



**MUSTAFA KEMAL ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ  
ANABİLİM DALI**

**MOBİL İLETİŞİM ARAÇLARININ MAGNETİK KARAKTERİZASYONU VE  
MAGNETİK KALKANLAMA**

**AHMET GÖKÇEN**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**ANTAKYA**

**TEMMUZ 2005**

Mustafa Kemal Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Yrd.Doç.Dr. İnyet DERİN ve Yrd.Doç.Dr. Emin ÜNAL danışmanlığında,  
Ahmet GÖKÇEN tarafından hazırlanan bu çalışma 05 / 07 / 2005 tarihinde aşağıdaki  
jüri tarafından, Elektrik Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Lisans  
Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Yrd. Doç. Dr. İnyet DERİN

İmza:

Üye : Doç. Dr. Ali KOÇ

İmza:

Üye : Yrd. Doç. Dr. Emin ÜNAL

İmza:

Üye : Yrd. Doç. Dr. Mustafa ORAL

İmza:

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ersin ÖZDEMİR

İmza:

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylıyorum.

Kod No:

İmza

05 / 07 / 2005

Prof. Dr. Abdurrahman YİĞİT  
Enstitü Müdürü

**Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.**

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	II
ABSTRACT .....	III
ÖNSÖZ .....	IV
SİMGELER DİZİNİ .....	VII
1. GİRİŞ .....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
2.1. Mobil İletişim Sistemi.....	5
2.2. Chirality, Frekans Seçici Yüzeyler ve Kalkanlama .....	6
3. MATERYAL VE YÖNTEM .....	10
3.1. Chiral Dilimin Analizi ve Chiral Ortamda Dalga İlerlemesi .....	10
3.1.1. Hava ve Chiral Ortam İçin Alan Modeli.....	15
3.1.1.1. TM Modu İçin Gelen Dalga Modeli .....	15
3.1.1.2. TE Modu İçin Gelen Dalga Modeli .....	16
3.1.1.3. Sol El Dairesel Polarizasyonlu Dalga İçin Alan Modeli.....	17
3.1.1.4. Sağ El Dairesel Polarizasyonlu Dalga İçin Alan Modeli.....	18
3.1.2. Chiral Ortama Gelen Dalga TM Modunda İse.....	19
3.1.3. Chiral Ortama Gelen Dalga TE Modunda İse.....	21
3.2. Yöntem.....	23
3.2.1. Floquet teoremi .....	23
3.2.2. Saçılma Probleminin Çözülmesi .....	30
3.2.3. Farklı Geometrilere Chiral Frekans Seçici Yüzeylerin İncelenmesi....	39
3.2.3.1. Kare Halka Frekans Seçici Yüzeyler .....	40
3.2.3.2. Dairesel Halka Frekans Seçici Yüzeyler.....	43
4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR .....	48
5. SONUÇ VE ÖNERİLER .....	72
KAYNAKLAR .....	74
ÖZGEÇMİŞ .....	76

**ÖZET****MOBİL İLETİŞİM ARAÇLARI VE MAGNETİK KALKANLAMA**

Bu çalışmada, belirli bir rezonans frekansına sahip periyodik kare halka ve dairesel halka Frekans Seçici Yüzeylerin, farklı Chirality değerleri, elektrik sabiti ve geliş açılarda iletim yansıma katsayıları hesaplanmış, kalkanlama etkinlikleri incelenmiş ve birbirleriyle karşılaştırılmıştır.

Chiral katman üzerine kare halka ve dairesel halka geometrili iletken yapılar periyodik olarak yerleştirilmiştir. Bu yapıların periyodikliğinden dolayı elektrik ve manyetik alanlar, floquet modları cinsinden ifade edilmiştir. Sınır şartları ve moment metodu kullanılarak, gelen düzlem dalgaının bir iletken eleman üzerinde oluşturduğu bilinmeyen akım yoğunluğu bulunmuştur. Bilinmeyen akım katsayıları elde edildikten sonra iletilen ve yansıyan alanlar bulunmuştur. İletilen alan ile gelen alan arasındaki ilişkiyle kalkanlama etkinliği hesaplanmıştır. Kare halka ve dairesel halka frekans seçici yüzeylerin, Chirality değeri, geliş açısı ve dielektrik sabitinin farklı değerleri için kalkanlama etkinliği incelenip birbirleriyle karşılaştırılmıştır.

Elde edilen veriler sonucunda; her iki FSY yapının da kalkanlama etkinliği ve açısal kararlılıkları iyi denebilecek düzeyde ve dairesel halkanın kare halkaya oranla daha kararlı olduğu görülmüştür.

**ABSTRACT****MOBILE COMMUNICATION DEVICES and MAGNETIC SHIELDING**

In this study, the reflection and transmission coefficient of periodic square loop and ring element frequency selective surfaces were examined and compared each other at different Chirality admittance, dielectric constants and incident angles.

Square loop and ring type conductive structure were replaced periodically on a Chiral screen. Due to the periodicity, E and H fields were written as floquet modes. Unknown current density on a conductive element, it was caused by incident plane wave, were obtained by using boundary conditions and moment method. After unknown current coefficients were found, transmitted and reflected fields were determined. The shielding effectiveness was calculated from relation between transmitted and incident fields. Square loop and ring element FSS were examined for the shielding effectiveness and compared each other at different chirality admittance, dielectric constants and incident angles.

As a result of obtained data, both FSS structures have a good shielding effectiveness and sensitivity to incident angle. And ring FSS had been seen more stable than square loop FSS.

2005, 84 pages

**Keywords:** shielding effectiveness, frequency selective surfaces (FSS).

## ÖNSÖZ

Belli frekansların iletilmesini ve belli frekansların yansıtılmasını sağlayan periyodik yapılara Frekans Seçici Yüzeyler (FSY) denilmektedir. Bu tip yapılar kullanım amacına göre birçok yerde karşımıza çıkmaktadır. En basit örnek mikrodalga fırınlardır. Mikrodalga fırının camına yerleştirilen bu FSY sayesinde mikrodalga frekansı yansıtılırken, görünür ışık frekansı iletilmekte ve böylece içerisi görülmektedir. Bunu yanında diğer bir örnek tek bir çanakla iki farklı frekansa sahip kaynaktan yayın yapılabilmektedir.

Bu çalışmada iki boyutlu periyodik yapıya sahip Chiral ortam üzerine yerleştirilen Kare halka ve Dairesel halkalar için iletim ve yansıma katsayıları elde edilmiş, böylelikle kalkanlama etkinlikleri hesaplanmış ve karşılaştırılmıştır.

Yüksek Lisans tez konumun belirlenmesinde ve çalışmalarımın her aşamasında yardımlarını esirgemeyen, değerli fikir ve katkıları ile bu çalışmaya ışık tutan ve yönlendiren danışman hocam, Yrd. Doç. Dr. Emin ÜNAL' a, maddi manevi her konuda desteğini esirgemeyen aileme, çalışmalarımda yine desteğini esirgemeyen tüm hocalarıma ve çalışma arkadaşlarım Yakup KUTLU, Hüseyin Tarık SERİNDAĞ, Serkan GÜLER, Murat FURAT ve Umut DENİZ' e çok teşekkür ederim.

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. FSY çeşitleri a) Yüksek Geçirgen FSY b) Alçak Geçirgen FSY .....	7
Şekil 2.2. Kalkan Yapısı.....	7
Şekil 3.1. Dalganın Chiral ortamda ilerlemesi.....	12
Şekil 3.2. Chiral ortamda ilerleyen dalganın zayıflaması.....	13
Şekil 3.3. Chiral ve Chiral olmayan ortamların ara yüzeyinde yansıma ve kırılma .....	14
Şekil 3.4. Küresel koordinat bileşenleri .....	15
Şekil 3.5. Chiral dilim üzerine yerleştirilen FSY geometrisinin üst ve yan görünüşü....	24
Şekil 3.6. Kafes Geometrisi .....	26
Şekil 3.7. Kare Halka FSY' nin Birim Hücresi.....	40
Şekil 3.8. Dairesel Halka FSY' nin Birim Hücresi .....	44
Şekil 4.1. Kare halka yapı ile Dairesel halka yapının TE gelen dalga için kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması .....	48
Şekil 4.2. Kare halka yapı ile Dairesel halka yapının TM gelen dalga için kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması .....	49
Şekil 4.3. Kare halka FSY' de geliş açısı $\theta = 0^\circ$ , dielektrik=2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği .....	49
Şekil 4.4. Kare halka FSY' de geliş açısı $\theta = 0^\circ$ , dielektrik=2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği .....	50
Şekil 4.5. Dairesel halka FSY' de geliş açısı $\theta = 0^\circ$ , dielektrik =2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği .....	50
Şekil 4.6. Dairesel halka FSY' de geliş açısı $\theta = 0^\circ$ , dielektrik =2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği .....	51
Şekil 4.7. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.....	52
Şekil 4.8. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.....	52
Şekil 4.9. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.....	53
Şekil 4.10. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.....	53
Şekil 4.11. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.....	54
Şekil 4.12. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.....	55
Şekil 4.13. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği .....	55
Şekil 4.14. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	56
Şekil 4.15. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği .....	56
Şekil 4.16. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	57
Şekil 4.17. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	57

Şekil 4.18. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	58
Şekil 4.19. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	58
Şekil 4.20. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	59
Şekil 4.21. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	60
Şekil 4.22. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	60
Şekil 4.23. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	61
Şekil 4.24. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	61
Şekil 4.25. Chirality=0.006 dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	63
Şekil 4.26. Chirality=0.006 dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.....	63
Şekil 4.27. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1, $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	64
Şekil 4.28. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1, $\theta = 30^\circ$ olan TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	64
Şekil 4.29. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1, $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	65
Şekil 4.30. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1, $\theta = 30^\circ$ olan TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	65
Şekil 4.31. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1, $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	66
Şekil 4.32. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1, $\theta = 30^\circ$ olan TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	66
Şekil 4.33. Kare halka yapı için Chirality=0.002, gelme açısı $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için farklı dielektrik değerlerindeki kalkanlama etkinliği.....	67
Şekil 4.34. Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, gelme açısı $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için farklı dielektrik değerlerindeki kalkanlama etkinliği.....	67
Şekil 4.35. Kare halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TE gelen dalga için farklı açılarda kalkanlama etkinliği.....	68
Şekil 4.36. Kare halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TM gelen dalga için farklı açılarda kalkanlama etkinliği.....	69
Şekil 4.37. Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TE gelen dalga için farklı gelme açı değerlerindeki kalkanlama etkinliği.....	69
Şekil 4.38. Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TM gelen dalga için farklı gelme açı değerlerindeki kalkanlama etkinliği.....	70
Şekil 4.39. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=5, $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.....	71
Şekil 4.40. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=5, $\theta = 30^\circ$ olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği karşılaştırılması.....	71



## SİMGELER DİZİNİ

$\gamma$	: Propagasyon sabiti
$\alpha$	: Zayıflama sabiti
$\beta$	: Faz sabiti
$\epsilon$	: Dielektrik sabiti
$\mu$	: Magnetik geçirgenlik
$A_L$	: Chiral ortamda ilerleyen sol dairesel polarizasyonlu dalganın elektrik alan genliği
$A_R$	: Chiral ortamda ilerleyen sağ dairesel polarizasyonlu dalganın elektrik alan genliği
$B_L$	: Chiral ortamda $z=d'$ de yansıyan sol dairesel polarizasyonlu dalganın genliği
$B_R$	: Chiral ortamda $z=d'$ de yansıyan sağ dairesel polarizasyonlu dalganın genliği
$E$	: Elektrik Alan Şiddeti
$E_i$	: Gelen dalga elektrik alan bileşeni
$E_r$	: Yansıyan dalga elektrik alan bileşeni
$E_t$	: İletilen dalga elektrik alan bileşeni
$f$	: Frekans
FDTD	: Sonlu fark zaman domain metodu
FEM	: Sonlu eleman metodu
FSY	: Frekans Seçici Yüzey
$H$	: Magnetik alan şiddeti
$H_i$	: Gelen magnetik alan dalga bileşeni
$H_r$	: Yansıyan magnetik alan dalga bileşeni
$H_t$	: İletilen magnetik alan dalga bileşeni
$J$	: Akım yoğunluğu
$k$	: Dalga numarası
MoM	: Moment metodu
$P$	: Pozisyon vektörü
SE	: Kalkanlama etkinliği
TE	: Transverse elektrik
TM	: Transverse magnetik
$V$	: Faz hızı
$Y$	: Admittans
$Z$	: Empedans

## 1. GİRİŞ

Üzerine gelen elektromagnetik dalganın frekansına bağı olarak iletim ve yansıma karakteristikleri değışen yapılara “Frekans Seçici Yüzeyler” adı verilmektedir. Frekans Seçici Yüzeyler (FSY) yapılarına göre ikiye ayrılmaktadır. Birincisi, iletken yamaların periyodik olarak dizilmesiyle, diğeri ise iletken bir levha üzerine periyodik oyukların açılmasıyla elde edilir. Yama (patch) şeklinde olan FSY kapasitif etkiye ve band durduran özelliğe sahiptir. Oyuk (aperture) şeklinde olan FSY ise endüktif etkiye sebep olur ve band geçiren filtre özelliğı gösterir.

Frekans seçici yüzeylerin frekans özellikleri periyodik yapının şekline, elemanlar arası boşluğa, metal kafesin kalınlığına, dielektrik sabitine ve Chirality parametresine bağıdır. Bu konuda genelde dielektrik ortam kullanılmasına rağmen , dielektrik ortam yerine kullanılan Chiral ortam üzerine de pek çok çalışma yapılmıştır. Chiral ortamın tercih edilmesinin sebebi ise dielektrik ortamdan farklı olarak sahip olduğı Chirality parametresidir. Bu parametre ile iletim ve yansıma karateristiğini etkileyecek bir parametre daha hesaba alınmaktadır. Yapılan teorik ve pratik çalışmalar incelendiğinde kullanılan parametreler arasında kalkanlama etkinliğini en çok etkileyen parametre Chirality parametresidir.

Elektromagnetik ışıınımdan etkilenecek her türlü elektronik malzemenin bu ışıınımlara karşı korunması gerekmektedir. İşte bu ışıınımlara karşı bir bariyer gibi davranan bu yapılara “kalkan” adı verilmektedir. Kalkanın yapısı ve malzemesi onun kalkanlama özelliklerini belirler. Kalkanlar iki şekilde bariyer görevi görür: Yansıma ve Soğurma. Bir metalik yüzeye çarpan elektromagnetik düzlem dalga her iki tip kayba uğrar. Bir kısım dalga yansıtılırken diğerk kısım dalga ise iletilir fakat ortamdan geçerken zayıflamaya uğrar. Bu kayıpların toplamı bize kalkanlama etkinliğini verir. Yani kalkanlama etkinliğı (Shielding Effectiveness (SE) ), iletilen alanın şiddetinin gelen alanın şiddetine oranıdır.

Bu alışmada Chiral ortam üzerine yerleştirilmiş farklı geometrilere sahip yapıların kalkanlama etkinlikleri incelenecektir. Kullanılan geometrik yapılar periyodik ve sonsuz olduğundan dolayı Floquet modları cinsinden ifade edilmiştir. Gelen düzlem dalganın bir iletken eleman üzerinde oluşturduğı bilinmeyen akım yoğunluğı moment metodu kullanılarak bulunmuştur. Bilinmeyen akım katsayıları elde edildikten sonra iletilen ve yansıyan alanlar hesaplanmıştır. Bu alanların bulunmasıyla kalkanlama

etkinliği elde edilmiş, Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinlikleri farklı Chirality değerleri, dielektrik sabiti ve geliş açısı için hesaplanmıştır. Bu değerler karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır.

## 2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Chirality kavramı 19. yüzyılın başlarından itibaren kimya, optik, parça fiziği ve son zamanlarda da elektromagnetik alanlarında artan bir önem kazanmıştır. Chirality ile ilgili ilk çalışmalar ARAGO (1811) tarafından lineer polarize olmuş ışığın polarizasyon düzlemini çeviren quartz kristalini keşfetmesiyle başlamıştır. Böylelikle “optik aktivite” adı verilen yeni bir olay ortaya çıkmıştır. Bu olayın üzerine giden BIOT (1815) quartz denklemler üzerinde denemeler yapmış ve optik aktivitenin ışığın dalga boyuyla alakalı olduğunu bulmuştur. FRESNEL (1822), bir quartz kristali eksenini boyunca ilerleyen lineer polarize olmuş bir ışığın zıt el simetrisine sahip olduğunu ve farklı faz hızlarında dairesel ışınlarla bölündüğünü gözlemlemiştir. Kristalin arkasında bu iki ışık demeti birleşmiş ve gelen dalga polarizasyon düzlemine göre dönmüş olan lineer polarizasyonlu yeni bir dalga ortaya çıkmıştır.

Chiral moleküller yerine tel helezonlar ve ışık yerine mikrodalga kullanılarak yapılan deneyler sonucunda bir el simetrisine sahip helezonların toplamı lineer polarize olmuş dalganın polarizasyon düzlemini bir tarafa dönderirken, zıt el simetrisine sahip helezonların toplamının da polarizasyon düzlemini diğer tarafa dönderdiği görülmüştür (LINDMAN, 1922).

İki boyutlu periyodik levha dizisinde saçılma problemlerinin daha genel bir analizi CHEN (1970) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada alan dağılımı Floquet mod fonksiyonlarının bir kümesi olarak genişletilmiş ve bilinmeyen akım sabitleri moment metodu kullanılarak bulunmuştur.

CHANG (1982), ferrit tabaka üzerine yerleştirilmiş frekans seçici yüzeyler üzerinde deneysel çalışmalar yapmıştır. Ferrit tabaka, magnetik alan ile biaslanarak magnetik geçirgenliği değiştirilmiş, bunun sonucunda da FSY'nin spektral karakteristiği değişmiştir. Böylece rezonans frekansı sürekli olarak değiştirilebilir ya da yüzey tamamen yansıtma durumundan tamamen iletim durumuna geçirilebilir olduğu görülmüştür.

Yakın infrared ve görünebilir spektrumda, güneş enerjisi toplanmasına yardım etmek için solar seçici yüzey olarak kullanılabilir. Bu işlemde kullanılacak FSY solar hücrelerin frekans bandında tamamen geçirecek ve bu bandın dışındaki frekansları ise tamamen yansıtacak şekilde dizayn edilir (MITTRA ve Ark., 1988).

Uzak infrared aralıkta periyodik yapı, moleküler lazerlerde ışın ayırıştırıcı ve pompalama etkisini artırıcı ayna olarak kullanılmıştır. Enerji dalga boyunda boşluğu artırmak için tamamen yansıtma yapmakta ve lazer dalga boyunda tamamen iletim yapmaktadır. Böylece bir lazerde boşluk aynası olarak FSY kullanılabilir (MITTRA ve Ark., 1988).

FSY teknikleri kullanılarak 2.45 GHz. seviyelerinde kablosuz yerel ağ (LAN) uygulamaları ve 1.9 GHz. seviyelerinde kişisel telsiz telefon sistemleri (PHS) uygulamaları için kalkanlama etkinliği yüksek olan transperan filmler tasarlanmıştır (HIRAI ve YOKOTA, 1999).

Mikrodalga aralığında periyodik yapının frekans geçici özelliğinin kullanıldığı bir diğer uygulama ise Radom tasarımıdır. Bu durumda FSY, antenin çalışma frekansında bant iletim karakteristiği sağlayacak şekilde ayarlanır. Bu frekans bandının dışındaki frekanslarda, FSY tamamen yansıtma yapmaktadır (MITTRA ve Ark., 1988).

KASTNER ve MITTRA, dikdörtgenel yama veya oyuklardan oluşan sonlu genişlikteki düzlemsel frekans seçici yüzeylerin tekrarlı analizi üzerinde çalışmalar yapmıştır. Bu analiz metodunda çok fazla bilinmeyene ihtiyaç duyulması, problemin geleneksel matris metodu kullanılarak çözülmesini zorlaştırmıştır (KASTNER ve MITTRA, 1982).

Çoklu halka yamalı, çoklu bant frekans seçici yüzeyler için teorik ve deneysel sonuçlar üzerinde HUANG ve WU tarafından çalışmalar yapılmıştır. (HUANG ve Ark., 1994; WU, 1994a; WU, 1994b). Teorik analiz mod-eşleme tekniği kullanılmıştır. Tasarım yapılırken, frekans aralığının yüksek kısmındaki grating lobes oluşumunun engellenmesi için, dielektrik yük etkisi kullanılarak dairesel halka elementlerin aralığı ve ebatları düşürülmüştür. Bu dielektrik yük etkisi, ya frekans seçici yüzeyin bir yanına çok yüksek dielektrik sabitli materyal yerleştirilerek, ya da her iki yüzeyinde daha düşük dielektrik sabitli materyal kullanılarak elde edilmiştir. Ayrıca mükemmel iletkenli çift-kare halka yamalardan oluşan, 4 bantlı frekans seçici yüzey konusunda dizayn ve deneysel olarak çalışılmıştır.

TSAO, akım dağılımı ve oyuk alanını hızlı bir şekilde bulmak amacıyla spektral domainde bir çözüm bulmuştur. Bu çözümde Floquet mod açılımı elektromagnetik sınır koşullarından faydalanarak bir diferansiyel eşitlik elde etmiştir (TSAO, 1984).

POUS ve ark. (1996), oyuk yerleştirilmiş mikrostrip yamadan oluşan yeni bir tip

frekans seçici yüzey üzerine çalışmıştır. Bu yüzey dar band geçirgen özelliğe sahiptir ve bundan dolayı Radom yapımı için tercih edilir. Burada Spektral domain moment metodu kullanılmıştır.

Yapılan bir diğer çalışma, FSY teknikleri kullanılarak enerji koruyan camların tasarımıdır. Bu camlar, kışın ısıyı içerde ve yazın dışarıda tutmakta, fakat mikrodalga frekans bandını ve görünür ışığı etkilememektedir (WIDENBERG ve RODRIGUEZ, 2002).

Çok katmanlı silindirik, küresel ve düzlemsel Chiral ortamlarda elektromagnetik dalga saçılması karşılaştırılmıştır. Karşılaştırma analizinde vektör dalga fonksiyonu genişletme tekniği kullanılmıştır. Kartezyen, silindirik, ve küresel koordinat sistemlerinde saçılma problemi sırasıyla incelenmiştir. Daha sonra farklı Chiral yapılar için Green fonksiyonu kullanılarak saçılan alanlar hesaplanmıştır (W.LI ve ark. 2000).

## 2.1. Mobil İletişim Sistemi

Günümüzün vazgeçilmez unsurlarından biride mobil iletişim araçları olmuştur. Bu mobil telefonlar ses, mesaj, data gibi bilgileri radyo iletişim sistemlerini kullanarak birbirlerine ulaştırırlar. Kullanıcı telefonu açtığında en yakın baz istasyonu ile temas kurulur ve telefon bu istasyona belirli aralıklarla sinyal gönderir. Eğer biri aranmak istenirse bu durumda telefon ağıyla bağlantı kurulur. Bu bağlantıyı baz istasyonu telefon kabloları ve yüksek frekanslı radyo linkleri sayesinde gerçekleştirir.

Kullanıcı telefonunu kapatıp açtığında en son bağlantı kurulmuş olan baz istasyonu ile bağlantı kurulmaya çalışılır. Şayet telefon kapatıldıktan sonra bir başka baz istasyonunun kapsama alanına girildiyse, telefonun şebekeye girmesi daha uzun zaman alacaktır. Çünkü öncelikle en son bağlanılan baz istasyonu ile bağlantı kurulamaya çalışılacak, bu gerçekleşmeyince en yakın baz istasyonu aranmaya başlanacaktır. Bu esnada geçen süre dikkat edildiği zaman farkına varılacak bir süredir.

Cep telefonlarına gelen ve giden sinyaller genellikle görüş hattının biraz ötesindeki frekanslara kadar sınırlandırılmıştır. Bu sinyallerin köşelere kadar ilerleyebilmesi için saçılma ve kırınım gibi olaylar meydana gelir. Bir baz istasyonunun kapsama alanı, o istasyonun anten yüzeyine olan uzaklıkla belirlenir. Bugünkü iletişim sisteminde baz istasyonlarının kullanabileceği azami uzaklık otuzbeş kilometre civarındadır [KOCABEY,P.2001].

İdeal bir ağ sistemi birbirine yapışık altıgen hücrelerden oluşur ve her hücrenin ortasında bir baz istasyonu bulunur. Pratikte bir baz istasyonunun kapsama alanı teorikteki kadar fazla değildir. Yükselteler, binalar veya gücü düşüren çeşitli sebepler nedeniyle kapsama alanı otuzbeş kilometreden azdır.

GSM sisteminde kapsama alanlarına göre üç tip hücre vardır: Makro( makrocell), mini( microcell), mikro( picocell) hücreler. Makro hücreler genellikle yerleşimin az olduğu yerlerde kullanılır. Yerleşim yoğunluğu arttıkça mikro hücreler kullanılmaya başlanır. Çünkü bu sayede kapsama alanı artırılmış olur.

GSM 1800 sistemi 1710-1785 MHz. arasındaki frekansları alışı ve 1805-1880 MHz. arasındaki frekansları da veri için kullanır. RF taşıyıcılar 200 KHz. aralıklarla kullanılır ve 374 taşıyıcıya imkan verir. 1785-1805 MHz. frekansları arasındaki 20 MHz.' lik koruma bandı; alışı ve veri frekanslarının birbirine girişimini engellemek amacıyla kullanılmıştır.

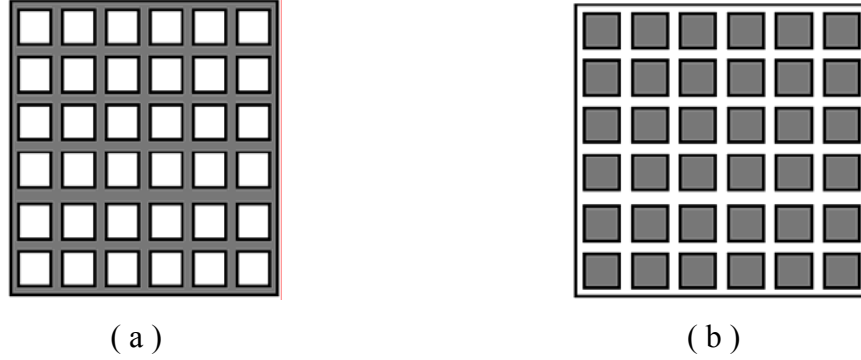
## 2.2. Chirality, Frekans Seçici Yüzeyler ve Kalkanlama

Chirality bir nesnenin el simetrisini ifade eden geometrik bir sistemdir. Yani bir Chiral nesne; çevrilerek ve döndürülerek aynadaki görüntüsüyle asla örtüşmeyen bir yapıya sahiptir. Bu nesnelere, ya sağ el ya da sol el polarizasyonuna sahiptir. Bu sebepten dolayı izotropik Chiral ortama giren düzlem dalga , Chiral ortam içinde sol el (LCP) ve sağ el (RCP) olmuş iki dalga şeklinde ilerler. Bu dalgaların dalga numaraları ve faz hızları birbirinden farklıdır.

Frekans Seçici Yüzeyler (FSY), fiziğin temeli olan optikteki kırınımına dayanmaktadır. Bir kafes üzerine periyodik olarak yerleştirilen iletken yamalar veya halkalar belirli frekansları yansıtma veya iletme özelliğine sahiptir. Her bir elementin şekli ve aralarındaki boşluk belirli bir dalga boyunda alanların tamamının yansıtılmasına veya iletilmesine sebep olur. Frekans seçici yüzeyler tasarlanırken istenilen tepkiye göre çeşitli parametreler göz önünde tutulmalıdır. FSS' nin performansını etkileyecek bu faktörler kullanılan maddenin iletkenliği, geometrisi, dielektrik ortam parametreleri, dizi sayısı ve periyodu, diziler arası mesafe ve Chirality gösterilebilir.

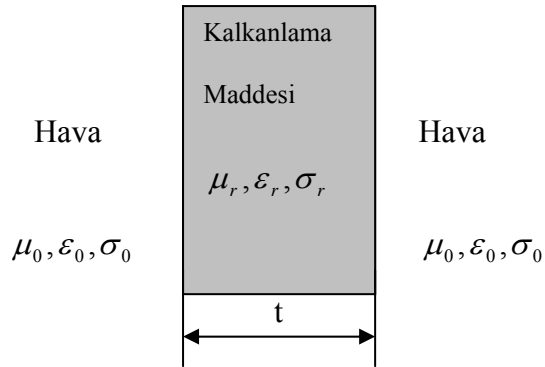
Frekans Seçici Yüzeylerde delikli yapılar düşük frekansları yansıtırken , yüksek frekansları iletirler. Bu yapı bir bakıma yüksek geçiren filtre özelliği gösterir. Yama

şeklindeki yapılar ise düşük frekansları iletir ve yüksek frekansları yansıtır. Bu özelliğinden dolayı bu tip yapıları da alçak geçirgen filtre olarak düşünebiliriz.



