

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

**FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLER,
TEKNİKLERİ ve UYGULAMALARI**



YAKUP KUTLU

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ANTAKYA

EKİM-2004

Mustafa Kemal Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Yrd. Doç..Dr. Emin ÜNAL danışmanlığında, Yakup KUTLU tarafından hazırlanan bu çalışma 30/09/2004 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Yrd.Doç.Dr.Emin ÜNAL

İmza.....

Üye : Yrd.Doç.Dr. Ersin ÖZDEMİR

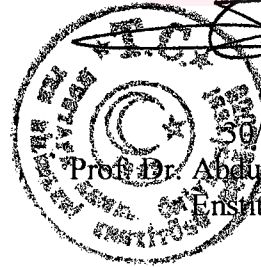
İmza.....

Üye : Yrd.Doç.Dr. Yıldız KOÇ

İmza.....

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylıyorum.

Kod No: 213



İmza

30/09/2004

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
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	V
SİMGELER DİZİNİ	VII
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	3
2.1. FSY Analizinde Kullanılan Yöntemler	6
2.2. FSY Filtre Çeşitleri:	7
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	12
3.1. Materyal.....	12
3.1.1. Kırınım ve Dielektrik Ortamda Dalga İlerlemesi	12
3.1.2. Havada ve Dielektrik Ortamda Alan Modeli	17
3.1.2.1. TM Modu İçin Gelen Dalga Modeli.....	17
3.1.2.2. TE Modu İçin Gelen Dalga Modeli.....	18
3.1.2.3. Dielektrik Ortama Gelen Dalga Modeli (TM Modu).....	20
3.1.2.4. Dielektrik Ortama Gelen Dalga Modeli (TE Modu).....	25
3.2. Yöntem	28
3.2.1. Floquet Teoremi	28
3.2.2. Saçılan Alanlar ve Moment Metodu.....	35
3.2.3. Farklı Geometriler için Akım Yoğunluklarının Bulunması	41
3.2.3.1. Kare Halka Frekans Seçici Yüzey.....	42
3.2.3.2. Dairesel Halka Frekans Seçici Yüzeyler	46
4. ARAŞTIRMA BULGULAR VE TARTIŞMA.....	50
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	71
KAYNAKLAR	73
ÖZGEÇMİŞ.....	75

ÖZET

**FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLER,
TEKNİKLERİ ve UYGULAMALARI**

Bu çalışmada, belirli bir rezonans frekansına sahip periyodik kare halka ve dairesel halka Frekans Seçici Yüzeylerin, farklı dielektrik sabiti ve geliş açılarda iletim yansıma katsayıları hesaplanıp, kalkanlama etkinlikleri incelenmiş ve birbirleriyle karşılaştırılması amaçlanmıştır.

Periyodik yarıklar içeren iletken levhalar veya periyodik yamalar içeren dielektrik yapılara frekans seçici yüzeyler (FSY) denir. Bu çalışmada, dielektrik 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, indüksiyon teoremi ve moment metodu kullanılarak, gelen düzlem dalganın 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, 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**FREQUENCY SELECTIVE SURFACES,
TECHNIQUES AND APPLICATIONS**

In this study; it was aimed that the periodic square loop and ring element frequency selective surfaces were examined and compared each other at different dielectric constants and incident angles.

Conductive screen perforated periodically with apertures or dielectric structures with periodically replaced patches are known Frequency selective Surfaces (FSS). In this work, square loop and ring type conductive structure were replaced periodically on a dielectric 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, induction theorem 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 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.

2004, 85 pages

Keywords: Frequency selective surfaces (FSS), shielding effectiveness.

ÖNSÖZ

Üzerlerine periyodik delikler açılmış metal plakalara veya dielektrik tabaka üzerine periyodik olarak yerleştirilen metal yamalara Frekans Seçici Yüzeyler (FSY) denilmektedir. Bu yüzeyler elektromanyetik dalgaların frekansına bağlı olarak iletim, yansıma ve kalkanlama etkinlikleri değişen yapılardır. Bu özelliğinden dolayı FSY yapıların çeşitli kullanım alanı vardır. En çok bilinen uygulama alanı mikrodalga fırınların kapaklarıdır. Bu kapaklarda kullanılan FSY yapılar, mikrodalga frekansını kalkanlamaktadır. Ayrıca tek çanak antenle FSY yapılar kullanılarak birden fazla frekans bandı için antenle yayın yapılabilmektedir.

Bu çalışmada iki boyutlu periyodik yapıya sahip dielektrik levha üzerine yerleştirilmiş kare ve dairesel halkalar için; yansıma ve iletim katsayıları elde edilip, kalkanlama etkinliği hesaplanmıştır.

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 bana destek olan sevgili eşime ve aileme, yardımlarını esirgemeyen tüm hocalarıma ve çalışma arkadaşlarıma Ahmet GÖKÇEN, Umut DENİZ, Murat FURAT, Tarık SERİNDAG, Muharrem KARAASLAN ve ismini yazmadığım tüm dostlarıma desteklerinden dolayı çok teşekkür ederim.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. FSY alt reflektörlü çift reflektör anten sistemi (RAHMAT-SAMII ve TULINTSEFF, 1993).....	4
Şekil 2.2. Dört temel filtre tipine örnek FSY yapıları; a) Bant Durduran FSY; b) Bant Geçiren FSY; c) Alçak Geçiren FSY; d) Yüksek Geçiren FSY.....	9
Şekil 2.3. a) Karmaşık dipol dizi; b) Konik çapraz dizi; c) Çapraz karmaşık dipol	11
Şekil 3.1. Dielektrik iki ortamın ara yüzeyinde yansıma ve kırınım	13
Şekil 3.2. Homojen dağılmış, kayıpsız bir dielektrik ortamdan düzlem dalganın ilerlemesi.....	14
Şekil 3.3 Küresel koordinat bileşenleri	17
Şekil 3.4. Dielektrik tabaka üzerine yerleştirilen FSY geometrinin üst ve yan görünüşü	28
Şekil 3.5. Kafes Geometrisi	31
Şekil 3.6 Kare Halka FSY' nin Birim Hücresi.....	43
Şekil 3.7. Dairesel Halka FSY' nin Birim Hücresi	46
Şekil 4.1. Kare halka yapının ve dairesel halka yapının TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği	50
Şekil 4.2. Kare halka yapının ve dairesel halka yapının TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği	51
Şekil 4.3. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği ..	52
Şekil 4.4. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği.....	53
Şekil 4.5. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için $\epsilon_r = 1$, $\epsilon_r = 2.4$, $\epsilon_r = 5$, $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için kare halka FSY'nin kalkanlama etkinliği.....	53
Şekil 4.6. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için kare halka FSY'nin kalkanlama etkinliği	54
Şekil 4.7. Bağıl dielektrik sabiti $\epsilon_r = 5$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği	55
Şekil 4.8. Bağıl dielektrik sabiti $\epsilon_r = 5$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği	55
Şekil 4.9. Bağıl dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği	56
Şekil 4.10. Bağıl dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği	57
Şekil 4.11. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	58
Şekil 4.12. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	59
Şekil 4.13. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	59
Şekil 4.14. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	60
Şekil 4.15. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	61

Şekil 4.16. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği	61
Şekil 4.17. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	62
Şekil 4.18. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	63
Şekil 4.19. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	63
Şekil 4.20. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	64
Şekil 4.21. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	65
Şekil 4.22. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği.....	65
Şekil 4.23. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği	66
Şekil 4.24. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği	67
Şekil 4.25. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği	68
Şekil 4.26. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği	68
Şekil 4.27. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için $\theta = 60^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği	69
Şekil 4.28. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için $\theta = 60^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği	70

SİMGELER DİZİNİ

γ	: Propagasyon sabiti
α	: Zayıflama sabiti
β	: Faz sabiti
ϵ	: Permittivity
μ	: Permiability
E	: Elektrik Alan Şiddeti
E_i	: Gelen elektrik alan dalga bileşeni
E_r	: Yansıyan elektrik alan dalga bileşeni
E_t	: İletilen elektrik alan dalga bileşeni
f	: Frekans
FDTD	: Sonlu fark zaman domen metodu
FEM	: Sonlu Eleman Metodu
FSY	: Frekans Seçici Yüzey
H	: Manyetik Alan Şiddeti
H_i	: Gelen manyetik alan dalga bileşeni
H_r	: Yansıyan manyetik alan dalga bileşeni
H_t	: İletilen manyetik alan dalga bileşeni
\vec{j}	: Akım yoğunluğu
\vec{k}	: Dalga numarası
MoM	: Moment metodu
\vec{P}	: Pozisyon vektörü
SE	: Kalkanlama Etkinliği
TE	: İlerleme yönünde elektrik alan bileşeni olmayan dalga
TM	: İlerleme yönünde manyetik alan bileşeni olmayan dalga
v	: Faz hızı
Y	: Admittans
Z	: Empedans

1. GİRİŞ

Frekans seçici yüzeyler, gelen dalganın frekansına bağlı olarak iletim ve yansıma karakteristiği değişen yapılardır. Frekans seçici yüzeyler (FSY), iki şekilde tasarlanır. Birincisi, iletken yamaların periyodik olarak dizilmesiyle, diğeri ise iletken bir levha üzerine periyodik oyuklar açılmasıyla elde edilir. Periyodik yamalardan oluşan birinci tip yapılar kapasitif FSY olarak, oyuklardan oluşan yapılar ise endüktif FSY olarak bilinir.

Frekans seçici yüzeyler (FSY), bir filtre özelliği gösteren periyodik yapılar olarak da adlandırılabilir. Bu özelliğinden dolayı, fiziksel yapısı, malzemesi ve geometrisine bağlı olarak; alçak geçiren, yüksek geçiren, bant geçiren ve bant durduran filtre olarak dört temel guruba ayrılırlar.

Frekans Seçici Yüzeyler, çok bantlı parabolik çanak antenler, radom, füze ve elektromanyetik kalkanlama gibi çok geniş kullanım alanları bulunmaktadır.

İstenmeyen elektromanyetik ışımalara karşı bir bariyer olarak davranan yapılara Kalkan denir. Bariyerin malzemesi ve yapısı onun kalkan özelliklerini belirler. Kalkanlar yansıma ve soğurulma olmak üzere iki temel elektromanyetik prensibe uygun olarak çalışır. Bir metalik yüzeye çarpan elektromanyetik düzlem dalga her iki tip kayba da uğrar, bir kısım dalga yansıtılır diğeri kısmı iletilir ve ortamdan geçerken zayıflama olur. Bu kayıpların toplamı, kalkanlama etkinliğini belirler. Diğeri bir deyişle kalkanlama etkinliği (Shielding Effectiveness (SE)), iletilen alanın şiddetiyle gelen alanın şiddetinin oranı olarak tanımlanır.

Bu çalışmada, FSY'lerin elektromanyetik kalkanlama uygulamaları incelenecektir. Bir dielektrik ortam üzerine yerleştirilen belirli geometrilerden oluşan periyodik yapıların elektrik ve manyetik alanları, floquet modları cinsinden ifade edilmiştir. Bir birim hücre üzerinde, floquet modların dikken özelliğinin sınır şartları ile birleştirilmesi sonucu, gelen düzlem dalganın bir iletken eleman üzerinde oluşturduğu bilinmeyen akım yoğunluğu, indüksiyon teoremi ve moment metodu kullanılarak bulunmuştur. Bilinmeyen akım katsayıları elde edildikten sonra iletilen ve yansıyan alanlar hesaplanmıştır.

Farklı geometrik yapılar için, geliş açısı, ortamın bağıl dielektrik sabiti gibi parametreleri değiştirilerek frekans değişimlerine göre kalkanlama etkinliği incelenmiştir.



2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Her ne kadar 1919'lar gibi eski bir tarihte Marconi böyle periyodik yapıların patentini almış olsa da FSY yoğun olarak 1960'lı yıllardan sonra çalışılmıştır (MARCONI ve FRANKLIN, 1919). FSY kullanımıyla ilgili ilk çalışmalar, Cassegainian alt reflektör parabolik çanak antenler üzerine yoğunlaşmıştır (CAHILL ve PARKER, 1982). Günümüzde FSY'ler radom, füze ve elektromanyetik kalkanlama uygulamalarında kullanılmaktadır.

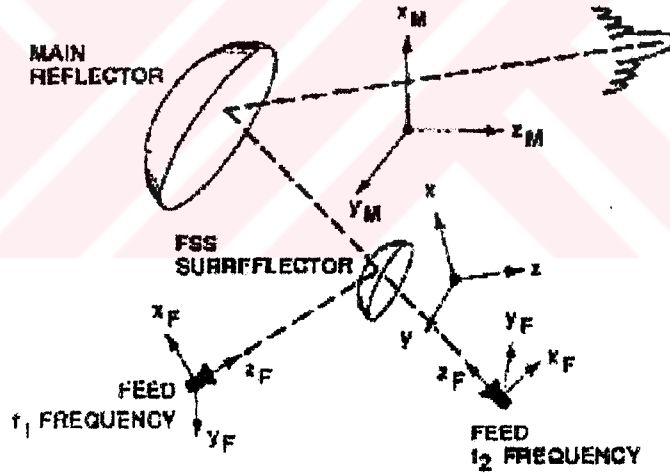
Frekans seçici yüzey fiziğinin temeli, optik fiziğindeki kırınımına dayanmaktadır. Bu işlem, monokromatik olmayan bir ışık demetinin, kendi spektral düzenine ayrılması için kullanılmıştır. Bu filtreleme işlemi Rittenhouse tarafından keşfedilmiştir (MITTRA ve Ark., 1988). Ortaya konulan bu olgu, bir kafes üzerine periyodik olarak yerleştirilmiş iletken yamaların ve halkaların da temelini oluşturmuştur. İki boyutlu yapının değiştirilmesi, kafesin analizini ve anlaşılmasını zorlaştırır. Her bir elementin şekli ve aralarındaki boşluk, belirli bir dalga boyunda, alanların tamamen iletilmesine veya yansıtılmasına yardım eder. Genelde rezonanslık, element genişliği yarım dalga boyu veya tam katı olursa meydana gelir. FSY'lerin spektral tepkisi, aynı zamanda element aralığına, kalınlığına ve destekleyici materyalin parametrelerine bağlıdır.

İki boyutlu periyodik levha dizisinde saçılma problemlerinin daha genel bir formülizasyonu Cau-Chun Chen (1970) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmada alan dağılımı Floquet mod fonksiyonlarının bir kümesi olarak genişletildi ve bilinmeyen akım sabitleri moment metodu kullanılarak bulunmuştur (REED, 1997).

Montgomery dielektrik bir madde üzerine yerleştirilmiş sonsuz periyodik ince iletkenler tarafından düzlemsel bir dalganın saçılması probleminin sonucunu bulabilmek amacıyla uygulamıştır (MONTGOMERY, 1975). Modal analiz tekniğinde, saçılan alanların enine bileşenleri bir birim hücrede 2 boyutlu Floquet boşluk harmoniklerinin bir kümesi olarak genişletilir. Bir birim hücre üzerine, Floquet modların dikey özellikli uygun sınır koşulları uygulanması; metalik saçıcılar üzerinde indüklenen bilinmeyen akım yoğunluğunu ifade eden Fredholm tipi integral eşitliğini bulmaya yardım eder. Bu integral eşitliği, Moment Metodu (MOM) uygulanarak matris eşitliği şekline indirgenebilir.

Kastner ve Mitra, dikdörtgenel yama veya oyuklardan oluşan sonlu genişlikteki düzlemsel frekans seçici yüzeylerin tekrarlı analizi üzerinde çalışmalar yapmıştır. Bu analiz metodunda çok fazla bilinmeyene ihtiyaç duyuldu ve geleneksel matris metodu kullanılarak problemin çözülmesini zorlaştırdı. Bu problemin çözümü için spektral iterasyon tekniği ve birleşik eğim iterasyon algoritması olarak bilinen iki farklı iterasyon yaklaşımı kullanılmıştır (KASTNER ve MITTRA, 1982)

Elektromanyetik spektrumun mikrodalga aralığında, periyodik yapıların frekans seçici özelliği, etkili yansıtıcı antenler dizayn etmek için kullanılmıştır. Şekil 2.3'de görüldüğü gibi, bir FSY farklı frekanslarda yayın yapan iki kaynak ile ana yansıtıcı arasına yerleştirilir (RAHMAT-SAMII ve TULINTSEFF, 1993). FSY, birinci kaynağın çalışma bandında tamamen yansıma yaparken, ikinci kaynağın çalışma bandında tamamen iletim sağlamaktadır. Böylece, iki bağımsız kaynak aynı yansıtıcı anteni aynı anda paylaşabilmektedir (WU, 1994a; ZIMMERMAN ve Ark., 1992). Aynı konfigürasyon uydu iletişim sistemlerinde de kullanılmaktadır.



Şekil 2.1. FSY alt reflektörlü çift reflektör anten sistemi (RAHMAT-SAMII ve TULINTSEFF, 1993).

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

Çoklu halka yamalı, çoklu bant frekans seçici yüzeyler için teorik ve deneysel sonuçlar üzerinde çalışılmıştır (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.

Chang, ferrit tabaka üzerine yerleştirilmiş frekans seçici yüzeylerin deneysel sonuçları ile ilgilenmiştir. Ferrit tabaka da manyetik alan ile biaslanarak manyetik geçirgenliği değiştirilmiş, bunun sonucunda da FSU'nin spektral karakteristiği değişmiştir. Böylece rezonans frekansı sürekli olarak değiştirilebilir ya da yüzey tamamen yansıtma durumundan iletim durumuna geçirilebilir. Bu yüzey; dalga kılavuzu filtrelerinde, RCS indirgeme tekniklerinde ve yeniden şekillendirilebilir anten sistemlerinde uygulanmaktadır.

Uzak infrared aralıkta periyodik yapı, moleküler lazerlerde ışın ayırıcı 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 FSU kullanılabilir (MITTRA ve Ark., 1988).

Yakın infrared ve görünebilir spektrumda, güneş enerjisi toplanmasına yardım etmek için solar seçici yüzey olarak kullanılabilir. Bu işlemde kullanılacak FSU solar hücrelerin frekans bandında tamamen geçirecek ve bu bandın dışındaki frekansları ise tamamen yansıtacak şekilde dizayn edilir. Bazı uygulamalarda istenen spektrum karakteristiğini sağlamak için bu yapıların birleştirilmiş şekli kullanılır (MITTRA ve Ark., 1988).

