Pearsall, T.P., 2000 a, Waveguiding in Planar Photonic Crystals, *Applied Physics Letters*, vol. 77, No. 13, 1937-1939 p.

Loncar, M., Doll, T. and Vuckovic, J., 2000 b, Design and Fabrication of Silicon Photonic Crystal optical Waveguides, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, No. 10 1402-1411 p.

Luan, P.-G. and Chang, K.-D., 2007, Periodic dielectric waveguide beam splitter based on co-directional coupling, *Opt. Express*, 15(8), 4536-4545 p.

Lusk, D. and Placido, F., 2005, Omnidirectional mirror coating design for infrared applications, *Thin Solid Films*, vol. 492, 226-231 p.

Ma, J. and Jiang, C., 2008, Demonstration of ultraslow modes in asymmetric line-defect photonic crystal waveguides, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 20(14), 1237-1239 p.

McCall, S. L., Platzman, P. M., Dalichaouch, R., Smith, D. and Schultz, S., 1991, Microwave propagation in two-dimensional dielectric lattice, *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 17, 2017-2020 p.

Madou, M. J., 2011, *Solid-State Physics, Fluidics, and Analytical Techniques in Micro- and Nanotechnology*, CRC Press, 3 edition, 656 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Matos, C.J.S. de, 2009, Modeling long-pass filters based on fundamental-mode cutoff in photonic crystal fibers, IEEE Photon. Technol. Lett., 21(2), 112-114 p.

Maystre, D., 1994 a, Photonic crystal diffraction gratings, Pure Appl. Opt., vol. 3, 975-993 p.

Maystre, D., 1994 b, Electromagnetic study of photonic band gaps, Pure Appl. Opt., vol. 3, 975-993 p.

Maxwell, J. C., 1861, On Physical Lines of Force, Philosophical Magazine, vol. 21 & 23 Series 4, Part I & II; Part III & IV

Meade, R. D., Brommer, K. D., Rappe, A. M. and Joannopoulos, J. D., 1991 a, Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal, Phys. Rev.B, 44(19), 10961-10964 p.

Meade, R. D., Brommer, K. D., Rappe, A. M. and Joannopoulos, J. D., 1991 b, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phys. Rev. B, 44(24), 13772-13774 p.

Meade, R. D., Brommer, K. D., Rappe, A. M. Joannopoulos, J. D., 1992, Existence of a Photonic Bandgap in two dimensions, App. Phys. Letters, 61, 495-497 p.

Meade, R. D., Brommer, K. D., Rappe, A. M., Joannopoulos, J.D. and Alerhand, O. L., 1993, Accurate theoretical analysis of photonic band gap materials, Phys. Rev. B, 48, 8434 p.

Momeni, B., Chamanzar, M., Hosseini, E. S., et al., 2008, Strong angular dispersion using higher bands of planar silicon photonic crystals, Opt. Express, 16(18) 14213-14220 p.

Mueller, M., Bauer, A., Lehnhardt, Th., et al., 2008, Widely tunable photonic crystal coupled cavity lasers on GaSb, IEEE Photon. Technol. Lett., 20 (13), 1100-1102 p.

Olivier, S., Benisty, H., Smith, C. J. M., Rattier, M., Weisbuch, C. and Krauss, T. F., 2002, Transmission properties of two-dimensional photonic crystal channel waveguides, Optical and Quantum Electronics, vol. 34, No. 1-3, 171-181 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Orfanidis, S. J., 2002, Electromagnetic Waves and Antennas, ECE Department Rutgers University, NJ, 778 p.

Özbay, E., Michel, E., Tuttle, G., Biswas, R., Sigalas, M. and Ho, K. M., 1994, Micromachined millimeter-wave photonic band gap crystals, Applied Physics Letters, vol. 64, 2059-2061 p.

Park, Y. and Jeon, H., 2002, A Dielectric Omnidirectional Near-infrared Reflector, J. Opt. Society of Korea, vol.6; No.3; 72-75 p

Patrini, M., Galli, M., Belotti, M., Andreani, L. C., Guizzetti, G., Pucker, G., Lui, A. and Bellutti, P., 2002, Optical response of one-dimensional (Si/SiO₂) photonic crystals, Journal of Applied Physics, vol. 92, No.4, 1816-1820 p.