Şekil 2.1. FSY çeşitleri a) Yüksek Geçirgen FSY b) Alçak Geçirgen FSY

Elektromagnetik ışınımın yaşamın her alanına girmesiyle birlikte magnetik ışınımın kaynaklanan kirlilik önemle üzerinde durulması gereken bir sorun haline gelmiştir. Çeşitli elektronik cihazlar bu ışınımın kolayca etkilenebilmekte ve çalışma bozuklukları meydana getirmektedir. Bu yüzden bu tip cihazların bir bariyerle bu elektromagnetik ışınımın korunması gerekmektedir. Bu bariyerlere “kalkan” adı verilmektedir. Şekil 2.2’ de kalkanlamaya örnek görülmektedir.



Şekil 2.2. Kalkan Yapısı

Kalkanlama Etkisi (SE) iletilen dalganın gelen dalgaya oranı ile belirlenir (SCHULZ ve PLANTZ., 1988). O halde kalkanlama etkisini şu şekilde ifade edebiliriz.



$$SE_{dB} = 20 \cdot \log \left| \frac{\bar{E}_i}{\bar{E}_t} \right| = 20 \cdot \log \left( \frac{1}{SE_{factor}} \right) \quad (2.1)$$

Genelde bir FSY tarafından düzlemsel bir dalganın saçılmasını analiz etmek için çeşitli yöntemler uygulanır. Bu yöntemlerden biri, yapının fiziksel durumu göz önüne alınarak yapılır. Bu yaklaşımda kapasitif ve endüktif elementler içeren kafesin eşdeğer devresi tek boyutlu yapı şeklinde düşünülerek elde edilir. Bu metod desteksiz ızgaraya normal gelen düzlemsel dalga ile sınırlıdır ve rezonans frekansa çok yakındır (WU, 1995). Bu metod skaler bir model olmasından dolayı zıt polarizasyon karakteristiği hakkında bir bilgi elde etmek imkansızdır. Diğer bir yöntem ise modal analiz tekniğidir. Bu teknik ile herhangi bir şekilde polarize olmuş ve herhangi bir geliş açısına sahip düzlemsel dalganın serbest durumdaki veya izotropik materyal ile desteklenmiş bir FSY' den saçılması incelenebilir. Bu güçlü yaklaşımı MONTGOMERY (1975), dielektrik bir madde üzerine yerleştirilmiş sonsuz periyodik ince iletkenler tarafından düzlemsel bir dalganın saçılması probleminin sonucunu bulabilmek amacıyla uygulamıştır. Modal analiz tekniğinde, saçılan alanların enine bileşenleri bir birim hücrede iki boyutlu Floquet boşluk harmoniklerinin bir kümesi olarak genişletilir. Birim hücre üzerine, Floquet modların dikey özellikli uygun sınır koşulları uygulanması; metalik saçıcılar üzerinde indüklenen bilinmeyen akım yoğunluğunu ifade eden Fredholm integral eşitliğini bulmaya yardım eder. Bu integral eşitliği Moment Metodu (MOM) uygulanarak matris eşitliği şekline indirgenebilir.

Bu çalışmada, bir dielektrik ortam üzerine yerleştirilen belirli geometrilerden oluşan periyodik yapıların elektrik ve magnetik alanları, Floquet modları cinsinden ifade edilmiştir. Bir birim hücre üzerinde, Floquet modların dikgen özelliğinin sınır şartları ile birleştirilmesi sonucu, gelen düzlem dalganın bir iletken eleman üzerinde oluşturduğu bilinmeyen akım yoğunluğu moment metodu kullanılarak bulunmuştur (CHENG, 1989; BALANIS, 1989; CHAN ve MITTRA, 1990). Bilinmeyen akım katsayıları elde edildikten sonra iletilen alan hesaplanmıştır. Farklı geometrik yapılar için, geliş açısı, ortamın bağıl dielektrik sabiti ve Chirality admittance gibi parametreleri değiştirilerek frekans değişimlerine göre kalkanlama etkinliği incelenmiştir.

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. Chiral Dilimin Analizi ve Chiral Ortamda Dalga İlerlemesi

Rasgele yönlendirilmiş, homojen dağılmış, kayıpsız bir Chiral ortam için oluşturuvcu denklemler aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} - j\xi \vec{B} \quad (3.1.)$$

$$\vec{H} = -j\xi \vec{E} + \frac{1}{\mu} \vec{B} \quad (3.2.)$$

Burada  $\varepsilon$  dielektrik sabiti,  $\mu$  magnetik geçirgenlik,  $\xi$  Chiral admittansını ifade etmektedir.

Denklem (3.1.) ve (3.2.)'de görülebileceği gibi, Chiral ortamdaki elektrik akısı D ve magnetik alan vektörü  $\vec{H}$  hem  $\vec{E}$ ' ye hem de  $\vec{B}$ ' ye bağlıdır. Bunun sebebi Chiral nesnenin kendine has şekli olan kısa metal helix yapısıdır. Bir elektromagnetik dalga Chiral ortama girdiğinde, elektrik alan içindeki nesne helixin düz kısmında bir akım indüklenmesine neden olur ve süreklilik gereği bu akım aynı zamanda nesnenin dairesel kısmında da akması gerekir. Nesneye gelen magnetik alan, nesnenin dairesel ve düz kısmında akım indüklenmesine sebep olur. Sonuç olarak magnetik alanda nesnenin hem elektrik hemde magnetik dipol momentine katkıda bulunur. Bu katkıyı ifade eden  $\xi$ , ortamın Chirality derecesinin bir göstergesidir.

Kaynaksız bir ortam için Maxwell denklemleri harmonik formda yazılırsa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (3.3.)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \vec{D} \quad (3.4.)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (3.5.)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.6.)$$

Yukarıdaki denklemler denklem (3.1.) ve (3.2.)' de yerine yazıldığında;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} + \omega\mu\xi\vec{E} \quad (3.7.)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega(\varepsilon + \mu\xi^2)\vec{E} + \omega\mu\xi\vec{H} \quad (3.8.)$$

formülleri elde edilir.

Denklem (3.7.) ve (3.8.)' in curl' leri alınıp birbirlerinde yerlerine yazılırsa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} - 2\omega\mu\xi\vec{\nabla} \times \vec{E} - k^2\vec{E} = 0 \quad (3.9.)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} - 2\omega\mu\xi\vec{\nabla} \times \vec{H} - k^2\vec{H} = 0 \quad (3.10.)$$

elde edilir. Burada dalga numarasını ifade eden  $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$  eşitliğiyle gösterilebilir.

Sınırsız, izotropik Chiral bir ortamda +z yönünde ilerleyen düzlemsel dalganın elektrik alan bileşeni;

$$\vec{E} = (A\vec{a}_x + B\vec{a}_y)e^{-\gamma z} \quad (3.11.)$$

olduğunu farz edelim. Burada A ve B reel veya kompleks sabitlerdir,  $\gamma$  ise propagasyon sabitidir. Denklem (3.11.) denklem (3.9.)' da yerine konulursa;  $A^2 + B^2 = 0$  veya  $A = \pm jB$  elde edilir.  $B = -jA$  durumunda denklem (3.11.) sağ dairesel polarizasyonlu dalgayı ifade eder ve (3.9.)' da yerine konulması sonucunda dalga numarası

$$\gamma_{RCP} = -jk_R = -j(\omega\mu\varepsilon + \sqrt{\omega^2\mu\varepsilon + (\omega\mu\xi)^2}) \quad (3.12.)$$

olur.

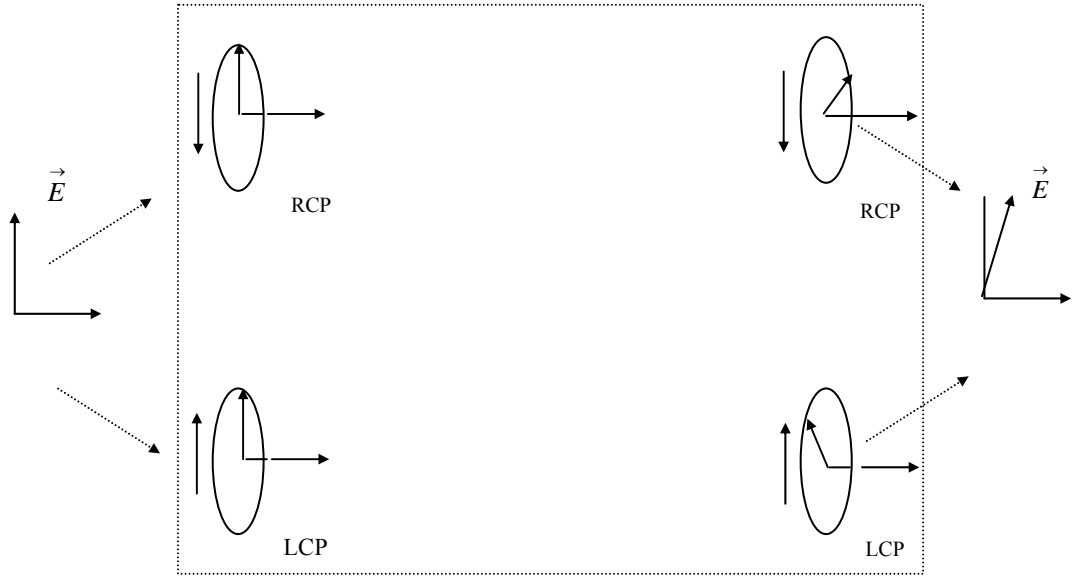
$B = +jA$  durumunda ise denklem (3.11.) sol dairesel polarizasyonlu bir dalgayı ifade eder ve denklem (3.9.) kullanılarak dalga numarası

$$\gamma_{LCP} = -jk_L = -j(-\omega\mu\varepsilon + \sqrt{\omega^2\mu\varepsilon + (\omega\mu\xi)^2}) \quad (3.13.)$$

elde edilir.

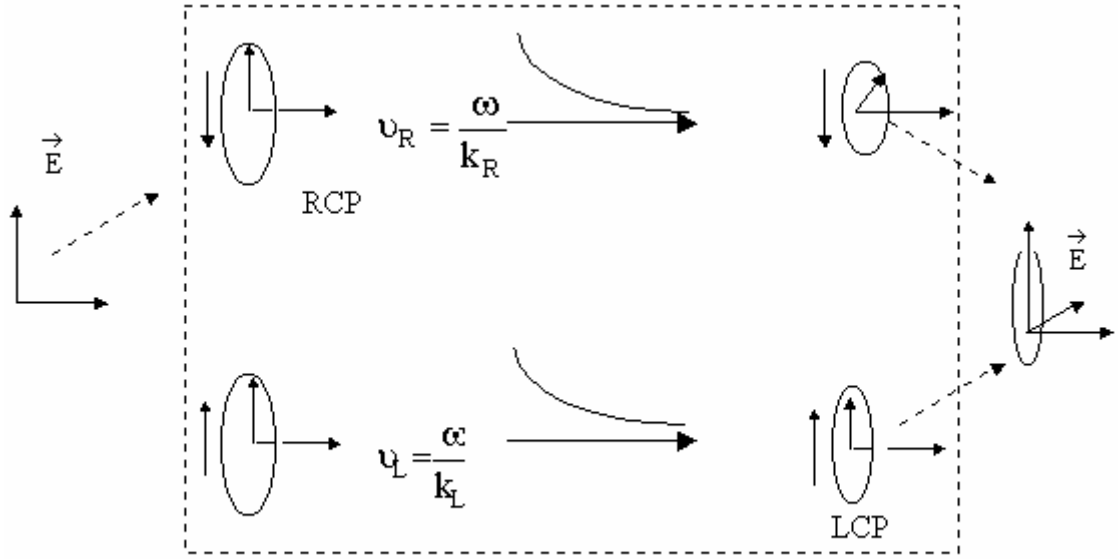
Bu denklemlerden anlaşılacağı üzere sınırsız izotropik Chiral bir ortamda ilerleyen bir düzlemsel dalganın iki tane eigen modu vardır. Bunlar biri sağ yönde polarize olmuş ( $k_R$ ), diğeri sol yönde polarize olmuş ( $k_L$ ) dalgalar olup, dalga numaraları birbirine eşit değildir ( $k_R \neq k_L$ ). Chiral ortam içinde çift modlu polarizasyon vardır. Sağ dairesel polarize olmuş dalga  $v_R = \omega/k_R$  faz hızıyla ve sol dairesel polarize

olmuş dalga  $v_L = \omega/k_L$  faz hızıyla ilerler.  $v_R$  ve  $v_L$  faz hızları birbirinden farklıdır. Sonuç olarak, lineer polarize olmuş bir dalga Chiral bir ortam içerisinde geçerken Şekil 3.1. 'de görüldüğü gibi optik aktiviteye uğrayarak ve polarizasyonu değişerek geçer. Optik aktivite polarizasyon düzleminin ortam tarafından döndürülmesi anlamına gelmektedir. Burada izotropik Chiral bir dilim içerisinde geçen, lineer polarize olmuş bir dalga, zıt el simetrisine ve birbirinden farklı faz hızına sahip dairesel polarize olmuş iki dalgaya ayrılmaktadır. Chiral dilim içinde birbirinden ayrılan bu iki dalga Chiral dilimin arkasında birleşerek lineer polarize olmuş bir dalga meydana getirirler. Bu dalganın polarizasyonu, gelen dalganın polarizasyonuna bağlı olarak döner. İzotropik Chiral ortam içerisinde meydana gelen optik aktivite, manyetoplazma veya ferrit içerisinde meydana gelen Faraday dönmesinden farklıdır. Bunun sebebi LCP ve RCP olmuş karakteristik dalgaları ilerleme yönünden bağımsız olmasıdır. Elektrik alanın Chiral ortam içerisinde ilerlemesi aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Dalganın Chiral ortamda ilerlemesi.

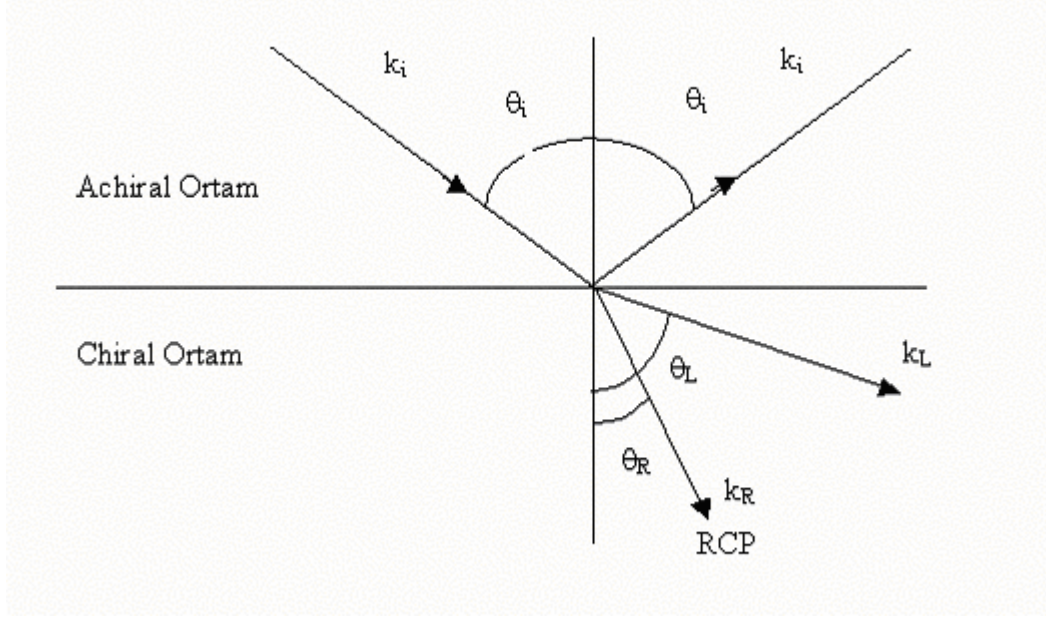
$k_L$  ve  $k_R$  kompleks ifadelerdir ve farklı faz hızlarına sahip bu iki karakteristik mod eşit olmayan zayıflamaya uğrarlar. Bu olay dairesel dichroizm olarak tanımlanır ve Şekil 3.2.'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Chiral ortamda ilerleyen dalganın zayıflaması.

Dairesel dichroizm ortam tarafından dalgaların polarizasyon eliptikliğinin değiştirilmesini anlamına gelmektedir. Burada izotropik bir Chiral ortam içerisinde lineer polarizasyonlu bir dalga, eşit olmayan zayıflamalara sahip RCP ve LCP olmuş dalgalar olmak üzere 2 parçaya ayrılmıştır. Chiral dilimin sonunda, farklı polarize olmuş iki dalga birleşerek eliptik polarize olmuş bir dalgayı meydana getirirler. Ortam içerisinde meydana gelen dönme ve zayıflama miktarı dalganın ortam girişiyle çıkışı arasındaki mesafeye ve ortamın Chirality derecesini gösteren iki dalga numarası arasındaki farka bağlıdır. Ortamın Chirality değeri  $\xi \rightarrow 0$ 'a giderken Chiral dalga denklemleri standart Helmholtz denklemine yaklaşır ve birbirine eşit olmayan bu iki dalga numarası  $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$  denklemine benzerlik göstermeye başlar.

Son zamanlarda Chiral ve Chiral olmayan ortamlar arasındaki elektromagnetik yansıma ve kırılma problemleri pek çok araştırmacının dikkatini çekmiştir. Tek frekanslı düzlemsel bir dalga, Chiral olmayan bir ortamdan izotropik Chiral bir ortamın sınırına eğik olarak gelirse, Chiral ortam içerisinde iki dalgaya ayrılarak ilerler. Aynı zamanda yansıyan dalgada Chiral olmayan ortamda ilerlemeye devam eder. Bu olay Şekil 3.3.' de görülmektedir.



Şekil 3.3. Chiral ve Chiral olmayan ortamların ara yüzeyinde yansıma ve kırılma

İzotropik Chiral ortam içerisinde RCP ve LCP olarak iki farklı düzlem dalga şeklinde ilerler. Bu iki dalga farklı dalga numaralarına ve faz hızlarına sahiptir. Bundan dolayı yansıma ve kırılma açıları için Snell kanunu aşağıdaki şekilde yazılabilir;

$$k_i \sin \theta_i = k_R \sin \theta_R = k_L \sin \theta_L \quad \theta_i = \theta_r \quad (3.14.)$$

Bu denklemde,  $k$  dalga numarasını,  $\theta_R$  RCP dalga için kırılma açısını,  $\theta_L$  LCP dalga için kırılma açısını,  $\theta_i$  geliş açısını ve  $\theta_r$  yansıma açısını ifade etmektedir.

Şekil.3.4.' de  $\vec{a}_r$  yönünde doğrusal polarize olmuş bir düzlem dalga görülmektedir. Bu dalgayı aşağıdaki şekilde yazılabilir.

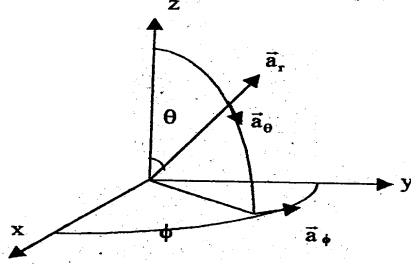
$$E = (E_\theta \vec{a}_\theta + E_\phi \vec{a}_\phi) e^{-jk \vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.15.)$$

Bu denklemde  $\vec{a}_r$  ilerleme yönündeki birim vektörü,  $E_\theta$  ve  $E_\phi$  ise reel sabitleri ifade etmektedir. Küresel koordinatlarla ifade edilen bu denklem kartezyen koordinatlarda tekrar yazılırsa;

$$\vec{E}_1 = E_\theta \vec{a}_\theta e^{-jk \vec{a}_r \cdot \vec{r}} = E_\theta (\cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y - \sin \theta \vec{a}_z) e^{-jk \vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.16.)$$

$$\vec{E}_2 = E_\phi \vec{a}_\phi e^{-jk\vec{a}_r \cdot \vec{r}} = E_\phi (\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y) e^{-jk\vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.17.)$$

denklemleri elde edilir.



Şekil 3.4. Küresel koordinat bileşenleri

Yukarıdaki eşitliklerde  $\vec{r} = x\vec{a}_x + y\vec{a}_y + z\vec{a}_z$  pozisyon vektörünü,  $\theta$  kutup açısını ve  $\phi$  azimuth açısını gösterir. Denklem (3.17.)' de görüldüğü gibi  $\vec{E}_2$  düzlem dalgasının z yönünde bileşeni yoktur. Buna göre bu dalga  $TE_z$  bir dalgadır.  $\vec{E}_1$  ve  $\vec{E}_2$  birbirine dik olduğundan  $\vec{E}_1$  dalgası da  $TM_z$  bir dalgayı ifade etmektedir.

### 3.1.1. Hava ve Chiral Ortam İçin Alan Modeli

#### 3.1.1.1. TM Modu İçin Gelen Dalga Modeli

TM modu için boşluk ortamında elektrik ve magnetik alan vektörleri,

$$\vec{E}^{TM} = E_0 \vec{a}_\theta e^{-jk\vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.18.)$$

$$\vec{H}^{TM} = \frac{k_0}{\omega\mu_0} E_0 e^{-jk_0\vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.19)$$

olarak ifade edilebilir. Bu denklemleri kartezyen koordinatlarda yeniden düzenlenirse;

$$\vec{E}^{TM} = E_0 \frac{\gamma}{k_0} \left( \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} - \frac{k_0}{\gamma} |\vec{k}_T| \vec{a}_z \right) e^{-jk_T \vec{r}_T e^{-j\gamma z}} \quad (3.20.)$$

$$\vec{H}^{TM} = E_0 \frac{\gamma}{k_0} \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \vec{r}_T} e^{-j\gamma z} \quad (3.21.)$$

denklemleri elde edilir. Burada;

$$\vec{k}_T = \vec{a}_x k_0 \sin \theta \cos \phi + \vec{a}_y \sin \theta \sin \phi$$

$$\vec{r}_T = x \vec{a}_x + y \vec{a}_y$$

$$\gamma = \sqrt{k_0^2 - |\vec{k}_T|^2}$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad \text{eşitlikleri vardır.}$$

Yukarıdaki denklemler yeniden düzenlenirse ;

$$\vec{E}^{TM} = E_0^{TM} \vec{\psi}_{TM} e^{-j\lambda z} \quad (3.22.)$$

$$\vec{H}^{TM} = \vec{a}_z \times Y^{TM} E^{TM} \vec{\psi}_{TM} e^{-j\lambda z} \quad (3.23.)$$

elde edilir. Burada;

$$E_0^{TM} = E_0 \frac{\gamma}{k}, \quad \vec{\psi}_{TM} = \vec{e}_{TM} e^{-jk_T \vec{r}_T}, \quad Y_{TM} = Y \frac{k_0}{\lambda}, \quad Y = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

$$\vec{e}_{TM} = \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} = \vec{a}_x \cos \phi + \vec{a}_y \sin \phi$$

olarak tanımlanmıştır.

### 3.1.1.2. TE Modu İçin Gelen Dalga Modeli

TE modu için boşluk ortamında elektrik alan ve magnetik alan vektörleri;

$$\vec{E}^{TE} = E_0 \vec{a}_\phi e^{-jk_0 \vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.24.)$$

$$\vec{H}^{TE} = \frac{k_0}{\omega \mu_0} E_0 \vec{a}_\theta e^{-jk_0 \vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.25.)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Denklem (3.24.) ve (3.25.)' deki elektrik alan ve magnetik alanların kartezyen koordinat sistemindeki karşılığı;



$$\vec{E}^{TE} = E_0 \left( \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} \right) e^{-jk_T \bar{r}_T e^{-j\gamma z}} \quad (3.26.)$$

$$\vec{H}^{TE} = E_0 \frac{\gamma}{k_0} \left( \vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} + \frac{k_0}{\gamma} |\vec{k}_T| \vec{a}_z \right) e^{-jk_T \bar{r}_T e^{-j\gamma z}} \quad (3.27.)$$

olarak yazılabilir. Denklem (3.26) ve (3.27) yeniden düzenlenirse aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\vec{E}^{TE} = E_0^{TE} \vec{\Psi}_{TE} e^{-j\lambda z} \quad (3.28.)$$

$$\vec{H}^{TM} = \vec{a}_z \times Y^{TE} E^{TE} \vec{\Psi}_{TE} e^{-j\lambda z} \quad (3.29.)$$

Burada;

$$E_0^{TE} = E_0, \quad \vec{\Psi}_{TE} = \vec{e}_{TE} e^{-jk_T \bar{r}_T}$$

$$\vec{e}_{TE} = \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} = -\vec{a}_x \cos \phi + \vec{a}_y \sin \phi$$

$$Y_{TE} = Y \frac{\gamma}{k_0}$$

olarak tanımlanmıştır.

### 3.1.1.3. Sol El Dairesel Polarizasyonlu Dalga İçin Alan Modeli

Chiral bir ortama giren dalga RCP ve LCP olarak ilerlemeye devam eder. Homojen, izotropik, kayıpsız bir Chiral ortamda, alanın sol el dairesel polarizasyonlu bileşeninin elektrik alanı;

$$\vec{E}_{LCP} = E_L (\vec{a}_\theta + j\vec{a}_\phi) e^{-jk_L \bar{a}_r \bar{r}} \quad (3.30.)$$

magnetik alan ise

$$\vec{H} = \frac{-1}{j\omega\mu_c} (\nabla \times \vec{E} - \omega\mu_c \xi \vec{E}) \quad (3.31.)$$

şeklinde ifade edilebilir. Küresel koordinat sisteminde olan bu denklemler kartezyen koordinat sisteminde yazılacak olunursa aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\vec{E}_{LCP} = (E_L^{TM} \vec{e}_{TM} + jE_L^{TE} \vec{e}_{TE}) e^{-jk_T r_T} e^{-j\gamma_L Z} \quad (3.32.)$$

$$\vec{H}_{LCP} = \vec{a}_z \times (Y_L^{TM} E_L^{TM} \vec{e}_{TM} + jY_L^{TE} E_L^{TE} \vec{e}_{TE}) e^{-jk_T r_T} e^{-j\gamma_L Z} \quad (3.33.)$$

Burada;

$$E_L^{TM} = E_L \frac{\gamma_L}{k_L}, E_L^{TE} = E_L, Y_L^{TM} = Y_0 \frac{k_L}{\gamma_L}, Y_L^{TE} = \frac{\gamma_L}{k_L}$$

$$Y_C = \frac{k_c}{\omega \mu_c}, k_c = \sqrt{\omega^2 \mu_c \epsilon_c + (\omega \mu_c \xi)^2}, \gamma_L = \sqrt{k_L^2 - |\vec{k}_T|^2}$$

olarak tanımlanmıştır.

#### 3.1.1.4. Sağ El Dairesel Polarizasyonlu Dalga İçin Alan Modeli

Sağ el dairesel polarizasyonlu dalga için homojen, izotropik, kayıpsız, Chiral ortamda yansıyan elektrik alan bileşeni;

$$\vec{E}_{RCP} = E_R (\vec{a}_\theta - j\vec{a}_\phi) e^{-jk_R \vec{a}_r \cdot \vec{r}} \quad (3.34.)$$

magnetik alan bileşeni

$$\vec{H} = \frac{-1}{j\omega \mu_c} (\nabla \times \vec{E} - \omega \mu_c \xi \vec{E}) \quad (3.35.)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Yukarıdaki denklemlerde küresel koordinatlarda verilen elektrik alan ve magnetik alan bileşenleri kartezyen koordinatlarda ifade edilirse;

$$\vec{E}_{RCP} = (E_R^{TM} \vec{e}_{TM} - jE_R^{TE} \vec{e}_{TE}) e^{-jk_T r_T} e^{-j\gamma_R Z} \quad (3.36.)$$

$$\vec{H}_{RCP} = \vec{a}_z \times (Y_R^{TM} E_R^{TM} \vec{e}_{TM} - jY_R^{TE} E_R^{TE} \vec{e}_{TE}) e^{-jk_T r_T} e^{-j\gamma_R Z} \quad (3.37.)$$

elde edilir.

$$E_R^{TE} = E_R, E_R^{TM} = E_R \frac{\gamma_R}{k_R}$$

$$Y_L^{TM} = Y_C \frac{k_R}{\gamma_R}, Y_R^{TE} = Y_C \frac{\gamma_R}{k_R}, \gamma_C = \sqrt{k_R^2 - |\vec{k}_T|^2}$$

olarak tanımlanmıştır.