Bir tabaka üzerine yüksek $-T_c$ süper iletken filmler kullanılarak elde edilen yarı optik milimetrik dalga bant geçiren filtreler üzerinde deneysel çalışmalar yapılmıştır. (ZHANG, 1993). Filtreden iletilen güç 75GHz- 110 GHz frekansları ve 15K-300K sıcaklık aralığında araştırıldı. Yüksek $-T_c$ süper iletken ölçümleri, altın kullanılarak elde

edilen benzer filtreler ile karşılaştırılmıştır. 15 K ve 92 GHz' de altın kullanılarak elde edilen fitreye göre kalite faktörü 75% daha iyi bir süper iletken filtre elde edilmiştir.

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

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)

Sonuç olarak aktif ızgara diziler (Active Grid Array), geleceğin düşük maliyetli, yüksek kazançlı; sağlam haberleşme, radyo yayını ve radar sistemlerinin kalbi olabilir. Çeşitli ızgara diziler; detektörler, faz kaydırıcılar, toplayıcılar, osilatörler, kuvvetlendiriciler ve anahtarlar içerdiği ispatlanılmıştır. Bu ızgara dizilerde güç alanla orantılıdır ve eşdeğer devre direnci, birim hücrenin boyutuyla belirlenir. Bundan dolayı, yalnız yüksek güç ve eş zamanlı verimlilik değil aynı zamanda geniş dinamik alan ve düşük gürültü de elde edilir.

2.1. FSY Analizinde Kullanılan Yöntemler

FSY'lerin analizi, ilk olarak yarık problemlerinde uygulanan mod eşleme tekniğiyle (Mode Matching Techniques) başladı. Bu teknik ile her hangi bir şekilde polarize olmuş ve her hangi bir geliş açısına sahip düzlemsel dalganın, serbest durumdaki veya izotropik materyal ile desteklenmiş bir FSY'den saçılması incelenmektedir (HUANG ve Ark., 1994). Diğer yöntem, FSY'lerin tasarımını ve davranışı hakkında bilgi veren eşdeğer devre analizi yöntemi kullanılmıştır. Eşdeğer devre analizi, yapının fiziksel durumu göz önüne alınarak yapılır. Bu yaklaşımda kapasitif ve endüktif elementler içeren kafesin eşdeğer devresi tek boyutlu yapı şeklinde düşünülerek elde edilir (LIANG, 1999; CHANG ve Ark., 1993). Bu metot desteksiz

ızgaraya normal gelen düzlemsel dalga ile sınırlıdır ve rezonans frekansa çok yakındır (WU, 1995).

Bilgisayarın ortaya çıkışıyla, FSY analizi için daha doğru sayısal teknikler geliştirildi. İlk önceleri yarık tipi FSY problemlerinin çözümünde uygulanan mod eşleme yönteminde kullanılan teknikler, yama problemlerinin çözümünde uygulandı. FDTD yöntemi (Finite Difference Time Domain Method) (HARMS ve Ark., 1994), FEM (Finite Element Method) (BARDI ve Ark., 2001), MoM (Method of Moment) (ZHANG ve Ark., 1993; ANDERSSON, 1993) ve diğer etkili sayısal yöntemler de FSY problem çözümlerinde kullanılmıştır. Deneyler, pratik FSY yapıların performansını sağlamak, teorik ve pratik tahminlerin doğruluğunu teyit etmek ve simülasyonu zor olan FSY yapıların sonuçlarını geliştirmek için gereklidir.

Bu çalışmada, bir dielektrik ortam üzerine yerleştirilen belirli geometrilere oluşan periyodik yapıların elektrik ve manyetik alanları, floquet modları cinsinden ifade edilmiştir. Bir birim hücre üzerinde, floquet modların dikken özelliğinin sınır şartları ile birleştirilmesi sonucu, gelen düzlem dalganın bir iletken eleman üzerinde oluşturduğu bilinmeyen akım yoğunluğu indüksiyon teorisi ve 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 gibi parametreleri değiştirilerek frekans değişimlerine göre kalkanlama etkinliği incelenmiştir. Kalkanlama etkinliği (SE), iletilen alanın şiddetiyle gelen alanın şiddetlerinin oranıdır (SCHULZ ve PLANTZ, 1988). Kalkanlama etkisi;

$$SE_{dB} = 20 \log \left| \frac{E_i}{E_t} \right| \quad (2.1.)$$

olarak da gösterilebilir.

2.2. FSY Filtre Çeşitleri:

Frekans seçici yüzeyler, elektromanyetik filtrelerdir. Babinet prensibine göre birbirinin tamamlayıcısı olan yapılar, bant durduran FSY'den bant geçiren FSY; alçak

geçiren FSY'den yüksek geçiren FSY üretmek için kullanılabilir. Bunun anlamı, yüksek geçiren filtreyi alçak geçiren filtre biçimine dönüştürmek için desteksiz ızgara FSY yapıların iletken ve iletken olmayan alanlar şekil 2.1'de görüldüğü gibi ters çevrilir. Ayrıca ayrı ayrı filtreler birleştirilerek veya yerleştirilerek farklı karakteristikler de elde edilebilir. Örneğin bir bant geçiren filtre, birkaç bant durduran filtrenin birleşmesiyle oluşturulabilir. Bundan dolayı istenilen herhangi bir tepkiyi veren filtreler oluşturulabilir. Tasarım kriterlerine bağlı olarak; zayıflama derecesi, durdurulan frekans bandı, bant genişliği, dalganın geliş açısına olan hassasiyeti gibi kriterlere göre uygun element seçilir.

FSY'nin performansını ve tasarımını etkileyen faktörler: FSY iletkeninin iletkenliği, FSY elementinin geometrisi (şekli, genişliği, iletkenin kalınlığı, birbirine yakınlığı), FSY'de kullanılan dielektrik ortamın parametreleri, FSY dizisinin periyodu, FSY dizisinin sayısı, FSY dizilerinin arasındaki elektriksel uzaklık, element çeşidinin seçimi, periyodun gibi faktörlerdir.

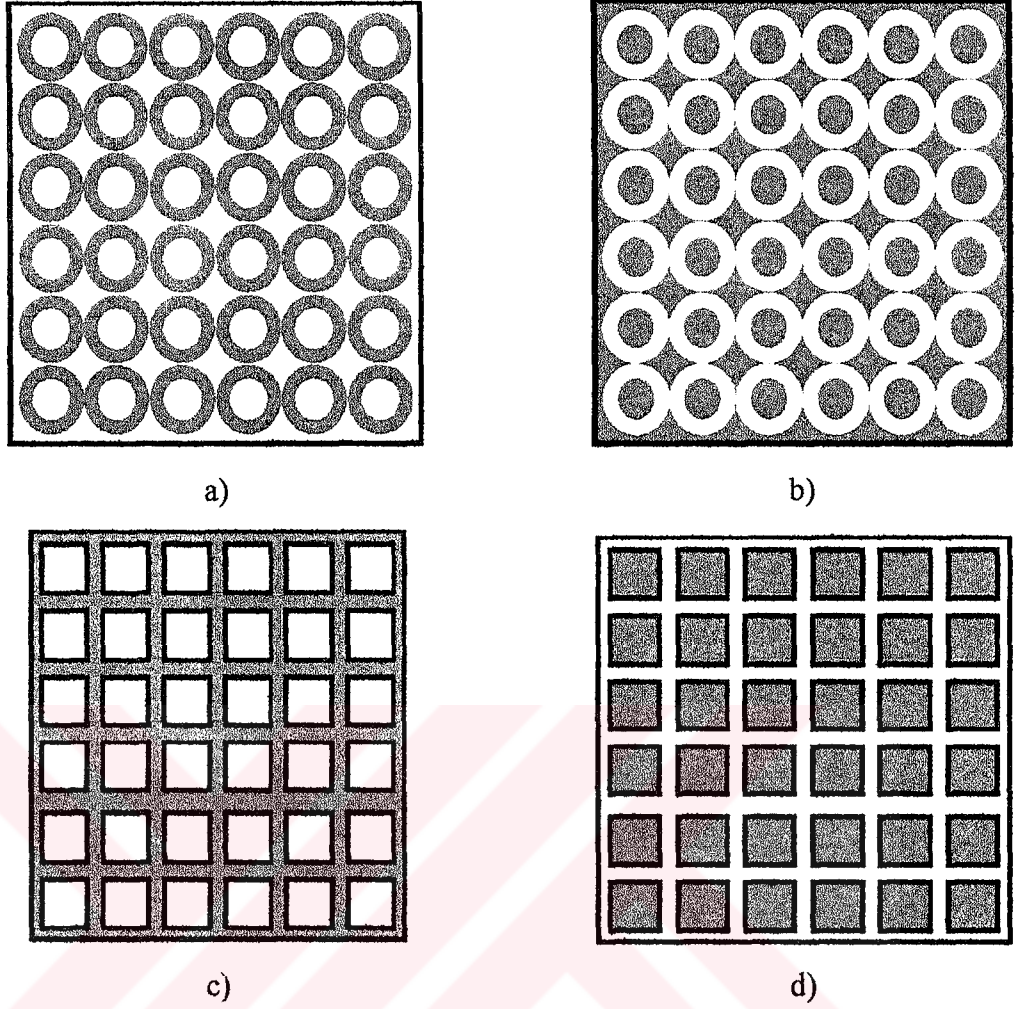
Tipik dört filtre çeşitleri:

Bant Durduran FSY: Beklide en çok kullanılan bu filtredir. Dipol, dairesel halka, kare halka, altıgen halka, jerusalem cross gibi geometrik yapıya sahip iletken periyodik dizilerdir (WU, 1995). Tipik yapılar şekil 2.1.a'da gösterilmektedir.

Bant Geçiren FSY: Bant durduran filtrenin Babinet prensibine göre tamamlayıcısıdır. Tipik bant geçiren filtre şekil 2.1.b'de gösterilmektedir.

Alçak Geçiren FSY: İletken levhaya delikler açılarak oluşturulurlar. Bunlar tipik olarak ağ şeklindedir (şekil 2.1.c).

Yüksek Geçiren FSY: Yüksek geçiren filtreler, alçak geçiren filtrelerin Babinet prensibine göre tamamlayıcısıdır. Şekil 2.1.d'de, şekil 2.1.c'nin tamamlayıcı olan bir yama dizi örneğini göstermektedir.



Şekil 2.2. Dört temel filtre tipine örnek FSY yapıları; a) Bant Durduran FSY; b) Bant Geçiren FSY; c) Alçak Geçiren FSY; d) Yüksek Geçiren FSY.

Bu dört temel tasarım birçok farklı karakteristiğe sahip yeni FSY üretmek için birleştirilebilir.

Munk'a göre FSY elementler 4 gruba ayrılmıştır (MUNK, 2000). Bunlar: Merkez bağlantılı, halka tipi, İçi dolu yama tipi, ve diğer grup ise yukarıdakilerin birleşiminden oluşurlardır.

Bu yapılardan en çok incelenenler ise aşağıdaki şekilde gururlandırılabilir:

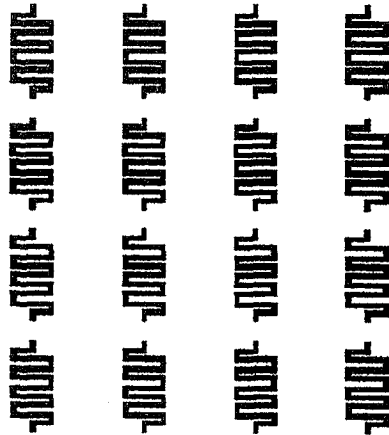
1. grup merkez bağlantılı veya n kutuplu: Tripole, juresalem cross bu grubun en çok incelenen elemanlarıdır. Bu elemanlardan bazıları, tek veya çift katmalı FSY konfigürasyonları üretmek için diğer çeşitlerle birleştirilmiştir (RIGGS ve SMITH, 1988).

2. grup halka tipi: Dairesel halka, kare halka, üçgen halka bu grubun en çok incelenenlerindedir. (SAVIA ve PARKER, 1999; BARDI ve Ark., 2001).

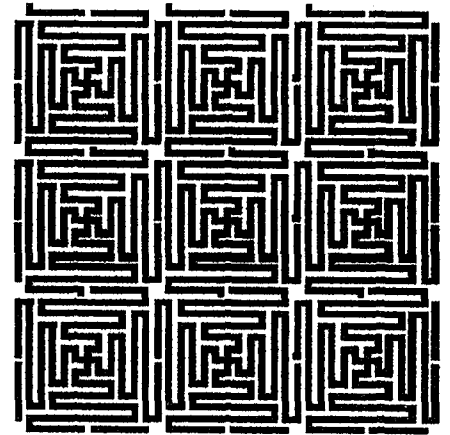
3. grup içi dolu yama tipi: Çeşitli şekillerdeki yama tipleri bu guruba girer. Daire yama ve kare yama FSY'ler, bu grubun en çok incelenen yapılarıdır (POUS ve POZAR, 1991; GROUND, 1991).

4. grup: Bu grup ise FSY elamanların birleşimlerinden oluşmaktadır. Tek elemanlı FSY'lerle ilgili bazı sorunları azaltmak için yıllardır kullanılmaktadır (HIRAI ve YOKOTA, 1999; HUANG ve Ark., 1994). Kare halka ve yama yapısı, kare halka FSY'lerin açılma hassaslığını ortadan kaldırmak için birlikte kullanılmaktadırlar.

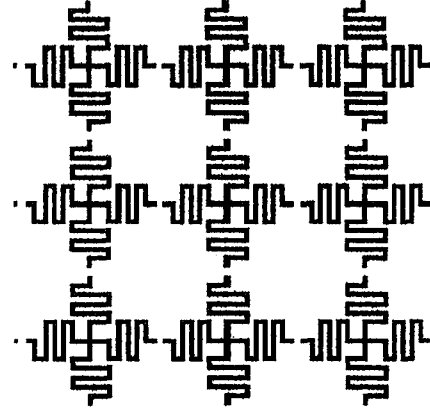
Bu gruplara girmeyen diğer çeşit FSY'ler burkumlu FSY'ler olarak adlandırılır. Özellikle eğri alt tabaka kullanılan FSY uygulamalarında, birim hücre boyutunu azaltarak avantaj yaratır. Frekans seçici yüzeylerin tasarımında genelde düzlem yüzeyler kullanılmıştır. Radomlarda kullanıldığı gibi, eğri yüzeyler olduğunda, geometride bir bozulma oluşur. Alt katman eğriliklerinin etkilerini azaltmak, alt katmanın tamamında aynı element geometrisi kullanmak ve düzlem yüzey tasarımıdaki gibi, aynı rezonans frekansı sağlamak için, birim hücre boyutu düşürülür. Hilbert Eğrisini temel alan yapılar gibi, bükümlü elemanlar kullanılmıştır. Kent Üniversitesinde birçok karmaşık eleman konfigürasyonları geliştirilmiştir. Bunlardan bazıları şekil 2.2'de gösterilmiştir (PARKER ve El SHEIKH, 1991; PARKER ve Ark, 1993)



a)



b)



c)

Şekil 2.3. a) Karmaşık dipol dizi; b) Konik çapraz dizi; c) Çapraz karmaşık dipol

Bu çalışmada, Munk'a göre halka tipi olan, bant durduran filtre FSY yapılarından; Kare halka ve dairesel halka geometrik şekillere sahip FSY'ler kullanılmıştır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Materyal

3.1.1. Kırınım ve Dielektrik Ortamda Dalga İlerlemesi

Rasgele yönlendirilmiş, homojen dağılmış, kayıpsız bir ortamda;

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (3. 1.)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} \quad (3. 2.)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ϵ elektriksel geçirgenlik katsayısı, μ manyetik geçirgenlik katsayısını ifade etmektedir.

Kaynaksız bir ortam için Maxwell eşitliklerinin harmonik şeklinde 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 konulursa;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H} \quad (3. 7.)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad (3. 8.)$$

formülleri elde edilir.

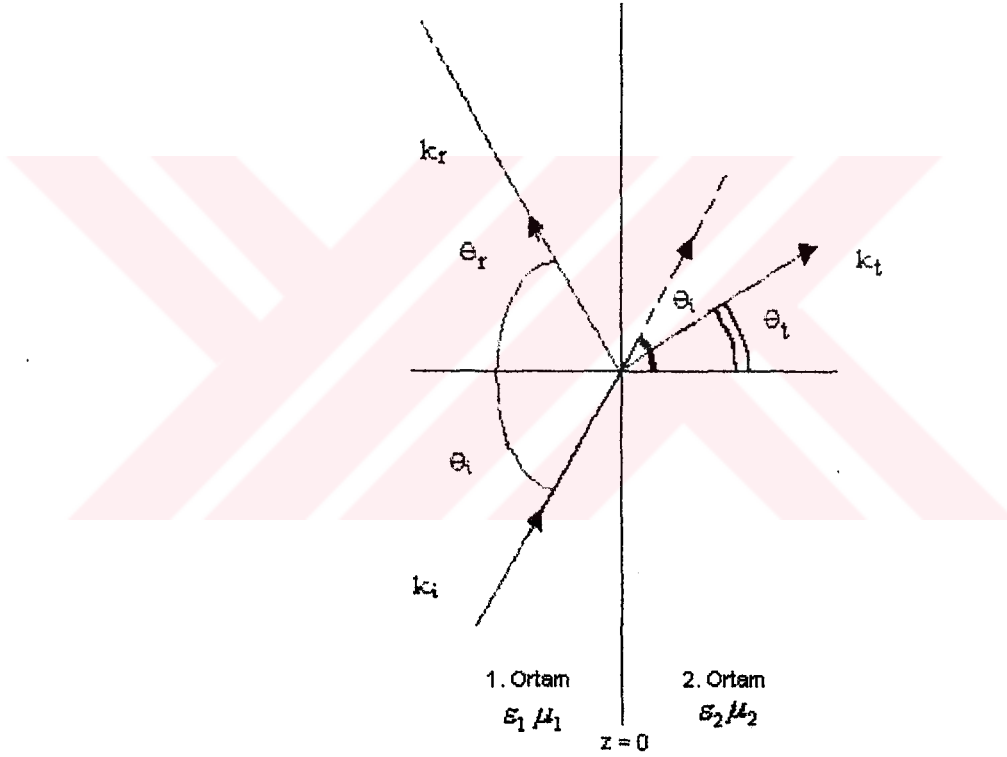
Denklem (3.7.)'nin rotasyoneli alınıp (3.8.)'de yerine konulur ve yine (3.8.) için rotasyoneli alınıp (3.7.)' de yerine konulursa;

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

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

elde edilir. Burada k , dalga numarasıdır ve $k = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$ şeklinde ifade edilir.

Elektromanyetik yansıma ve kırılma problemleri pek çok araştırmacının dikkatini çekmiştir. Tek frekanslı düzlemsel bir dalga, dielektrik bir ortamdan izotropik dielektrik diğer bir ortamın sınırına eğik olarak gelirse, ikinci ortam içerisinde kırınımına uğrayarak ilerler ve yansıyan dalga birinci ortamda ilerlemeye Şekil 3.1'de görüldüğü gibi devam eder.