Pelosi, G., Coccioli, R. and Selleri, S., 2009, Quick Finite Elements for Electromagnetic Waves, Artech House Electromagnetic Analysis, 289 p

Pendry, J. B. and MacKinnon, A., 1992, Calculation of photon dispersion relations, Phys. Rev. Lett., vol. 69, 2772-2775 p.

Pendry, J. B., 1996, Calculating Photonic Band Structure, J. Phys. Cond. Mat., vol. 8, 1085-1108 p.

Prasad, T., Colvin, V. L., Jian, Z., et al., 2007, Superprism effect in a metal-clad terahertz photonic crystal slab, Opt. Lett., 32(6), 683-685 p.

Purcell, E. M., 1946, Spontaneous emission probabilities at radio frequencies, Phys. Rev. 69, 681 p.

Regensburger, A., Miri, M. A., Bersch, C., Näger, J., Onishchukov, G., Christodoulides, D. N. and Peschel, U., 2013, Observation of Defect States in P-T Symmetric Optical Lattices, Phys. Rev. Lett., 110 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Rill, M. S. Kriegler, C. E., Thiel, M., et al., 2009, Negative-index bianisotropic photonic metamaterial fabricated by direct laser writing and silver shadow evaporation, *Opt. Lett.*, 34(1), 19-21 p.

Ripin, D. J., Lim, K-Y., Petrich, G. S., Villeneuve, P. R., Fan, S., Thoen, E. R., Joannopoulos, J. D., Ippen, E. P. and Kolodziejski, L. A., 1999, One-Dimensional Photonic Bandgap Microcavities for Strong Optical Confinement in GaAs and GaAs/AlxOy Semiconductor Waveguides, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, No. 11, 2152-2160 p.

Ripin, D. J., Lim, K-Y., Petrich, G. S., Villeneuve, P. R., Fan, S., Thoen, E. R., Joannopoulos, J. D., Ippen, E. P. and Kolodziejski, L. A., 2000, Photonic band gap airbridge microcavity resonances in GaAs/AlxOy waveguides, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, No.3, 1578-1580 p.

Robertson, W. M., Arjavalingam, G., Meade, R. D., Brommer, K. D., Rappe, A. M. and Joannopoulos, J. D., 1992, Measurement of Photonic Band Structure in a Two-dimensional Periodic Dielectric Array, *Physical Review Letters*, vol. 68, 2023-2026 p.

Russell, P. St. J., 1986, Interference of integrated Floquet-Bloch waves, *Phys. Rev. A*, 33, 3232 -3242 p.

Sakoda, K., 2005, *Optical Properties of Photonic Crystals*, 2nd ed. XIII, 285 p.

Seeser, J. W., Carniglia, C. K. and Dowling, J. P., 1999, Perfect Mirrors, Past and Present, *Science, New Series*, vol. 283, No. 5404, 938-939 p.

Shi, Y., Dai, D., He, S., 2007, Proposal for an ultracompact polarization-beam splitter based on a photonic-crystal-assisted multimode interference coupler, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19(11), 825-827 p.

Shih, T.-T., Wu, Y.-D., Lee, J.-J., 2009, Proposal for compact optical triplexer filter using 2-D photonic crystals, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 21(1), 18-20 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Singh, S. K., Pandey, J. P., Thapa, K. B., Ojha, S. P., 2007, Structural Parameters in the Formation of Omnidirectional High Reflectors, Progress In Electromagnetics Research, PIER 70, 53-78 p.

Smith, C. J. M., Benisty, H. and Olivier, S., 2000, Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries, Applied Physics Letters, vol. 77, No.18, 2813-2815 p.

Soukoulis, C. M., Kafesaki, M., Economou, E. N., 2006, Negative-index materials: New frontiers in optics, Adv. Mater., 18, 1941-1952 p.

Sözüer, H.S., Haus, J.W. and Inguva, R., 1992, Photonic bands: Convergence Problems with the plane-wave method, Phys. Rev. B 45, 13962 p.

Sözüer, H. S. and Haus, J. W., 1993, Photonic bands simple-cubic lattice, Journal of the Optical Society of America B, vol. 10, 296-302 p.

Srinivasan, K., Barclay, P. E., Painter, O., Chen, J., Cho, A. Y. and Gmachl, C., 2003, Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal microcavity, Applied Physics Letters, vol. 83, No. 10, 1915-1917 p.

Srivastava, S. K., 2014, Study of Defect Modes in 1d Photonic Crystal Structure Containing High and Low T_c Superconductor as a Defect Layer, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, Vol. 27 (1), 101-114 p.