### 3.1.2. Chiral Ortama Gelen Dalganın TM Modunda Olması Durumunda

Şekil 3.5' e göre  $z < 0$  bölgesi birinci bölge,  $0 < z < d$  bölgesi ikinci bölge ve  $z > d$  bölgesi üçüncü bölge olarak tanımlanırsa;

1.Bölge:

Birinci bölge için gelen ve yansıyan elektrik ve magnetik alan bileşenleri;

$$E_i = E_0^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma z} \quad (3.38.a)$$

$$H_i = \vec{a}_z Y_{TM} E_0^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma z} \quad (3.38.b)$$

$$E_r = E_r^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} + j e_r^{TE} u_{TE} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} \quad (3.39.a)$$

$$H_r = -\vec{a}_z \times Y_{TM} E_r^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} - \vec{a}_z \times j Y_{TE} e_r^{TE} u_{TE} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} \quad (3.39.b)$$

$$E_0^{TM} = E_0 \cos \theta$$

$$E_r^{TM} = E_r \cos \theta$$

$$e_r^{TE} = e_r$$

2.Bölge:

$$E^+ = (A_L^{TM} u_{TM} + j A_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma_L z} + (A_R^{TM} u_{TM} - j A_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma_R z} \quad (3.40.a)$$

$$E^- = (B_L^{TM} u_{TM} - j B_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma_L z} + (B_R^{TM} u_{TM} + j B_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma_R z} \quad (3.40.b)$$

$$H^+ = \vec{a}_z \times (Y_L^{TM} A_L^{TM} u_{TM} + jY_L^{TE} A_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma_L z} + \vec{a}_z \times (Y_R^{TM} A_R^{TM} u_{TM} - jY_R^{TE} A_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma_R z} \quad (3.40.c)$$

$$H^- = -\vec{a}_z \times (Y_L^{TM} B_L^{TM} u_{TM} - jY_L^{TE} B_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma_L z} - \vec{a}_z \times (Y_R^{TM} B_R^{TM} u_{TM} - jY_R^{TE} B_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma_R z} \quad (3.40.d)$$

Yukarıdaki denklemlerde

$$A_L^{TM} = A_L \cos \theta_L, \quad A_R^{TM} = A_R \cos \theta_R, \quad B_L^{TM} = B_L \cos \theta_L, \quad B_R^{TM} = B_R \cos \theta_R$$

$$A_L^{TE} = A_L, \quad A_R^{TE} = A_R, \quad B_L^{TE} = B_L, \quad B_R^{TE} = B_R \quad (3.41)$$

olarak tanımlanmıştır.

### 3. Bölge:

Chiral ortamdan çıkan dalga bileşenleri,

$$E_t = E_t^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \vec{P}} e^{-j\gamma(z-d)} + j e_t^{TE} u_{TE} e^{-jk_T \vec{P}} e^{-j\gamma(z-d)} \quad (3.42.a)$$

$$H_t = \vec{a}_z \times Y^{TM} E_t^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \vec{P}} e^{-j\gamma(z-d)} + \vec{a}_z \times j Y^{TE} e_t^{TE} u_{TE} e^{-jk_T \vec{P}} e^{-j\gamma(z-d)} \quad (3.42.b)$$

$$E_t = E_t \cos \theta, \quad e_t = e_t \quad (3.43)$$

olarak elde edilir.  $z=0$  ve  $z=d$  noktalarında sınır şartları ve denklem 3.38-3.43 yardımıyla,

$$B_L = (r_{LL} A_L + r_{LR} A_R) e^{-j\gamma_L d} \quad (3.44.a)$$

$$B_R = (r_{RL} A_L + r_{RR} A_R) e^{-j\gamma_R d} \quad (3.44.b)$$

$$r_{LL} = \left[ \frac{2Y_R^{TE} (Y^{TE} Y_L^{TM} - Y^{TM} Y_L^{TE}) + (Y_S^2 + Y_0^2) \cdot (Y_R^{TE} - Y_L^{TE})}{PAYDA} \right] e^{-j\gamma_T d} \quad (3.45.a)$$

$$r_{LR} = \left[ \frac{2Y_R^{TE} \cdot (Y_S^2 - Y_0^2)}{PAYDA} \right] e^{-j\gamma_R d} \quad (3.45.b)$$

$$r_{RL} = \left[ \frac{2Y_L^{TE} \cdot (Y_S^2 - Y_0^2)}{PAYDA} \right] e^{-j\gamma_L d} \quad (3.45.c)$$

$$r_{RR} = \left[ \frac{2Y_L^{TE} (Y^{TE} Y_L^{TM} - Y^{TM} Y_R^{TE}) + (Y_S^2 + Y_0^2) \cdot (Y_L^{TE} - Y_R^{TE})}{PAYDA} \right] e^{-j\gamma_R d} \quad (3.45.d)$$

$$PAYDA = Y_L^{TE} (Y_L^{TM} + Y^{TM}) \cdot (Y^{TE} + Y_R^{TE}) + Y_R^{TE} (Y_L^{TE} + Y^{TE}) \cdot (Y^{TM} + Y_R^{TM}) \quad (3.45.e)$$

elde edilir. Yukarıdaki denklemler yeniden düzenlenirse ;

$$e_r^{TE} = A_L - A_R - B_L + B_R \quad (3.46)$$

$$E_r^{TM} = E_0^{TM} - \frac{Y_S}{Y_{TM}} (A_L + A_R - B_L - B_R) \quad (3.47)$$

$$e_t^{TE} = A_L e^{-j\gamma_L d} - A_R e^{-j\gamma_R d} - B_L e^{j\gamma_L d} + B_R e^{+j\gamma_R d} \quad (3.48)$$

$$E_t^{TE} = \frac{Y_S}{Y_{TM}} (A_L e^{-j\gamma_L d} + A_R e^{-j\gamma_R d} - B_L e^{j\gamma_L d} - B_R e^{+j\gamma_R d}) \quad (3.49)$$

elde edilir.

### 3.1.3. Chiral Ortama Gelen Dalganın TE Modunda Olması Durumunda

Gelen ve yansıyan dalgalar;

1. Bölge:

$$E_i = E_0^{TE} \vec{u}_{TE} e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma z} \quad (3.50.a)$$

$$H_i = \vec{a}_z \times Y_{TE} E_0^{TE} \vec{u}_{TE} e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma z} \quad (3.50.b)$$

$$E_r = E_r^{TE} \vec{u}_{TE} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} + j e_r^{TM} \vec{u}_{TM} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} \quad (3.51.a)$$

$$H_r = -\vec{a}_z \times Y_{TE} E_r^{TE} \vec{u}_{TE} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} - \vec{a}_z \times j Y_{TM} e_r^{TM} \vec{u}_{TM} e^{-jk_T \vec{r}} e^{+j\gamma z} \quad (3.51.b)$$

2. Bölge:

Chiral ortamda ilerleyen dalganın elektrik ve magnetik alan bileşenleri

$$E^+ = (jA_L^{TM} \vec{u}_{TM} - jA_L^{TE} \vec{u}_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma_L z} + (jA_R^{TM} \vec{u}_{TM} + jA_R^{TE} \vec{u}_{TE}) e^{-jk_T \vec{r}} e^{-j\gamma_R z} \quad (3.52.a)$$

$$E^- = (-jB_L^{TM} u_{TM} - jB_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \bar{r}} e^{+j\gamma_L z} + (-jB_R^{TM} u_{TM} + jB_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \bar{r}} e^{+j\gamma_R z} \quad (3.52.b)$$

$$H^+ = \vec{a}_z \times (jY_L^{TM} A_L^{TM} u_{TM} - Y_L^{TE} A_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \bar{r}} e^{-j\gamma_L z} + \vec{a}_z \times (jY_R^{TM} A_R^{TM} u_{TM} + Y_R^{TE} A_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \bar{r}} e^{-j\gamma_R z} \quad (3.52.c)$$

$$H^- = -\vec{a}_z \times (-jY_L^{TM} B_L^{TM} u_{TM} - Y_L^{TE} B_L^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \bar{r}} e^{+j\gamma_L z} - \vec{a}_z \times (-jY_R^{TM} B_R^{TM} u_{TM} + Y_R^{TE} B_R^{TE} u_{TE}) e^{-jk_T \bar{r}} e^{+j\gamma_R z} \quad (3.52.d)$$

olarak elde edilir.

### 3. Bölge:

Chiral ortamdan çıktıktan sonra dalganın elektrik ve magnetik alan bileşenleri;

$$E_t = (jE_t^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \bar{P}} e^{-j\gamma(z-d)} + E_t^{TE} u_{TE} e^{-jk_T \bar{P}} e^{-j\gamma(z-d)}) \quad (3.53.a)$$

$$H_t = \vec{a}_z \times jY^{TM} e_t^{TM} u_{TM} e^{-jk_T \bar{P}} e^{-j\gamma(z-d)} + \vec{a}_z \times Y^{TE} E_t^{TE} u_{TE} e^{-jk_T \bar{P}} e^{-j\gamma(z-d)} \quad (3.53.b)$$

olur.  $z=d$  ve  $z=0$  noktalarında sınır şartları kullanılarak;

$$r_{LL} = \left[ \frac{(Y_S^2 + Y_0^2).(Y_R^{TM} - Y_L^{TM}) + 2Y_S^2 Y^{TM} - Y^{TE} Y_L^{TM} Y_R^{TM} e^{-j\gamma_L d}}{PAYDA} \right] \quad (3.54.a)$$

$$r_{LR} = \left[ \frac{2Y_L^{TM} .(Y_0^2 - Y_S^2)}{PAYDA} \right] e^{-j\gamma_R d} \quad (3.54.b)$$

$$r_{RL} = \left[ \frac{2Y_R^{TM} .(Y_0^2 - Y_S^2)}{PAYDA} \right] e^{-j\gamma_L d} \quad (3.54.c)$$

$$r_{RR} = \left[ \frac{-(Y_0^2 + Y_S^2).(Y_R^{TM} - Y_L^{TM}) + 2Y_S^2 Y^{TM} - 2Y^{TE} Y_L^{TM} Y_R^{TM} e^{-j\gamma_R d}}{PAYDA} \right] \quad (3.54.d)$$

$$PAYDA = Y_L^{TM} (Y_R^{TM} + Y^{TM}).(Y^{TE} + Y_L^{TE}) + Y_R^{TM} (Y_L^{TM} + Y^{TM}).(Y^{TE} + Y_R^{TE}) \quad (3.54.e)$$

$$B_L = (r_{LL}A_L + r_{LR}A_R)e^{-j\gamma_L d} \quad (3.55.a)$$

$$B_R = (r_{RL}A_L + r_{RR}A_R)e^{-j\gamma_R d} \quad (3.55.b)$$

$$A_L^{TE} = A_L \quad A_R^{TE} = A_R \quad B_L^{TE} = B_L \quad B_R^{TE} = B_R$$

$$E_r^{TE} = E_0^{TE} - A_L + A_R - B_L + B_R \quad (3.56.)$$

$$e_r^{TM} = -\frac{Y_S}{Y_{TM}}(A_L + A_R + B_L + B_R) \quad (3.57.)$$

$$E_t^{TE} = -A_L e^{-j\gamma_L d} + A_R e^{-j\gamma_R d} - B_L e^{j\gamma_L d} + B_R e^{+j\gamma_R d} \quad (3.58.)$$

$$e_t^{TM} = \frac{Y_S}{Y_{TM}} \times (A_L e^{-j\gamma_L d} + A_R e^{-j\gamma_R d} + B_L e^{j\gamma_L d} + B_R e^{+j\gamma_R d}) \quad (3.59.)$$

elde edilir.

## 3.2. Yöntem

### 3.2.1. Floquet Teoremi

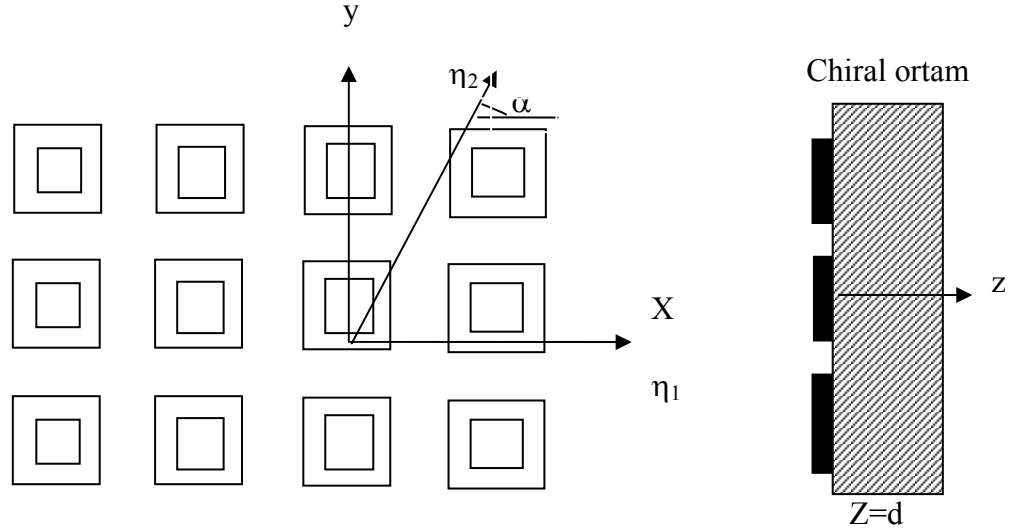
Kartezyen koordinat sisteminde Skaler Helmholtz Denklemi;

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi(x, y, z) = 0 \quad (3.60.)$$

olarak ifade edilmektedir. Bu denklemde  $k$ , ( $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ ) dalga numarasını göstermektedir. İlerleme yönü  $+z$  yönünde ise homojen dalga denklemi

$$\Psi(x, y, z) = e^{-\gamma z} \Phi(x, y) \quad (3.61.)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 3.5. Chiral dilim üzerine yerleştirilen FSY geometrisinin üst ve yan görünüşü

Denklem (3.60.) ve (3.61.) yeniden düzenlendiğinde,

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \gamma^2) \right] \phi(x, y) = 0 \quad (3.62.)$$

elde edilir. Bu denklemde, değişkenleri ayrıştırma metodu yardımıyla,

$$\phi(x, y) = f(x).g(y) \quad (3.63.)$$

olarak yazılabilir. Böylece denklem (3.62.) aşağıda görüldüğü gibi iki tane adi diferansiyel denklem şeklinde yazılabilir:

$$\left[ \frac{d^2}{dx^2} + k_x^2 \right] f(x) = 0 \quad \left[ \frac{d^2}{dy^2} + k_y^2 \right] g(y) = 0 \quad (3.64.)$$

Buradaki ayrıştırma sabitleri olan  $k_x$  ve  $k_y$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + \gamma^2 \quad (3.65.)$$

denklemleri ile bağıntılıdır. Aynı zamanda yapı x ve y yönünde periyodik olduğundan dolayı Floquet teoremine göre de periyodikliğe sahiptir. Böylece  $f(x)$  ve  $g(y)$  x ve y yönünde ilerleyen dalgaları ifade ediyorsa

$$f(x + b) = e^{-jk_x b} f(x) \quad (3.66.a)$$

$$g(y + d) = e^{-jk_y d} g(y) \quad (3.66.b)$$



olmalıdır, burada  $b$ ,  $x$  yönündeki  $d$  ise  $y$  yönündeki periyodikliğı ifade etmektedir. Bu ancak

$$f(x) = e^{-jk_{x0}x} F_p(x) \quad (3.67.a)$$

$$g(y) = e^{-jk_{y0}y} G_p(y) \quad (3.67.b)$$

olduğunda mümkündür. Burada  $F_p(x)$ ,  $b$  periyodikliğıne sahip  $x$  yönündeki periyodik fonksiyonu,  $G_p(y)$  ise  $d$  periyodikliğıne sahip  $y$  yönündeki periyodik fonksiyonu ifade eder. Bundan dolayı,  $F_p(x)$  ve  $G_p(y)$  Fourier serileri olarak ifade edilebilirler:

$$F_p(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p e^{-j\frac{2\pi}{b}px} \quad (3.68.a)$$

$$G_p(y) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_q e^{-j\frac{2\pi}{d}qy} \quad (3.68.b)$$

denklem (3.68.a) ve (3.68.b)'yi denklem(3.67.a) ve (3.67.b)' de yerine yazılırsa,

$$f(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p e^{-j(k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p)x} \quad (3.69.a)$$

$$g(y) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_q e^{-j(k_{y0} + \frac{2\pi}{d}q)y} \quad (3.69.b)$$

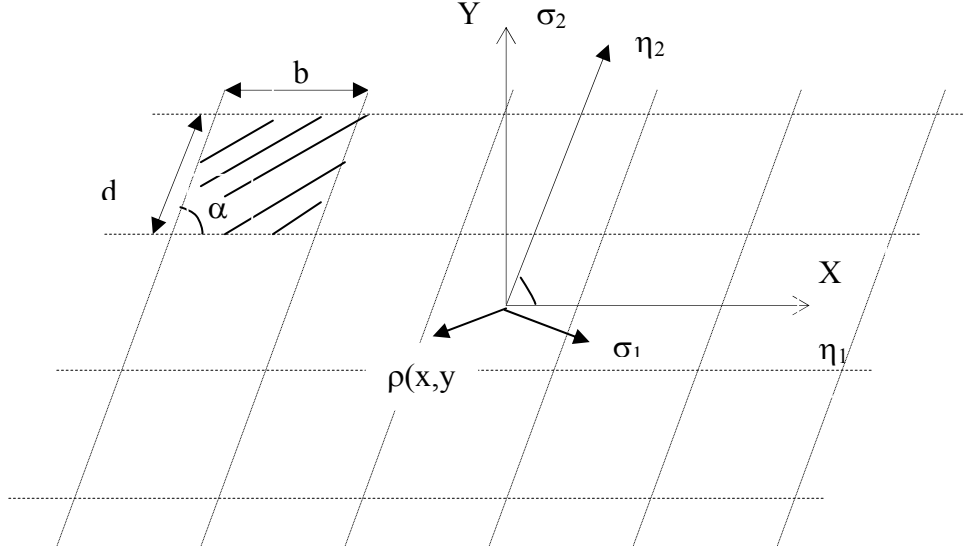
elde edilir. Bu verilerden de faydalanılarak denklem (3.62.) Floquet seri açılımı ile yeniden düzenlenir,

$$\Psi(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} C_{pq} e^{-j(k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p)x} e^{-j(k_{y0} + \frac{2\pi}{d}q)y} e^{-j\gamma_{pq}z} \quad (3.70.)$$

halini alır.

$$\text{Bu denklemdeki } C_{pq} = A_{pq} \cdot B_{pq} \text{ ve } \gamma_{pq}^2 = k^2 - (k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p)^2 - (k_{y0} + \frac{2\pi}{d}q)^2$$

ifadelerine eşittir.  $k_{x0}$  ve  $k_{y0}$  değerleri gelen dalganın  $x$  ve  $y$  yönündeki dalga numaralarına eşittir. Yukarıda bahsedilen periyodik yapı daha genel koordinatlarda  $(\eta_1, \eta_2)$  ifade edilecektir. Bu koordinat sistemi Şekil 3.6' da görülmektedir.



Şekil 3.6. Kafes Geometrisi

şeklinde gösterilebilir. Burada  $\eta_1$  eksenini şekilde de görüldüğü gibi x eksenine eşittir,  $\eta_2$  eksenini ise x eksenini ile  $\alpha$  açısı yapmaktadır. Elementin konumu p ve q indisleri ile tanımlanmıştır:

$$\vec{p}_{pq} = pb\vec{\eta}_1 + qd\vec{\eta}_2 \quad (3.71)$$

Bu denklemdeki  $\eta_1$  ve  $\eta_2$  birim vektörler, b ve d ise  $\vec{\eta}_1$ ,  $\vec{\eta}_2$  yönündeki periyodikliği ifade etmektedir. Temel bir birim hücre paralel kenar şeklindedir.

$$\begin{bmatrix} \vec{\eta}_1 \\ \vec{\eta}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \cos \alpha & \sin \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{a}_x \\ \vec{a}_y \end{bmatrix} \quad (3.72)$$

Şekil 3.6.'da da görüldüğü gibi  $\sigma_1$  ve  $\sigma_2$  vektörleri kafes vektörleridir.

$$\vec{\sigma}_i \vec{\eta}_k = \delta_{ik} = \begin{bmatrix} 1 & i=k \\ 0 & i \neq k \end{bmatrix}, i = k = 1, 2, \dots \quad (3.73)$$

$\sigma_1$  ve  $\sigma_2$  kartezyen bileşenler şeklinde yazılırsa:

$$\vec{\sigma}_1 = \vec{a}_x \sigma_{11} + \vec{a}_y \sigma_{12} \quad (3.74.a)$$

$$\vec{\sigma}_2 = \vec{a}_x \sigma_{21} + \vec{a}_y \sigma_{22} \quad (3.74.b)$$

elde edilir. Denklem (3.72.) ve (3.73.), (3.74.a) ve (3.74.b)'de yerine yazılırsa

$$\vec{\eta}_1 \vec{\sigma}_1 = 1 = \delta_{11} \quad (3.75.a)$$

$$\vec{\eta}_1 \vec{\sigma}_2 = 1 = \delta_{21} \cos \alpha + \delta_{22} \sin \alpha \quad (3.75.b)$$

$$\vec{\eta}_2 \vec{\sigma}_1 = 0 = \delta_{21} \cos \alpha + \delta_{12} \sin \alpha \quad (3.75.c)$$

$$\vec{\eta}_2 \vec{\sigma}_2 = 0 = \delta_{21} \quad (3.75.d)$$

$$\delta_{11} = 1 \quad \delta_{12} = -\frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} = -\frac{1}{\tan \alpha} \quad (3.76.)$$

$$\delta_{21} = 1 \quad \delta_{22} = -\frac{1}{\sin \alpha}$$

$$\vec{\sigma}_1 = \vec{a}_x - \vec{a}_y \cot \alpha \quad \vec{\sigma}_2 = \vec{a}_x - \vec{a}_y \operatorname{cosec} \alpha \quad (3.77.)$$

Burada verilen denklemlerde; daha önceki tanımdan dolayı  $\sigma_1$ ,  $\eta_2$  vektörüne;  $\sigma_2$  ise  $\eta_1$  vektörüne diktir.

Vektörler tarafından tanımlanmış noktalar dakilerle aynı değere sahip olan periyodik  $F(x,y)$  fonksiyonu;

$$\bar{\rho}(x, y) = \bar{\rho}(x, y) + n\bar{\eta}_1 + m\bar{\eta}_2 \quad (3.78.)$$

burada n ve m tamsayıları ifade etmektedir, x ve y vektörleri yerine  $\eta_1$  ve  $\eta_2$  vektörleri kullanılarak;

$$\bar{\rho}(x, y) = x\bar{a}_x + y\bar{a}_y \quad (3.79.)$$

$$\bar{\sigma}(\eta_1, \eta_2) = \eta_1\bar{\eta}_1 + \eta_2\bar{\eta}_2 \quad (3.80.)$$

elde edilir.  $\eta_1$  ve  $\eta_2$  vektörleri boyunca b ve d periyotlu yeni bir fonksiyon, çift Fourier serisi şeklinde aşağıdaki gibi tanımlanabilir;

$$f(\eta_1, \eta_2) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{pq} e^{-j\frac{2\pi}{b}p\eta_1} e^{-j\frac{2\pi}{d}q\eta_2} \quad (3.81.)$$

$\sigma_1 \perp \eta_2$  ve  $\sigma_2 \perp \eta_1$  olduğundan dolayı  $\eta_1$  ve  $\eta_2$  vektörleri karşılıklı kafes vektörleri olarak tanımlanabilir:

$$\bar{\sigma}_1 \bar{\rho} = (\bar{\sigma}_1 \bar{\eta}_1)\eta_1 + (\bar{\sigma}_1 \bar{\eta}_2)\eta_2 = \eta_1 \quad (3.82.a)$$

$$\bar{\sigma}_2 \bar{\rho} = (\bar{\sigma}_2 \bar{\eta}_1)\eta_1 + (\bar{\sigma}_2 \bar{\eta}_2)\eta_2 = \eta_2 \quad (3.82.b)$$

Denklem (3.81.), (3.82.a) ve (3.82.b) eşitlikleri kullanılarak yeniden düzenlenirse;

$$f(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{pq} e^{-j\frac{2\pi}{b}p(\bar{\sigma}_1\bar{\rho})} e^{-j\frac{2\pi}{d}q(\bar{\sigma}_2\bar{\rho})} \quad (3.83.)$$

elde edilir. Bu ifade, (3.77.) ve (3.79.) denklemleri kullanılarak x,y ve  $\alpha$  değerlerine bağlı olarak yeniden elde edilebilir;

$$f(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{pq} e^{-j\frac{2\pi}{b}p(x-y \cot \alpha)} e^{-j\frac{2\pi}{d}q(y \operatorname{cosec} \alpha)} \quad (3.84.)$$

Bu denklemde

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \bar{\sigma}_1\bar{\rho} = x - y \cot \alpha \\ \eta_2 &= \bar{\sigma}_2\bar{\rho} = y \operatorname{cosec} \alpha \end{aligned} \quad (3.85.)$$

olarak tanımlanmıştır. Tüm bu elde edilenler kullanılarak, Şekil 3.6.' da gösterilen periyodik yapı için dalga denkleminin çözümü,

$$\Psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-j(k_{\eta_1} + \frac{2\pi}{b}p)\eta_1} e^{-j(k_{\eta_2} + \frac{2\pi}{d}q)\eta_2} \quad (3.86.)$$

halinde ifade edilebilir. Bu denklemde  $k_{\eta_1}$ ,  $\eta_1$  eksenine doğrultusundaki,  $k_{\eta_2}$  ise  $\eta_2$  eksenine doğrultusunda ki dalga numaralarını ifade etmektedir. Bu dalga numaraları;

$$k_{\eta_1} = \vec{\eta}_1 \cdot \vec{k} = \vec{a}_x \cdot \vec{k} = k \sin \theta \cos \phi \quad (3.87.a)$$

$$k_{\eta_2} = \vec{\eta}_2 \cdot \vec{k} = (\cos \alpha \vec{a}_x + \sin \alpha \vec{a}_y) \cdot \vec{k} = k(\sin \theta \cos \phi \cos \alpha + \sin \theta \sin \phi \sin \alpha) \quad (3.87.b)$$

$$\vec{k} = k \sin \theta \cos \phi \vec{a}_x + k \sin \theta \sin \phi \vec{a}_y + k \cos \theta \vec{a}_z \quad (3.87.c)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu denklemlerden de yararlanılarak denklem (3.86.) yeniden düzenlenirse:

$$\Psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-j(k_{x_0} + \frac{2\pi}{b}p)x} e^{-j(k_{y_0} - \frac{2\pi}{b \tan \alpha}p + \frac{2\pi}{d \sin \alpha}q)y} e^{-j\gamma_{pq}z} \quad (3.88.)$$

elde edilir. Burada

$$\gamma_{pq}^2 = k^2 - (k_{x_0} + \frac{2\pi}{b}p)^2 - (k_{y_0} - \frac{2\pi}{b \tan \alpha}p + \frac{2\pi}{d \sin \alpha}q)^2 \quad (3.89.)$$

$k_1$  ve  $k_2$  vektörleri aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\vec{k}_1 = \frac{2\pi d}{A} \vec{\eta} \times \vec{a}_z = \frac{2\pi d}{A} (\cos \alpha \vec{a}_x + \sin \alpha \vec{a}_y) \times \vec{a}_z \quad (3.90.a)$$

ve

$$\vec{k}_2 = \frac{2\pi b}{A} \vec{a}_z \times \vec{a}_x = \frac{2\pi}{d \sin \alpha} \vec{a}_y \quad (3.90.b)$$

burada A birim hücrenin alanıdır ve  $A = b.d.\sin \alpha$  değerine eşittir. Böylece

$$(p\vec{k}_1 + q\vec{k}_2) \cdot \vec{p} = \frac{2\pi p}{b}x + (\frac{2\pi q}{d \sin \alpha} - \frac{2\pi p}{b \tan \alpha})y \quad (3.91.)$$

elde edilir. Denklem (3.91.) , denklem (3.86.)' da yerine yazılırsa

$$\Psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-j(k_{x_0}x + k_{y_0}y)} e^{-j(pk_1 + pk_2) \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_{pq}z} \quad (3.92.)$$

olur. Burada

$$\vec{k}_{T_{pq}} = \vec{k}_T + p\vec{k}_1 + q\vec{k}_2 = (k_{x_0} + \frac{2\pi}{b}p)\vec{a}_x + (k_{y_0} - \frac{2\pi}{d \sin \alpha}q)\vec{a}_y \quad (3.93.a)$$

$$k_{x_0} = k \sin \theta \cos \phi \quad k_{y_0} = k \sin \theta \sin \phi \quad (3.93.b)$$

ve

$$\gamma_{pq}^2 = k^2 - \vec{k}_{T_{pq}} \cdot \vec{k}_{T_{pq}} \quad (3.93.c)$$

olarak kabul edilirse, denklem (3.92.)

$$\psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-jk_{Tpq} \vec{\rho}} e^{-j\gamma_{pq} z} \quad (3.94.)$$

şeklinde yazılır.

### 3.2.2. Saçılma Probleminin Çözülmesi

Bu bölümde Chiral ortam üzerine yerleştirilmiş değişik geometrilerdeki metallerin oluşturduğu periyodik yapı incelenecektir. Gelen dalga düzlemsel dalga olup hem TE hem de TM polarizasyonlar için ele alınacaktır. Toplam alan, gelen alanla saçılan alanın toplamından oluşmaktadır. Yani herhangi bir noktadaki saçılmış alan, o noktadaki toplam alandan gelen alanın çıkarılmasıyla elde edilir. Saçılan alanlar ise herhangi bir geometriye sahip metalik saçıcılar üzerinde oluşan akımlardan dolayı meydana gelir. Saçıcılar üzerinde oluşan akımlardan dolayı ortaya çıkan alanlar yüksek dereceli Floquet modları içerirler.