Şekil 3.1. Dielektrik iki ortamın ara yüzeyinde yansıma ve kırınım

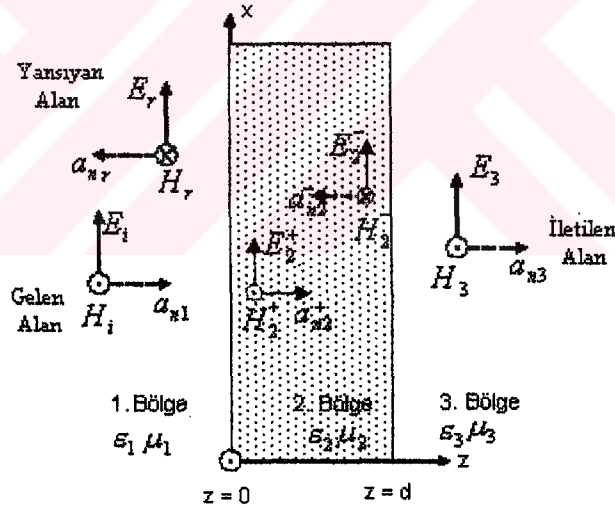
Kayıpsız, izotropik dielektrik ortam içerisinde ilerleyen dalga farklı dalga numarasına ve faz hızına sahiptir. Bundan dolayı açılar için snell kırınım kanunu aşağıdaki şekilde yazılabilir;

$$k_i \sin \theta_i = k_r \sin \theta_r = k_t \sin \theta_t \quad (3.11.)$$

Bu denklemde, k_r ve θ_r ilerleyen dalganın dalga numarasını ve ilerleyen dalganın kırılma açısını, k_i ve θ_i gelen dalganın dalga numarasını ve geliş açısını göstermektedir. θ_r yansıma açısını ifade etmektedir. (3.11.) denklemde gelen dalga ile yansıyan dalga aynı ortamda olduğundan dalga numaraları eşittir, snell yansıma kurallarına göre yansıma açısı gelme açısına eşit olur ($k_i = k_r$, $\theta_i = \theta_r$).

Tek frekanslı düzlemsel bir dalga, izotropik dielektrik bir ortamdan, izotropik dielektrik diğer bir ortamın sınırına gelirse (şekil 3.2), bir kısmı yansıtılarak birinci ortamda ilerlemeye devam eder, bir kısmı ise ikinci ortam içerisinde kırınımına uğrayarak ilerler. İkinci ortamdan üçüncü ortam sınırına geldiğinde, aynı şekilde bir kısmı yansıtılarak ikinci ortamda ilerlemeye devam eder, bir kısmı ise üçüncü ortam içerisinde kırınımına uğrayarak ilerler.

Görüldüğü gibi burada iki sınır koşulu vardır. Birinci ortam ile üçüncü ortam aynı kabul edildiğinde Snell Kanunu'na göre yine $k_i = k_r = k_3$ $\theta_i = \theta_r = \theta_3$ eşitliği sağlanır.



Şekil 3.2. Homojen dağılmış, kayıpsız bir dielektrik ortamdan düzlem dalganın ilerlemesi

$+z$ yönünde ilerleyen düzlem dalga, $z = 0$ anında 1. bölgeden (ϵ_1, μ_1) 2. bölgeye (ϵ_2, μ_2) geçecektir. İkinci bölge belirli bir kalınlıktadır ve $z = d$ anında 3. bölge ile birleşmektedir (ϵ_3, μ_3). Şekil 3.2'de görüldüğü gibi yansıma hem $z = 0$ hem de $z = d$

anında olacaktır. Böyle bir ortamda 1. bölgede oluşan toplam elektrik alan şiddeti her zaman gelen alan ve yansıyan alan bileşenlerinin toplamı olarak yazılır.

$$E_1 = \alpha_x (E_r e^{-j\beta_0 z} + E_r e^{j\beta_0 z}) \quad (3.12.)$$

2. bölgede dalganın bir kısmı geri ve ileri yönlü iki sınır yüzeyi arasında yansıtılır, bu salınım sırasında, dalga 1. ve 3. bölgeye iletilir.

1. bölgedeki oluşan toplam yansıyan alan;

a) $z = 0$ anındaki etkileşimden dolayı gelen dalganın bir kısmının yansımından oluşan, yansıyan alanın,

b) $z = d$ anındaki ilk etkileşimde oluşan yansıyan alandan dolayı, 2. ortamdan 1. ortama $z = 0$ noktasında iletilen alanın,

c) $z=d$ anındaki ikinci etkileşimde oluşan yansıyan alandan dolayı, 2. ortamdan 1. ortama $z = 0$ noktasında iletilen alanın toplamalarına eşittir.

Bundan dolayı gerçekte toplam yansıyan alan; ilk yansıyan bileşen ve $z=d$ anındaki etkileşimden dolayı 2. ortamdan 1. ortama sonsuz serideki iletilen alanlardan oluşur. Tüm bu alanlar $-z$ yönünde ilerlemekte ve $e^{j\beta_0 z}$ yayılma katsayısını içerdiğinden, şekil 3.2'de gösterildiği gibi toplam yansıyan alanı E_r katsayısıyla gösterilmektedir.

2. bölgedeki ileri yöndeki tüm alanlar $+z$ yönünde ve hepsi $e^{-j\beta_0 z}$ yayılma katsayısını içerdiğinden bunların hepsi E_2^+ katsayısıyla gösterilebilir. Aynı şekilde geri yönlü tüm alanlar $-z$ yönünde ve hepside $e^{j\beta_0 z}$ yayılma katsayısını içerdiğinden tek bir E_2^- katsayısıyla gösterilebilir. Toplam alanı da, E_2 ile gösterilebilir.

3. bölgede ise sadece ileri yönde alanlar vardır. Tüm bu alanlar $+z$ yönünde ve hepsi yayılma katsayısı $e^{-j\beta_0 z}$ içerdiğinden bunların hepsini E_3 katsayısıyla gösterilebilir; ki bu iletilen alana (E_1) eşittir.

Burada alan katsayılarını bulmanın bir yolu her üç bölgedeki elektrik ve manyetik alanları için sınır koşullarını uygulamaktır. E_r, E_2^+, E_2^-, E_3 katsayıları sınır koşulları denklemlerinin teğet bileşenlerinin devamlılığı şartını kullanarak bulunabilir.

Sınırsız, izotropik bir ortamda elektrik alan \vec{a}_u yönünde doğrusal polarizasyona sahip düzlemsel dalga olarak kabul edilirse (Şekil.3.3),

$$E = E_0 \vec{a}_u e^{-j\vec{k}_r \vec{r}} \quad (3.13.)$$

olarak ifade edilebilir.

Bu denklemde \vec{a}_r ile \vec{a}_u birbirlerine diktir. \vec{a}_r ilerleme yönündeki birim vektörü gösterir.

$$E = E_0 (\sin \beta \vec{a}_\theta + \cos \beta \vec{a}_\phi) e^{-j(k_x x + k_y y + \gamma z)} \quad (3.14.)$$

Burada

$$k_x = k_0 \sin \theta \cos \phi$$

$$k_y = k_0 \sin \theta \sin \phi \quad (3.15.)$$

$$\gamma_0 = \sqrt{k_0^2 - k_{ox}^2 - k_y^2}$$

veya

$$\vec{a}_r = \sin \theta \cos \phi \vec{a}_x + \sin \theta \sin \phi \vec{a}_y - \cos \theta \vec{a}_z$$

$$\vec{a}_\theta = \cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y - \sin \theta \vec{a}_z \quad (3.16.)$$

$$\vec{a}_\phi = -\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y$$

$\beta = 90^\circ$ olduğunda denklem (3.7.) kullanılarak bulunan manyetik alanın z yönünde bileşeni olmadığından, düzlem dalga TM_z bir dalgadır.

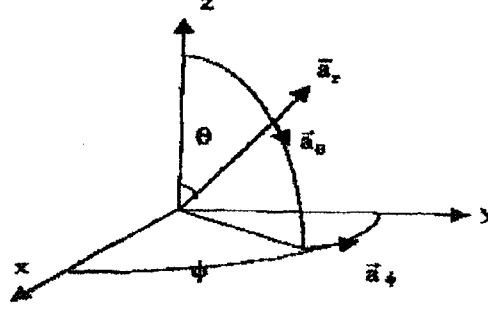
$\beta = 0^\circ$ olduğunda elektrik alanın z yönünde bileşeni olmadığından, düzlem dalga TE_z bir dalgadır.

Küresel koordinatlarla ifade edilen elektrik alan kartezyen koordinatlar kullanılarak tekrar yazılırsa;

$$\vec{E}_{TM} = E_\theta \vec{a}_\theta e^{-j\vec{k}_r \vec{r}} = E_0 (\cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y - \sin \theta \vec{a}_z) e^{-j\vec{k}_r \vec{r}} \quad (3.17.)$$

$$\vec{E}_{TE} = E_0 \vec{a}_\phi e^{-jk_0 \vec{a}_r \vec{r}} = E_0 (\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y) e^{-jk_0 \vec{a}_r \vec{r}} \quad (3.18.)$$

denklemleri elde edilir.



Şekil 3.3 Küresel koordinat bileşenleri

Yukarıdaki eşitliklerde $\vec{r} = x\vec{a}_x + y\vec{a}_y + z\vec{a}_z$ pozisyon vektörünü, θ kutup açısını ve ϕ azimuth açısını gösterir.

3.1.2. Havada ve Dielektrik Ortamda Alan Modeli

3.1.2.1. TM Modu İçin Gelen Dalga Modeli

Boşlukta TM modlu düzlem dalga için elektrik ve manyetik alan vektörleri;

$$\vec{E}^{TM} = E_0 \vec{a}_\theta e^{-jk_0 \vec{a}_r \vec{r}} \quad (3.19.)$$

$$\vec{H}^{TM} = \frac{k_0}{\omega \mu_0} E_0 e^{-jk_0 \vec{a}_r \vec{r}} \quad (3.20.)$$

olarak ifade edilebilir.

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

$$\vec{r}_T = x\vec{a}_x + y\vec{a}_y \quad (3.21.)$$

$$\gamma = \sqrt{k_o^2 - |\vec{k}_T|^2} \quad , \quad k_o = \omega\sqrt{\mu_o \epsilon_o}$$

şeklinde tanımlanırsa; buradan;

$$\vec{E}^{TM} = E_o \frac{\gamma}{k_o} \left(\frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} - \frac{k_o}{\gamma} \frac{|\vec{k}_T|}{k_o} \vec{a}_z \right) e^{-jk_T \vec{r}_T} e^{-j\gamma z} \quad (3.22.)$$

$$\vec{H}^{TM} = E_o \frac{\gamma}{k_o} \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \vec{r}_T} e^{-j\gamma z} \quad (3.23.)$$

denklemleri elde edilir.

Alanların enine bileşenleri ise,

$$\vec{E}^{TM} = E_o^{TM} \vec{\psi}_{TM} e^{-j\lambda z} \quad (3.24.)$$

$$\vec{H}^{TM} = \vec{a}_z \times Y^{TM} E_o^{TM} \vec{\psi}_{TM} e^{-j\lambda z} \quad (3.25.)$$

olarak yazılır.

Burada

$$E_o^{TM} = E_o \frac{\gamma}{k} \quad , \quad \vec{\psi}_{TM} = \vec{e}_{TM} e^{-jk_T \vec{r}_T} \quad , \quad Y_{TM} = Y \frac{k_o}{\lambda} \quad , \quad Y = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \quad (3.26.)$$

$$\vec{e}_{TM} = \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} = \vec{a}_x \cos \phi + \vec{a}_y \sin \phi \quad (3.27.)$$

olarak tanımlanmıştır.

3.1.2.2. TE Modu İçin Gelen Dalga Modeli

Boşlukta TE modlu düzlem dalga için elektrik alan ve manyetik alan vektörleri;

$$\vec{E}^{TE} = E_0 \vec{a}_\phi e^{-jk_0 \vec{a}_r \vec{r}} \quad (3.28.)$$

$$\vec{H}^{TE} = \frac{k_0}{\omega \mu_0} E_0 \vec{a}_\theta e^{-jk_0 \vec{a}_r \vec{r}} \quad (3.29.)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Yukarıdaki denklemler (3.21)'deki tanımlamalara göre tekrar düzenlenirse,

$$\vec{E}^{TE} = E_0 \left(\vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} \right) e^{-jk_T \vec{r}_T} e^{-j\gamma z} \quad (3.30.)$$

$$\vec{H}^{TE} = E_0 \frac{\gamma}{k_0} \left(\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} + \frac{k_0}{\gamma} |\vec{k}_T| \vec{a}_z \right) e^{-jk_T \vec{r}_T} e^{-j\gamma z} \quad (3.31.)$$

haline gelir.

Alanların enine bileşenleri ise,

$$\vec{E}^{TE} = E_0^{TE} \vec{\psi}_{TE} e^{-j\lambda z} \quad (3.32.)$$

$$\vec{H}^{TM} = \vec{a}_z \times Y^{TE} E^{TE} \vec{\psi}_{TE} e^{-j\lambda z} \quad (3.33.)$$

Şeklinde yazılır.

Burada;

$$E_0^{TE} = E_0, \quad \vec{\Psi}_{TE} = \vec{e}_{TE} e^{-jk_T \vec{r}_T} \quad (3.34.)$$

$$\vec{e}_{TE} = \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} = -\vec{a}_x \cos \phi + \vec{a}_y \sin \phi, \quad (3.35.)$$

$$Y_{TE} = Y \frac{\gamma}{k_0} \quad (3.36.)$$

olarak tanımlanmıştır.

3.1.2.3. Dielektrik Ortama Gelen Dalga Modeli (TM Modu)

1. Bölge:

Birinci bölge için gelen ve yansıyan alanlar;

$$\vec{E}_{in} = E_0 (\cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y - \sin \theta \vec{a}_z) e^{-j(k_x x + k_y y + \gamma_z z)} \quad (3.37.)$$

$$\vec{H}_{in} = Y_0 E_0 (-\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} e^{-j\gamma_z z} \quad (3.38.)$$

$$\vec{E}_r = E_r (\cos \theta_r \cos \phi_r \vec{a}_x + \cos \theta_r \sin \phi_r \vec{a}_y + \sin \theta_r \vec{a}_z) e^{-j(k_{xr} x + k_{yr} y)} e^{+j\gamma_z z} \quad (3.39.)$$

$$\vec{H}_r = Y_0 E_r (\sin \phi_r \vec{a}_x - \cos \phi_r \vec{a}_y) e^{-j(k_{xr} x + k_{yr} y)} e^{+j\gamma_z z} \quad (3.40.)$$

2. bölge:

$$\vec{E}_2^+ = E_2^+ (\cos \theta_+ \cos \phi_+ \vec{a}_x + \cos \theta_+ \sin \phi_+ \vec{a}_y - \sin \theta_+ \vec{a}_z) e^{-j(k_{x+} x + k_{y+} y)} e^{-j\gamma_{1+} z} \quad (3.41.)$$

$$\vec{E}_2^- = E_2^- (\cos \theta_+ \cos \phi_+ \vec{a}_x + \cos \theta_+ \sin \phi_+ \vec{a}_y + \sin \theta_+ \vec{a}_z) e^{-j(k_{x-} x + k_{y-} y)} e^{+j\gamma_{1-} z} \quad (3.42.)$$

$$\vec{H}_2^+ = Y_1 E_2^+ (-\sin \phi_+ \vec{a}_x + \cos \phi_+ \vec{a}_y) e^{-j(k_{x+} x + k_{y+} y)} e^{-j\gamma_{1+} z} \quad (3.43.)$$

$$\vec{H}_2^- = Y_1 E_2^- (\sin \phi_+ \vec{a}_x - \cos \phi_+ \vec{a}_y) e^{-j(k_{x-} x + k_{y-} y)} e^{+j\gamma_{1-} z} \quad (3.44.)$$

3. bölge:

$$\vec{E}_t = E_t (\cos \theta_t \cos \phi_t \vec{a}_x + \cos \theta_t \sin \phi_t \vec{a}_y - \sin \theta_t \vec{a}_z) e^{-j(k_{xt} x + k_{yt} y)} e^{-j\gamma_2(z-d)} \quad (3.45.)$$

$$\vec{H}_t = Y_3 E_t (-\sin \phi_t \vec{a}_x + \cos \phi_t \vec{a}_y) e^{-j(k_{xt} x + k_{yt} y)} e^{-j\gamma_2(z-d)} \quad (3.46.)$$

Bu denklemlerde ki katsayılar:

$$\begin{aligned} \vec{k}_x &= k_0 \sin \theta \cos \phi & \vec{k}_y &= k_0 \sin \theta \sin \phi \\ \vec{k}_{xr} &= k_0 \sin \theta_r \cos \phi_r & \vec{k}_{yr} &= k_0 \sin \theta_r \sin \phi_r \\ \vec{k}_{x+} &= k_0 \sin \theta_+ \cos \phi_+ & \vec{k}_{y+} &= k_0 \sin \theta_+ \sin \phi_+ \\ \vec{k}_{x-} &= k_0 \sin \theta_+ \cos \phi_+ & \vec{k}_{y-} &= k_0 \sin \theta_+ \sin \phi_+ \end{aligned} \quad (3.47.)$$

$$\begin{aligned}\vec{k}_{x-} &= k_0 \sin \theta_- \cos \phi_- & \vec{k}_{y-} &= k_0 \sin \theta_- \sin \phi_- \\ \gamma_{0-} &= \sqrt{k_o^2 - k_x^2 - k_y^2} & \gamma_{1+} &= \sqrt{k_o^2 - k_{x+}^2 - k_{y+}^2} \\ \gamma_{0r} &= \sqrt{k_o^2 - k_{xr}^2 - k_{yr}^2} & \gamma_{1-} &= \sqrt{k_o^2 - k_{x-}^2 - k_{y-}^2} \\ \gamma_2 &= \sqrt{k_o^2 - k_{xt}^2 - k_{yt}^2}\end{aligned}\quad (3.48.)$$

Yansıyan ve iletilen dalgaları gelen dalga cinsinden yazmak için alanların teğetsel bileşenlerini karşılaştırırsak.

$$k_{xx} + k_{yy} = k_{xr}x + k_{yr}y = k_{x+}x + k_{y+}y = k_{x-}x + k_{y-}y = k_{xt}x + k_{yt}y \quad (\text{Snell Kanunu}) \quad (3.49.)$$

ve ayrıca sınır koşullarını uygulayabilmek için teğet bileşenlerine ihtiyacımız olduğundan;