Srivastava, R., Thapa, K. B., Pati, S. and Ojha, S. P., 2008, Omni-direction reflection in one dimensional photonic crystal, Progress In Electromagnetics Research B, vol. 7, 133-143 p.

Staliunas, K., 2009, Spatial filtering of light beams in chirped photonic crystals, IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting Series, 176-177 p.

Stomeo, T., Van Laere, F., Ayre, M., et al., 2008, Integration of grating couplers with a compact photonic crystal demultiplexer on an InP membrane, Opt. Lett.33(8), 884-886 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Sukhorukov, A. A. and Kivshar, Y. S., 2001, Nonlinear localized waves in a periodic medium, Phys. Rev. Lett., 87, 083901-4 p.

Sukhoivanov, A., Guryev, I.V., 2009, Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling, Germany, Berlin-Heidelberg: Springer, 242 p.

Sychugov, V. A., Tishchenko, A. V., Khakimov, A. A., 1980, Thin-film laser based on a Bragg waveguide, Kvant. Electron., 7:10, 2254-2256 p.

Taflove, A., 1995, Computational electrodynamics, The Finite-Difference Time-Domain Method, Artech House, Boston, London

Taniyama, H., 2002, Waveguide structures using one-dimensional photonic crystal, Journal of Applied Physics, vol.91, No.6, 3511-3515 p.

Tellioglu, Ö., 1990, Şamil İslam Ansiklopedisi, Şamil Yayıncılık, 2676 s.

Temelkuran, B. and Özbay, E., 1999, Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides, Applied Physics Letters, vol. 74, No. 4, 486-488 p.

Topdemir, H. G., 1992, İbnü'l Heysem'in Optik Araştırmaları, Bilim ve Felsefe Metinleri, Cilt I, Sayı 1, 67-84 s.

Topdemir, H. G., 2000, Işığın Öyküsü: Mitolojiden Matematiğe Işık Kuramlarının Tarihsel Gelişimi, Tübitak Popüler Bilim Kitapları, Ankara, 398 s.

Topdemir, H. G., 2002, Modern Optiğin Kurucusu: İbnü'l Heysem Hayatı, Eserleri ve Teorileri, Atatürk Kültür Merkezi Yayınları, Ankara .232 s.

Villeneuve, P. R. and Piche, M., 1992, Photonic band gap in two-dimensional square and hexagonal lattices, Physical Review B, vol. 46, 4969-4972 p.

Villeneuve, P. R., Fan, S., Joannopoulos, J. D., Lim, K. Y., Petrich, G. S., Kolodziejski, L.A. and Reif, R., 1995 a, Air-bridge microcavities, Applied Physics Letters, vol. 67 (2), 167-169 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Villeneuve, P., Fan S. and Joannopoulos J. D., 1995 b, Microcavities in photonic crystals, Microcavities and Photonic Bandgaps: Physics and Applications, NATO ASI Series, Series E: Applied Science, vol. 324, 133-152 p.

Villeneuve P. R., Fan, S., Joannopoulos, J. D., 1996, Microcavities in Photonic Crystals: Mode Symmetry, Tunability, and coupling efficiency, Phys. Rev. B., 54. 7837-7842 p.

Vukusic, P., Sambles, J. R., 2003, Photonic structures in biology, Nature, 424, 852-855 p.

Waks, E. Vuckovic J., 2006, Dispersive properties and large Kerr nonlinearities using dipole-induced transparency in a single-sided cavity, Phys. Rev. A, 73, 041803-1-041803-4

Wang, B., Shen, L., He, S., 2008, Superlens formed by a one-dimensional dielectric photonic crystal, J. Opt. Soc. Am. B, 25(3), 391-395 p.

Wang, Y., Cao, Zh., Yu, T., et al., 2008, Enhancement of the superprism effect based on the strong dispersion effect of ultrahigh-order modes, Opt. Lett. 33(11), 1276-1278 p.

Wang H. and Zhang K.-Q., 2013, Photonic Crystal Structures with Tunable Structure Color as Colorimetric Sensors, Sensors, 13, 4192-4213 p.

Weber, M. J., 2003, Handbook of optical materials, CRC Press

Wijnhoven, J. E. G .J., Vos, W. L., 1998, Preparation of photonic crystals made of air spheres in Titania, Science, 281, 802-804 p.