Elektrik alanları ( $z < 0$ ), TM gelen dalga için yazılırsa; bilinmeyen akım için integral denklem öncelikle orthogonal mode fonksiyonlarının tam serisi olarak sonrada mod katsayıları moment metodu ile belirlenecektir. Saçılmış alanlar sebebi ile akımın neden olduğu saçılımlar daha düzenli Floquet modları ihtiva eder. Elektrik alanları ( $z < 0$ ), TM oluş derecesi için;

TM Modu için gelen dalga denklemi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{E}_1 = \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} E_{1pq}^{(m)} e^{j\gamma_{pq} z} \vec{\Psi}_{m_{pq}} \quad (3.95.a)$$

$$\vec{H}_1 = -\vec{a}_z \times \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} Y_{pq}^m E_{1pq}^{(m)} e^{j\gamma_{pq} z} \vec{\Psi}_{m_{pq}} \quad (3.95.b)$$

$$\vec{\psi}_{m_{pq}} = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{-jk_{Tpq} \times \Gamma_T} \vec{e}_{mpq}$$

$$\vec{e}_{1pq} = \frac{\vec{k}_{Tpq}}{|\vec{k}_{Tpq}|} \quad \text{TM mod (m=1)}$$

Yukarıdaki eşitliklerde;  $m = 1, 2$  ve  $p, q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  değerlerine eşit olabilir.

Chiral dilim içinde ( $0 < z < d$ ) ilerleyen dalga denklemleri;

$$\vec{e}_{2pq} = \vec{a}_z \times \vec{e}_{2pq} \quad \text{TE mod (m=2)}$$

Elektrik alanlar;

$$\vec{E}_2^+ = \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} (A_{Lpq}^{(m)} e^{-j\gamma_{Lpq}z} + (-1)^{m-1} A_{Rpq}^{(m)} e^{-j\gamma_{Rpq}z}) \vec{\psi}_{mpq} \quad (3.96.a)$$

$$\vec{E}_2^- = \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q (-j)^{m-1} (B_{Lpq}^{(m)} e^{j\gamma_{Lpq}z} + (-1)^{m-1} B_{Rpq}^{(m)} e^{j\gamma_{Rpq}z}) \vec{\psi}_{mpq} \quad (3.96.b)$$

Magnetik alanlar;

$$\vec{H}_2^+ = \vec{a}_z \times \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} (Y_{Lpq}^{(m)} A_{Lpq}^{(m)} \times e^{-j\gamma_{Lpq}z} + (-1)^{m-1} Y_{Rpq}^{(m)} A_{Rpq}^{(m)} \times e^{-j\gamma_{Rpq}z}) \vec{\psi}_{mpq} \quad (3.97.a)$$

$$\vec{H}_2^- = -\vec{a}_z \times \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q (-j)^{m-1} (Y_{Lpq}^{(m)} B_{Lpq}^{(m)} \times e^{+j\gamma_{Lpq}z} + (-1)^{m-1} Y_{Rpq}^{(m)} B_{Rpq}^{(m)} \times e^{+j\gamma_{Rpq}z}) \vec{\psi}_{mpq} \quad (3.97.b)$$

z=d noktasında dalga denklemini;

$$\vec{E}_3 = \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} E_{3pq}^{(m)} e^{-j\gamma_{pq}(z-d)} \vec{\psi}_{mpq} \quad (3.98.a)$$

$$\vec{H}_3 = \vec{a}_z \times \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} Y_{pq}^{(m)} E_{3pq}^{(m)} e^{-j\gamma_{pq}(z-d)} \vec{\psi}_{mpq} \quad (3.98.b)$$

z>d için ise;

1) z=0 noktasında elektrik alanının teğet bileşeni sürekli olmalıdır, yani;

$$\vec{E}_1 = (\vec{E}_2^+ + \vec{E}_2^-)$$

2) Z=0 noktasında magnetik alanın teğet bileşeni değişik geometrilerdeki metal üzerinde oluşan ve saçılmaya sebep olan akım yoğunluğuna eşittir;

$$\vec{a}_z \times \{(\vec{H}_2^+ + \vec{H}_2^-) - \vec{H}_1^-\} = \vec{j}$$

3) Z=d noktasında ise hem elektrik hem de magnetik alanın teğet bileşenleri sürekli dir.

$$\vec{E}_3 = (\vec{E}_2^+ + \vec{E}_2^-)$$

$$\vec{H}_3 = (\vec{H}_2^+ + \vec{H}_2^-)$$

Yukarıda verilen bu üç sınır koşulu ve bir birim hücrede Floquet modun dikgenliği kullanılarak, bilinmeyen akım yoğunluğunun meydana getirdiği saçılan alanlar için denklemler elde edilebilir.

TM gelen dalga için yukarıdaki sınır şartları kullanılarak elde edilen sonuçlar;

$$E_{rpm}^{TM} = A_{Lpq}^{(m)} + (-1)^{m-1} A_{Rpq}^{(m)} + (-1)^{m-1} B_{Lpq}^{(m)} + B_{Rpq}^{(m)} \quad (3.99.)$$

Buradaki bilinmeyen katsayıların dönüşümü;

$$\begin{bmatrix} B_{Lpq} \\ B_{Rpq} \end{bmatrix} = \frac{1}{u} \begin{bmatrix} u_1 & u_2 \\ u_3 & u_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{Lpq} \\ A_{Rpq} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} A_{Lpq} \\ A_{Rpq} \end{bmatrix} = \frac{1}{v} \begin{bmatrix} v_1 & v_2 \\ v_3 & v_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{rpq1}^{TM} \\ E_{rpq2}^{TM} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} E_{rpq1}^{TM} \\ E_{rpq2}^{TM} \end{bmatrix} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} r_1 & r_2 \\ r_3 & r_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1rpq}^{TM} \\ I_{2rpq}^{TM} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_{rpq1}^{TM} \\ E_{rpq2}^{TM} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_1 & t_2 \\ t_3 & t_4 \end{bmatrix} \frac{1}{v} \begin{bmatrix} v_1 & v_2 \\ v_3 & v_4 \end{bmatrix} \frac{1}{r} \begin{bmatrix} r_1 & r_2 \\ r_3 & r_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1pq}^{TM} \\ I_{2pq}^{TM} \end{bmatrix}$$

elde edilen ara değerler;

$$u = (Y^{(1)} + Y_L^{(1)})(Y^{(2)} + Y_R^{(2)})Y_L^{(2)} + (Y^{(2)} + Y_L^{(2)})(Y^{(1)} + Y_R^{(1)})Y_R^{(2)}$$

$$u_1 = \left[ (Y^{(1)} + Y_R^{(1)})(Y^{(2)} - Y_L^{(2)})Y_R^{(2)} - (Y^{(2)} + Y_R^{(2)})(Y^{(1)} - Y_L^{(1)})Y_L^{(2)} \right] e^{-j\gamma_L d}$$

$$u_2 = \left[ (Y^{(1)} + Y_R^{(1)})(-Y^{(2)} + Y_R^{(2)}) - (Y^{(1)} - Y_R^{(1)})(Y^{(2)} + Y_R^{(2)}) \right] Y_R^{(2)} e^{-j2(\gamma_L + \gamma_R)d}$$

$$u_3 = -\left[ (Y^{(1)} - Y_L^{(1)})(Y^{(2)} + Y_L^{(2)}) - (Y^{(1)} + Y_L^{(1)})(Y^{(2)} - Y_L^{(2)}) \right] Y_L^{(2)} e^{-j2(\gamma_L + \gamma_R)d}$$

$$u_4 = -\left[ (Y^{(1)} - Y_R^{(1)})(Y^{(2)} + Y_L^{(2)})Y_R^{(2)} + (Y_R^{(2)} - Y^{(2)})(Y^{(1)} + Y_L^{(1)})Y_L^{(2)} \right] e^{-j2\gamma_R d}$$

$$v = (Y_L^{(2)} + (Y_L^{(2)}u_1 + Y_R^{(2)}u_3))(-1 - u_2 + u_4) - (-1 - u_1 + u_3)(Y_L^{(2)} + (Y_R^{(2)} + Y_L^{(2)}u_2 + Y_R^{(2)}u_4))$$

$$v_1 = Y_C(-1 - u_2 + u_4)$$

$$v_2 = -Y_R^{(2)} - Y_L^{(2)}u_2 - Y_R^{(2)}u_4$$



$$v_3 = Y_C(-1 + u_1 - u_3) \quad v_4 = Y_L^{(2)} + Y_L^{(2)}u_1 + Y_R^{(2)}u_3$$

$$r = r_1 \cdot r_4 - r_2 \cdot r_3$$

$$r_1 = v_2(-Y_L^{(2)} - Y_L^{(2)}u_1 + Y_R^{(2)}u_3) + v_4(Y_R^{(2)} - Y_L^{(2)}u_2 + Y_R^{(2)}u_4) - Y^{(2)}$$

$$r_2 = J[Y_C v_2(-1 - u_1 + u_3) + Y_C v_2(-1 - u_2 + u_4)]$$

$$r_3 = -v_1(-Y_L^{(2)} - Y_L^{(2)}u_1 + Y_R^{(2)}u_3) - v_3(Y_R^{(2)} - Y_L^{(2)}u_2 + Y_R^{(2)}u_4)$$

$$r_4 = -J[Y_C v_1(-1 - u_1 + u_3) + Y_C v_3(-1 - u_2 + u_4)] - Y^{(1)}$$

$$t_1 = \frac{1}{Y_C} \left[ Y_L^{(2)} e^{-j\gamma_L d} + \frac{1}{u} (Y_L^{(2)} u_1 e^{j\gamma_L d} + Y_R^{(2)} u_3 e^{j\gamma_R d}) \right]$$

$$t_2 = \frac{1}{Y_C} \left[ Y_R^{(2)} e^{-j\gamma_L d} + \frac{1}{u} (Y_L^{(2)} u_2 e^{j\gamma_L d} + Y_R^{(2)} u_4 e^{j\gamma_R d}) \right]$$

$$t_3 = e^{-j\gamma_L d} - \frac{1}{u} (u_1 e^{j\gamma_L d} - u_3 e^{j\gamma_R d}) \quad t_4 = -e^{-j\gamma_R d} - \frac{1}{u} (u_2 e^{j\gamma_L d} - u_4 e^{j\gamma_R d})$$

olmaktadır. Bu ifadelerin çözümünde şu eşitlikler kullanılmaktadır;

$$A_{Lpq}^{(m)} = \left[ \frac{Y_{Lpq}^{(2)}}{Y_C} \right]^{(2-m)} A_{Lpq}$$

$$A_{Rpq}^{(m)} = \left[ \frac{Y_{Rpq}^{(2)}}{Y_C} \right]^{(2-m)} A_{Rpq}$$

$$B_{Lpq}^{(m)} = \left[ \frac{Y_{Lpq}^{(2)}}{Y_C} \right]^{(2-m)} B_{Lpq}$$

$$B_{Rpq}^{(m)} = \left[ \frac{Y_{Rpq}^{(2)}}{Y_C} \right]^{(2-m)} B_{Rpq}$$

$$Y_{Lpq}^{(1)} = Y_C \frac{k_L}{\gamma_{Lpq}} \quad Y_{Rpq}^{(1)} = Y_C \frac{k_R}{\gamma_{RLpq}} \quad Y_{pq}^{(1)} = Y \frac{k}{\gamma_{pq}}$$

$$Y_{Lpq}^{(2)} = Y_C \frac{\gamma_{Lpq}}{k_L} \quad Y_{Rpq}^{(2)} = Y_C \frac{\gamma_{Rpq}}{k_R} \quad Y_{pq}^{(2)} = Y \frac{\gamma_{pq}}{k}$$

$$\gamma_{L,R,pq} = \begin{cases} \sqrt{k_{L,R}^2 - |k_{Tpq}|^2} & k_{L,R}^2 > |k_{Tpq}|^2 \\ -J\sqrt{|k_{Tpq}|^2 - k_{L,R}^2} & k_{L,R}^2 < |k_{Tpq}|^2 \end{cases}$$

$$I_{mpq} = \frac{1}{\sqrt{A}} \iint \vec{j}(x, y) e^{j\vec{k}_{Tpq} \times \vec{r}} \vec{e}_{mpq} dx dy \quad A = d_1 d_2 \sin(a) \quad (3.100.)$$

Akım yoğunluğunu ifade eden J aşağıdaki şekilde açılabilir;

$$\vec{J} = \sum_{n=1}^N \alpha_n \vec{I}_n(x, y) \quad (3.101.)$$

Bu ifadeyi yukarıdaki denklemden (3.100.) yerine yazarsak;

$$I_{mpq} = \frac{1}{\sqrt{A}} \iint a_n \vec{I}_n(x, y) \times \vec{\psi}_{mpq} dx dy = \sum_{n=1}^N \alpha_n \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{mpq} \rangle \quad (3.102.)$$

elde edilir. En son kalan sınır koşulu ise çok iyi iletken üzerinde ki toplam elektrik alanın teğet bileşenlerinin yok olmasıdır. Bu özellikten dolayı;

$$\vec{E}_{inc}(x, y, 0) + \vec{E}_{ref}(x, y, 0) + \vec{E}_{scat}(x, y, 0) = 0 \quad (3.103)$$

eşitliği elde edilir. Bu denklem açılırsa;

$$\sum_{m=1}^2 (E_0^{TM} + j^{m-1} E_{rom}^{TM}) \vec{\psi}_m = - \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} E_{rpqm}^{TM} \vec{\psi}_{m_{pq}} \quad (3.104.)$$

olur. Denklem (3.104.)' ün her iki tarafı da  $I_1, I_2, I_3, \dots, I_n$  ile çarpılıp, bir birim hücre için integrali alınırsa

$$(E_0^{TM} + E_{ro1}^{TM}) \langle \bar{I}_k, \bar{\Psi}_1^* \rangle + jE_{ro2}^{TM} \langle \bar{I}_k, \bar{\Psi}_2^* \rangle = -\frac{1}{A} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_q \sum_p \left[ \begin{aligned} & (r_1 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} \rangle + r_2 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} \rangle) \langle \bar{I}_k, \bar{\Psi}_{1pq}^* \rangle + \\ & j(r_3 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} \rangle + r_4 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} \rangle) \langle \bar{I}_k, \bar{\Psi}_{2pq}^* \rangle \end{aligned} \right] \quad (3.105.)$$

halini alır. Burada  $k=1, 2, 3, \dots, N$

Denklem (3.105.) bilinmeyen katsayıları ( $\alpha_n$ ) hesaplamak için kullanılan matris eşitliğidir. Burada ki bilinmeyen katsayılar kompleks matris ters çevirilerek bulunur. Sınır şartlarında çözüm yapıldıktan sonra toplam yansıyan alan ;

$$\bar{E}_r = \left\{ E_{ro1}^{TM} \bar{\Psi}_1 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{t=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (r_1 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} \rangle + r_2 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} \rangle) \bar{\Psi}_{1pq} + \right. \\ \left. j \left[ E_{ro2}^{TM} \bar{\Psi}_2 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{t=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (r_3 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} \rangle + r_4 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} \rangle) \bar{\Psi}_{2pq} \right] \right\} \quad (3.106.)$$

olarak elde edilir.  $z=d$  noktası için ilerleyen alan ise ;

$$\bar{E}_t = \left\{ E_{to1}^{TM} \bar{\Psi}_1 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{t=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (t_1 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} \rangle + t_2 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} \rangle) \bar{\Psi}_{1pq} + \right. \\ \left. j \left[ E_{to2}^{TM} \bar{\Psi}_2 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{t=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (t_3 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} \rangle + t_4 \langle \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} \rangle) \bar{\Psi}_{2pq} \right] \right\} \quad (3.107.)$$

şeklinde ifade edilir.

TE modlu gelen dalga için saçılan alanlar yazılırsa;

$z < 0$  için dielektrik bölgede ki alanlar;

$$\vec{E}_1 = \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q j^{i-1} E_{1pq}^{(i)} e^{j\gamma_{pq}z} \vec{\Psi}_{i pq} \quad (3.108.a)$$

$$\vec{H}_1 = -\vec{a}_z \times \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q j^{i-1} Y_{pq}^i E_{1pq}^{(i)} e^{j\gamma_{pq}z} \vec{\Psi}_{i pq} \quad (3.108.b)$$

$$\vec{\psi}_{ipq} = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{-jk_{Tpq} \times \Gamma_T} \vec{e}_{ipq} \quad i=1 \text{ ve ya } i=2$$

$$\vec{e}_{1pq} = \vec{a}_z \times \vec{e}_{2pq} \quad \text{TE modu (i=1)}$$

$$\vec{e}_{2pq} = \frac{\vec{k}_{Tpq}}{|\vec{k}_{Tpq}|} \quad \text{TM modu (i=2)}$$

Daha önce de ifade edildiği gibi Chiral dilim içinde dalga sağ el polarizasyonlu ve sol el polarizasyonlu olarak ilerler;  $0 < z < d$  bölgesinde elektrik alan

$$\vec{E}_2^+ = \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q j^{i-1} ((-1)^i C_{Lpq}^{(i)} e^{-j\gamma_{Lpq} z} + C_{Rpq}^{(i)} e^{-j\gamma_{Rpq} z}) \vec{\psi}_{ipq} \quad (3.109.a)$$

$$\vec{E}_2^- = \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q (-j)^{i-1} ((-1)^i D_{Lpq}^{(i)} e^{-j\gamma_{Lpq} z} + D_{Rpq}^{(i)} e^{-j\gamma_{Rpq} z}) \vec{\psi}_{ipq} \quad (3.109.b)$$

magnetik alan;

$$\vec{H}_2^+ = \vec{a}_z \times \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q j^{i-1} ((-1)^i Y_{Lpq}^{(i)} C_{Lpq}^{(i)} \times e^{-j\gamma_{Lpq} z} + Y_{Rpq}^{(i)} C_{Rpq}^{(i)} \times e^{-j\gamma_{Rpq} z}) \vec{\psi}_{ipq} \quad (3.110.a)$$

$$\vec{H}_2^- = -\vec{a}_z \times \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q (-j)^{i-1} ((-1)^i Y_{Lpq}^{(i)} D_{Lpq}^{(i)} \times e^{j\gamma_{Lpq} z} + Y_{Rpq}^{(i)} D_{Rpq}^{(i)} \times e^{j\gamma_{Rpq} z}) \vec{\psi}_{ipq} \quad (3.110.b)$$

$z=d$  bölgesinde dalga denklemi;

$$\vec{E}_3 = \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q j^{i-1} E_{3pq}^{(i)} e^{-j\gamma_{pq}(z-d)} \vec{\psi}_{ipq} \quad (3.111.a)$$

$$\vec{H}_3 = -\vec{a}_z \times \sum_{i=1}^2 \sum_p \sum_q j^{i-1} E_{pq}^{(i)} E_{3pq}^{(i)} e^{-j\gamma_{pq}(z-d)} \vec{\psi}_{ipq} \quad (3.111.b)$$

TE gelen dalga için sınır şartları kullanılarak çözüm yapılırsa aşağıdaki sonuçlar elde edilir.

$$E_{rpqi}^{TE} = (-1)^i C_{Lpq}^{(i)} + C_{Rpq}^{(i)} - D_{Lpq}^{(i)} + (-1)^{i-1} D_{Rpq}^{(i)} \quad (3.112.a)$$

$$E_{ipqi}^{TE} = (-1)^i C_{Lpq}^{(i)} e^{-j\gamma_{Lpq} d} + C_{Rpq}^{(i)} e^{-j\gamma_{Rpq} d} - D_{Lpq}^{(i)} e^{j\gamma_{Lpq} d} + (-1)^{i-1} D_{Rpq}^{(i)} e^{j\gamma_{Rpq} d} \quad (3.112.b)$$

Bilinen katsayılar cinsinden yeniden düzenlendiğinde,

$$\begin{bmatrix} D_{Lpq} \\ D_{Rpq} \end{bmatrix} = \frac{1}{a} \begin{bmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{Lpq} \\ C_{Rpq} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} C_{Lpq} \\ C_{Rpq} \end{bmatrix} = \frac{1}{b} \begin{bmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{rpq1}^{TE} \\ E_{rpq2}^{TE} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} E_{rpq1}^{TE} \\ E_{rpq2}^{TE} \end{bmatrix} = \frac{1}{c} \begin{bmatrix} c_1 & c_2 \\ c_3 & c_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1rpq}^{TE} \\ I_{2rpq}^{TE} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_{rpq1}^{TE} \\ E_{rpq2}^{TE} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_1 & s_2 \\ s_3 & s_4 \end{bmatrix} \frac{1}{b} \begin{bmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{bmatrix} \frac{1}{c} \begin{bmatrix} c_1 & c_2 \\ c_3 & c_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{1pq} \\ I_{2pq} \end{bmatrix}$$

elde edilir. Buradaki ara değerler aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\begin{aligned} a &= (Y^{(1)} + Y_L^{(1)})(Y^{(2)} + Y_R^{(2)})Y_R^{(1)} + (Y^{(2)} + Y_L^{(2)})(Y^{(1)} + Y_R^{(1)})Y_R^{(1)} \\ a_1 &= [(Y_L^{(1)} - Y^{(1)})(Y^{(2)} - Y_R^{(2)})Y_R^{(1)} + (Y^{(2)} - Y_L^{(2)})(Y^{(1)} + Y_R^{(1)})Y_L^{(1)}] e^{-j2\gamma_L d} \\ a_2 &= [(Y^{(1)} - Y_R^{(1)})(Y^{(2)} + Y_R^{(2)}) + (Y^{(1)} + Y_R^{(1)})(Y^{(2)} - Y_R^{(2)})] Y_R^{(1)} e^{-j2(\gamma_L + \gamma_R) d} \\ a_3 &= [(Y^{(1)} - Y_L^{(1)})(Y^{(2)} + Y_L^{(2)}) + (Y^{(1)} + Y_L^{(1)})(Y^{(2)} - Y_L^{(2)})] Y_L^{(1)} e^{-j2(\gamma_L + \gamma_R) d} \\ a_4 &= [(Y_R^{(1)} - Y^{(1)})(Y^{(2)} + Y_L^{(2)})Y_L^{(1)} + (Y^{(2)} - Y_R^{(2)})(Y^{(1)} + Y_L^{(1)})Y_R^{(1)}] e^{-j2\gamma_R d} \\ b &= (Y_L^{(1)} - (Y_L^{(1)} a_1 - Y_R^{(1)} a_3))(1 - a_2 + a_4) + (1 + a_1 - a_3)(Y_R^{(1)} - Y_L^{(1)} a_2 - Y_L^{(1)} a_4) \\ b_1 &= Y_C(1 - a_2 + a_4) \quad b_2 = -Y_R^{(1)} + Y_L^{(1)} a_2 + Y_R^{(1)} a_4 \\ b_3 &= Y_C(1 + a_1 - a_3) \quad a_4 = Y_L^{(1)} + Y_L^{(1)} a_1 + Y_R^{(1)} a_3 \\ c &= c_1 \cdot c_4 - c_2 \cdot c_3 \\ c_1 &= j[b_2(Y_L^{(1)} - Y_L^{(1)} a_1 + Y_R^{(1)} a_3) + b_4(-Y_R^{(2)} - Y_L^{(1)} a_2 + Y_R^{(1)} a_4) - Y^{(1)}] \\ c_2 &= -[Y_C b_2(1 + a_1 + a_3) + Y_C b_4(1 + a_2 + a_4)] \\ c_3 &= -j_1[b_1(Y_L^{(1)} - Y_L^{(1)} a_1 + Y_R^{(1)} a_3) + b_3(-Y_R^{(1)} - Y_L^{(1)} a_2 + Y_R^{(1)} a_4)] \\ c_4 &= -[Y_C b_1(1 + a_1 + a_3) + Y_C b_3(1 + a_2 + a_4) + Y^{(2)}] \\ s_1 &= \frac{1}{Y_C} \left[ Y_L^{(1)} e^{-j\gamma_L d} - \frac{1}{a} (Y_L^{(1)} a_1 e^{j\gamma_L d} + Y_R^{(1)} a_3 e^{j\gamma_R d}) \right] \\ s_2 &= \frac{1}{Y_C} \left[ Y_R^{(1)} e^{-j\gamma_L d} - \frac{1}{a} (Y_L^{(1)} a_2 e^{j\gamma_L d} + Y_R^{(1)} a_4 e^{j\gamma_R d}) \right] \\ s_3 &= -e^{-j\gamma_L d} - \frac{1}{a} (a_1 e^{j\gamma_L d} - a_3 e^{j\gamma_R d}) \quad s_4 = -e^{-j\gamma_R d} - \frac{1}{a} (a_2 e^{j\gamma_L d} - a_4 e^{j\gamma_R d}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
C_{Lpq}^{(i)} &= \left[ \frac{Y_{Lpq}^{(1)}}{Y_C} \right]^{(i-1)} C_{Lpq} & C_{Rpq}^{(i)} &= \left[ \frac{Y_{Rpq}^{(1)}}{Y_C} \right]^{(i-1)} C_{Rpq} \\
D_{Lpq}^{(i)} &= \left[ \frac{Y_{Lpq}^{(1)}}{Y_C} \right]^{(i-1)} D_{Lpq} & D_{Rpq}^{(i)} &= \left[ \frac{Y_{Rpq}^{(1)}}{Y_C} \right]^{(i-1)} D_{Rpq} \\
Y_{Lpq}^{(2)} &= Y_C \frac{k_L}{\gamma_{Lpq}} & Y_{Rpq}^{(2)} &= Y_C \frac{k_R}{\gamma_{Rpq}} & Y_{pq}^{(2)} &= Y \frac{k}{\gamma_{pq}} \\
Y_{Lpq}^{(1)} &= Y_C \frac{\gamma_{Lpq}}{k_L} & Y_{Rpq}^{(1)} &= Y_C \frac{\gamma_{Rpq}}{k_R} & Y_{pq}^{(1)} &= Y \frac{\gamma_{pq}}{k}
\end{aligned}$$

TM gelen dalga için olduğu gibi, yukarıdaki eşitlikler kullanılarak;

$$\begin{aligned}
(E_0^{TE} + E_{ro1}^{TE}) < \bar{I}_k, \bar{\Psi}_1^* > + jE_{ro2}^{TE} < \bar{I}_k, \bar{\Psi}_2^* > = \\
- \frac{1}{A} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_q \sum_p \left[ \left( c_1 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} > + c_2 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} > \right) < \bar{I}_k, \bar{\Psi}_{1pq}^* > + \right. \\
\left. j \left( c_3 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} > + c_4 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} > \right) < \bar{I}_k, \bar{\Psi}_{2pq}^* > \right] \quad (3.113.)
\end{aligned}$$

elde edilir. Bu eşitlik bilinmeyen katsayıları bulmak için kullanılan matris eşitliğidir. Burada kompleks matris ters çevrilerek bilinmeyen katsayılar bulunur. Bilinmeyen katsayılar kullanılarak  $z=0$  noktasında ki toplam yansıyan alan;

$$\bar{E}_r = \left\{ E_{ro1}^{TM} \bar{\Psi}_1 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (r_1 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} > + r_2 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} >) \bar{\Psi}_{1pq} + \right. \quad (3.114.)$$

$$\left. j \left[ E_{ro2}^{TM} \bar{\Psi}_2 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (r_3 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} > + r_4 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} >) \bar{\Psi}_{2pq} \right] \right\}$$

olarak ve  $z=d$  noktasında ilerleyen alan;

$$\bar{E}_t = \left\{ E_{to1}^{TE} \bar{\Psi}_1 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (s_1 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} > + s_2 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} >) \bar{\Psi}_{1pq} + \right. \quad (3.115.)$$

$$\left. j \left[ E_{to2}^{TE} \bar{\Psi}_2 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (s_3 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{1pq} > + s_4 < \bar{I}_n, \bar{\Psi}_{2pq} >) \bar{\Psi}_{2pq} \right] \right\}$$

olarak elde edilir.

### 3.2.3. Farklı Geometrilerdeki Chiral Frekans Seçici Yüzeylerin İncelenmesi

Yukarıda ki bölümlerde, Chiral bir dilim ile yüklenmiş, rasgele şekle sahip sonsuz periyodik dizilişli iletken elementler analiz edildi. Bu bölümde ise farklı geometrilere sahip (kare yama, kare halka ve dairesel halka) Chiral Frekans Seçici Yüzeyler incelenecektir. İletken elementin şekli, düzeni, dielektrik sabiti, kalınlığı, Chiral dilimin Chirality admittansı, gelen dalganın geliş açısı ve polarizasyonuna göre kalkanlama etkinliği araştırılacaktır.