1. bölge için alanlar;

$$\vec{E}_{in} = E_0 (\cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.50.)$$

$$\vec{H}_{in} = Y_0 E_0 (-\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.51.)$$

$$\vec{E}_r = E_r (\cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{+j\gamma_0 z} \quad (3.52.)$$

$$\vec{H}_r = Y_0 E_r (\sin \phi \vec{a}_x - \cos \phi \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{+j\gamma_0 z} \quad (3.53.)$$

2. bölge:

$$\vec{E}_2^+ = E_2^+ (\cos \theta_+ \cos \phi_+ \vec{a}_x + \cos \theta_+ \sin \phi_+ \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.54.)$$

$$\vec{E}_2^- = E_2^- (\cos \theta_+ \cos \phi_+ \vec{a}_x + \cos \theta_+ \sin \phi_+ \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{+j\gamma_1 z} \quad (3.55.)$$

$$\vec{H}_2^+ = Y_1 E_2^+ (-\sin \phi_+ \vec{a}_x + \cos \phi_+ \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.56.)$$

$$\vec{H}_2^- = Y_1 E_2^- (\sin \phi_+ \vec{a}_x - \cos \phi_+ \vec{a}_y) e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{+j\gamma_1 z} \quad (3.57.)$$

3. bölge:

$$\vec{E}_t = E_t (\cos \theta \cos \phi \vec{a}_x + \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y) e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.58.)$$

$$\vec{H}_t = Y_0 E_t (-\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y) e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.59.)$$

burada

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

$$\bar{\rho} = x \vec{a}_x + y \vec{a}_y,$$

$$\gamma_0^2 = k_0^2 - \vec{k}_T \cdot \vec{k}_T,$$

$$|\vec{k}_T| = k_0 \sin \theta, \quad (3.60.)$$

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

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

yukarıdaki eşitlikler kullanarak tekrar düzenlediğimizde teğet bileşenler:

1. Bölge için

$$\vec{E}_{in} = E_0' \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.61.)$$

$$\vec{H}_{in} = E_0' \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} (\vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}) e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.62.)$$

$$\vec{E}_r = E_r' \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.63.)$$

$$\vec{H}_r = -E_r' \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} (\vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}) e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.64.)$$

2. bölge:

$$\vec{E}_2^+ = E_2^+ \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3. 65.)$$

$$\vec{H}_2^+ = E_2^+ \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1} (\bar{a}_z \times \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|}) e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3. 66.)$$

$$\vec{E}_2^- = E_2^- \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} e^{jk_T \bar{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3. 67.)$$

$$\vec{H}_2^- = -E_2^- \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1} (\bar{a}_z \times \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|}) e^{jk_T \bar{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3. 68.)$$

3. bölge:

$$\vec{E}_t = E_t \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3. 69.)$$

$$\vec{H}_t = -E_t \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} (\bar{a}_z \times \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|}) e^{-jk_T \bar{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3. 70.)$$

buradaki

$$\gamma_0 = k_0 \cos \theta = \sqrt{k_0^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$$

$$\gamma_1 = k_1 \cos \theta_+ = \sqrt{k_1^2 - k_1^2 \sin^2 \theta_+} = \sqrt{k_1^2 - |k_T|^2}$$

$$E_0' = E_0 \cos \theta, \quad E_r' = E_r \cos \theta, \quad (3. 71.)$$

$$E_2'^- = E_2^- \cos \theta, \quad E_2'^+ = E_2^+ \cos \theta,$$

$$E_t' = E_t \cos \theta,$$

$z=0$ sınırlarında sınır şartlarını uygularsak:

$$E_i^{TM} + E_r^{TM} = E_2^+ + E_2^- \quad (3. 72.)$$

$$H_i^{TM} + H_r^{TM} = H_2^+ + H_2^- \quad (3. 73.)$$

buradan

$$Y_0^{TM} E_i^{TM} - Y_0^{TM} E_r^{TM} = Y_1^{TM} E_2^+ - Y_1^{TM} E_2^- \quad (3.74.)$$

buradaki katsayılar

$$Y_0^{TM} = \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} \quad \text{modal admitans,} \quad (3.75.)$$

$$Y_1^{TM} = \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1} \quad \text{modal admitans,} \quad (3.76.)$$

denklemler düzenlenirse

$$E_i^{TM} = \left(\frac{Y_0^{TM} + Y_1^{TM}}{2Y_0^{TM}} \right) E_2^+ + \left(\frac{Y_0^{TM} - Y_1^{TM}}{2Y_0^{TM}} \right) E_2^- \quad (3.77.)$$

$z = d$ sınırlarında sınır şartlarını uygulandığında:

$$E_t^{TM} = E_2^+ + E_2^- \quad (3.78.)$$

$$H_t^{TM} = H_2^+ + H_2^- \quad (3.79.)$$

Bulunur.Buradan;

$$E_t^{TM} e^{-\gamma_0 d} = E_2^+ e^{-\gamma_1 d} + E_2^- e^{\gamma_1 d} \quad (3.80.)$$

$$Y_0^{TM} E_t^{TM} e^{-\gamma_0 d} = Y_1^{TM} E_2^+ e^{-\gamma_1 d} - Y_1^{TM} E_2^- e^{\gamma_1 d} \quad (3.81.)$$

Denklemler yeniden düzenlenirse

$$E_2^+ = \left(\frac{Y_0^{TM} + Y_1^{TM}}{2Y_1^{TM}} \right) E_t^{TM} e^{-\gamma_0 d + \gamma_1 d} \quad (3.82.)$$

$$E_2^- = \left(\frac{Y_1^{TM} - Y_0^{TM}}{2Y_1^{TM}} \right) E_t^{TM} e^{-\gamma_0 d - \gamma_1 d} \quad (3.83.)$$

$$E_t^{TM} = \frac{4Y_0^{TM} Y_1^{TM} E_t^{TM} e^{\gamma_0 d}}{(Y_0^{TM} + Y_1^{TM})^2 e^{+\gamma_1 d} - (Y_0^{TM} - Y_1^{TM})^2 e^{-\gamma_1 d}} \quad (3.84.)$$

elde edilir.

3.1.2.4. Dielektrik Ortama Gelen Dalga Modeli (TE Modu)

$$\vec{E}^{TE} = E_0 \vec{a}_\phi e^{-jk \vec{a}_r r} = E_0 (-\sin \phi \vec{a}_x + \cos \phi \vec{a}_y) e^{-jk \vec{a}_r r} \quad (3.85.)$$

$$\vec{H}^{TE} = Y_0 E_0 (-\cos \phi \cos \theta \sin \phi \vec{a}_x - \cos \theta \sin \phi \vec{a}_y - \vec{a}_z \sin \theta) e^{-jk \vec{a}_r r} \quad (3.86.)$$

$$\vec{\rho} = x \vec{a}_x + y \vec{a}_y, \quad \gamma_0^2 = k_o^2 - \bar{k}_T \cdot \bar{k}_T, \quad Y_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$$

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

$$\frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} = \vec{a}_x \cos \phi + \vec{a}_y \sin \phi, \quad |\bar{k}_T| = k_0 \sin \theta \quad (3.87.)$$

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

$$\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} = -\vec{a}_x \cos \phi - \vec{a}_y \sin \phi$$

Yukarıdaki tanımlar yardımıyla teğet bileşenler yeniden düzenlenirse aşağıdaki sonuçlar elde edilir.

1. Bölge:

$$\vec{E}_{in} = E_i \frac{\vec{a}_z \times \bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} e^{-jk_T \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.88.)$$

$$\vec{H}_{in} = E_i \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} (\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|}) e^{-jk_T \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.89.)$$

$$\vec{E}_r = E_r \frac{\vec{a}_z \times \bar{k}_T}{|\bar{k}_T|} e^{-jk_T \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.90.)$$

$$\vec{H}_r = -E_r \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} (\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}) e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.91.)$$

2. Bölge:

$$\vec{E}_2^+ = E_2^+ \frac{\vec{a}_z \times \vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.92.)$$

$$\vec{H}_2^+ = E_2^+ \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1} (\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}) e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.93.)$$

$$\vec{E}_2^- = E_2^- \frac{\vec{a}_z \times \vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3.94.)$$

$$\vec{H}_2^- = -E_2^- \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1} (\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}) e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3.95.)$$

3. Bölge:

$$\vec{E}_t = E_t \frac{\vec{a}_z \times \vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.96.)$$

$$\vec{H}_t = -E_t \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0} (\vec{a}_z \times \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|}) e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.97.)$$

$z = 0$ sınırlarında sınır şartlarını uyguladığımızda:

$$E_i^{TE} + E_r^{TE} = E_2^+ + E_2^- \quad (3.98.)$$

$$H_i^{TE} + H_r^{TE} = H_2^+ + H_2^- \quad (3.99.)$$

buradan

$$E_i^{TE} + E_r^{TE} = E_2^+ + E_2^- \quad (3.100.)$$

$$Y_0^{TE} E_i^{TE} - Y_0^{TE} E_r^{TE} = Y_1^{TE} E_2^+ - Y_1^{TE} E_2^- \quad (3.101.)$$

$z = d$ sınırlarında sınır şartlarını uyguladığımızda:

$$E_t^{TE} = E_2^+ + E_2^- \quad (3.102.)$$

$$H_t^{TE} = H_2^+ + H_2^- \quad (3.103.)$$

buradan;

$$E_t^{TE} e^{-\gamma_0 d} = E_2^+ e^{-\gamma_1 d} + E_2^- e^{\gamma_1 d} \quad (3.104.)$$

$$Y_0^{TE} E_t^{TE} e^{-\gamma_0 d} = Y_1^{TE} E_2^+ e^{-\gamma_1 d} - Y_1^{TE} E_2^- e^{\gamma_1 d} \quad (3.105.)$$

buradaki katsayılar

$$Y_0^{TE} = \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0}, \quad Y_1^{TE} = \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1} \quad (3.106.)$$

denklemler düzenlenirse

$$E_t^{TE} = \frac{4Y_0^{TE} Y_1^{TE} E_i^{TE} e^{\gamma_0 d}}{(Y_0^{TE} + Y_1^{TE})^2 e^{+\gamma_1 d} - (Y_0^{TE} - Y_1^{TE})^2 e^{-\gamma_1 d}} \quad (3.107.)$$

elde edilir.

3.2. Yöntem

3.2.1. Floquet Teoremi

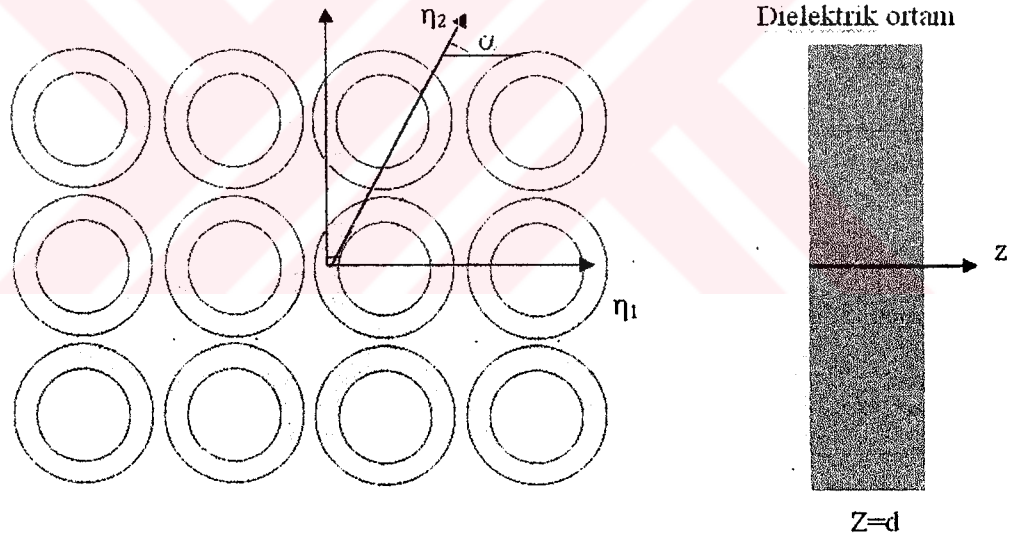
Kartezyen koordinat sisteminde Skaler Helmholtz Denklemi;

$$(\nabla^2 + k^2)\Psi(x, y, z) = 0 \quad (3.108.)$$

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

$$\Psi(x, y, z) = e^{-jz} \Phi(x, y) \quad (3.109.)$$

şeklinde yazılabilir.



Şekil 3.4. Dielektrik tabaka üzerine yerleştirilen FSY geometrinin üst ve yan görünüşü

Denklem (3.108.) ve (3.109.) yeniden düzenlendiğinde,

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 - \gamma^2) \right] \phi(x, y) = 0 \quad (3.110.)$$

elde edilir. Bu denklemde

$$\phi(x, y) = f(x).g(y) \quad (3.111.)$$

olarak kabul edilmektedir. Değişken ayırıştırma metodu kullanılarak, denklem (3.110.) iki adi diferansiyel denklem şeklinde yazılabilir:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_x^2 \right] f(x) = 0 \quad (3.112.)$$

$$\left[\frac{d^2}{dy^2} + k_y^2 \right] g(y) = 0$$

Buradaki ayırıştırma sabitleri olan k_x ve k_y

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + \gamma^2 \quad (3.113.)$$

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 ettiğine göre;

$$f(x + b) = e^{-jk_x b} f(x) \quad (3.114.)$$

$$g(y + d) = e^{-jk_y d} g(y) \quad (3.115.)$$

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

$$f(x) = e^{-jk_x b} F_p(x) \quad (3.116.)$$

$$g(y) = e^{-jk_y d} G_p(y) \quad (3.117.)$$

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

$$F_p(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p e^{-j \frac{2\pi}{b} p x} \quad (3.118.)$$

$$G_p(y) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_p e^{-j\frac{2\pi}{d}qy} \quad (3.119.)$$

Denklem (3.118.) ve (3.119.)'u, denklem (3.116.) ve (3.117.)' de yerine yazılırsa

$$f(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} A_p e^{-j(k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p)x} \quad (3.120.)$$

$$g(y) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} B_q e^{-j(k_{y0} + \frac{2\pi}{d}q)y} \quad (3.121.)$$

elde edilir. Bu verilerden de faydalanılarak denklem (3.110) yeniden düzenlenirse

$$\Psi(x, y, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} C_{pq} e^{-j(k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p)x} e^{-j(k_{y0} + \frac{2\pi}{d}q)y} e^{-j\gamma_{pq}z} \quad (3.122.)$$

halini alır.

Bu denklemdeki

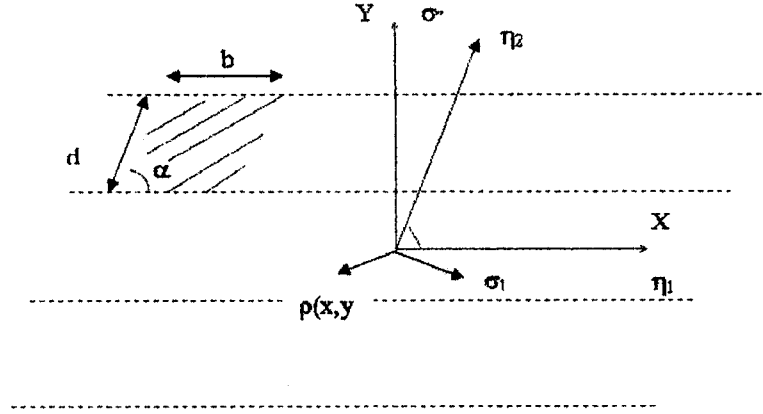
$$C_{pq} = A_{pq} \cdot B_{pq}$$

$$\gamma_{pq}^2 = k^2 - (k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p)^2 - (k_{y0} + \frac{2\pi}{d}q)^2 \quad (3.123.)$$

ifadelerine eşittir.

k_{x0} ve k_{y0} değerleri gelen dalganın x ve y yönündeki dalga numaralarına eşittir.

Yukarıda bahsedilen periyodik yapı daha genel bir şekilde birbirine dik olmayan koordinatlarda (η_1, η_2) ifade edilirse; şekil 3.5'teki gibi gösterilebilir. Burada η_1 eksenini şekilde de görüldüğü gibi x eksenine eşittir, η_2 eksenini ise x eksenini ile α açısı yapmaktadır. Elementin konumu p ve q indisleri ile tanımlanır.



Şekil 3.5. Kafes Geometrisi

$$\vec{p}_{pq} = pb\vec{\eta}_1 + qd\vec{\eta}_2 \quad (3.124.)$$

Bu denklemdeki η_1 ve η_2 birim vektörler, b ve d ise η_1 , η_2 yönündeki periyodikliğı ifade etmektedir. Temel bir birim hücre paralel kenar şeklindedir.

$$\begin{bmatrix} \vec{\eta}_1 \\ \vec{\eta}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \cos \alpha & \sin \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{a}_x \\ \vec{a}_y \end{bmatrix} \quad (3.125.)$$

Şekil 3.5'te de görüldüğü gibi σ_1 ve σ_2 vektörleri kafes vektörleridir.

$$\vec{\sigma}_i \vec{\eta}_k = \delta_{ik} = \begin{bmatrix} 1 & i=k \\ 0 & i \neq k \end{bmatrix}, i = k = 1, 2, \dots \quad (3.126.)$$

σ_1 ve σ_2 kartezyen bileşenler şeklinde yazılırsa:

$$\vec{\sigma}_1 = \vec{a}_x \sigma_{11} + \vec{a}_y \sigma_{12} \quad (3.127.)$$

$$\vec{\sigma}_2 = \vec{a}_x \sigma_{21} + \vec{a}_y \sigma_{22} \quad (3.128.)$$

elde edilir. Denklem (3.125.) ve (3.126.), (3.127.) ve (3.128.)' da yerine yazılırsa

$$\vec{\eta}_1 \vec{\sigma}_1 = 1 = \delta_{11} \quad (3.129.)$$

$$\vec{\eta}_1 \vec{\sigma}_2 = 1 = \delta_{21} \cos \alpha + \delta_{22} \sin \alpha \quad (3.130.)$$

$$\vec{\eta}_2 \vec{\sigma}_1 = 0 = \delta_{21} \cos \alpha + \delta_{12} \sin \alpha \quad (3.131.)$$

$$\vec{\eta}_2 \vec{\sigma}_2 = 0 = \delta_{21} \quad (3.132.)$$

$$\delta_{11} = 1, \quad \delta_{12} = -\frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} = -\frac{1}{\tan \alpha} \quad (3.133.)$$

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

$$\vec{\sigma}_1 = \vec{a}_x - \vec{a}_y \cot \alpha, \quad \vec{\sigma}_2 = \vec{a}_x - \vec{a}_y \operatorname{cosec} \alpha \quad (3.134.)$$

Burada verilen denklemlerde; daha önceki tanımdan dolayı σ_1 , η_2 vektörüne; σ_2 ise η_1 vektörüne diktir.