Winn, J. N., Fink, Y., Fan, S. and Joannopoulos, J. D., 1998, Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal, OpticsLetters, vol. 23, 1573-1575 p.

Wu, Y.-D., Hsu, K.-W., Shih, T.-T., et al., 2009, New design of four-channel add drop filters based on double-resonant cavity photonic crystals, J. Opt. Soc. Am. B., 26(4), 640-644 p.

Wu, C.-J., and Wang, Z.-H., 2010, Properties of Defect Modes in One dimensional Photonic Crystals, PIER 103, 169-184 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Xiao, H. and Yao, D., 2006, Optical limitation in two-dimensional nonlinear photonic crystal with triangular lattice, *Phys. Lett. A*, 359(6), 723-727 p.

Yablonovitch, E., 1987, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, No. 20, 2059-2062 p.

Yablonovitch, E., 1989, Photonic band structure: The face-centered-cubic case, *Phys. Rev. Lett.*, 63, 1950-1953 p.

Yablonovitch, E., Gmitter T. and Leung, K., 1991, Photonic band structure: The face-centred-cubic case employing nonspherical atoms, *Physical Review Letters*, vol. 67, No. 17, 2295-2298 p.

Yablonovitch, E., 1993, Photonic band-gap structures, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, No. 2, 283-295 p.

Yablonovitch, E., 2001, Photonic Crystals: Semiconductors of Light, *Scientific American*, vol.285, no.6, 47-55 p.

Yamada, K., Shinya, A., Takahashi, C. and Notomi, M., 2001, Improved line-defect structures for photonic-crystal waveguides with high group velocity, *Optics Communications*, vol. 198, no. 4-6, 395-402 p.

Yanik, M. F., Fan, S. and Soljacic, M., 2003 a, High Contrast All-Optical Bistable Switching in Photonic Crystal Microcavities, *Appl. Phys. Lett.* vol 83(14), 2739 p.

Yanik, M.F., Fan, S., Soljacic, M. and Joannopoulos, J. D., 2003 b, All-Optical Transistor Action in Photonic Crystal Cross Waveguide Geometry, *Optics Letters*, vol. 28, 2506-8 p.

Yanik M. F. and Fan, S., 2004, Stopping Light All Optically, *Phys. Rev. Lett.* 92, 083901

Yariv, A. and Yeh, P., 2002, Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser, Wiley and Sons, 604 p.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam ediyor)

Yeh, P., Yariv, A. and Hong, C.-S., 1977, Electromagnetic propagation in periodic stratified media II. Birefringence, phase matching, and x-ray lasers, J.Opt. Soc. America, vol. 67, no. 4, 438-448 p.

Yeh, P., 1988, Optical Waves in Layered Media, John Wiley and Sons, New York.

Yu, L., Yu, J., Fan, Zh., et al., 2007 a, Realization of an ultracompact low-loss photonic crystal corner mirror, IEEE Photon. Technol. Lett., 19(14), 1042-1044 p.

Yu, L., Yu, J., Yu, Y., Fan, Z.-C., Chen, S., 2007 b, Design, fabrication and characterization of an ultracompact low-loss photonic crystal corner mirror, IEEE J. Quant. Electron., 43(10), 876-883 p.

Zengerle, R., 1987, Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides, J. Mod. Optics, 34(12), 1589-1617 p.

Zhang, J. P., Chu, D.Y., Wu, S. L., Bi, W. G., Tiberio, R. C., Joseph, R. M., Taflove, A., Tu, C. W., and Ho, S. T., 1996, Nanofabrication of 1-D photonic bandgap structures along a photonic wire, IEEE Photonic Technology Letters, vol. 8, 491-493 p.

Zhang, Z. and Satpathy, S., 1990, Electromagnetic wave propagation in periodic structures: bloch wave solution of Maxwell's equations, Physical Review Letters, vol. 65, no. 21, 2650-2653 p.

Zhou, J., Shao, H., Zhao, J., Yu, X, Wong, K. S., 2005, Storage and release of femtosecond laser pulses in a resonant photonic crystal, Opt. Lett. 30(12), 1560-1562 p.

Zhu, Z.-H., Ye, W.-M., Ji, J.-R., Yuan, X.-D. and Zen, C., 2006, High-contrast light-by-light switching and AND gate based on nonlinear photonic crystals, Opt. Express, 14 (5), 1783-1788 p.