Burada  $V_n$  kaynak matrisi,  $Z_{kn}$  empedansı ve  $\alpha_n$  ise bilinmeyen akım katsayısını ifade etmektedir.

$$V_n^{TM} = (E_0^{TM} + E_{r0}^{TM}) \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_1^* \rangle + jE_{r0}^{TE} \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_2^* \rangle \quad (3.116.)$$

$$V_n^{TE} = (E_0^{TE} + E_{r0}^{TE}) \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_1 \rangle + jE_{r0}^{TM} \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_2 \rangle \quad (3.117.)$$

$$z_{kn}^{TM} = -\frac{1}{A} \sum_p \sum_q \left[ \begin{aligned} & (r_1 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{1pq} \rangle + (r_2 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{2pq} \rangle) \langle \vec{I}_k, \vec{\psi}_{1pq}^* \rangle + \\ & j(r_3 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{1pq} \rangle + (r_4 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{2pq} \rangle) \langle \vec{I}_k, \vec{\psi}_{2pq}^* \rangle \end{aligned} \right] \quad (3.118.)$$

$$z_{kn}^{TE} = -\frac{1}{A} \sum_p \sum_q \left[ \begin{aligned} & (r_1 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{1pq} \rangle + (r_2 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{2pq} \rangle) \langle \vec{I}_k, \vec{\psi}_{1pq}^* \rangle + \\ & j(r_3 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{1pq} \rangle + (r_4 \langle \vec{I}_n, \vec{\psi}_{2pq} \rangle) \langle \vec{I}_k, \vec{\psi}_{2pq}^* \rangle \end{aligned} \right] \quad (3.119.)$$

$k=1,2,3,\dots,N$  için aşağıdaki matris şeklini alır.

$$V_1^{TM} = \alpha_1 \{Z_{11}^{TM} + Z_{21}^{TM} + Z_{31}^{TM} + \dots + Z_{N1}^{TM}\} + \alpha_2 \{Z_{12}^{TM} + Z_{22}^{TM} + Z_{32}^{TM} + \dots + Z_{N2}^{TM}\} + \alpha_{31} \{Z_{13}^{TM} + Z_{23}^{TM} + Z_{33}^{TM} + \dots + Z_{NN}^{TM}\} + \dots + \alpha_N \{Z_{1N}^{TM} + Z_{2N}^{TM} + Z_{3N}^{TM} + \dots + Z_{NN}^{TM}\} \quad (3.120)$$

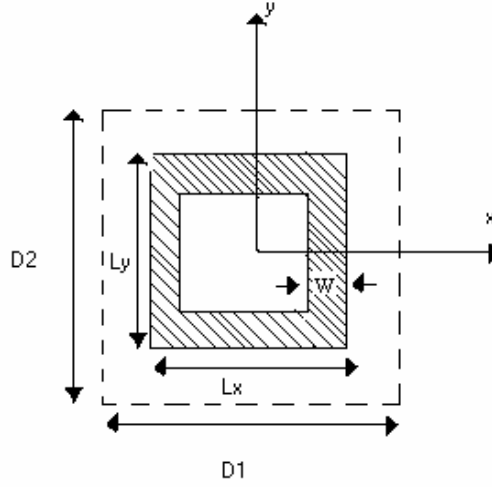
$$V_1^{TE} = \alpha_1 \{Z_{11}^{TE} + Z_{21}^{TE} + Z_{31}^{TE} + \dots + Z_{N1}^{TE}\} + \alpha_2 \{Z_{12}^{TE} + Z_{22}^{TE} + Z_{32}^{TE} + \dots + Z_{N2}^{TE}\} + \alpha_{31} \{Z_{13}^{TE} + Z_{23}^{TE} + Z_{33}^{TE} + \dots + Z_{NN}^{TE}\} + \dots + \alpha_N \{Z_{1N}^{TE} + Z_{2N}^{TE} + Z_{3N}^{TE} + \dots + Z_{NN}^{TE}\} \quad (3.121.)$$

$$[V_1^{TM}] = (E_0^{TM} + E_{r0}^{TM}) \langle \vec{I}_1, \vec{\psi}_1^* \rangle + jE_{r0}^{TE} \langle \vec{I}_1, \vec{\psi}_2^* \rangle \quad (3.122.a)$$

$$[V_1^{TE}] = (E_0^{TE} + E_{r0}^{TE}) \langle \vec{I}_1, \vec{\psi}_1^* \rangle + jE_{r0}^{TM} \langle \vec{I}_1, \vec{\psi}_2^* \rangle \quad (3.123.b)$$

### 3.2.3.1. Kare Halka Frekans Seçici Yüzeyler

Kare halka frekans seçici yüzey; izotropik Chiral dilim üzerine kare şekle sahip mükemmel iletken özellikli elemanların periyodik olarak dizilmesiyle oluşur. Bu periyodik dizinin bir birim hücresi Şekil(3.7.)’ de görülmektedir. Kare halka frekans seçici yüzey için, kare halkanın genişliği, gelen alanın dalga boyundan daha küçük olarak seçilir.



Şekil 3.7. Kare Halka FSY’ nin Birim Hücresi

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^4 \vec{J}_i \quad (3.123.)$$

Bu denklemde i kol numarasını ifade eder. Denklem (4.9.) daha açık şekilde yazılırsa;

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{J}_3 + \vec{J}_4 \quad (3.124.)$$

elde edilir. 1. ve 3. kollar aynı özelliğe sahip olduğundan akım yoğunlukları dolayısıyla da akım denklemleri eşittir. 1. (sol kenar) ve 3.(sağ kenar) kollardaki akım yoğunlukları aşağıda görülmektedir.

$$\vec{J}_{1,3}(x' + y') = \sum_{n=0}^{N_i} a_{inc} \vec{I}_{inc}(x' + y') + \sum_{k=0}^{K_i} b_{iks} \vec{I}_{iks}(x' + y') \quad (3.125.)$$



Burada ki;

$$\vec{I}_{inc} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \cos\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} \quad \pm \frac{L_x}{2} \mp \frac{W}{2} \leq \pm x' \leq \pm \frac{L_x}{2} \pm \frac{W}{2} \quad (3.126.a)$$

$$\vec{I}_{iks} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \sin\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} \quad \frac{L_y}{2} \leq y' \leq \frac{L_y}{2} \quad (3.126.b)$$

eşittir. Ayrıca denklem (3.125.)' deki  $a_{inc}$  ve  $b_{iks}$  'de bilinmeyen katsayıları ifade etmektedir. Denklem (3.125.) yeniden düzenlenirse aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\vec{J}_{1,3}(x' + y') = \sum_{n=0}^{N_i} a_{inc} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \cos\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} + \sum_{k=0}^{K_i} b_{iks} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \sin\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} \quad (3.127)$$

Denklem (3.102.) kullanılarak 1. ve 3. kollarında ki iç çarpımlar (inner products) elde edilebilir.

$$\left\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \right\rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq}^* dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[ (\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right]$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0\left(\frac{uW}{2}\right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[ \frac{\sin\left(\frac{vL_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{vL_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{vL_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{vL_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.128.a)$$

$$\left\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq} \right\rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq} dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[ (\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right]$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0\left(\frac{uW}{2}\right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[ \frac{\sin\left(\frac{vL_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{vL_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} + \frac{\sin\left(\frac{vL_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{vL_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.128.b)$$

$$\left\langle \vec{I}_{iks}, \vec{\psi}_{mpq}^* \right\rangle = \iint \vec{I}_{iks}(x, y) \vec{\psi}_{mpq}^* dx dy = \frac{j}{\sqrt{A}} \left[ (\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right]$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0 \left( \frac{uW}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[ \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.128.c)$$

$$\left\langle \vec{I}_{iks}, \vec{\psi}_{mpq} \right\rangle = \iint \vec{I}_{iks}(x, y) \vec{\psi}_{mpq} dx dy = -\frac{j}{\sqrt{A}} \left[ (\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right]$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0 \left( \frac{uW}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[ \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.128.d)$$

Aynı şekilde 2.(üst kenar) ve 4.(alt kenar) kollar için;

$$\vec{I}_{inc} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y'}{W}\right)^2}} \cos\left(\frac{n\pi x'}{L_x}\right) \vec{a}_{x'} \quad \pm \frac{L_y}{2} \mp \frac{W}{2} \leq \pm x' \leq \pm \frac{L_y}{2} \pm \frac{W}{2} \quad (3.129.a)$$

$$\vec{I}_{iks} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y'}{W}\right)^2}} \sin\left(\frac{n\pi x'}{L_x}\right) \vec{a}_{x'} \quad \frac{L_x}{2} \leq x' \leq \frac{L_x}{2} \quad (3.129.b)$$

elde edilir. Bu denklemde ki eşitlikler denklem (3.102.)' da yazılırsa, iç çarpımlar aşağıdaki gibi bulunur.

$$\left\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \right\rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq}^* dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[ (\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right]$$

$$\frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left( \frac{\nu W}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} \nu} \left[ \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.130.a)$$

$$\begin{aligned} \langle I_{inc}, \vec{\psi}_{mpq} \rangle &= \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq} dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[ (\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \\ \frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left( \frac{\nu W}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} u} &\left[ \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \end{aligned} \quad (3.130.b)$$

$$\begin{aligned} \langle I_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \rangle &= \frac{j}{\sqrt{A}} \left[ (\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left( \frac{\nu W}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} u} \\ &\left[ \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2}\right)} \right] \end{aligned} \quad (3.130.c)$$

$$\begin{aligned} \langle I_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \rangle &= -\frac{j}{\sqrt{A}} \left[ (\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left( \frac{\nu W}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} u} \\ &\left[ \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2}\right)}{\left(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2}\right)} \right] \end{aligned} \quad (3.130.d)$$

Yukarıda elde edilen inner product denklemler denklem (3.113.) ve (3.105.)' de yerine yazılırsa aşağıdaki matris şekli elde edilir.

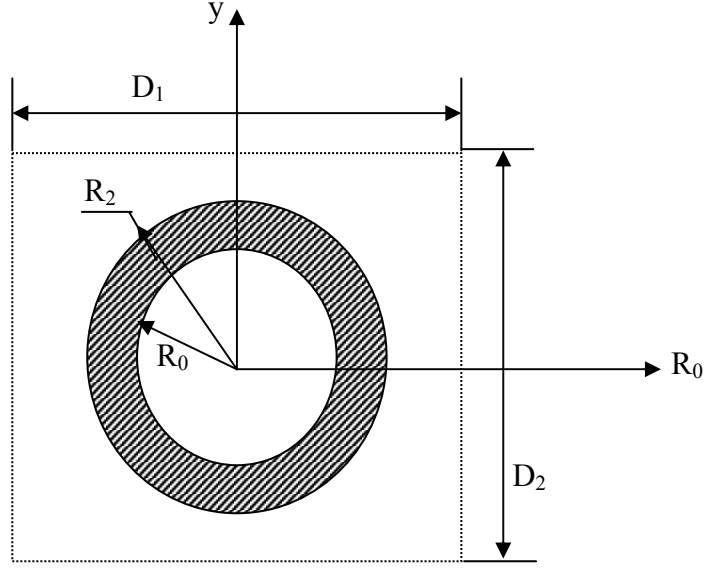
$$[V_n^{TM}] = [Z_{kn}^{TM}] [\alpha_n^{TM}]$$

$$[V_n^{TE}] = [Z_{kn}^{TE}] [\alpha_n^{TE}]$$

Burada  $V_n$  kaynak matrisini,  $Z_{kn}$  empedans matrisini ve  $\alpha_n$  bilinmeyen akım katsayısını ifade eder.

### 3.2.3.2. Dairesel Halka Frekans Seçici Yüzeyler

Bu bölümde, izotropik Chiral dilim ile yüklenmiş sonsuz sayıda iletken halkadan oluşan frekans seçici yüzeyin iletim ve yansıma karakteristikleri incelenmiştir. Chiral FSY' i oluşturan sonsuz sayıda ki bu hücrelerden bir tanesi aşağıda gösterilmiştir.(Şekil 3.8.)



Şekil 3.8. Dairesel Halka FSY' nin Birim Hücresi

Yukarıda ki şekil için dairesel halkanın genişliği, gelen dalğanın dalga boyuna ve halkanın çevresine göre çok küçük olarak kabul edilmiştir ( $R_2 - R_0 \ll \lambda, R_2 - R_0 \ll 2\pi R_2$ ). Bundan dolayı, bir halka üzerine indüklenen bilinmeyen akım yoğunluğu, sadece açisal değişikliğe sahip olduğu farz edilmiştir. Radial yönde ki değişiklikler ihmal edilmiştir. Bir birim hücrede bulunan halkanın üzerinde oluşan akım yoğunluğu;

$$\vec{J} = \sum_{n=1}^N a_n \vec{I}_{nc} + \sum_{k=1}^K b_k \vec{I}_{ks} \quad (3.131.)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada;

$$\vec{I}_{nc} = \cos(n\phi) \vec{a}_\phi \quad \vec{I}_{ms} = \cos(m\phi) \vec{a}_\phi \quad (3.132.)$$

eşitlikleri yazılabilir. Yukarıda ki eşitlikte  $a_n$  ve  $b_k$  ifadeleri bilinmeyen katsayılarıdır ve  $\vec{a}_\phi = -\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y$  (3.133.)

Polar koordinat değişkenleri olan  $x = \rho \cos \phi$  ,  $y = \rho \sin \phi$  yerlerine yazılarak inner productlar aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq} \rangle = \frac{1}{\sqrt{A}} \int_{R_1}^{R_0} \int_0^{2\pi} \sin(\phi_1 - \phi) e^{j\rho k_{Tpq} \sin(\phi + \alpha)} \cos(n\phi) \rho d\rho d\phi \quad (3.134.)$$

Yukarıda ki eşitlikte;

$$\phi_1 = \tan^{-1} \left( \frac{u_{mpqy}}{u_{mpqx}} \right), \quad k_{Tpq} = \sqrt{k_{xpq}^2 + k_{ypq}^2}, \quad \alpha = \tan^{-1} \left( \frac{k_{xpq}}{k_{ypq}} \right) \quad (3.135.)$$

olarak elde edilmiştir. Eşitliğin sadece  $\phi$  ile ilgili kısmı;

$$I = \frac{1}{\sqrt{A}} \int_0^{2\pi} \sin(\phi_1 - \phi) e^{j\rho k_{Tpq} \sin(\phi + \alpha)} \cos(n\phi) d\phi \quad (3.136.)$$

Bu eşitlikteki  $u = \phi + \alpha$  olduğu farz edilirse;

$$I = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{2\pi + \alpha} e^{j\rho k_{Tpq} \sin u} (\sin(\gamma_1 + mu) + \sin(\gamma_2 - lu)) du \quad (3.137.)$$

ve

$$\gamma_1 = \phi_1 - (n-1)\alpha \quad m = n-1 \quad (3.138.a)$$

$$\gamma_2 = \phi_1 + (n+1)\alpha \quad l = n+1 \quad (3.138.b)$$

Bu integral yeniden düzenlenirse;

$$I = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{2\pi + \alpha} e^{j\rho k_{Tpq} \sin \alpha} (\sin \gamma_1 \cos(mu) + \cos \gamma_1 \sin(mu) + \sin \gamma_2 \cos(lu) - \cos \gamma_2 \sin(lu)) du \quad (3.139.)$$

şeklinde yayılır.

$$I = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{2\pi + \alpha} e^{j\rho \lambda \sin \theta} \begin{bmatrix} \cos(k\theta) \\ \sin(k\theta) \end{bmatrix} d\theta = \begin{bmatrix} 2\pi J_k(\rho\lambda) & \text{\textit{çift}} & k \\ 0 & \text{\textit{tek}} & k \end{bmatrix} \quad (3.140.)$$

Burada  $J_k$  birinci tür bessel fonksiyonudur. Yukarıda ki matematiksel denklem yardımıyla iç çarpımlar(inner product) aşağıdaki gibi yazılır.

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3.141.a.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) + j \sin \gamma_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3.140.b.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_1' J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_2' J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3.141.c.)$$

$$\gamma_1' = \phi_1 - (n-1)\alpha + \pi \quad (3.141.a.)$$

$$\gamma_2' = \phi_1 + (n+1)\alpha + \pi \quad (3.141.b.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_1' J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \sin \gamma_2' J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3.142.)$$

sinüs terimlerine ait iç çarpımlar da aynı yolla düzenlendiğinde aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) + j \sin \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3.143.a.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3.143.b.)$$

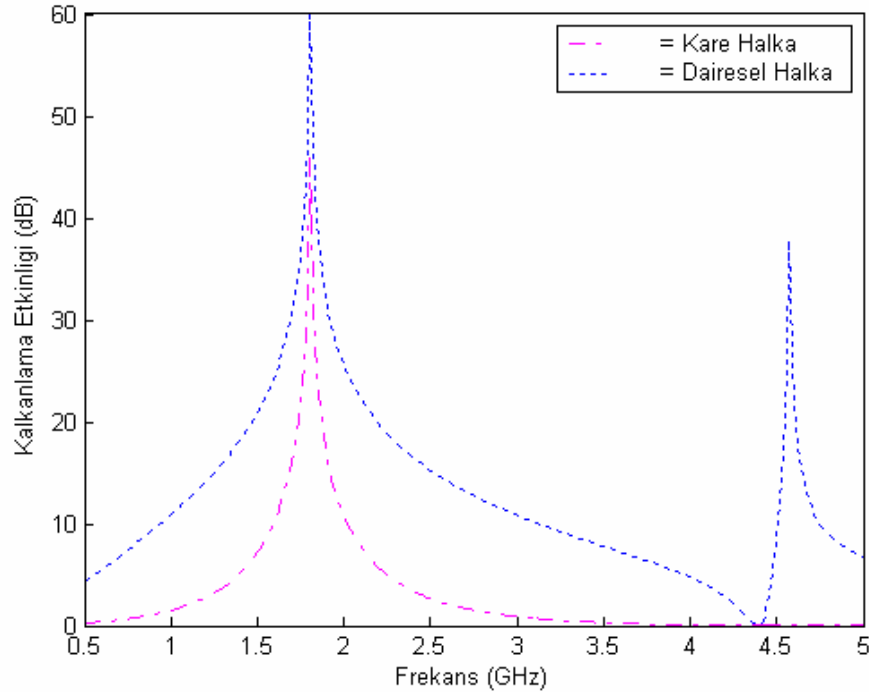
$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_2' J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) + j \sin \gamma_1' J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3.143.c)$$

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_2' J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_1' J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3.143.d)$$

#### 4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

Bu çalışmada kare halka ve dairesel halka olmak üzere iki farklı geometriye sahip Frekans Seçici Yapının, farklı Chirality ( $\xi$ ), farklı dielektrik ( $\epsilon$ ) ve farklı geliş açılarında ( $\theta$ ) gösterdikleri kalkanlama etkinliği incelenmiştir. FSY yapılarından kare halka için kullanılan boyutlar;  $L_x=L_y=3.98$  cm.,  $d_1=d_2=4.7$  cm., dairesel halka için kullanılan boyutlar ise;  $r_i=2.13$  cm.,  $r_o=2.15$  cm.,  $d_1=d_2=2.175$  cm. olarak seçilmiştir.

Şekil 4.1’de TE gelen dalga için 1.8 GHz. rezonans frekansında kare halka için kalkanlama etkinliği 46 dB., dairesel halka için kalkanlama etkinliği 60 dB. oluşmaktadır. Bununla birlikte, dairesel halka için 4.6 GHz. seviyesinde 38 dB’lik kalkanlama etkinliğine sahip ikinci rezonans oluşmaktadır. Daire halka yapının band genişliği ve kalkanlama etkinliği Kare halka yapıya göre daha yüksektir. Şekil 4.2’ de TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir.

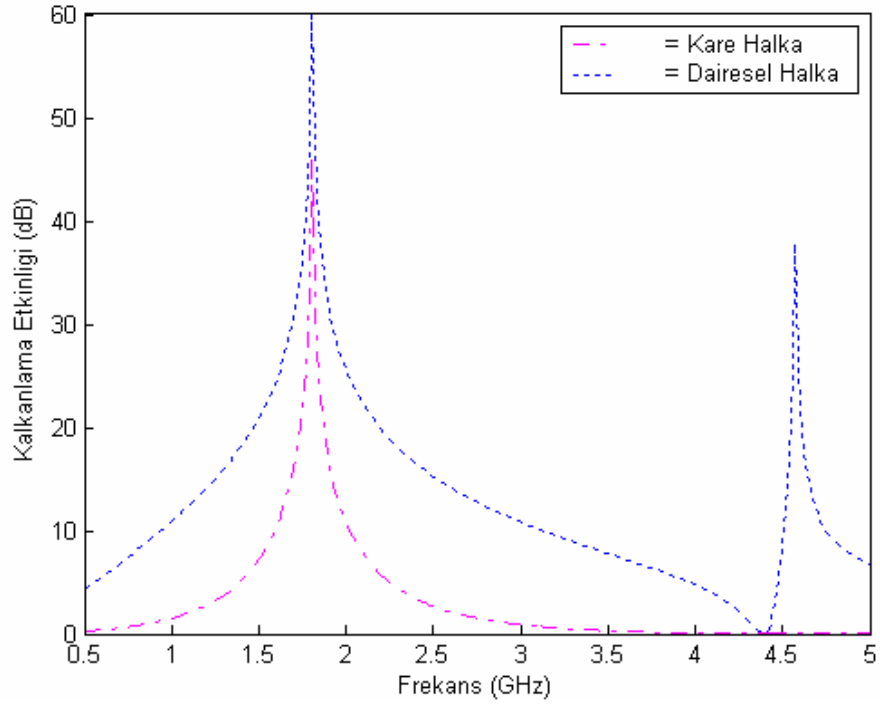


Şekil 4.1. Kare halka yapı ile Dairesel halka yapının TE gelen dalga için kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması

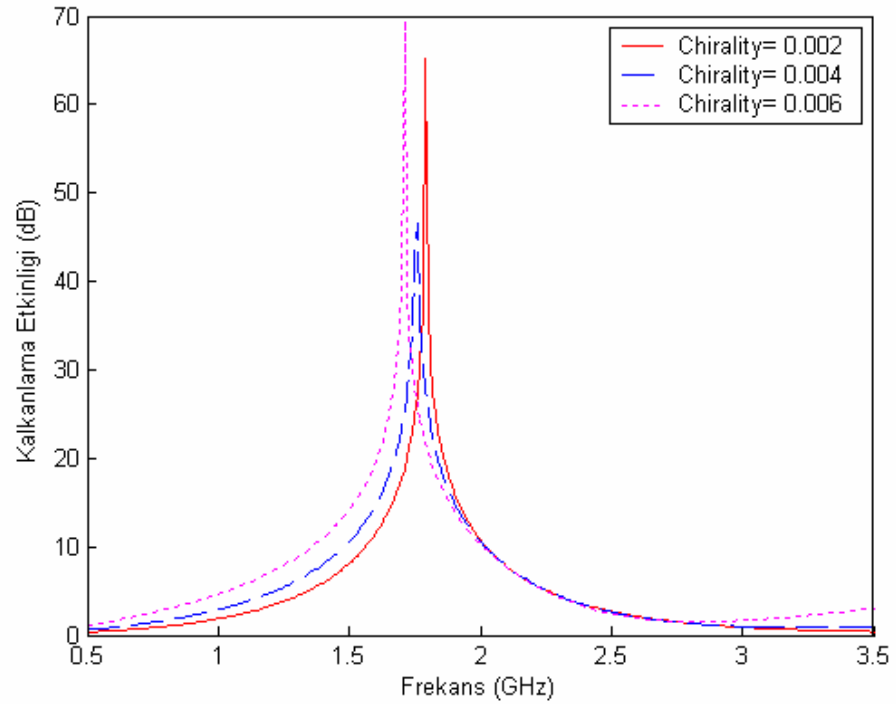
Şekil 4.1. de Kare halka FSY ve Dairesel halka FSY’ nin dielektrik sabiti=2.1 ( Teflon ), Chirality değeri=0.000, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  alındığında TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir.

Şekil 4.2 Kare halka FSY ve Dairesel halka FSY’ nin dielektrik sabiti=2.1 ( Teflon ), Chirality değeri=0.000, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  alındığında TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir.

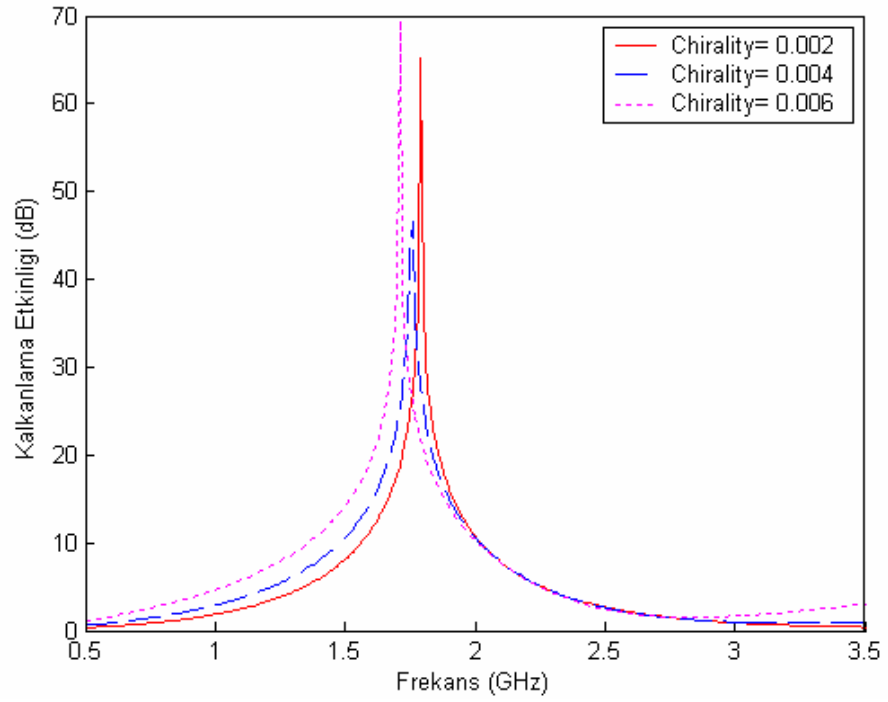




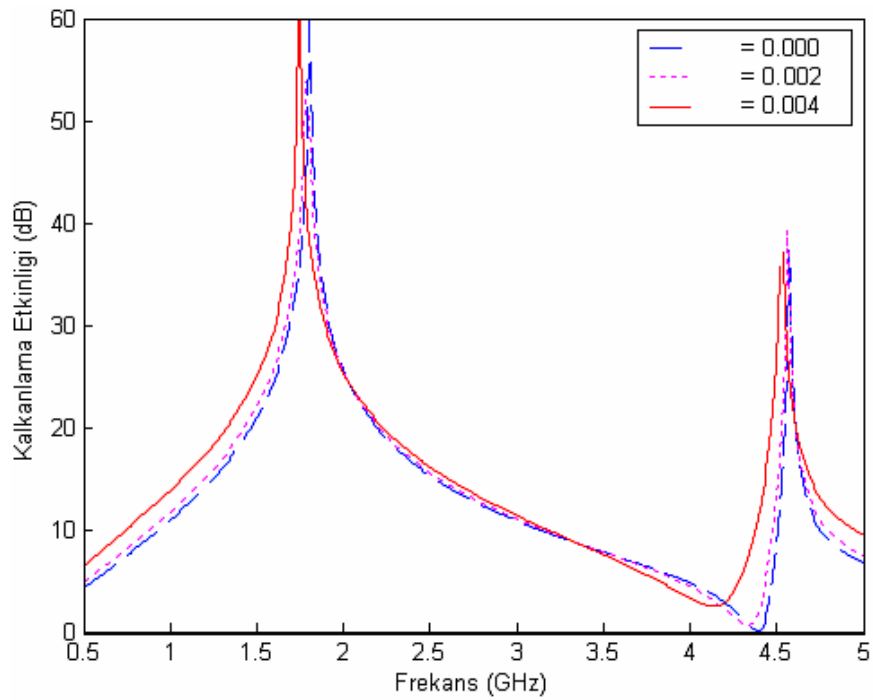
Şekil 4.2. Kare halka yapı ile Dairesel halka yapının TM gelen dalga için kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması .



Şekil 4.3. Kare halka FSY' de geliş açısı  $\theta = 0^\circ$ , dielektrik=2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği

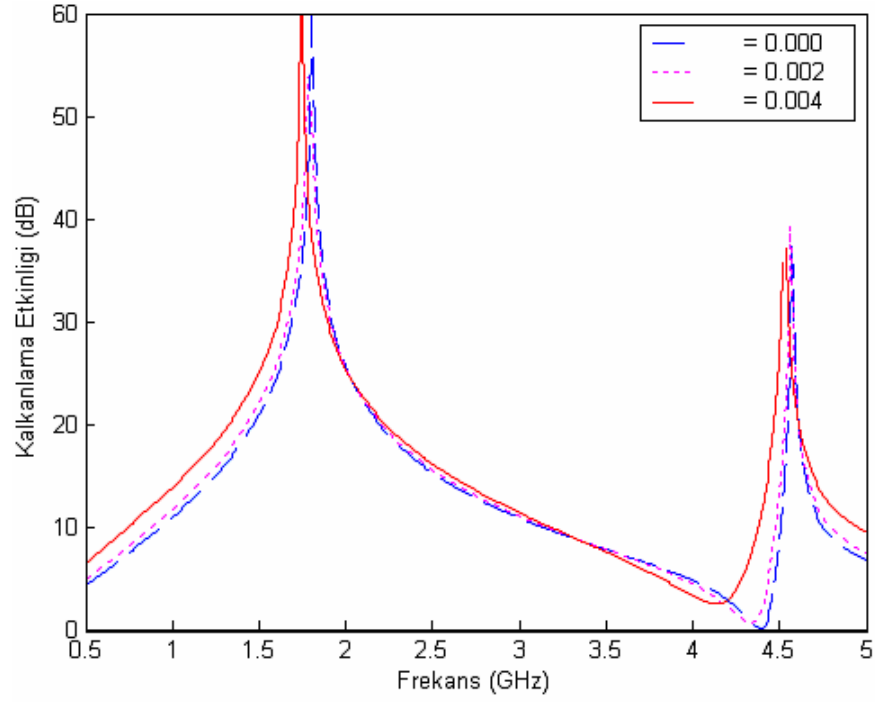


Şekil 4.4. Kare halka FSY' de geliş açısı  $\theta = 0^\circ$ , dielektrik=2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği



Şekil 4.5. Dairesel halka FSY' de geliş açısı  $\theta = 0^\circ$ , dielektrik =2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.