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

$$\vec{p}(x, y) = \vec{p}(x, y) + n\vec{\eta}_1 + m\vec{\eta}_2 \quad (3.135.)$$

burada n ve m tamsayıları ifade etmektedir, x ve y vektörleri yerine η_1 ve η_2 vektörleri kullanılarak;

$$\vec{p}(x, y) = x\vec{a}_x + y\vec{a}_y \quad (3.136.)$$

$$\vec{\sigma}(\eta_1, \eta_2) = \eta_1\vec{\eta}_1 + \eta_2\vec{\eta}_2 \quad (3.137.)$$

elde edilir. η_1 ve η_2 vektörleri boyunca b ve d periyotlu yeni bir fonksiyon, çift Fourier serisi şeklinde aşağıdaki gibi tanımlanabilir;

$$f(\eta_1, \eta_2) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{pq} e^{-j\frac{2\pi}{b}p\eta_1} e^{-j\frac{2\pi}{d}q\eta_2} \quad (3.138.)$$

$\sigma_1 \perp \eta_2$ ve $\sigma_2 \perp \eta_1$ olduğundan dolayı η_1 ve η_2 vektörleri karşılıklı kafes vektörleri olarak tanımlanabilir:

$$\vec{\sigma}_1 \vec{p} = (\vec{\sigma}_1 \vec{\eta}_1)\eta_1 + (\vec{\sigma}_1 \vec{\eta}_2)\eta_2 = \eta_1 \quad (3.139.)$$

$$\vec{\sigma}_2 \vec{p} = (\vec{\sigma}_2 \vec{\eta}_1)\eta_1 + (\vec{\sigma}_2 \vec{\eta}_2)\eta_2 = \eta_2 \quad (3.140.)$$

Denklem (3.138.) , (3.139.) ve (3.140.) eşitlikleri kullanılarak yeniden düzenlenirse;

$$f(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{pq} e^{-j\frac{2\pi}{b}p(\bar{\sigma}_1\bar{\rho})} e^{-j\frac{2\pi}{d}q(\bar{\sigma}_2\bar{\rho})} \quad (3.141.)$$

elde edilir. Bu ifade, (3.134.) ve (3.136.) denklemleri kullanılarak x , y ve α değerlerine bağlı olarak yeniden elde edilebilir;

$$f(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} H_{pq} e^{-j\frac{2\pi}{b}p(x-y \cot \alpha)} e^{-j\frac{2\pi}{d}q(y \operatorname{cosec} \alpha)} \quad (3.142.)$$

Bu denklemde

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \bar{\sigma}_1\bar{\rho} = x - y \cot \alpha \\ \eta_2 &= \bar{\sigma}_2\bar{\rho} = y \operatorname{cosec} \alpha \end{aligned} \quad (3.143.)$$

olarak tanımlanmıştır. Tüm bu elde edilenler kullanılarak, Şekil 3.5'te gösterilen periyodik yapının skaler dalga denklemi

$$\Psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-j(k_{\eta_1} + \frac{2\pi}{b}p)\eta_1} e^{-j(k_{\eta_2} + \frac{2\pi}{d}q)\eta_2} \quad (3.144.)$$

halinde ifade edilebilir. Bu denklemde k_{η_1} , η_1 eksenini doğrultusundaki, k_{η_2} ise η_2 eksenini doğrultusunda ki dalga numaralarını ifade etmektedir. Bu dalga numaraları;

$$k_{\eta_1} = \vec{\eta}_1 \cdot \vec{k} = \vec{a}_x \cdot \vec{k} = k \sin \theta \cos \phi \quad (3.145.)$$

$$k_{\eta_2} = \vec{\eta}_2 \cdot \vec{k} = (\cos \alpha \vec{a}_x + \sin \alpha \vec{a}_y) \cdot \vec{k} \quad (3.146.)$$

$$= k(\sin \theta \cos \phi \cos \alpha + \sin \theta \sin \phi \sin \alpha)$$

$$\vec{k} = k \sin \theta \cos \phi \vec{a}_x + k \sin \theta \sin \phi \vec{a}_y + k \cos \theta \vec{a}_z \quad (3.147.)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu denklemlerden de yararlanılarak denklem (3.144.) yeniden düzenlenirse:

$$\Psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-j(k_{x_0} + \frac{2\pi}{b}p)x} e^{-j(k_{y_0} - \frac{2\pi}{b \tan \alpha}p + \frac{2\pi}{d \sin \alpha}q)y} e^{-j\gamma pqz} \quad (3.148.)$$

$$\gamma_{pq}^2 = k^2 - \left(k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p\right)^2 - \left(k_{y0} - \frac{2\pi}{b \tan \alpha}p + \frac{2\pi}{d \sin \alpha}q\right)^2 \quad (3.149.)$$

elde edilir.

Şimdi de k_1 ve k_2 vektörleri tanımlanırsa;

$$\vec{k}_1 = \frac{2\pi d}{A} \vec{\eta} \times \vec{a}_z = \frac{2\pi d}{A} (\cos \alpha \vec{a}_x + \sin \alpha \vec{a}_y) \times \vec{a}_z \quad (3.150.)$$

$$\vec{k}_2 = \frac{2\pi b}{A} \vec{a}_z \times \vec{a}_x = \frac{2\pi}{d \sin \alpha} \vec{a}_y \quad (3.151.)$$

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

$$(p\vec{k}_1 + q\vec{k}_2) \cdot \vec{p} = \frac{2\pi p}{b}x + \left(\frac{2\pi q}{d \sin \alpha} - \frac{2\pi p}{b \tan \alpha}\right)y \quad (3.152.)$$

elde edilir. Denklem (3.152.), denklem (3.144.)' da yerine yazılırsa

$$\psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-j(k_{x0}x + k_{y0}y)} e^{-j(pk_1 + qk_2)\vec{p}} e^{-j\gamma_{pq}z} \quad (3.153.)$$

olur. Burada;

$$\vec{k}_{T_{pq}} = \vec{k}_T + p\vec{k}_1 + q\vec{k}_2 = \left(k_{x0} + \frac{2\pi}{b}p\right)\vec{a}_x + \left(k_{y0} - \frac{2\pi}{d \sin \alpha}q\right)\vec{a}_y \quad (3.154.)$$

$$k_{x0} = k \sin \theta \cos \phi \quad (3.155.)$$

$$k_{y0} = k \sin \theta \sin \phi$$

$$\gamma_{pq}^2 = k^2 - \vec{k}_{T_{pq}} \cdot \vec{k}_{T_{pq}} \quad (3.156.)$$

olarak kabul edilirse, denklem (3.153.) yeniden düzenlendiğinde

$$\psi = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_{pq} e^{-jk_{T_{pq}}\vec{p}} e^{-j\gamma_{pq}z} \quad (3.157.)$$

halini alır.

3.2.2. Saçılan Alanlar ve Moment Metodu

Bu bölümde dielektrik ortam üzerine yerleştirilmiş değişik geometrilerdeki metallerin oluşturduğu periyodik yapı üzerinde oluşan akımdan dolayı saçılan alanlar, ve dielektrik katmandan gelen düzlem dalganın sınır koşulları çerçevesinde ilerlemesi incelenecektir. 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..

TM gelen düzlem dalganın enine bileşenleri şöyle formüle edilebilir:

$$\vec{E}_{in} = E_0^{TM} \vec{e}_{TM} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.158.)$$

$$\vec{H}_{in} = (\vec{a}_z \times \vec{e}_{TM}) E_0^{TM} Y_0^{TM} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.159.)$$

$z < 0$ için alan denklemleri:

$$\vec{E}_{rs} = \sum_p \sum_q E_{rpq}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.160.)$$

$$\vec{H}_{rs} = -\vec{a}_z \times \sum_p \sum_q \vec{e}_{TM_{pq}} E_{rpq}^{TM} Y_0^{TM} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.161.)$$

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

İkinci bölge: Dielektrik tabaka içinde ($0 < z < d$) ilerleyen dalga denklemleri;

$$\vec{E}_2^+ = \sum_p \sum_q E_{2pq}^{'+} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.162.)$$

$$\vec{H}_2^+ = \vec{a}_z \times \sum_p \sum_q E_{2pq}^{'+} Y_{1pq}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.163.)$$

$$\vec{E}_2^- = \sum_p \sum_q E_{2pq}^{'-} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3.164.)$$

$$\vec{H}_2^- = -\vec{a}_z \times \sum_p \sum_q E_{2pq}^{'-} Y_{1pq}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3.165.)$$

Üçüncü bölge: $z > d$ için dalga denklemleri;

$$\vec{E}_{ts} = \sum_p \sum_q E_{ts}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.166.)$$

$$\vec{H}_{ts} = \vec{a}_z \times \sum_p \sum_q E_{ts}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.167.)$$

$$Y_0^{TM} = \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0}, \quad Y_1^{TM} = \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1}, \quad \vec{e}_{TM_{pq}} = \frac{\vec{k}_{Tpq}}{|\vec{k}_{Tpq}|} \quad (3.168.)$$

Gelen alanların meydana getirdiği akımdan dolayı saçılan alanları her üç bölgedeki elektrik ve manyetik alanların enine bileşenleri

İndüklenen akımdan dolayı saçılan alanlar aşağıdaki sınır koşullarını sağlamalıdır.

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

$$\vec{E}_{rs} = (\vec{E}_2^+ + \vec{E}_2^-) \quad (3.169.)$$

$z = 0$ noktasında manyetik alanın teğet bileşeni değişik geometrilerdeki metal üzerinde oluşan ve saçılmaya sebep olan akım yoğunluğuna eşittir;

$$\vec{a}_z \times \{(\vec{H}_2^+ + \vec{H}_2^-) - \vec{H}_{rs}\} = \vec{J} \quad (3.170.)$$

$z = d$ noktasında ise hem elektrik hem de manyetik alanın teğet bileşenleri sürekli dir.

$$\vec{E}_{ts} = (\vec{E}_2^+ + \vec{E}_2^-) \quad (3.171.)$$

$$\vec{H}_{ts} = (\vec{H}_2^+ + \vec{H}_2^-) \quad (3.172.)$$

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. Bu sınır koşulları ile 1. ve 3. bölgedeki saçılan alanların şiddetlerini, bilinmeyen akım yoğunluğu cinsinden gösterilir.

$$E_{rs,pq}^{TM} = E_{2,pq}^{+TM} + E_{2,pq}^{-TM} \quad (3.173.)$$

$$(Y_{1pq}^{TM} E_{2pq}^{+TM} + Y_{1pq}^m E_{2pq}^{- (m)}) - Y_0^{TM} E_{1pq}^{TM} = I_{pq} \quad (3.174.)$$

$$E_{ts_{pq}}^{TM} = E_{2pq}^{+TM} e^{-j\gamma_{pq}d} + E_{2pq}^{-TM} e^{j\gamma_{pq}d} \quad (3.175.)$$

$$Y_0^{TM} E_{ts_{pq}}^{TM} = Y_{1pq}^{TM} E_{2pq}^{+TM} e^{-j\gamma_{pq}d} - Y_{1pq}^{TM} E_{2pq}^{-TM} e^{j\gamma_{pq}d} \quad (3.176.)$$

Burada;

$$I_{pq} = \frac{1}{\Delta} \iint_{(x,y)} J_{(x,y)} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{r}} dx dy \quad (3.177.)$$

$$\Delta = d_1 d_2 \sin(\alpha) \quad (3.178.)$$

değerlerini ifade eder. Yukarıdaki denklemler kullanılarak, yapı üzerinde oluşan akımdan dolayı saçılan alan bulunur.

$$E_{ts_{pq}}^{TM} = \frac{Y_{1pq}^{TM}}{Y_0^{TM}} [1 - R_2] R_1 e^{-\gamma_1 d} I_{pq} = R_{ts_{pq}} \{I_{pq}\} \quad (3.179.)$$

$$E_{rpq}^{TM} = [1 + R_2] R_1 I_{pq} = R_{rpq} \{I_{pq}\} \quad (3.180.)$$

Buradaki katsayılar;

$$R_1 = \left[\frac{Y_{1pq}^{TM} + Y_0^{TM}}{(Y_{1pq}^{TM} - Y_0^{TM})^2 e^{-2\gamma_1 d} - (Y_{1pq}^{TM} + Y_0^{TM})} \right] \quad (3.181.)$$

$$R_2 = \frac{Y_{1pq}^{TM} - Y_0^{TM}}{Y_{1pq}^{TM} + Y_0^{TM}} \quad (3.182.)$$

$$R_{ts_{pq}} = \frac{Y_{1pq}^{TM}}{Y_0^{TM}} [1 - R_2] R_1 e^{-\gamma_1 d} \quad (3.183.)$$

$$R_{rpq} = [1 + R_2] R_1 I_{pq} \quad (3.184.)$$

Buradan gelen ve yansıyan alanlar;

$$\vec{E}_{rs} = \sum_p \sum_q R_{rpq} \{I_{pq}\} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{r}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.185.)$$

$$\vec{E}_{ts} = \sum_p \sum_q R_{ts_{pq}} \{I_{pq}\} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{r}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.186.)$$

olarak elde edilir.

En son kalan sınır koşulu ise $z = 0$ anında mükemmel iletken üzerinde ki toplam elektrik alanın teğet bileşenlerinin yok olmasıdır. Bu özellikten dolayı;

$$\vec{E}_{inc}(x, y, 0) + \vec{E}_{ref}(x, y, 0) + \vec{E}_{rs}(x, y, 0) = 0 \quad (3.187.)$$

eşitliği elde edilir. Bu denklem açılırsa;

$$E_0^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{\rho}} + E_r^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{\rho}} = -\sum_p \sum_q R_{rpq} \{I_{pq}\} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{\rho}} \quad (3.188.)$$

olur. Buradan da tekrar açılırsa; (3.176.) denklemde Akım yoğunluğunu ifade eden \vec{J} aşağıdaki şekilde açılabilir (moment metodu);

$$\vec{J} = \sum_{n=1}^N \alpha_n \vec{f}_n(x, y) \quad (3.189.)$$

Bu ifadeyi yukarıdaki (3.176.) denklemde yerine yazarsak;

$$I_{npq} = \frac{1}{\Delta} \iint \sum_n \alpha_n \vec{f}_n(x, y) \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{\rho}} dx dy \quad (3.190.)$$

burada

$$\iint \vec{f}_n(x, y) \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{\rho}} dx dy = \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}} \rangle \quad (3.191.)$$

$$I_{npq} = \frac{1}{\Delta} \sum_{n=1}^N \alpha_n \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}} \rangle \quad (3.192.)$$

daha sonra denklem (3.191.)'i denklem (3.187.)'de yerine koyarak her iki tarafı $I_1, I_2, I_3, \dots, I_n$ ile çarpılıp birim hücre için integrali alındığında,

$$E_0^{TM} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle + E_r^{TM} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle = -\sum_{n=1}^N \alpha_n \frac{1}{\Delta} \sum_p \sum_q [R_{rpq} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}} \rangle] \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle \quad (3.193.)$$

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

Denklem (3.192.) bilinmeyen katsayıları (α_n) hesaplamak için kullanılan matris eşitliğidir. Burada ki bilinmeyen katsayılar kompleks matris ters çevrilerek bulunur. Sınır şartlarında çözüm yapıldıktan sonra toplam yansıyan alan ;

$$\vec{E}_{ref} = E_r^{TM} \vec{e}_{TM} e^{-jk_r \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} + \sum_p \sum_q E_{rspq}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{TM_{pq}} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.194.)$$

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

$$\vec{E}_{trans} = E_i^{TM} \vec{e}_{TM} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0(z-d)} + \sum_p \sum_q E_{tspq}^{TM} \vec{e}_{TM_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_{0pq}(z-d)} \quad (3.195.)$$

şeklinde ifade edilir. Buradan da kalkanlama etkinliği;

$$SE_{dB} = 20 \log \left| \frac{E_i}{E_{trans}} \right| \quad (3.196.)$$

elde edilir.

TE modlu gelen dalga için saçılan alanlar yazılırsa;

Alanların enine bileşenleri ise,

$$\vec{E}_{in} = E_0^{TE} \vec{e}_{TE} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.197.)$$

$$\vec{H}_{in} = (\vec{a}_z \times \vec{e}_{TE}) E_0^{TE} Y_0^{TE} e^{-jk_T \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_0 z} \quad (3.198.)$$

olarak tanımlanmıştır.

$z < 0$ için alan denklemleri:

$$\vec{E}_{rs} = \sum_p \sum_q E_{rspq}^{TE} \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.199.)$$

$$\vec{H}_{rs} = -\vec{a}_z \times \sum_p \sum_q \vec{e}_{TE_{pq}} E_{rspq}^{TE} Y_0^{TE} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_0 z} \quad (3.200.)$$

Yukarıdaki eşitliklerde; $p, q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ değerlerini alabilir.

İkinci bölge: Dielektrik tabaka içinde ($0 < z < d$) ilerleyen dalga denklemleri;

$$\vec{E}_2^+ = \sum_p \sum_q E_{2pq}^+ \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.201.)$$

$$\vec{H}_2^+ = \vec{a}_z \times \sum_p \sum_q E_{2pq}^+ Y_{1pq}^{TE} \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{-j\gamma_1 z} \quad (3.202.)$$

$$\vec{E}_2^- = \sum_p \sum_q E_{2pq}^- \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3.203.)$$

$$\vec{H}_2^- = -\vec{a}_z \times \sum_p \sum_q E_{2pq}^- Y_{1pq}^{TE} \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{\rho}} e^{j\gamma_1 z} \quad (3.204.)$$

Üçüncü bölge: $z > d$ için dalga denklemleri;

$$\vec{E}_{ts} = \sum_p \sum_q E_{ts}^{TE} \vec{e}_{TEpq} e^{-jk_T \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.205.)$$

$$\vec{H}_{ts} = \vec{a}_z \times \sum_p \sum_q E_{ts}^{TE} \vec{e}_{TEpq} e^{-jk_{TP} \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.206.)$$

elde edilir.

$$E_0^{TE} = E_0, \quad \vec{e}_{TE} = \vec{a}_z \times \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|} \quad (3.207.)$$

$$Y_0^{TE} = \frac{Y_0 k_0}{\gamma_0}, \quad Y_1^{TE} = \frac{Y_1 k_1}{\gamma_1}$$

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

$$\vec{E}_{rs} = \sum_p \sum_q R_{rpq} \{I_{pq}\} \vec{e}_{TEpq} e^{-jk_{TP} \cdot \vec{p}} e^{j\gamma_0 p z} \quad (3.208.)$$

$$\vec{E}_{ts} = \sum_p \sum_q R_{tspq} \{I_{pq}\} \vec{e}_{TEpq} e^{-jk_{TP} \cdot \vec{p}} e^{-j\gamma_0(z-d)} \quad (3.209.)$$

elde edilir. Buradaki katsayılar;

$$R_1 = \left[\frac{Y_{1pq}^{TE} + Y_0^{TE}}{(Y_{1pq}^{TE} - Y_0^{TE})^2 e^{-2\gamma_1 d} - (Y_{1pq}^{TE} + Y_0^{TE})} \right] \quad (3.210.)$$

$$R_2 = \frac{Y_{1pq}^{TE} - Y_0^{TE}}{Y_1^{TE} + Y_0^{TE}} \quad (3.211.)$$

$$R_{tspq} = \frac{Y_{1pq}^{TE}}{Y_0^{TE}} [1 - R_2] R_1 e^{-\gamma_1 d} \quad (3.212.)$$

$$R_{rpq} = [1 + R_2] R_1 I_{pq} \quad (3.213.)$$

TM gelen dalgada olduğu gibi

$$\begin{aligned}
& E_0^{TE} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle + E_r^{TE} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle = \\
& - \sum_{n=1}^N \alpha_n \frac{1}{\Delta} \sum_p \sum_q [R_{rpq} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}} \rangle] \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle
\end{aligned} \tag{3.214}$$

bilinmeyen katsayıları bulmak için kullanılan matris eşitliği elde edilir. Burada ki bilinmeyen katsayılar kompleks matris ters çevrilerek bulunur. Sınır şartlarında çözüm yapıldıktan sonra $z=0$ noktasındaki toplam yansıyan alan ;

$$\vec{E}_{ref} = E_r^{TE} \vec{e}_{TE} e^{-jk_T \cdot \vec{P}} e^{j\gamma_0 z} + \sum_p \sum_q E_{rspq}^{TE} \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{P}} e^{j\gamma_{0pq} z} \tag{3.215}$$

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

$$\vec{E}_{trans} = E_t^{TE} \vec{e}_{TE} e^{-jk_T \cdot \vec{P}} e^{-j\gamma_0(z-d)} + \sum_p \sum_q E_{tspq}^{TE} \vec{e}_{TE_{pq}} e^{-jk_{Tpq} \cdot \vec{P}} e^{-j\gamma_{0pq}(z-d)} \tag{3.216}$$

şeklinde ifade edilir. Buradan da kalkanlama etkinliği;

$$SE_{dB} = 20 \log \left| \frac{E_i}{E_{trans}} \right| \tag{3.217}$$

elde edilir

3.2.3. Farklı Geometriler için Akım Yoğunluklarının Bulunması

Bu bölümde izotropik dielektrik katman üzerine yerleştirilmiş Farklı geometrilere sahip (kare halka ve dairesel halka) frekans seçici yüzeyler üzerinde indüklenen akım incelenecektir. Bu inceleme de, bilinmeyen akım yoğunlukları, şekle uygun olan tam domain temel fonksiyonları kullanılarak bulunacaktır. Ayrıca iletken elementin şekli, düzeni, dielektrik ortamın elektriksel geçirgenliği, kalınlığı, gelen dalganın geliş açısı ve polarizasyonuna göre kalkanlama etkinliği araştırılacaktır.

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

$$V_n^{TM} = (E_0^{TM} + E_{r0}^{TM}) \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM}^* \rangle \quad (3.218.)$$

$$V_n^{TE} = (E_0^{TE} + E_{r0}^{TE}) \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TE}^* \rangle \quad (3.219.)$$

$$Z_{kn}^{TM} = -\frac{1}{\Delta} \sum_p \sum_q [R_{rpq} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TM_{pq}} \rangle] \langle \vec{f}_k, \vec{\psi}_{TM_{pq}}^* \rangle \quad (3.220.)$$

$$Z_{kn}^{TE} = -\frac{1}{A \Delta} \sum_p \sum_q [R_{rpq} \langle \vec{f}_n, \vec{\psi}_{TE_{pq}} \rangle] \langle \vec{f}_k, \vec{\psi}_{TE_{pq}}^* \rangle \quad (3.221.)$$

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

$$V_1^{TM} = \alpha_1 \{Z_{11}^{TM} + Z_{21}^{TM} + Z_{31}^{TM} + \dots + Z_{N1}^{TM}\} + \alpha_2 \{Z_{12}^{TM} + Z_{22}^{TM} + Z_{32}^{TM} + \dots + Z_{N2}^{TM}\} + \alpha_{31} \{Z_{13}^{TM} + Z_{23}^{TM} + Z_{33}^{TM} + \dots + Z_{NN}^{TM}\} + \dots + \alpha_N \{Z_{1N}^{TM} + Z_{2N}^{TM} + Z_{3N}^{TM} + \dots + Z_{NN}^{TM}\} \quad (3.222.)$$

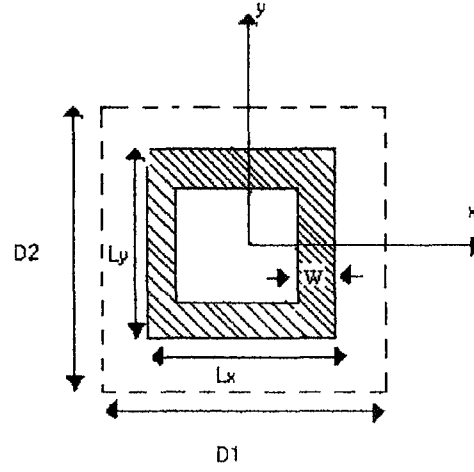
$$V_1^{TE} = \alpha_1 \{Z_{11}^{TE} + Z_{21}^{TE} + Z_{31}^{TE} + \dots + Z_{N1}^{TE}\} + \alpha_2 \{Z_{12}^{TE} + Z_{22}^{TE} + Z_{32}^{TE} + \dots + Z_{N2}^{TE}\} + \alpha_{31} \{Z_{13}^{TE} + Z_{23}^{TE} + Z_{33}^{TE} + \dots + Z_{NN}^{TE}\} + \dots + \alpha_N \{Z_{1N}^{TE} + Z_{2N}^{TE} + Z_{3N}^{TE} + \dots + Z_{NN}^{TE}\} \quad (3.223.)$$

$$[V_1^{TM}] = (E_0^{TM} + E_{r0}^{TM}) \langle \vec{f}_1, \vec{\psi}_{TM}^* \rangle \quad (3.224.)$$

$$[V_1^{TE}] = (E_0^{TE} + E_{r0}^{TE}) \langle \vec{f}_1, \vec{\psi}_{TE}^* \rangle \quad (3.225.)$$

3.2.3.1. Kare Halka Frekans Seçici Yüzey

Bu bölümde izotropik dielektrik katman üzerine şekil 2.1.a'daki gibi yerleştirilmiş sonsuz sayıda iletken kare halkadan oluşan frekans seçici yüzey üzerinde indüklenen akım incelenmiştir. Bu periyodik dizinin bir birim hücresi Şekil 3.6'da görülmektedir. Kare halka frekans seçici yüzey için, kare halkanın genişliği, gelen alanın dalga boyundan daha küçük olarak seçilir. Her bir kol üzerinde indüklenen akım yoğunluğu bilinmeyen sabitlere sahip sinüs ve kosinüs değerleri olarak tanımlanır.



Şekil 3.6 Kare Halka FSY' nin Birim Hücresi

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^4 \vec{J}_i \quad (3.226.)$$

Bu denklemde i kol numarasını ifade eder. Denklem (3.225.) daha açık şekilde yazılırsa;

$$\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{J}_3 + \vec{J}_4 \quad (3.227.)$$

elde edilir. 1. ve 3. kollar aynı özelliğe sahip olduğundan akım yoğunluğu denklemleri de eşittir. 1. ve 3. kollardaki akım yoğunlukları aşağıda ki gibidir.

$$\vec{J}_{1,3}(x' + y') = \sum_{n=0}^{N_i} a_{inc} \vec{I}_{inc}(x' + y') + \sum_{k=0}^{K_i} b_{iks} \vec{I}_{iks}(x' + y') \quad (3.228.)$$

Burada ki;

$$\vec{I}_{inc} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \cos\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} \quad \pm \frac{L_x}{2} \mp \frac{W}{2} \leq \pm x' \leq \pm \frac{L_x}{2} \pm \frac{W}{2} \quad (3.229.)$$

$$\vec{I}_{iks} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \sin\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} \quad \frac{L_y}{2} \leq y' \leq \frac{L_y}{2} \quad (3.230.)$$

eşittir. Ayrıca denklem (3.227.)'deki a_{inc} ve b_{inc} 'de bilinmeyen katsayıları ifade etmektedir. Denklem (3.227.) yeniden düzenlendiğinde aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\vec{J}_{1,3}(x' + y') = \sum_{n=0}^{N_i} a_{inc} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \cos\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} + \sum_{k=0}^{K_i} b_{iks} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{W}\right)^2}} \sin\left(\frac{n\pi y'}{L_y}\right) \vec{a}_{y'} \quad (3.231.)$$

Denklem (3.190.) kullanılarak 1. ve 3. kollar da ki iç çarpımlar (inner products) elde edilebilir.

$$\left\langle I_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \right\rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq}^* dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[(\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \quad (3.232.)$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0\left(\frac{uW}{2}\right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[\frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.233.)$$

$$\left\langle I_{inc}, \vec{\psi}_{mpq} \right\rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq} dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[(\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \quad (3.234.)$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0\left(\frac{uW}{2}\right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[\frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} + \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.235.)$$

$$\left\langle I_{iks}, \vec{\psi}_{mpq}^* \right\rangle = \iint \vec{I}_{iks}(x, y) \vec{\psi}_{mpq}^* dx dy = \frac{j}{\sqrt{A}} \left[(\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \quad (3.236.)$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0\left(\frac{uW}{2}\right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[\frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.237.)$$

$$\left\langle I_{iks}, \vec{\psi}_{mpq} \right\rangle = \iint \vec{I}_{iks}(x, y) \vec{\psi}_{mpq} dx dy = -\frac{j}{\sqrt{A}} \left[(\sin \gamma \vec{a}_x + \cos \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \quad (3.238.)$$

$$\frac{W}{4} \pi L_y J_0\left(\frac{uW}{2}\right) e^{\mp j \frac{L_x}{2} u} \left[\frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} - \frac{n\pi}{2}\right)} - \frac{\sin\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)}{\left(\frac{\nu L_y}{2} + \frac{n\pi}{2}\right)} \right] \quad (3.239.)$$

Aynı şekilde 2. ve 4. kollar için;

$$\vec{I}_{inc} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{2y'}{W})^2}} \cos(\frac{n\pi x'}{L_x}) \vec{a}_{x'} \quad \pm \frac{L_y}{2} \mp \frac{W}{2} \leq \pm x' \leq \pm \frac{L_y}{2} \pm \frac{W}{2} \quad (3.240.)$$

$$\vec{I}_{iks} = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{2y'}{W})^2}} \sin(\frac{n\pi x'}{L_x}) \vec{a}_{x'} \quad \frac{L_x}{2} \leq x' \leq \frac{L_x}{2} \quad (3.241.)$$

elde edilir. Bu denklemde ki eşitlikler denklem (3.190.)' da yazılırsa iç çarpımlar aşağıdaki gibi bulunur.

$$\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq}^* dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[(\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \quad (3.242.)$$

$$\frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left(\frac{vW}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} v} \left[\frac{\sin(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2})} - \frac{\sin(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2})} \right] \quad (3.243.)$$

$$\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq} \rangle = \iint \vec{I}_{inc}(x, y) \vec{\psi}_{mpq} dx dy = \frac{1}{\sqrt{A}} \left[(\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \quad (3.244.)$$

$$\frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left(\frac{vW}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} u} \left[\frac{\sin(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} + \frac{n\pi}{2})} - \frac{\sin(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} - \frac{n\pi}{2})} \right] \quad (3.245.)$$

$$\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \rangle = \frac{j}{\sqrt{A}} \left[(\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left(\frac{vW}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} u} \quad (3.246.)$$

$$\left[\frac{\sin(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2})} - \frac{\sin(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2})} \right] \quad (3.247.)$$

$$\langle \vec{I}_{inc}, \vec{\psi}_{mpq}^* \rangle = -\frac{j}{\sqrt{A}} \left[(\cos \gamma \vec{a}_x - \sin \gamma \vec{a}_y) \vec{u}_{mpq} \right] \frac{W}{4} \pi L_x J_0 \left(\frac{vW}{2} \right) e^{\mp j \frac{L_y}{2} u} \quad (3.248.)$$

$$\left[\frac{\sin(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} - \frac{k\pi}{2})} - \frac{\sin(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2})}{(\frac{uL_x}{2} + \frac{k\pi}{2})} \right] \quad (3.249.)$$

Yukarıda elde edilen iç çarpım denklemleri, denklem (3.213.) ve (3.192.)'de yerine yazılırsa aşağıdaki matris şekli elde edilir.

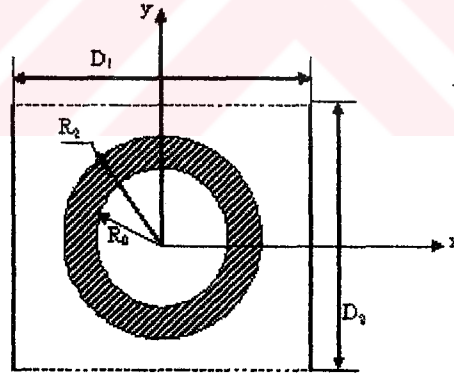
$$[V_n^{TM}] = [Z_{kn}^{TM}] [\alpha_n^{TM}] \quad (3.250.)$$

$$[V_n^{TE}] = [Z_{kn}^{TE}] [\alpha_n^{TE}] \quad (3.251.)$$

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

3.2.3.2. Dairesel Halka Frekans Seçici Yüzeyler

Bu bölümde izotropik dielektrik katman üzerine şekil 2.1.a'daki gibi yerleştirilmiş sonsuz sayıda iletken halkadan oluşan frekans seçici yüzeyin iletim ve yansıma karakteristikleri incelenmiştir. FSY'yi oluşturan sonsuz sayıda ki bu hücrelerden bir tanesi aşağıda gösterilmiştir. (Şekil 3.7)



Şekil 3.7. Dairesel Halka FSY' nin Birim Hücresi

Yukarıdaki 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 açısal değişikliğe sahip olduğu farz edilmiştir. Radial yönde ki

değişiklikler ihmal edilmiştir. Bir birim hücrede bulunan halkanın üzerinde oluşan akım yoğunluğu;

$$\vec{J} = \sum_{n=1}^N a_n \vec{I}_{nc} + \sum_{k=1}^K b_k \vec{I}_{ks} \quad (3.252.)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada;

$$\vec{I}_{nc} = \cos(n\phi) \vec{a}_\phi \quad \vec{I}_{ms} = \cos(m\phi) \vec{a}_\phi \quad (3.253.)$$

eşitlikleri yazılabilir. Yukarıda ki eşitlikte a_n ve b_k ifadeleri bilinmeyen katsayılardır ve

$$\vec{a}_\phi = -\sin\phi \vec{a}_x + \cos\phi \vec{a}_y \quad (3.254.)$$

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

$$\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq} \rangle = \frac{1}{\sqrt{A}} \int_{R_1}^{R_0} \int_0^{2\pi} \sin(\phi_1 - \phi) e^{jI^k \tau_{pq} \sin(\phi + \alpha)} \cos(n\phi) \rho d\rho d\phi \quad (3.255.)$$

Yukarıda ki eşitlikte;

$$\phi_1 = \tan^{-1} \left(\frac{u_{mpqy}}{u_{mpqx}} \right), \quad k_{\tau pq} = \sqrt{k_{xpq}^2 + k_{ypq}^2}, \quad \alpha = \tan^{-1} \left(\frac{k_{xpq}}{k_{ypq}} \right) \quad (3.256.)$$

olarak elde edilmiştir. Eşitliğin sadece ϕ ile ilgili kısmı;

$$I = \frac{1}{\sqrt{A}} \int_0^{2\pi} \sin(\phi_1 - \phi) e^{jI^k \tau_{pq} \sin(\phi + \alpha)} \cos(n\phi) d\phi \quad (3.257.)$$

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

$$I = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{2\pi + \alpha} e^{jI^k \tau_{pq} \sin u} (\sin(\gamma_1 + mu) + \sin(\gamma_2 - lu)) du \quad (3.258.)$$

$$\gamma_1 = \phi_1 - (n-1)\alpha \quad m = n-1 \quad (3.259.)$$

$$\gamma_2 = \phi_1 + (n+1)\alpha \quad l = n+1 \quad (3.260.)$$

Bu integral yeniden düzenlenirse;

$$I = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{2\pi+\alpha} e^{j\rho k_{Tpq} \sin \alpha} (\sin \gamma_1 \cos(mu) + \cos \gamma_1 \sin(mu) + \sin \gamma_2 \cos(lu) - \cos \gamma_2 \sin(lu)) du \quad (3. 261.)$$

halini alır.

$$I = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{2\pi+\alpha} e^{j\rho \lambda \sin \theta} \begin{bmatrix} \cos(k\theta) \\ \sin(k\theta) \end{bmatrix} d\theta = \begin{bmatrix} 2\pi J_k(\rho \lambda) & \text{\textit{çift}} & k \\ 0 & \text{\textit{tek}} & k \end{bmatrix} \quad (3. 262.)$$

Burada J_k birinci tür bessel fonksiyonudur. Yukarıdaki matematiksel denklem yardımıyla iç çarpımlar aşağıdaki gibi yazılır.