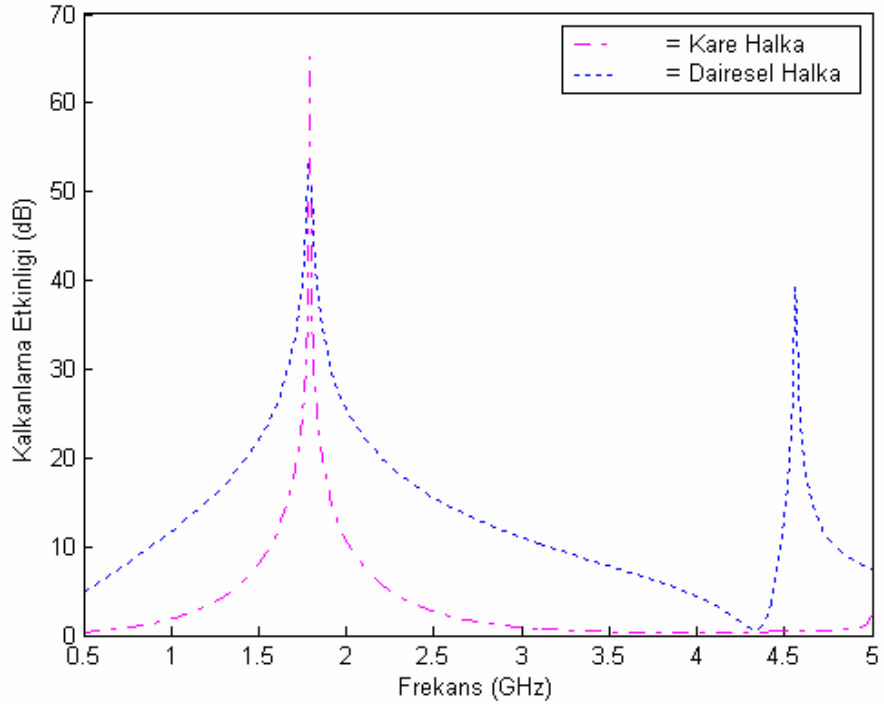
Şekil 4.3. ve Şekil 4.4.' de TM gelen dalga için Kare halka yapının kalkanlama etkinliği TE gelen dalga ile aynı çıkmaktadır. Bunun sebebi FSY' nin yapısının simetrik olması ve geliş açısının  $\theta = 0^\circ$  olmasıdır. Şekil 4.3.' e göre Kare halka yapıda Chirality değeri arttırılacak olunursa rezonans frekansı önce azalmakta ve belli bir değerden sonra artmaktadır. Bununla birlikte Chirality değeri arttıkça band genişliği de artmaktadır.



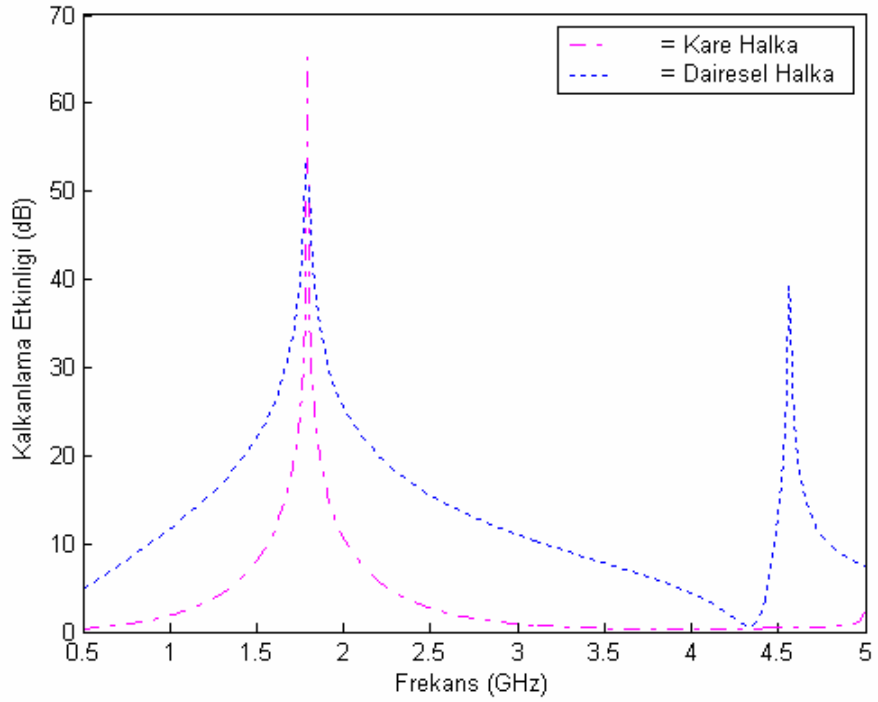
Şekil 4.6. Dairesel halka FSY' de geliş açısı  $\theta = 0^\circ$ , dielektrik = 2.1 alındığında farklı Chirality değerleri için TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.5.' e göre Dairesel halka yapıda Chirality değeri arttırılacak olunursa band genişliği artar fakat bununla birlikte 4.5 GHz. seviyelerinde ikinci bir rezonans frekansı oluşmaktadır.

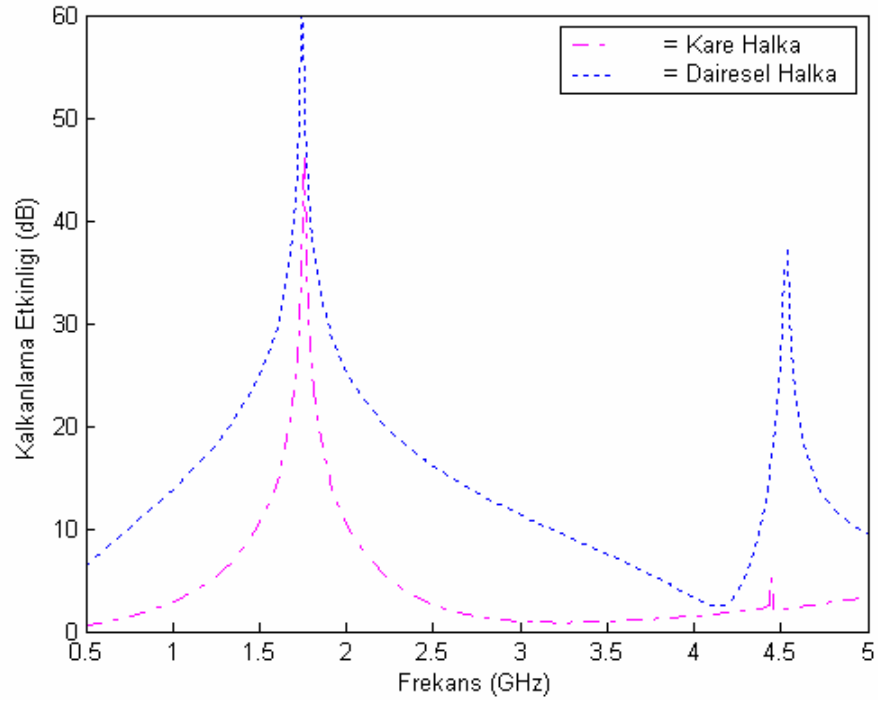
Şekil 4.7.' de görüldüğü gibi Dairesel halkanın band genişliği daha fazla olmasına karşın kalkanlama etkinliği Kare halka yapıdan daha düşüktür. Fakat Dairesel halka ikinci rezonans frekansı oluşturmaktadır



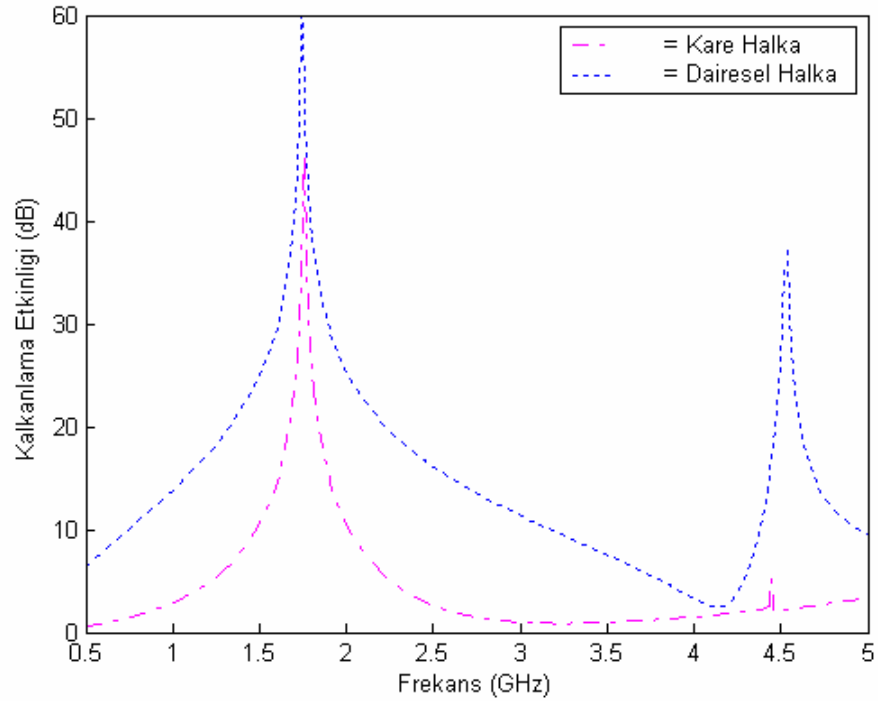
Şekil 4.7. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği



Şekil 4.8. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği



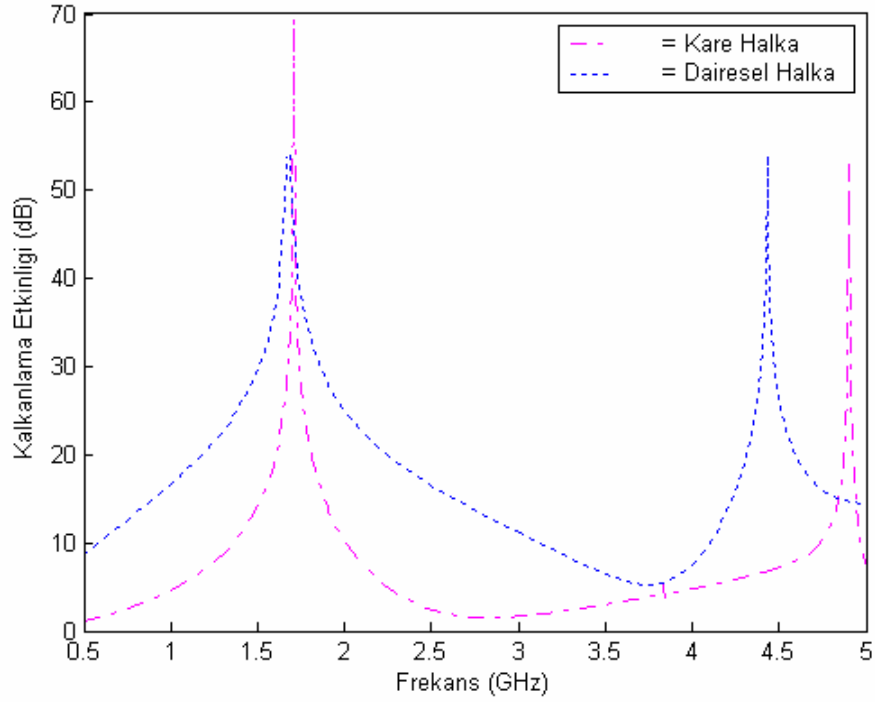
Şekil 4.9. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği



Şekil 4.10. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği

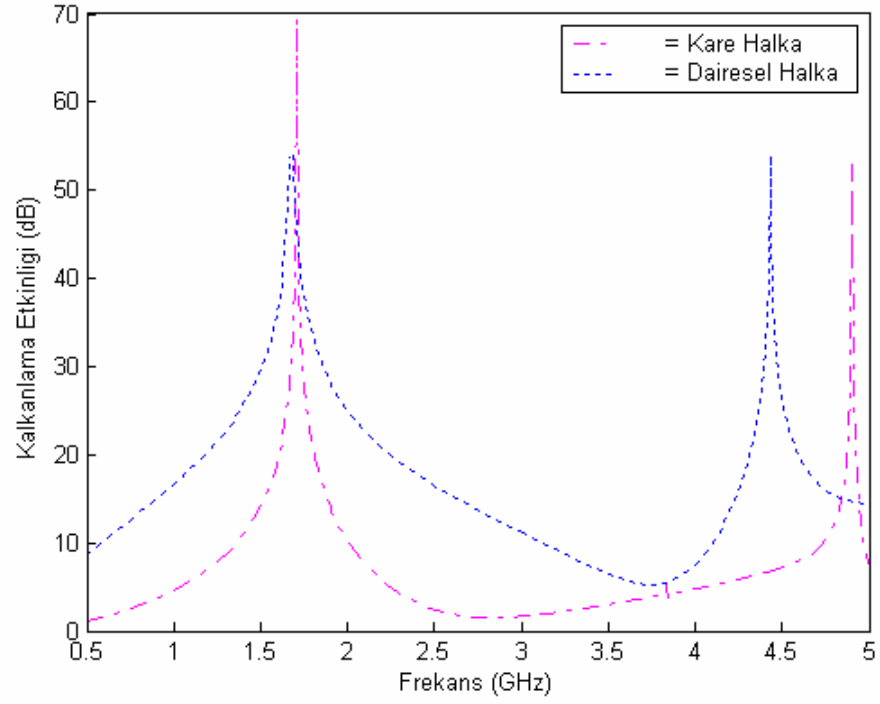
Şekil 4.9. 'da dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$ , Chirality=0.004 değerleri için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinlikleri kıyaslanmıştır. Görüldüğü gibi Dairesel halka yapının kalkanlama etkinliği ve band genişliği Kare halka yapıya göre daha fazladır. Şekilden de anlaşılacağı gibi Chirality değerimiz arttıkça Dairesel yapı için kalkanlama etkinliği artmaktadır. Fakat Dairesel halka için 4.4 GHz. seviyelerinde ikinci rezonans frekansı oluşmaktadır. Dairesel halka ve Kare halka yapılar için Chirality değerinin artması ikinci rezonans frekansının kalkanlama etkinliğini artırmıştır.

Şekil 4.11. 'de dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$ , Chirality=0.006 değerleri için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinlikleri kıyaslanmıştır. Görüldüğü gibi Dairesel halka kalkanlama etkinliği Kare halka yapıya göre daha düşük olmasının rağmen band genişliği Kare halka yapıya göre daha fazladır. Chirality değerimiz  $\xi=0.006$  gibi bir değere ulaştığında Kare halka yapı için 4.8 GHz. seviyelerinde ikinci bir rezonans frekansı oluşmaktadır.

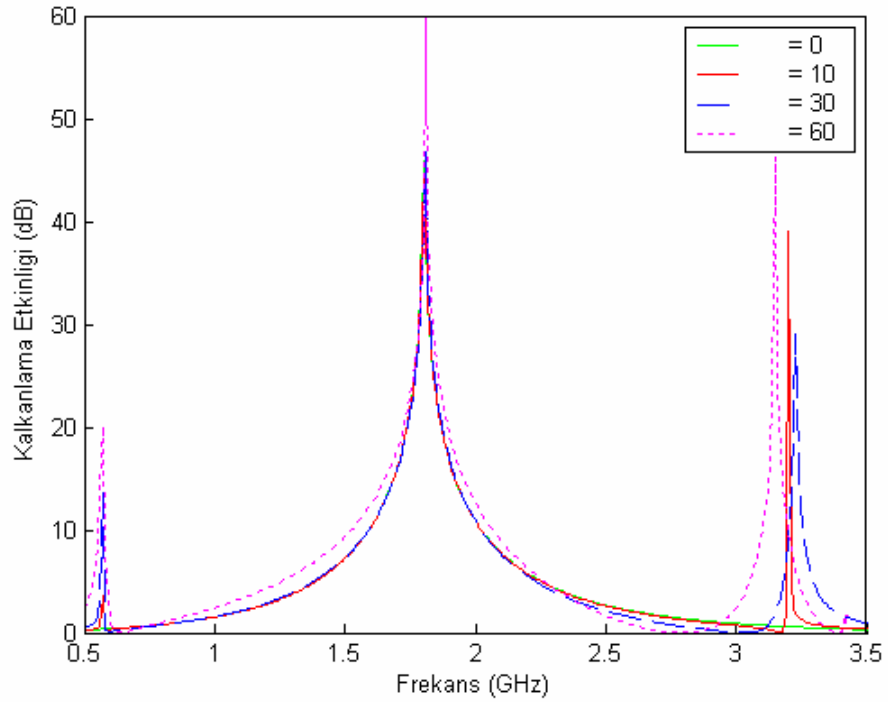


Şekil 4.11. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.

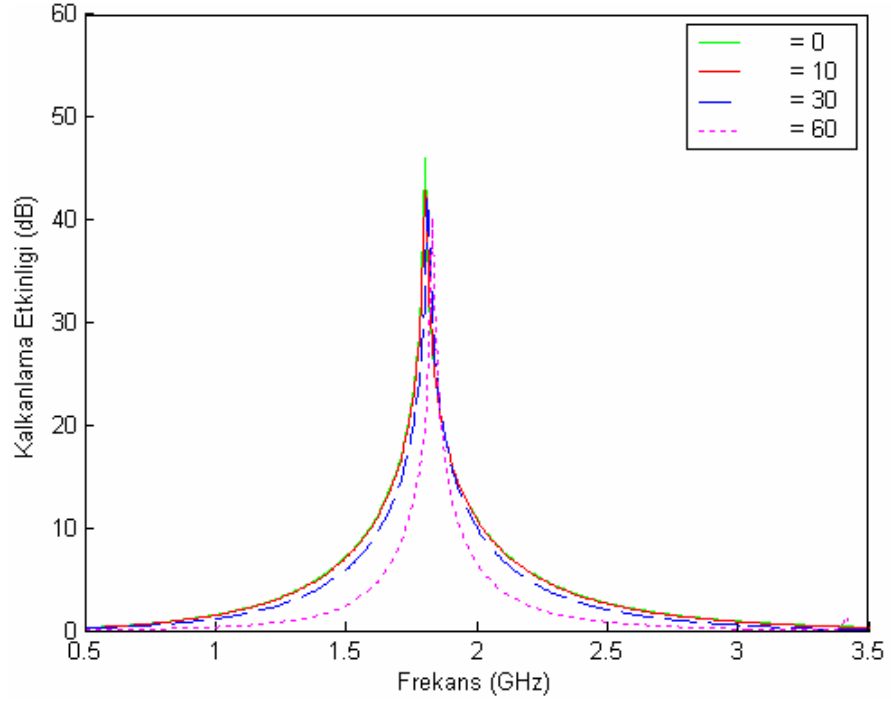
Dielektrik=2.1, Chirality=0.000 değerleri için açının değişimi incelenecek olunursa Şekil 4.13. ve Şekil 4.14. 'de görülen sonuçlar elde edilecektir. Burada dikkat edilmesi gereken en önemli nokta açı değişimi sonucu TE gelen dalga ile TM gelen dalganın kalkanlama etkinliklerinin aynı olmayışıdır. Yapılar simetrik olmasının rağmen açı değişimi kalkanlama etkinliklerini değiştirmektedir.



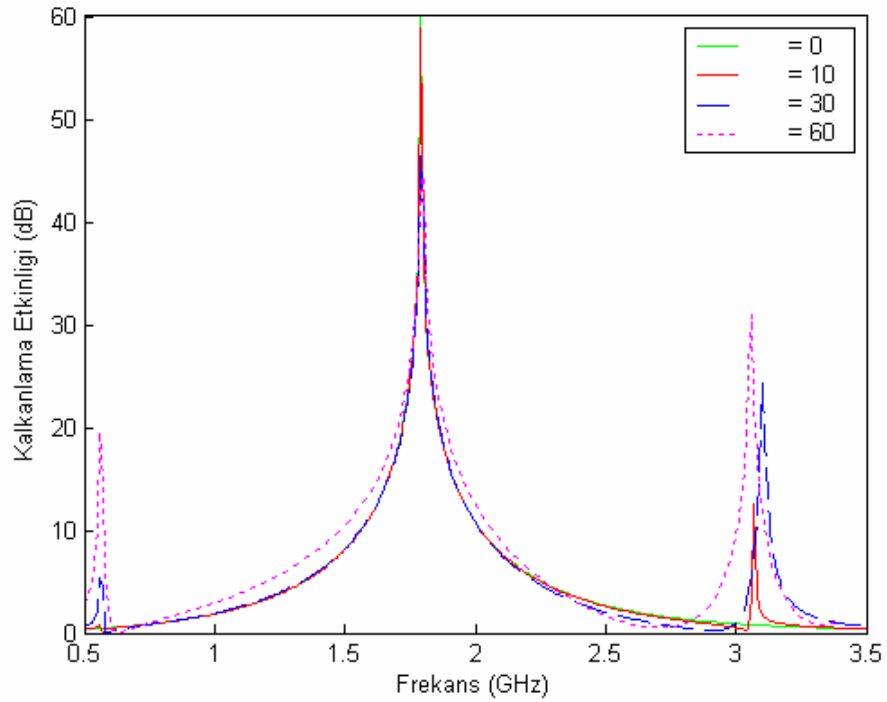
Şekil 4.12. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1, geliş açısı  $\theta = 0^\circ$  TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.13. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.

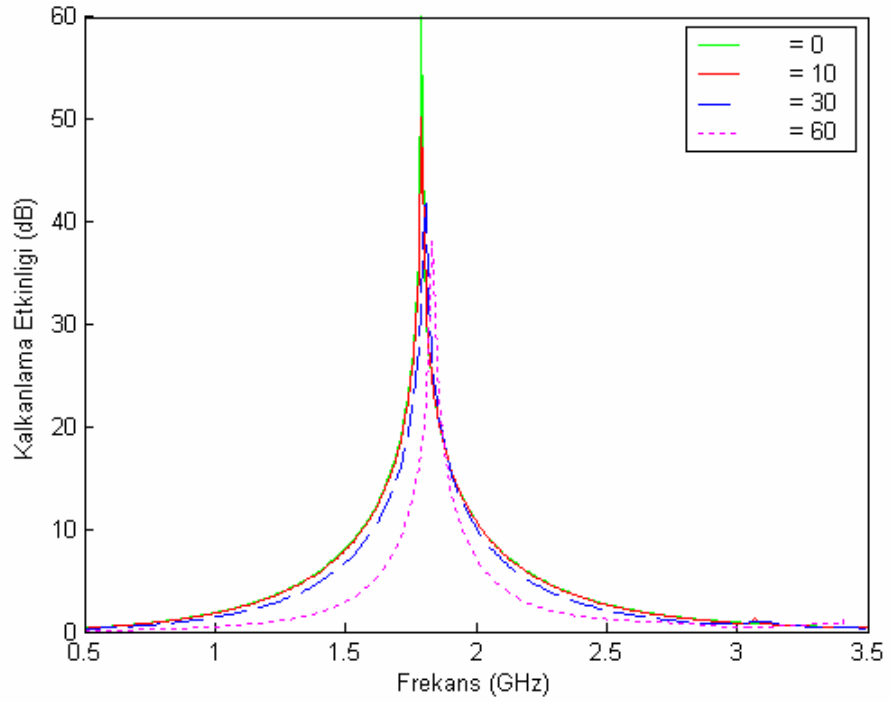


Şekil 4.14. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.

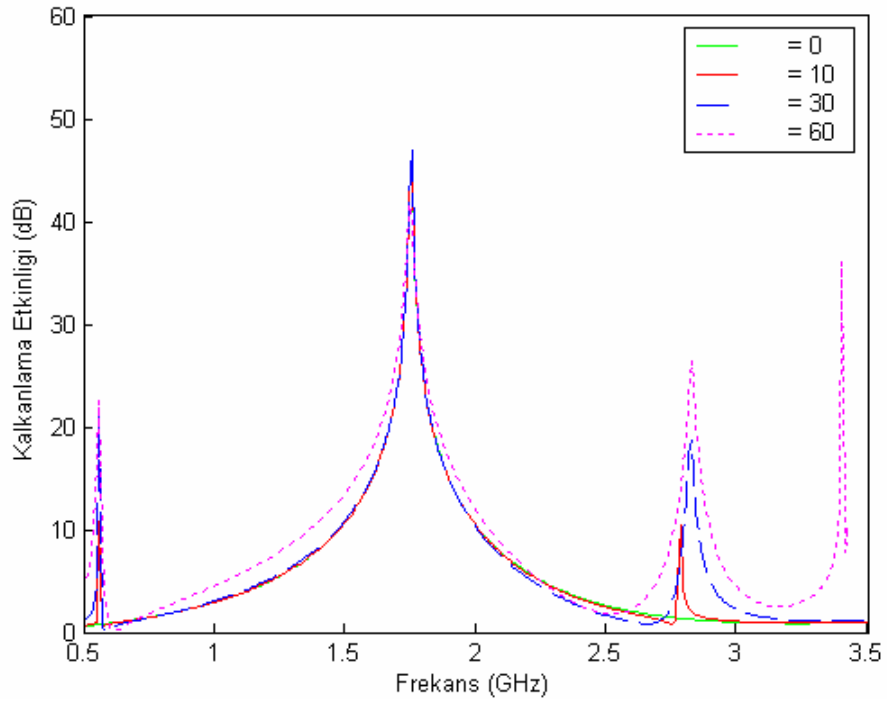


Şekil 4.15. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.

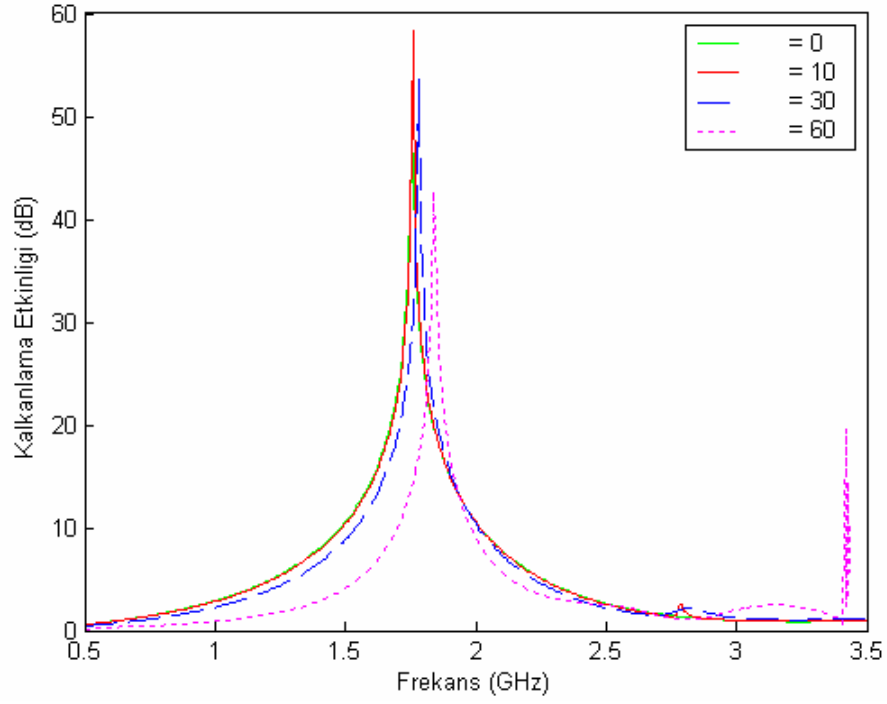




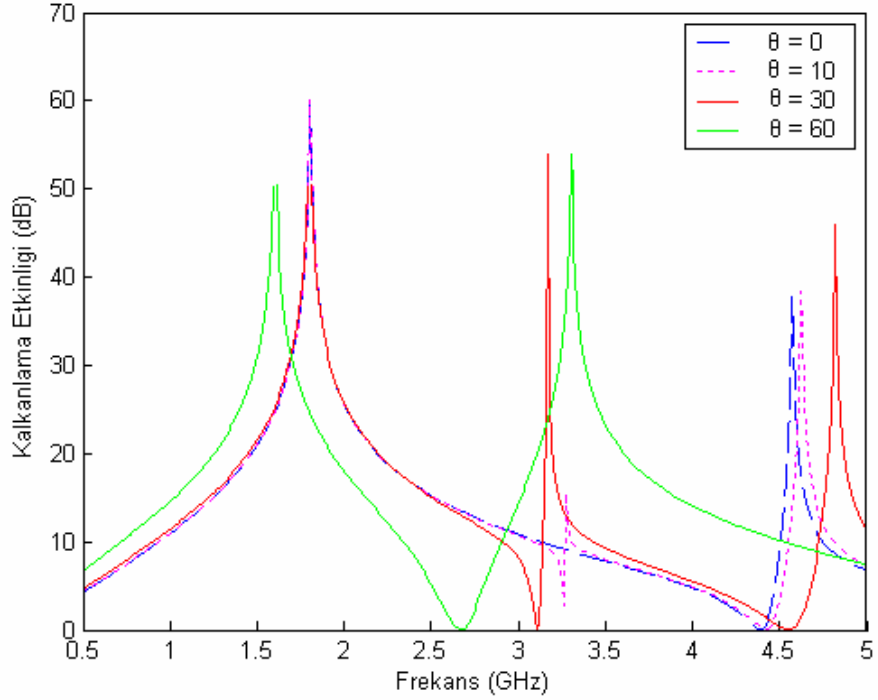
Şekil 4.16. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.