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3. 263.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) + j \sin \gamma_2 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3. 264.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_1' J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_2' J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3. 265.)$$

$$\gamma_1' = \phi_1 - (n-1)\alpha + \pi \quad (3. 266.)$$

$$\gamma_2' = \phi_1 + (n+1)\alpha + \pi \quad (3. 267.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{nc}, \vec{\Psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_1' J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \sin \gamma_2' J_{n+1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3. 268.)$$

sinüs terimlerine ait iç çarpımlar da aynı yolla aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) + j \sin \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3. 269.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\Psi}_{mpq}^* \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma_2 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3. 270.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \sin \gamma'_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) + j \sin \gamma'_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n çift}) \quad (3. 271.)$$

$$\left\langle \vec{I}_{ks}, \vec{\psi}_{mpq} \right\rangle = \frac{\pi}{\sqrt{A}} \int_{R_i}^{R_0} \rho (j \cos \gamma'_2 J_{n+1}(k_{Tpq} \rho) - j \cos \gamma'_1 J_{n-1}(k_{Tpq} \rho)) d\rho \quad (\text{n tek}) \quad (3. 272.)$$

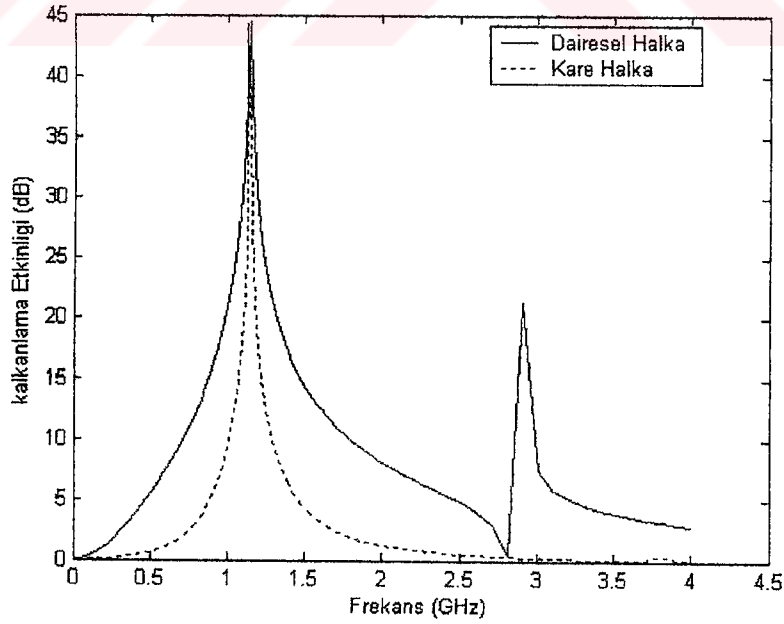


4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

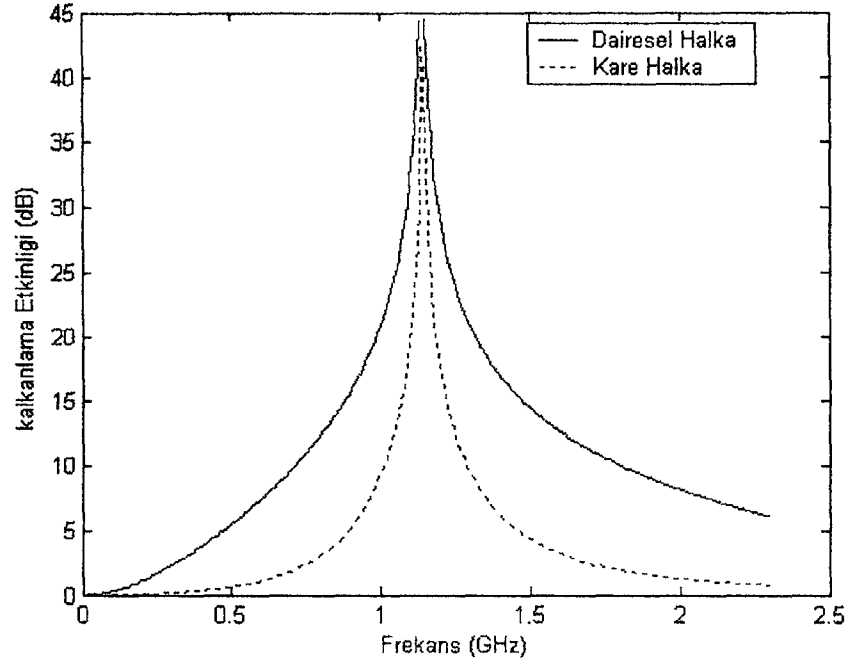
Bu çalışmada dairesel halka ve kare halka olmak üzere iki geometrik yapının, dielektrik sabitinin (ϵ_r) ve geliş açısının(θ) farklı değerlerine karşı kalkanlama etkinliği incelenmiştir. FSY yapıların boyutları, belirli bir rezonans frekans bandı (0.1-2,5 GHz) için ayarlanmıştır. Kare halka yapının boyutları $l_x=l_y=6.4\text{cm}$, $d_1=d_2=7.0\text{cm}$, dairesel halka yapının boyutları $r_i=4.25\text{cm}$ $r_o=4.31\text{cm}$ $d_1=d_2=4.35\text{cm}$, $\epsilon_r = 1$ ve geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olarak alındığında TE ve TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği şekil 4.1 ve şekil 4.2’de görülmektedir.

Şekil 4.1’de görüldüğü gibi TE gelen dalgada 1.14GHz rezonans frekansında dairesel halka için 44.5dB, kare halka için 42.5dB’lik kalkanlama etkinliği oluşmaktadır. Ayrıca dairesel halkanın 2.9GHz seviyesinde 20dB’lik kalkanlama etkinline sahip ikinci rezonans oluşmaktadır. Dairesel halka yapı için bant genişliği, kare halka yapıya göre daha geniş olmaktadır.

Şekil 4.2’de TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir. FSY periyodik yapı, tamamen simetrik olduğundan TE gelen dalga için elde edilen sonuçlarla aynıdır.



Şekil 4.1. Kare halka yapının ve dairesel halka yapının TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği



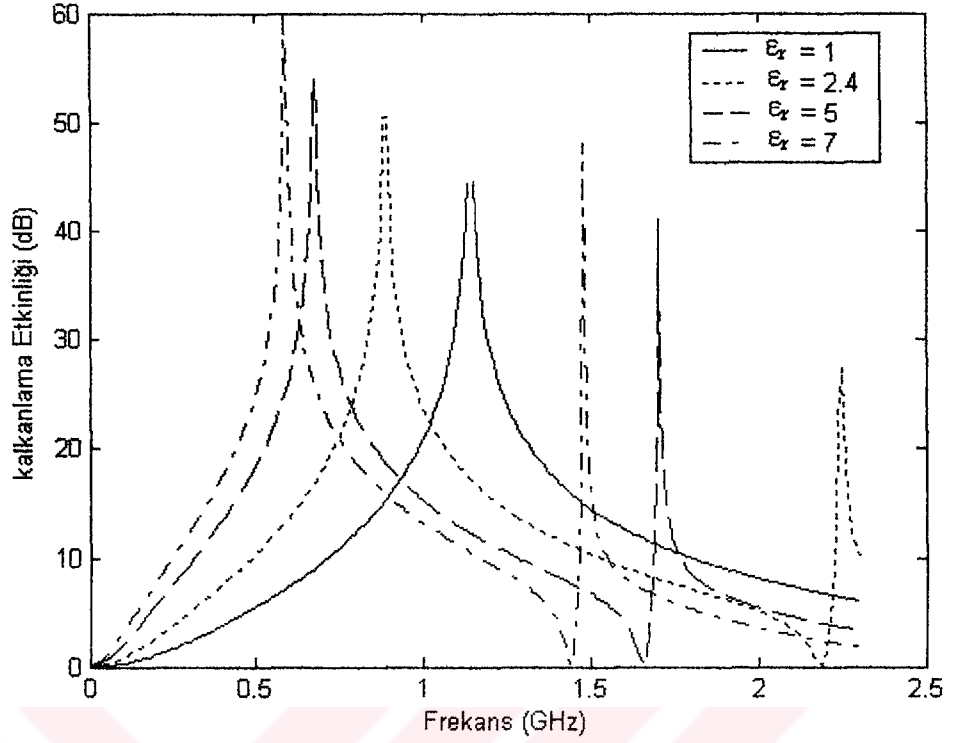
Şekil 4.2. Kare halka yapının ve dairesel halka yapının TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği

Şekil 4.3'te farklı bağıl dielektrik sabitine sahip ($\epsilon_r = 1, \epsilon_r = 2.4, \epsilon_r = 5, \epsilon_r = 7$) dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında; TE gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği görülmektedir. Şekilden de anlaşılacağı gibi; dielektrik sabiti arttırıldığında rezonans frekansında sırayla 0.89GHz, 0.67GHz, 0.59GHz şeklinde bir düşüş görülmektedir. Dielektrik yükün etkisinden dolayı oluşan bu rezonans değerindeki azalma;

$$f_o' = \frac{f_o}{\sqrt{\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}} \quad (4.1.)$$

formülüyle ilişkilendirilebilir (WU, 1995). Buradaki ϵ_1, ϵ_2 FSS yapının alt ve üstündeki ortamın dielektrik sabiti, f_o ise boşluktaki rezonans frekansıdır.

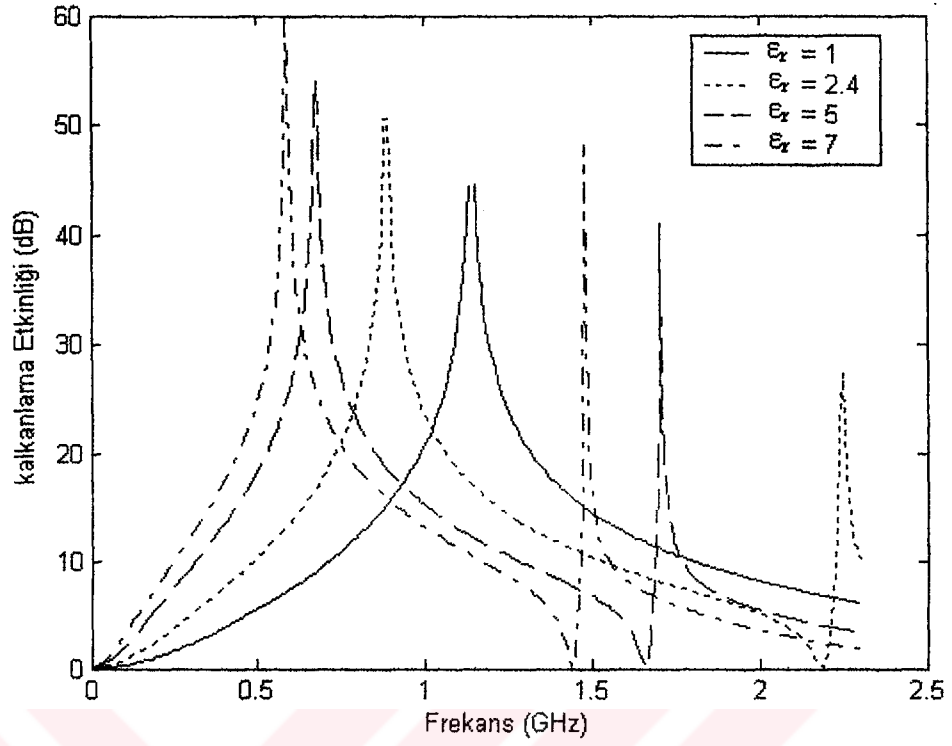
Şekil 4.3'te görülen ikinci rezonans frekansları, dielektrik yükten dolayı yapının boşluktaki ikinci rezonans değerinin (2.9GHz) düşmesindedir. TE gelen dalga için, görüldüğü gibi dielektrik sabiti artarken kalkanlama etkinliği artmaktadır.



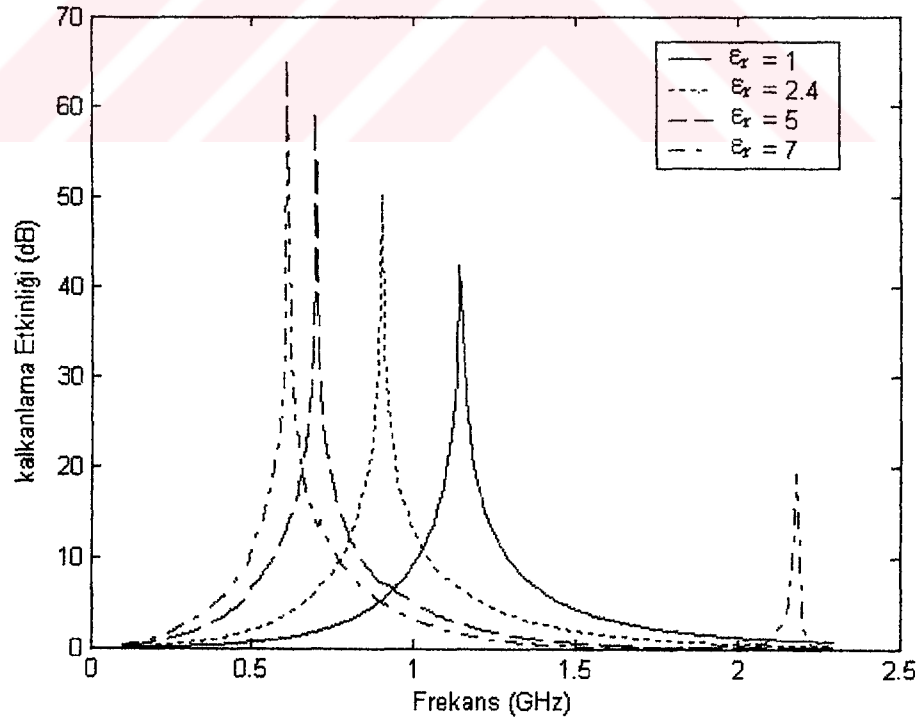
Şekil 4.3. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği

Şekil 4.4'te TM gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği gösterilmektedir. Bu yapıların simetrik olmasından dolayı, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği TE gelene dalgayla aynı olur (Şekil 4.3).

Şekil 4.5 kare halka FSY'nin kalkanlama etkinliği görülmektedir. Burada yine farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında kalkanlama etkinliği incelenmiştir. Dielektrik sabiti ϵ_r değeri arttırıldığında kare halka FSY yapının kalkanlama etkinliği artmakta, rezonans frekansı düşmektedir. Dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$ alındığında, 2.2GHz seviyelerinde 20dB'lik ikinci bir rezonans görülmektedir.

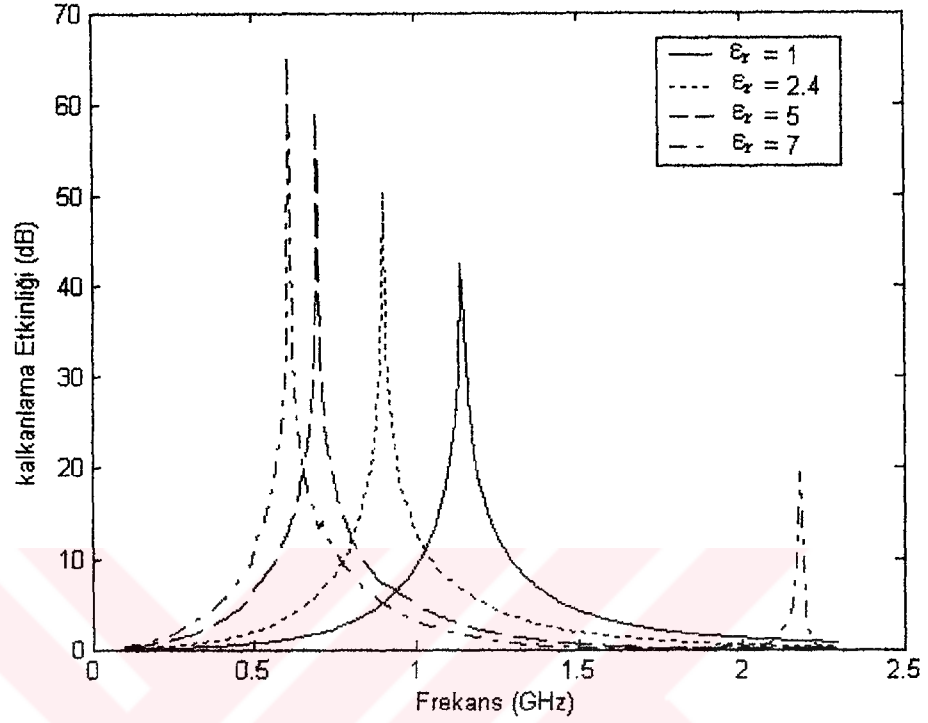


Şekil 4.4. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği



Şekil 4.5. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için $\epsilon_r = 1$, $\epsilon_r = 2.4$, $\epsilon_r = 5$, $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için kare halka FSY'nin kalkanlama etkinliği

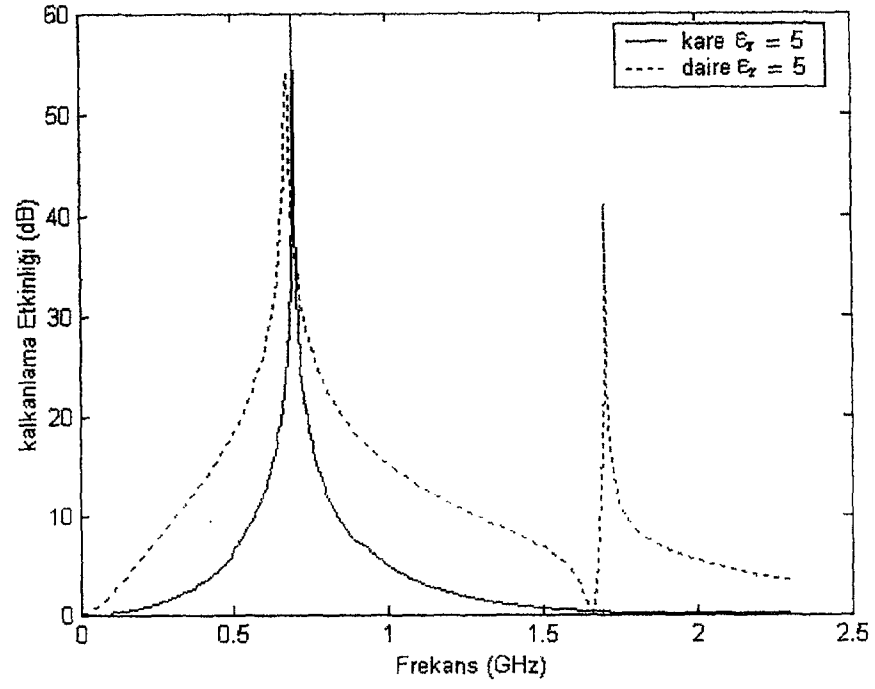
Şekil 4.6'da TM gelen dalga için dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği gösterilmektedir.