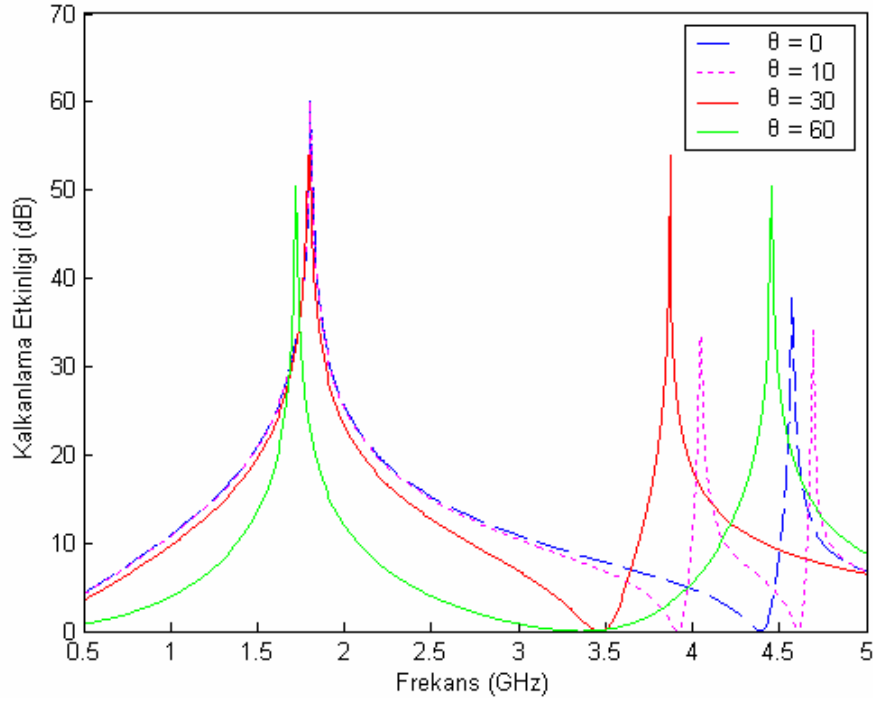
Şekil 4.17. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.18. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Kare halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.19. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.

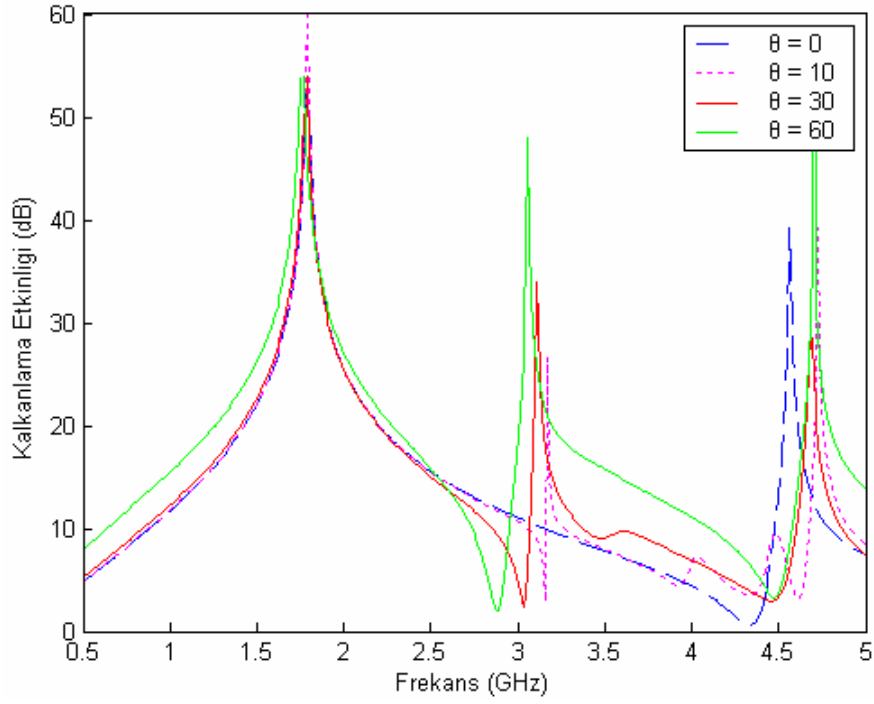


Şekil 4.20. Chirality=0.000, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.

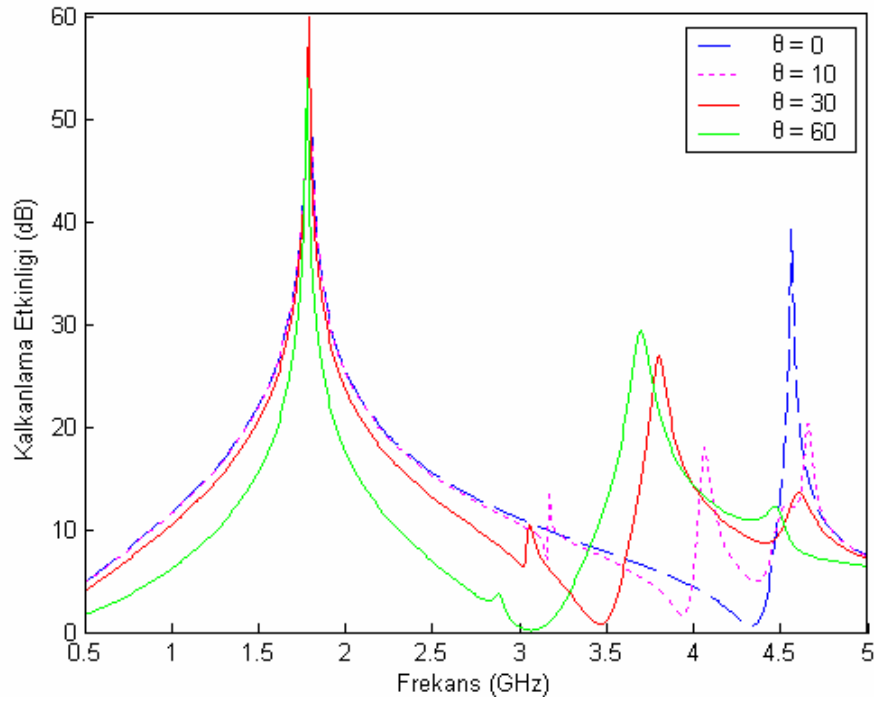
Şekil 4.19. ve Şekil 4.20.' de Chirality=0.000, dielektrik=2.1 için sonuçlar görülmektedir. Gelen dalga açısı  $\theta = 60^\circ$  lik değere ulaştığında rezonans frekansı azalmaktadır. Ayrıca gelme açısı arttığında band genişliği azalmıştır. Açının artması rezonans frekansı için kalkanlama etkinliğini azaltmış, ikinci rezonans frekansın kalkanlama etkinliğini ise arttırmıştır.

Farklı Chirality değerleri için farklı geliş açıları için elde edilen sonuçlar aşağıda görüldüğü gibidir. Buna göre Chirality arttıkça oluşan ikinci ve üçüncü rezonans frekans sayısı artmaktadır. TE gelen dalga ve TM gelen dalga için bozulma gerçekleşmektedir. TE gelen dalga gelme açısından daha çok etkilenmektedir. Geliş açısı arttıkça ikinci rezonans frekansı azalmaktadır.

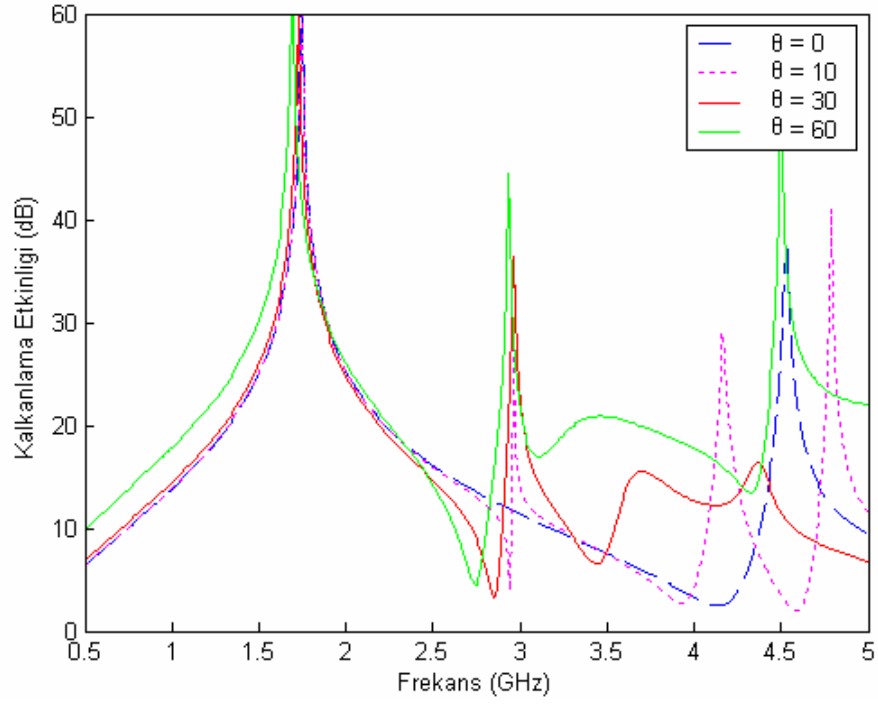
Chirality değerinin artması Kare halka yapı için ikinci hatta üçüncü rezonans frekansının oluşmasına sebep olmaktadır. Dairesel halka yapının farklı açılardaki sonuçlarına bakılırsa ikinci rezonans frekanslarını oluşturmaktadır. Ve oluşan bu ikinci rezonans frekansların kalkanlama etkinlikleri oldukça büyüktür.



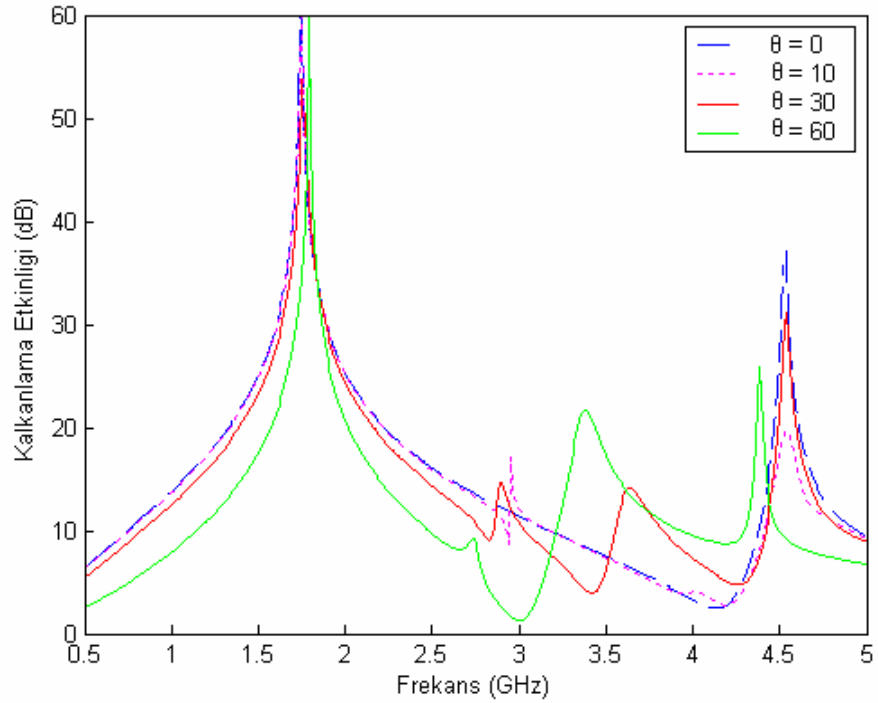
Şekil 4.21. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.22. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.23. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği.



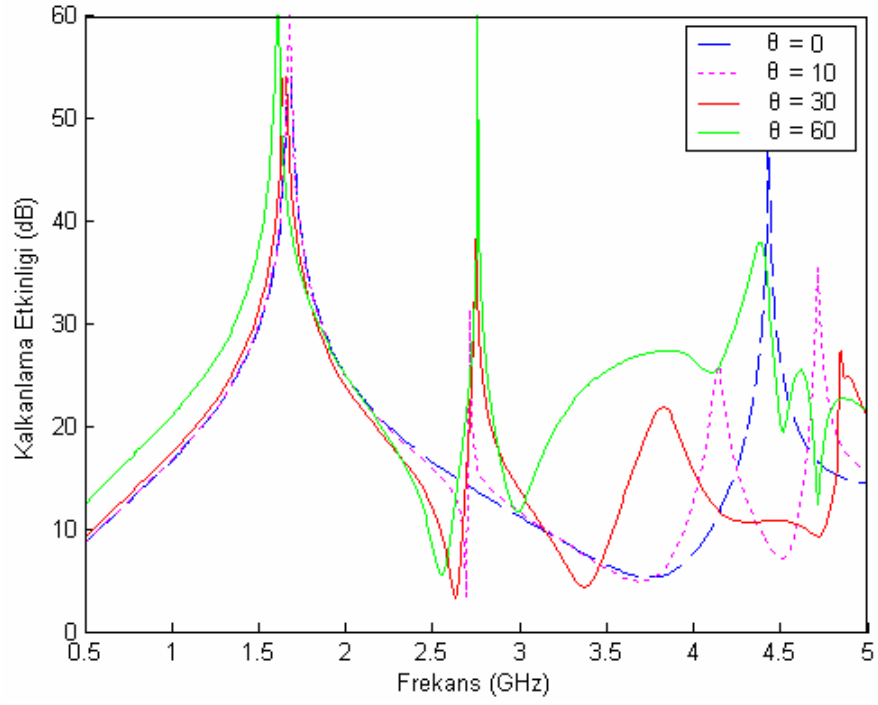
Şekil 4.24. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği.

Şekil 4.21.' de Chirality =0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel Halka FSY' de TE gelen dalga için farklı gelme açılarındaki kalkanlama etkinliği görülmektedir. Buna göre gelme açısı değiştiğinde 3 GHz. Seviyelerinde ikinci ve 4.5 GHz. Seviyelerinde üçüncü rezonans frekansı oluşmaktadır. Ayrıca gelme açısı  $\theta$  'nın artması band genişliğini arttırmaktadır. İkinci ve üçüncü rezonans frekansları için kalkanlama etkinliği açıyla doğru orantılı artmaktadır.

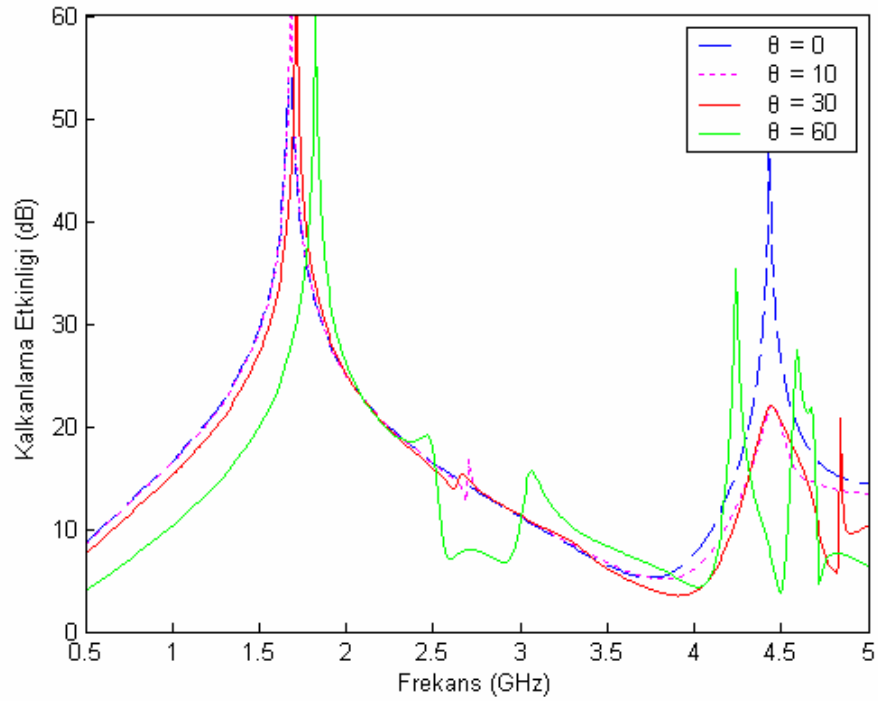
Şekil 4.22' de ise Chirality =0.002, dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel Halka FSY' de TM gelen dalga için farklı gelme açılarındaki kalkanlama etkinliği görülmektedir. Burada TE gelen dalga için ikinci veya üçüncü rezonans frekanslarındaki kalkanlama etkinliğinin oldukça düşük seviyelerde kaldığı göze çarpmaktadır.

Şekil 4.23 ve 4.24 ele alınırsa; TE gelen dalga için gelme açısının artması ikinci ve üçüncü rezonans frekanslarında bozulmalar meydana getirmektedir. TE gelen dalga, TM gelen dalga ya göre  $\theta$  gelme açısından daha fazla etkilenmektedir.

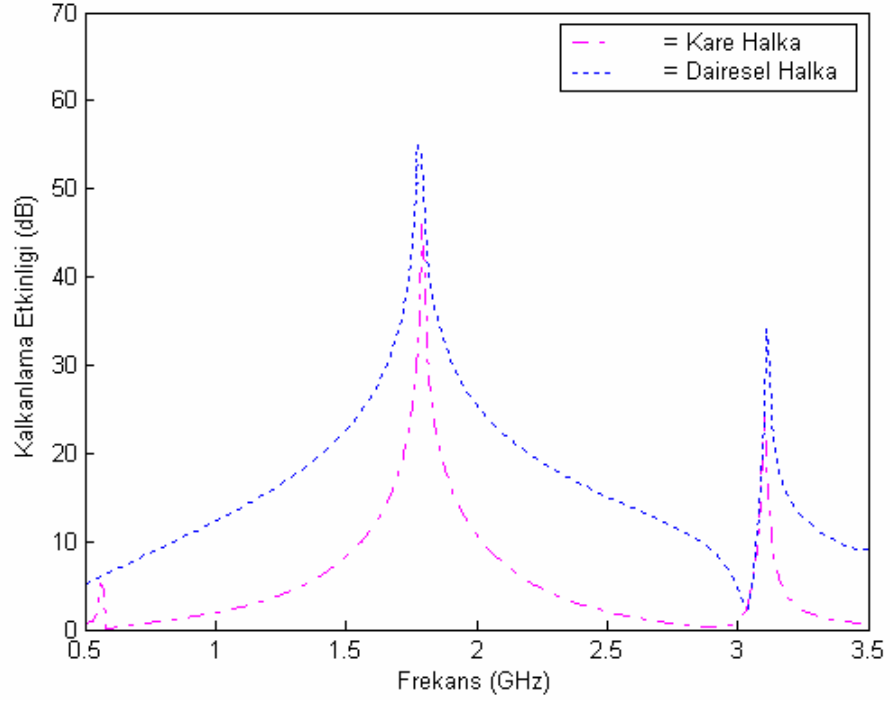
Şekil 4.27' den de görüleceği gibi Chirality=0.002 , dielektrik=2.1,  $\theta =30^\circ$  olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka FSY' lerinin kalkanlama etkinlikleri karşılaştırılmıştır. Buna göre; Dairesel halkanın kalkanlama etkinliği ve band genişliği Kare halka' ya göre daha fazladır. Chirality parametresinin artması ikinci rezonansları oluşturmuştur. Bunun yanında Kare halka için 0.7 GHz. seviyelerinde üçüncü rezonans frekansı oluşmaktadır.



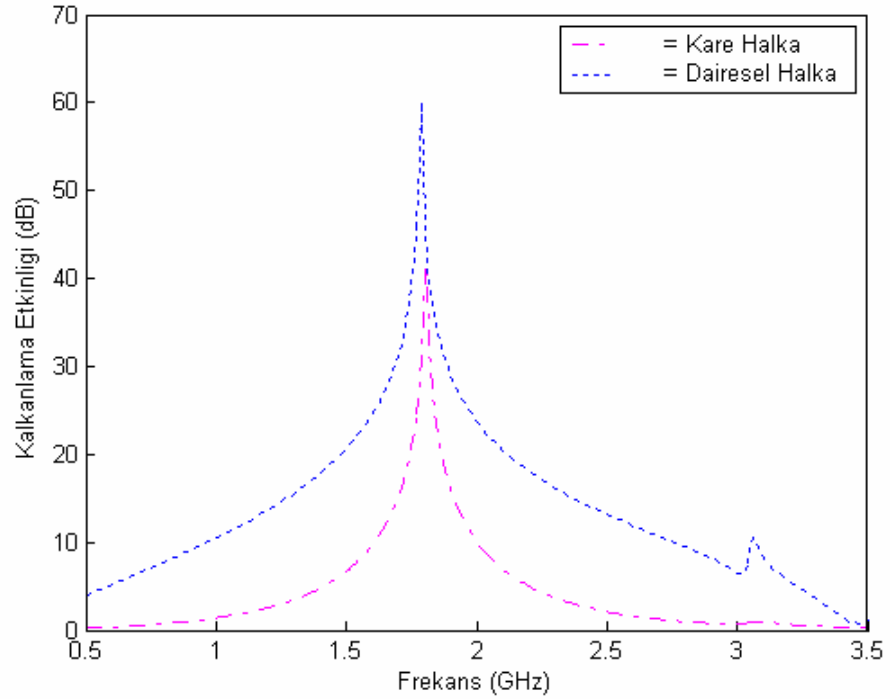
Şekil 4.25. Chirality=0.006 dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TE elen dalga için kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.26. Chirality=0.006 dielektrik sabiti=2.1 olan Dairesel halka yapının farklı geliş açılarındaki TM elen dalga için kalkanlama etkinliği.

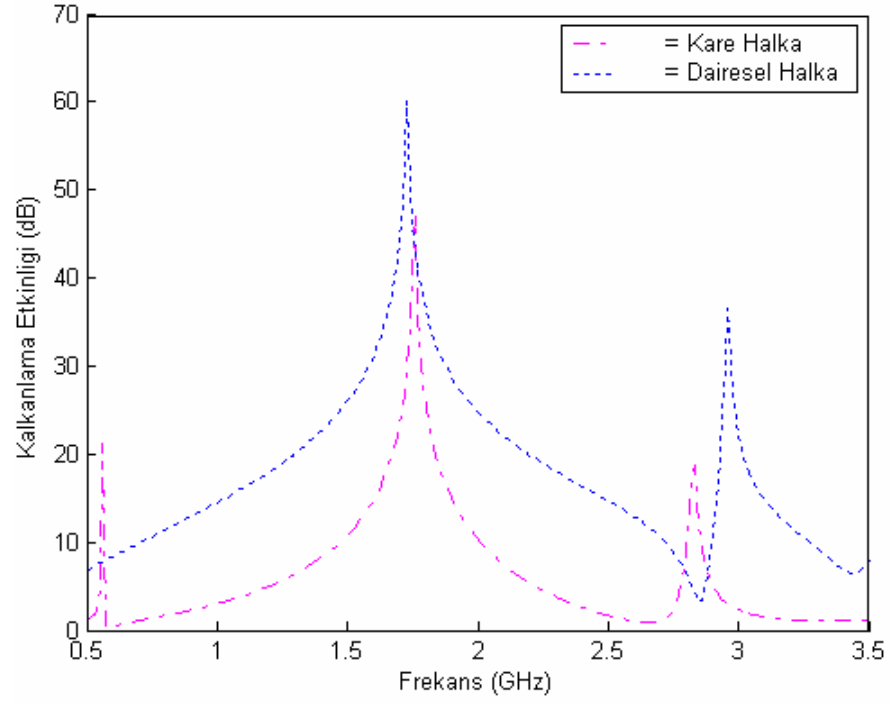


Şekil 4.27. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1,  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.

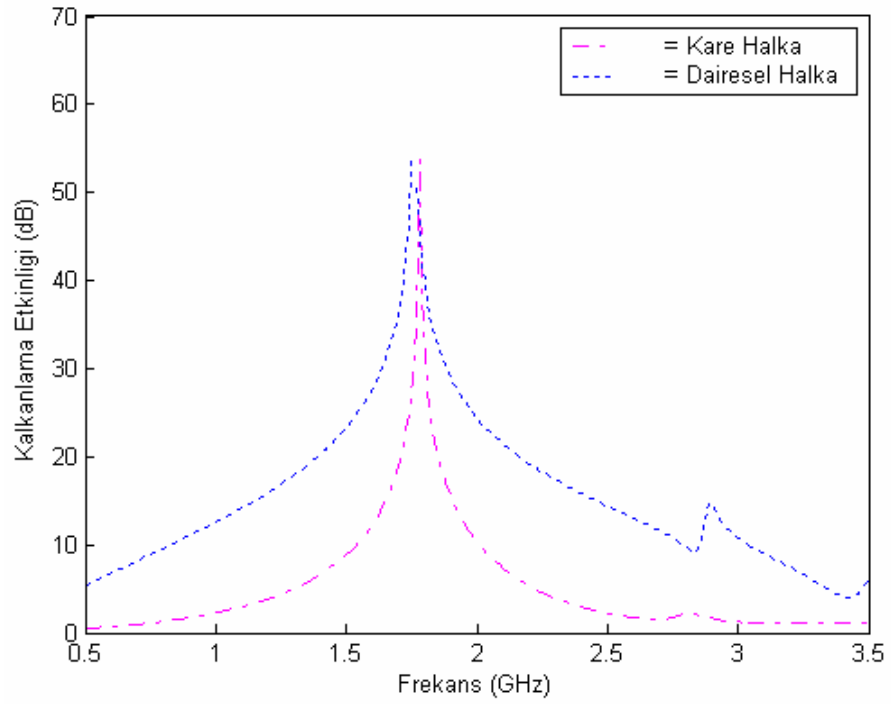


Şekil 4.28. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=2.1,  $\theta = 30^\circ$  olan TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.

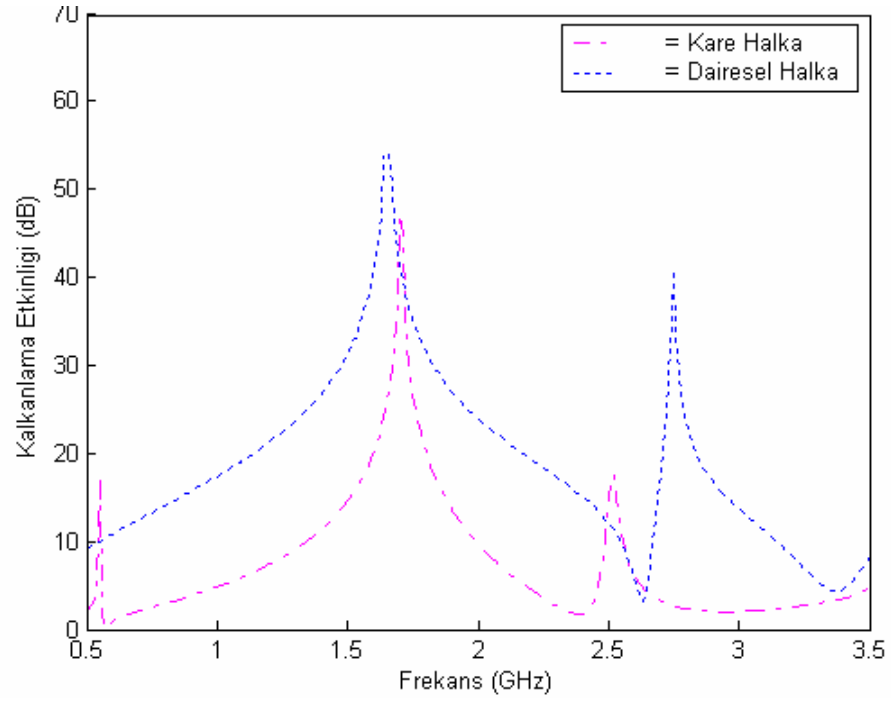




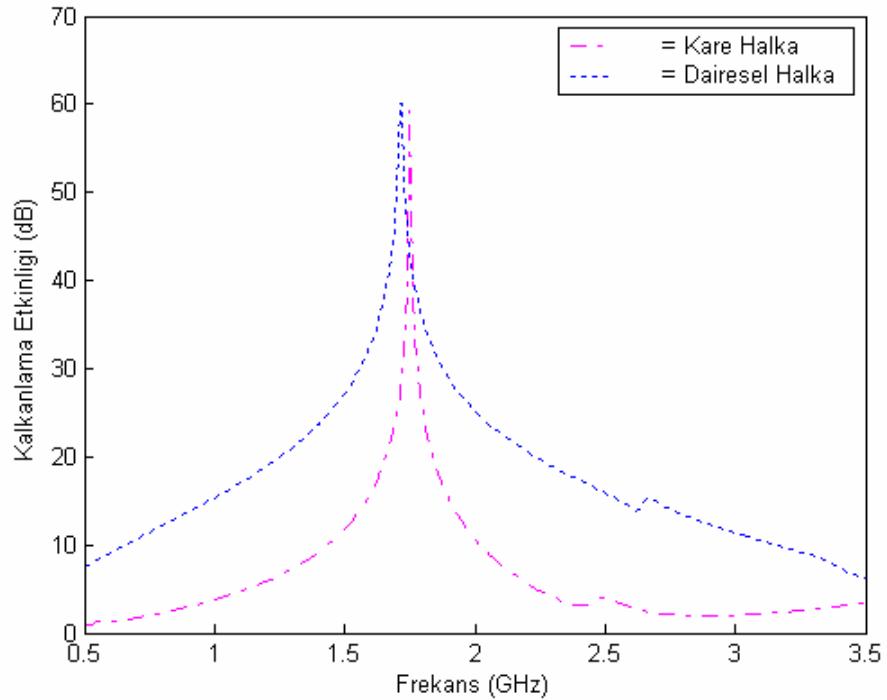
Şekil 4.29. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1,  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.



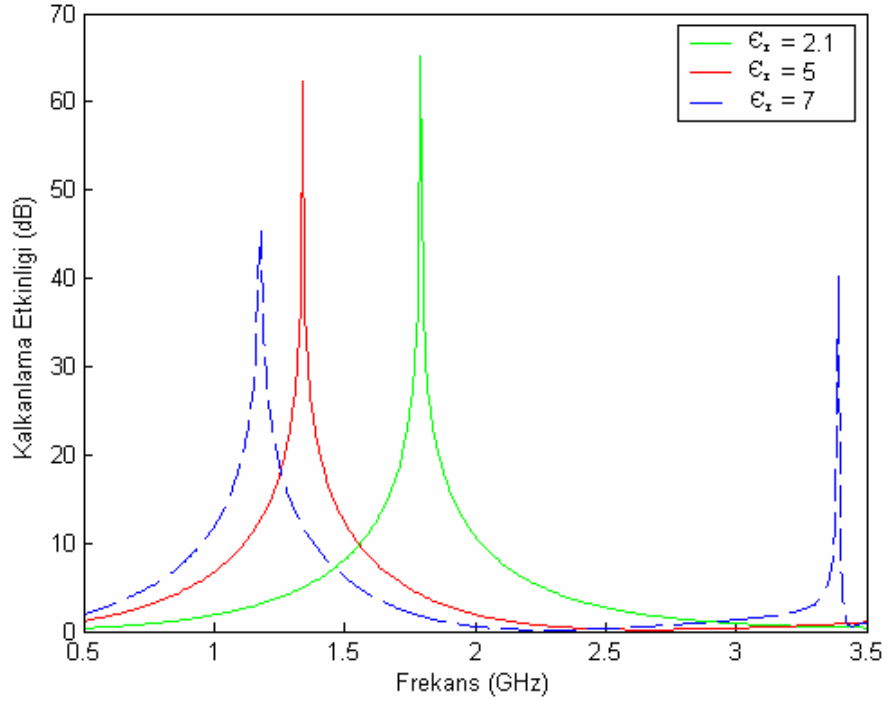
Şekil 4.30. Chirality=0.004, dielektrik sabiti=2.1,  $\theta = 30^\circ$  olan TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.



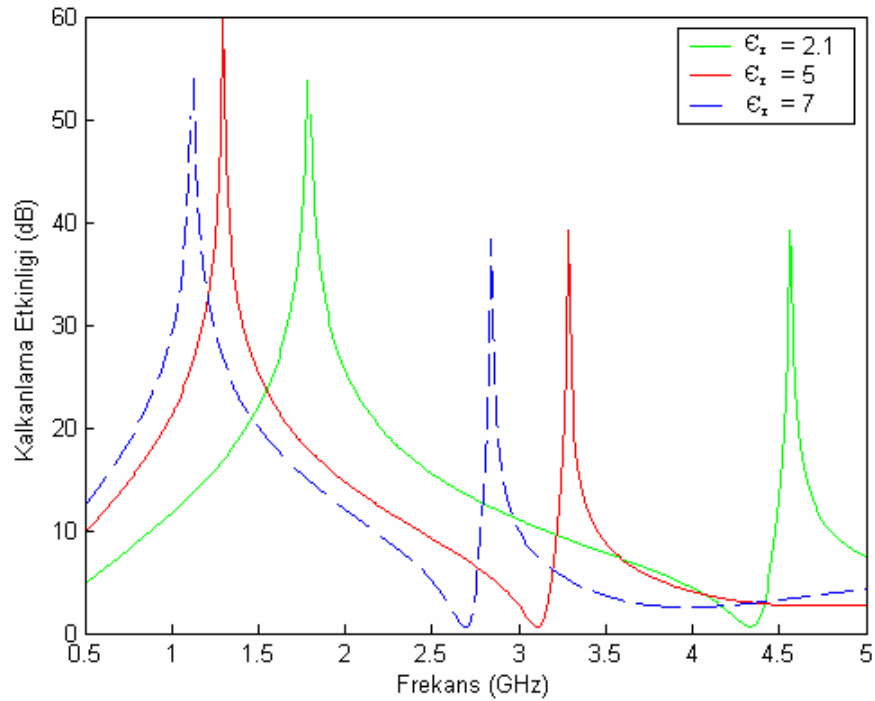
Şekil 4.31. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1,  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.



Şekil 4.32. Chirality=0.006, dielektrik sabiti=2.1,  $\theta = 30^\circ$  olan TM gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.

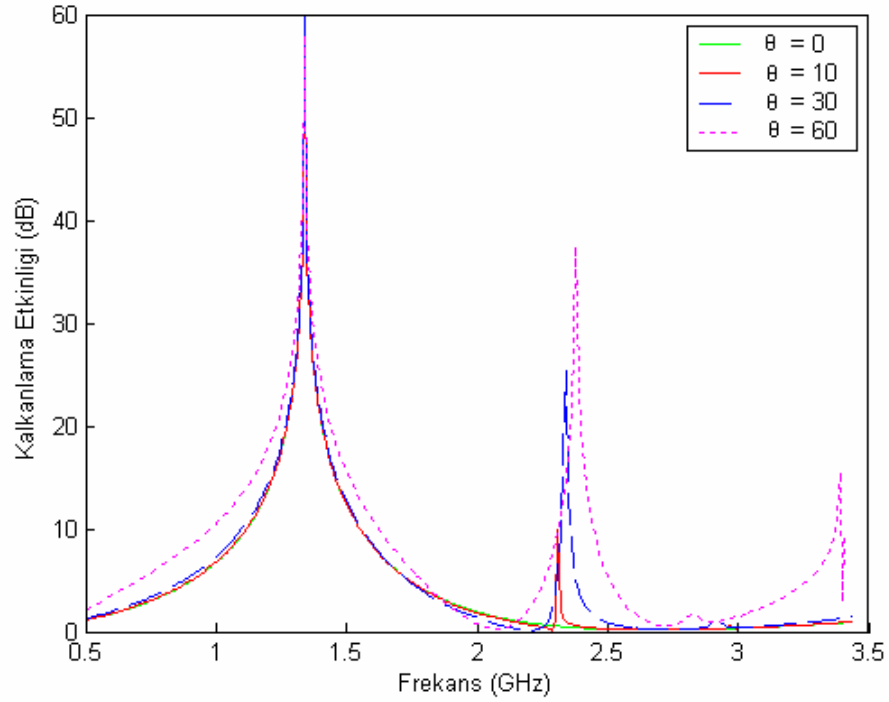


Şekil 4.33. Kare halka yapı için Chirality=0.002, gelme açısı  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için farklı dielektrik değerlerindeki kalkanlama etkinliği.

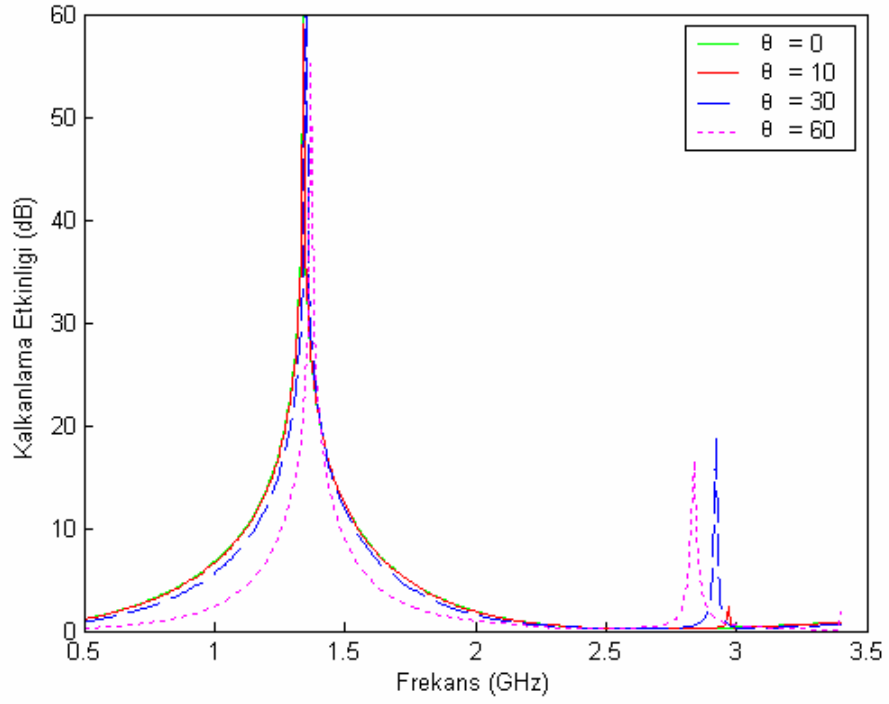


Şekil 4.34. Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, gelme açısı  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için farklı dielektrik değerlerindeki kalkanlama etkinliği.

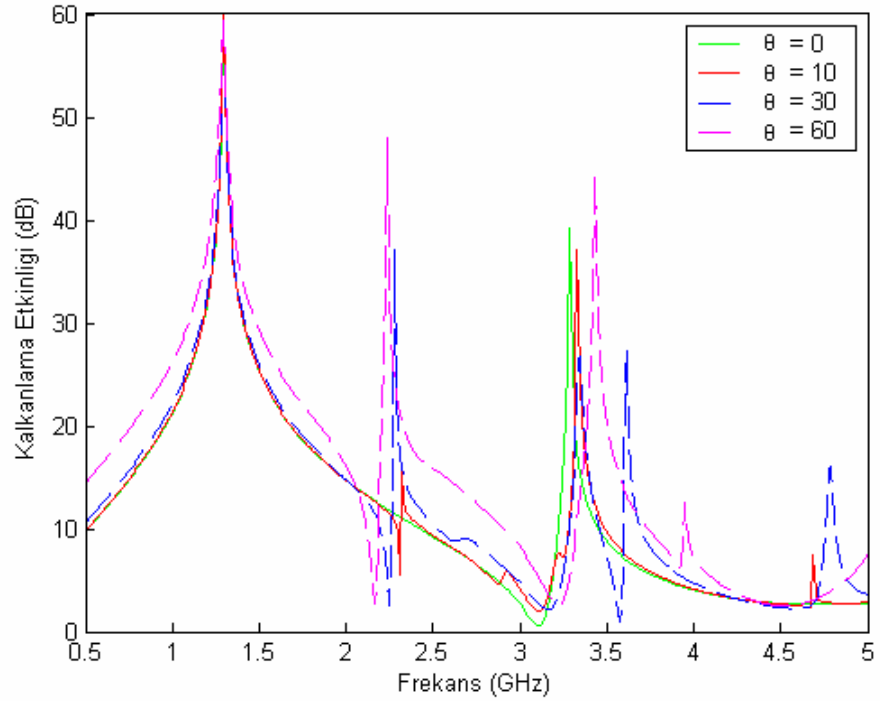
Şekil 4.33.' de Kare halka yapı için farklı dielektrik(  $\epsilon_r$  ) değerlerindeki kalkanlama etkinlikleri görülmektedir.  $\epsilon_r = 2.1$  ( Teflon ),  $\epsilon_r = 5$  ( Lastik ),  $\epsilon_r = 7$  ( Taş ) değerlerindeki kalkanlama etkinliklerine bakıldığında en yüksek kalkanlama etkinliğe sahip olanı teflondur. Bunun yanında bütün dielektrik maddeler için band genişlikleri eşittir.  $\epsilon_r = 7$  için 3.4 GHz. seviyelerinde ikinci rezonans oluşmaktadır. Oluşan bu ikinci rezonans frekansının kalkanlama etkinliği 40 dB. civarlarındadır.Şekil 4.34.' de Dairesel halka yapı için farklı dielektrik(  $\epsilon_r$  ) değerlerindeki kalkanlama etkinlikleri görülmektedir. Kalkanlama etkinliklerine bakıldığında en yüksek kalkanlama etkinliğe sahip olanı  $\epsilon_r = 5$  için olan lastiktir. Bunun yanında bütün dielektrik maddeler için band genişlikleri eşittir.  $\epsilon_r = 2.1$  için 4.6 GHz. seviyelerinde,  $\epsilon_r = 5$  için 3.4 GHz. seviyelerinde,  $\epsilon_r = 7$  için 2.9 GHz. seviyelerinde ikinci rezonans oluşmaktadır. Oluşan bu ikinci rezonans frekansının kalkanlama etkinlikleri 40 dB. civarlarındadır.



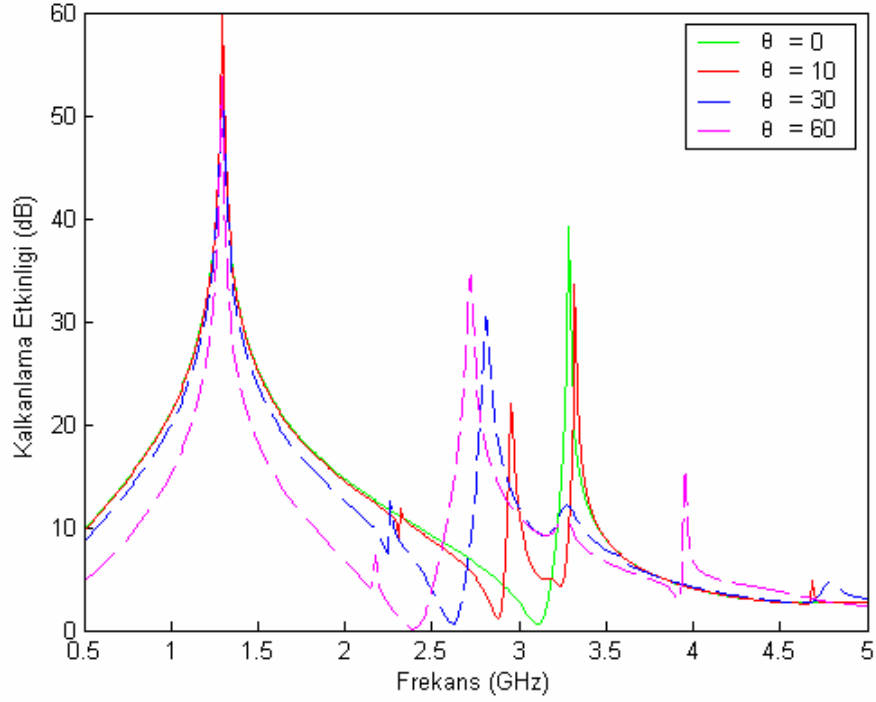
Şekil 4.35. Kare halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TE gelen dalga için farklı açılarda kalkanlama etkinliği.



Şekil 4.36. Kare halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TM gelen dalga için farklı açılarda kalkanlama etkinliği.



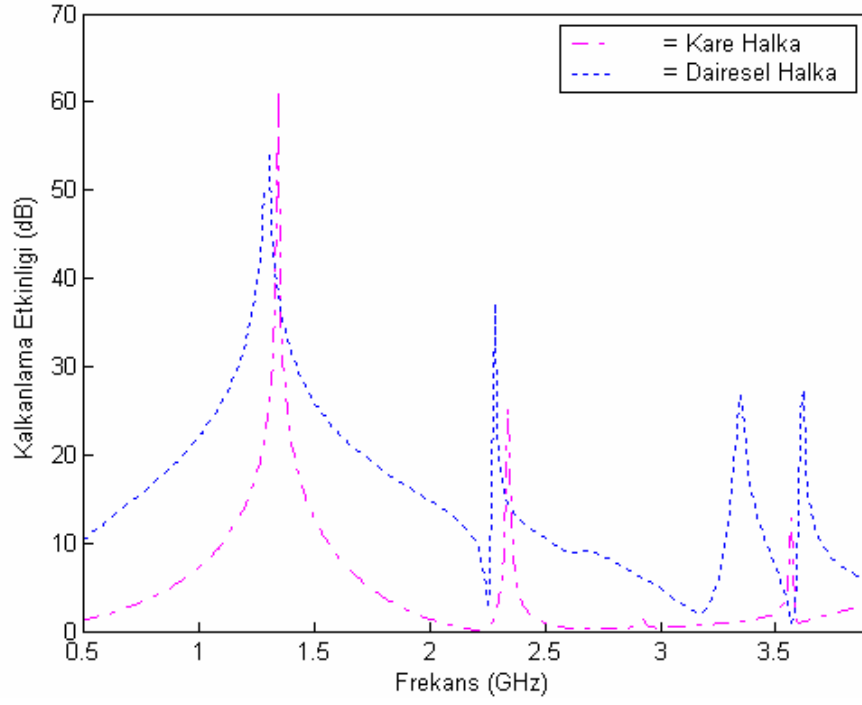
Şekil 4.37. Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TE gelen dalga için farklı gelme açı değerlerindeki kalkanlama etkinliği.



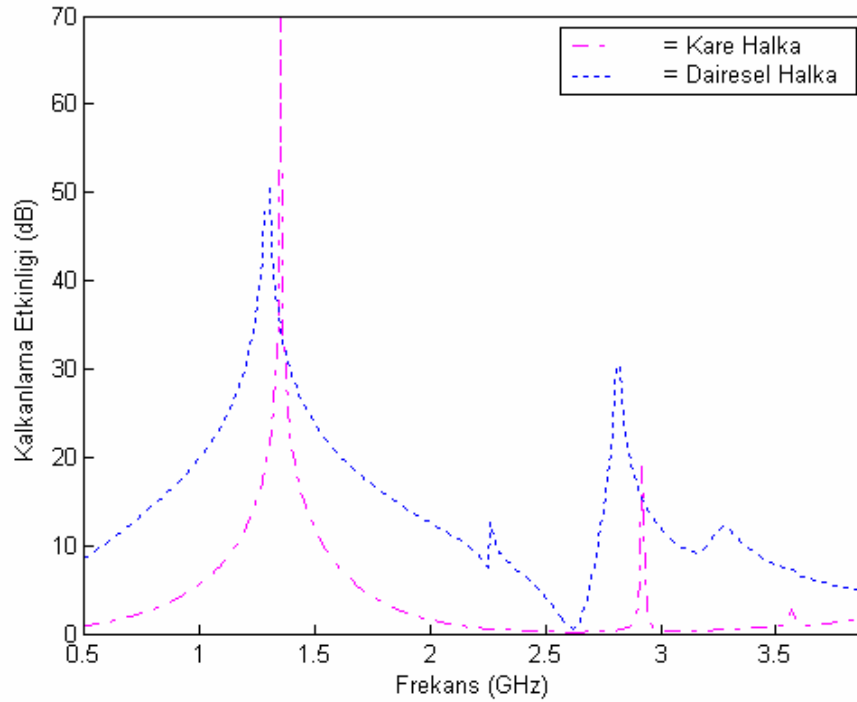
Şekil 4.38. Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TM gelen dalga için farklı gelme açı değerlerindeki kalkanlama etkinliği.

Şekil 4.35’de Kare halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TE gelen dalgada farklı açılarda kalkanlama etkinliği görülmektedir. Buna göre gelme açısı arttıkça 2.4 GHz. seviyelerinde oluşan ikinci rezonans frekansının kalkanlama etkinliğinin ve band genişliğinin artmasına sebep olmaktadır. TM gelen dalga için ise kalkanlama etkinliği yaklaşık olarak aynı kalırken, band genişliği azalmaktadır. 2.7 ve 2.8 GHz. seviyelerinde ikinci rezonanslar oluşmaktadır. Fakat TM gelen dalga için  $\theta=30^\circ$  ve  $\theta=60^\circ$  den sonra ikinci rezonanslar oluşurken TE gelen dalga için her açıda ikinci rezonans oluşmaktadır.

Şekil 4.37’de Dairesel halka yapı için Chirality=0.002, dielektrik=5 olan TE gelen dalgada farklı açılarda kalkanlama etkinliği görülmektedir. Band genişliği ve kalkanlama etkinliği açıyla birlikte artmaktadır. Şekil 4.38’ de TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir. Buna göre oluşan ikinci rezonans frekanslarının kalkanlama etkinliği TE gelen dalgaya göre daha düşüktür. Şekil 4.39 ve Şekil 4.40’ da Kare halka ve Dairesel halka için kalkanlama etkinlikleri karşılaştırılmıştır. Buna göre Dairesel halka daha fazla yan loblar üretmiştir.



Şekil 4.39. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=5,  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliklerinin karşılaştırılması.



Şekil 4.40. Chirality=0.002, dielektrik sabiti=5,  $\theta = 30^\circ$  olan TE gelen dalga için Kare halka ve Dairesel halka kalkanlama etkinliği karşılaştırılması.

## 5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada Chiral dilim üzerine yerleştirilmiş farklı geometrik yapıların TE ve TM modunda gelen düzlemsel dalga için kalkanlama etkinlikleri incelenmiştir. Chiral ortam sonsuz kabul edilmiş ve birim hücrelere bölünmüştür. Bu birim hücreler içindeki periyodik yapıdaki FSY' ler Floquet modları cinsinden ifade edilmiştir. Metal olan bu geometrik yapılar üzerinde indüklenen bilinmeyen akım yoğunlukları moment metodu kullanılarak hesaplanmıştır.

FSY üzerine gelen dalga TE ve TM modunda polarize olmuş şekilde gelmektedir. Kalkanlama etkinliği yapının Chirality admittansına, levha kalınlığına, geliş açısına ve dielektrik sabitine göre değişiklikler göstermektedir. Geliş açısı diğer parametrelere göre biraz daha farklıdır. Gelen dalga TE ve TM modunda olduğundan geliş açısı hariç diğer parametrelerin değişiminde kalkanlama etkinlikleri aynı çıkmaktadır. Fakat geliş açısı değiştiğinde TE ve TM gelen dalga için kalkanlama etkinlikleri farklılık göstermektedir. Bunun sebebi FSY yapının periyodik olarak yerleştirilmiş olmasıdır.

Yapılan incelemeler göstermiştir ki en etkin parametre Chirality parametresidir. Bu parametrede meydana gelen en ufak değişiklikler yansıma ve iletim katsayılarında büyük oynamalara sebep olmaktadır. Ayrıca normalde dielektrik ortam için aynı frekans aralığında rezonans frekansı sayısını arttırmak için iç içe geometrik yapıları gerekirken Chiral ortamda bu sadece Chirality admittansında yapılacak ufak değişikliklerle sağlanmaktadır.

Geliş açısının arttırılmasıyla ikinci hatta üçüncü rezonans frekansları oluşmaktadır. Bu sayede ikinci rezonans oluşturulmak istenirse daha önceden bahsedildiği gibi Chirality parametresinin yanında açının değiştirilmesiyle bu sağlanmış olunur. Açının artması TE modlu dalga için band genişliğini arttırırken, TM modlu dalga için tam tersi etki göstermekte ve band genişliğini azaltmaktadır.

Kalkanlama etkinlikleri açısından genel olarak değerlendirdiğimizde, kalkanlama etkinliği zayıflatma düzeyleri bakımından sınıflandırıldığında: 0-10 dB arasında çok düşük, 10-30 dB arasında etkili bir kalkanlamada en düşük aralık, 30-60 dB arasında ortalama, 60-90 dB arasında iyi ve kalkanlama etkinliğinin 90 dB'nin üzerinde olanlar için çok iyi değerlendirmesi yapılmaktadır (ANONYMOUS, 1999). Bu çalışmada



incelenen kare halka ve dairesel halka FSY yapılar standartlara göre normal ve normalin üstünde bir etki vermektedir.

## KAYNAKLAR

- ARAGO, D.F., 1811. **Mem. Inst.** ( 1 ):93.
- ANONYMOUS, 1999. How do you measure the shielding effectiveness?. <http://www.em-coatings.com/services/emi/basics.htm>.
- BALANIS, C.A.1989. **Advanced Engineering Electromagnetics**. John Wiley & Sons Inc, ISBN 0471621943.
- BIOT, J.B., 1812. **Mem. Inst.** ( 1 ):1.
- CHAN, C.H., ve MITTRA, R., 1990. On The Analysis of Frequency Surfaces Using Subdomain basis Function. **IEEE Transections Antennas And Propagation**, vol.38,no.1,pp.40-50.
- CHANG, T.K., LANGLEY, R.J. ve PARKER, E.A., 1993. An Active Square Loop Frequency Selective Surface. **Microwave And Guided Wave Letters**, Vol.3,no.10,pp.387-388.
- CHEN, C.C., 1970. Scattering by A Two – Dimensional Periodic Array of Conducting Plates. **IEEE Trans. On Antennas and Propagation**, vol. AP-18, 660-665.
- CHENG, D.K.,1989. **Field Wave Electromagnetics**. Addison-Wesley Publishing Company Inc, ISBN 0-201-52820-7.
- FRESNEL, A., 1822. **Oeuvres**, ( 1 ):731-751.
- HIRAI, J. ve YOKOTA, I., 1999. Electro-Magnetic Shielding Glass Of Frequency Selective Surfaces. Proceedings Of The International Symposium On Electromagnetic Compatibility, 17-21, pp. 314-316.
- HUANG, J., LEE, S.W. ve WU, T.K.,1994. Tri-Band Frequency Selective Surface With Circular Ring Elements. **IEEE Transections Antennas And Propagation**, Vol.42, No.2, pp.166-175.
- KASTNER, R. ve MITTRA, R., 1982. A Spectral- Iteration Technique for Analyzing a Corrugated – Surface Twist Polarizer for Scanning Reflector Antennas. **IEEE Transections Antennas And Propagation**, vol.Ap-30,NO.4,pp.673-676.
- KOCABEY, P., 2001. Cep telefonları ve Elektromagnetik Etkileri. **Yüksek Lisans Tezi**. Yıldız Teknik Üniversitesi, s67, İstanbul.
- LINDMAN, K.F., 1920. **Ann. Phys.** (63):621.
- MITTRA, R., CHAN, C.H., ve CWIK, T., 1988. Techniques For Analyzing Frequency Selective Surfaces. **Proceeding of IEEE**,vol.76.no.12,pp.1593-1615.
- MONTGOMERY, J.P. 1975. Scattering by an Infinite Periodic Array of Thin Conductors on a Dielectric Sheet. **IEEE Transections Antennas And Propagation**, 23,70.
- SCHULZ, R.B., ve PLANTZ, V.C.,1988. Shielding Theory and Practice. **IEEE Transactions on elektromagnetic Compatibility**, vol.30,no.3,pp.187-201.
- TSAO, C.H., 1981. Spectral – Domain Approach for Analyzing Scattering from Frequency Selective Surfaces. **PhD.Theses**.
- WIDENBERG, B. ve RODRIGUEZ, J.V.R., 2002. Design of Energy Saving Windows with High Transmissionat 900 MHz and 1800 MHz, Technical Report LUTEDX/(TEAT-7110)/1-14, Lund Institute of Technology, Sweden.
- WU, T.K., 1994a. Four-Band Frequency Selective Surface With Double Square Loop Patch Elements. **IEEE Transections Antennas And Propagation**, Vol.42,No.12,pp.1659-1662.

- WU, T.K., 1994b. Multiband Frequency Selective Surface With Multiring Patch Elements. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, Vol.42, No.11, pp.1484-1490.
- WU, T.K., 1995. **Frequency Selective Surface and Grid Array**. John Wiley & Sons, Inc ISBN 0-471-311-8.

## ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında İskenderun' da doğdum. İlkokulu İsdemir İlkokulunda, ortaokulu Özel Hatay Kültür Koleji'nde ve liseyi de İskenderun Lisesi'nde bitirdim 1998 yılında girdiğim Mustafa Kemal Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünden 2002 yılında mezun oldum. Aynı yıl, Mustafa Kemal Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik Elektronik Anabilim dalında yüksek lisansa başladım. Halen Mustafa Kemal Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesinde Araştırma görevlisi olarak görev yapmaktayım.