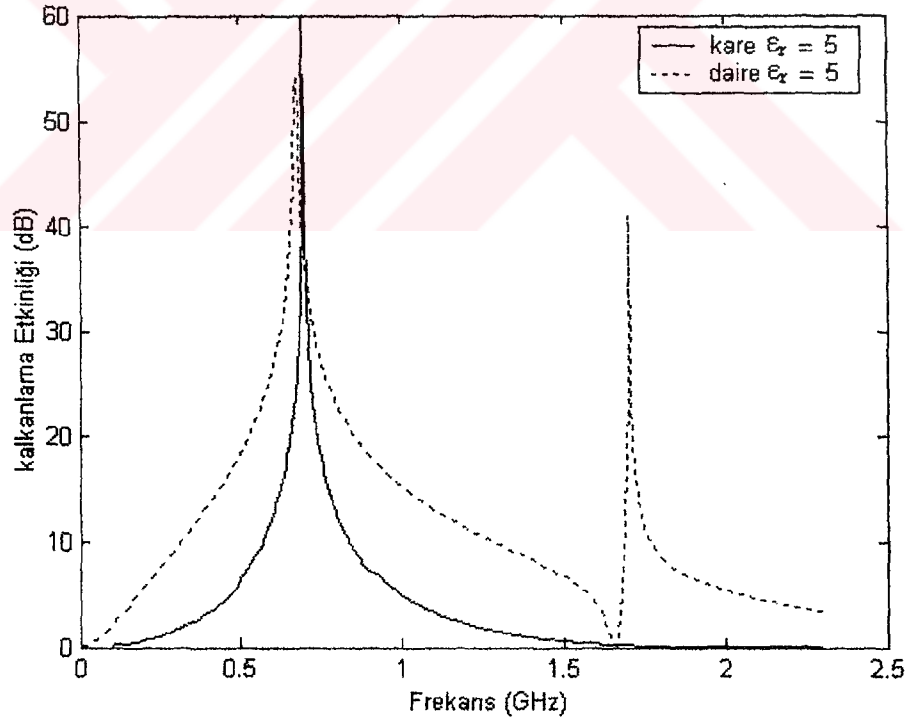
Şekil 4.6. Farklı bağıl dielektrik sabitine sahip dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için kare halka FSY'nin kalkanlama etkinliği

Şekil 4.7'de dielektrik sabiti $\epsilon_r = 5$ olan dielektrik ortamlar için, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında TE gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği karşılaştırılması görülmektedir. Dairesel halka için kalkanlama etkinliği, kare halkaya oranla daha düşüktür. Rezonans frekansındaki bant genişliği ise daha yüksektir.

Şekil 8'de TM gelen dalga için dielektrik sabiti $\epsilon_r = 5$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında, kare halka ve dairesel halka FSY'nin karşılaştırılması gösterilmektedir.

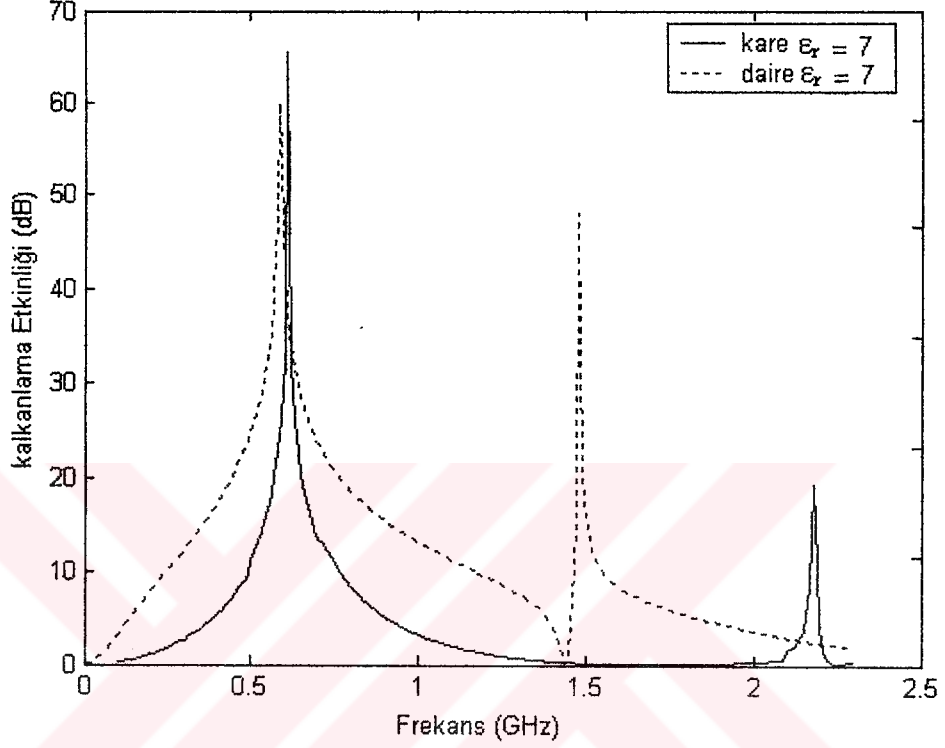


Şekil 4.7. Bağlı dielektrik sabiti $\epsilon_r = 5$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği



Şekil 4.8. Bağlı dielektrik sabiti $\epsilon_r = 5$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği

Şekil 4.9’da dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$ yapıldığında ise her iki yapıda da ikişer rezonans oluşmuştur. Dairesel halka için, bant genişliği kare halkaya oranla daha yüksektir. İlk rezonansta kare halkada daha yüksek kalkanlama etkinliğine sahip iken, ikinci rezonansta daireysel halka daha yüksek kalkanlama etkinliğine sahiptir.

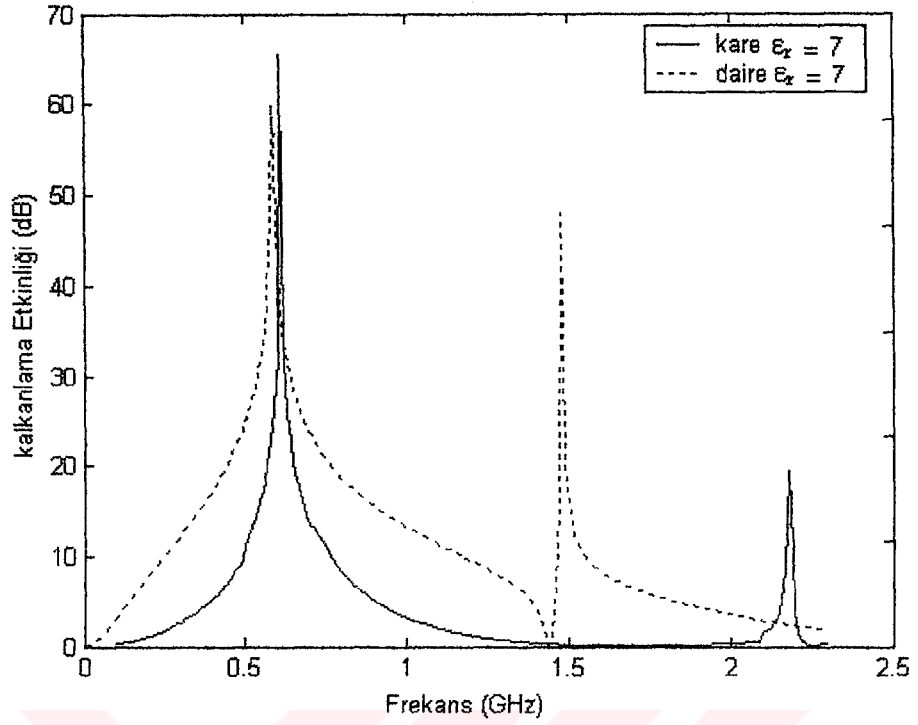


Şekil 4.9. Bağlı dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TE gelen dalga için kare ve daireysel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği

İkinci rezonanslar da kare halkanın kalkanlama etkinliği hızlı bir şekilde azalırken, daireysel halka için kalkanlama etkinliği daha yavaş azalmaktadır.

Dairesel halka ve kare halka yapı için, rezonans frekansları boşlukta aynı değerde alınmasına rağmen dielektrik sabiti artırıldığında rezonans frekansı kare halkaya göre daha fazla düşmektedir. Buradan, daireysel halkanın rezonans frekansı, kare halkaya göre dielektrik yükten daha fazla etkilendiği söylenilebilir.

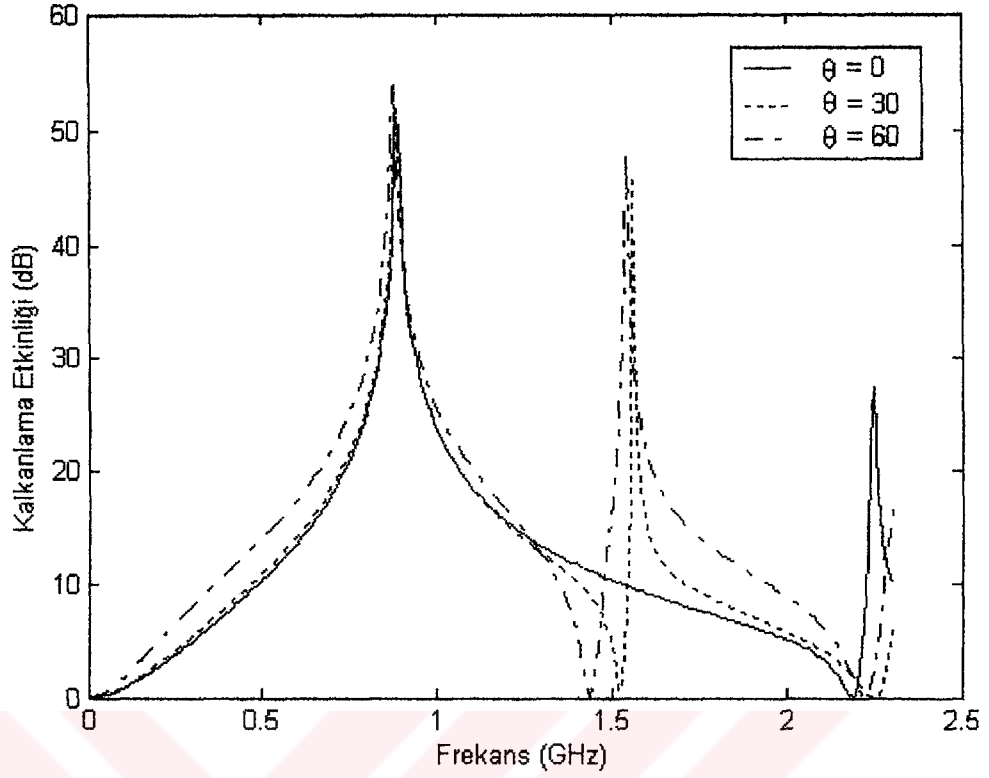
Şekil 4.10’da dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında TM gelen dalga için kare halka ve daireysel halka FSY'nin karşılaştırılması gösterilmektedir. Burada da TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği geliş açısı $\theta = 0^\circ$ alındığında TE gelene dalgayla elde edilen sonuçlarla aynı olduğu görülmektedir.



Şekil 4.10. Bağlı dielektrik sabiti $\epsilon_r = 7$, geliş açısı $\theta = 0^\circ$ olan TM gelen dalga için kare ve dairesel halka FSY'nin kalkanlama etkinliği

Şekil 4.11'de dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir. Açının büyümesiyle, ana rezonans frekansı değişmemekte, kalkanlama etkinliği ve bant genişliği, açı büyüdükçe artmaktadır. Ayrıca 1.6GHz seviyelerinde yeni rezonanslar oluşmakta ve açıyla birlikte yine kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır.

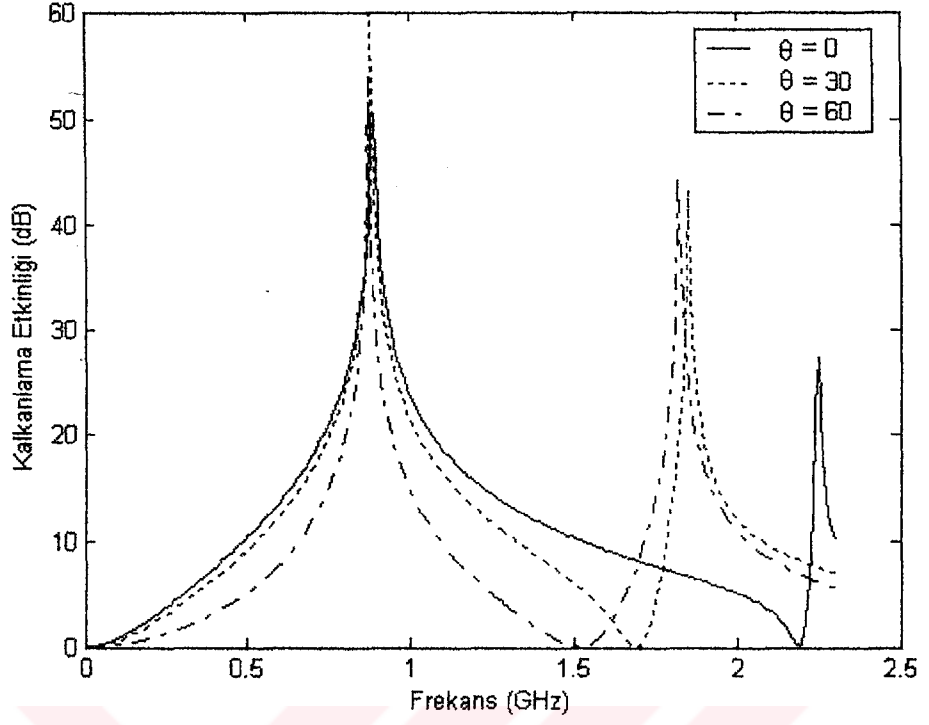
Grafikte de görüldüğü gibi geliş açısının arttırılmasıyla yeni rezonanslar oluşmaktadır. Geliş açısının değiştirilmesiyle kafesin elektriksel boyutu değişmekte ve bundan dolayı istenmeyen frekanslarda rezonanslar oluşmaktadır. Kafesin boyutu, elektriksel olarak büyük olduğu zaman, yüksek dereceli yapısal girişimli açılarla ortaya çıkan istenmeyen ikincil rezonanslara grating lob veya brag lob denilmektedir (WU, 1995).



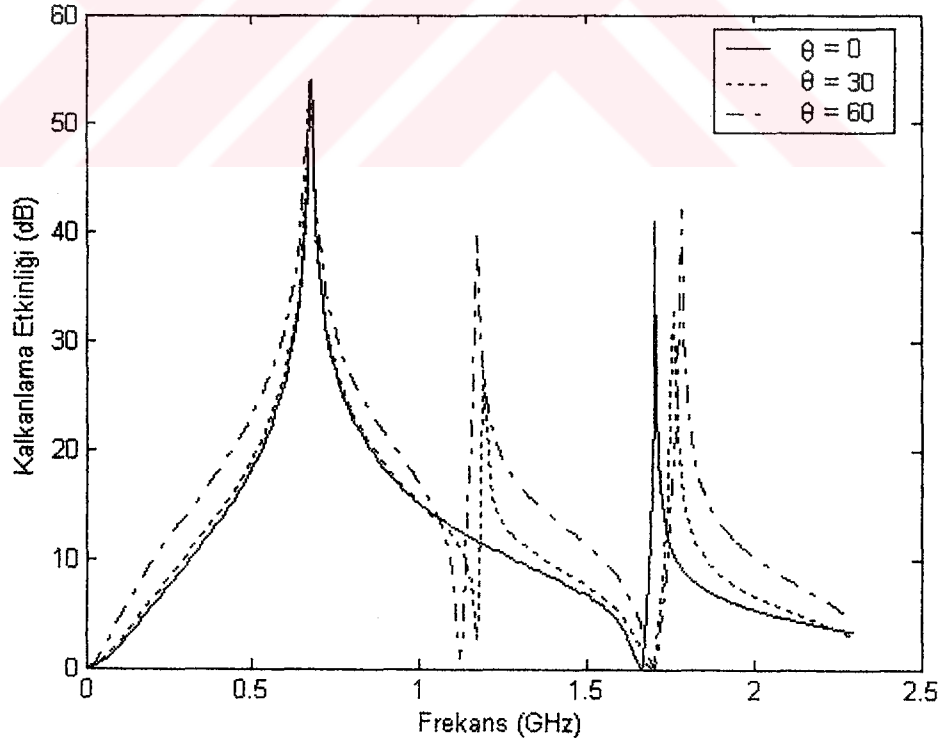
Şekil 4.11. Dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.12’de Dairesel halka FSY yapının TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir. Geliş açısının artırılmasıyla, ilk rezonans frekansı değişmemekte, TE’ nin tersine sadece bant genişliği daralmaktadır. Fakat açıyla, ikinci rezonans frekansı azalmakta, bant genişliği artmaktadır. Kalkanlama etkinliği artmakta, bant genişliği daralmaktadır.

Şekil 4.13’te dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 5$ alındığında farklı geliş açılarda TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir. Açının büyümesiyle, ilk rezonans frekansı değişmemekte, kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır. 1.8GHz seviyelerinde oluşan rezonansın bant genişliği ve frekansı, açıyla artmaktadır. Yine 1.6GHz seviyelerinde yeni bir rezonans oluşmakta ve açıyla birlikte yine kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır.

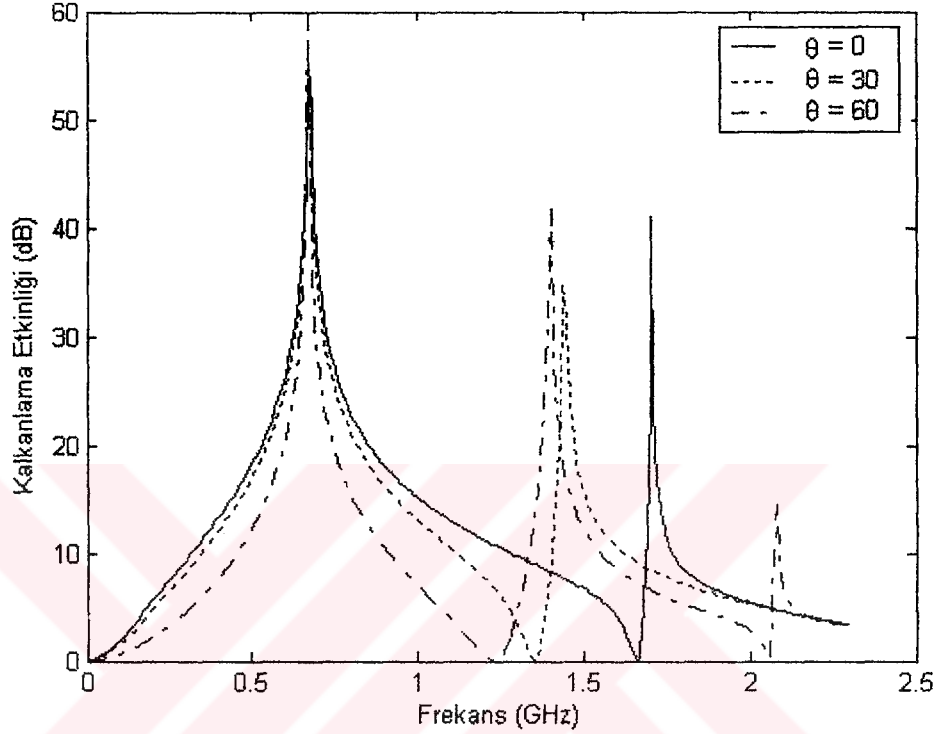


Şekil 4.12. Dairesel halka FSY yapınının $r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği



Şekil 4.13. Dairesel halka FSY yapınının $r = 5$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği

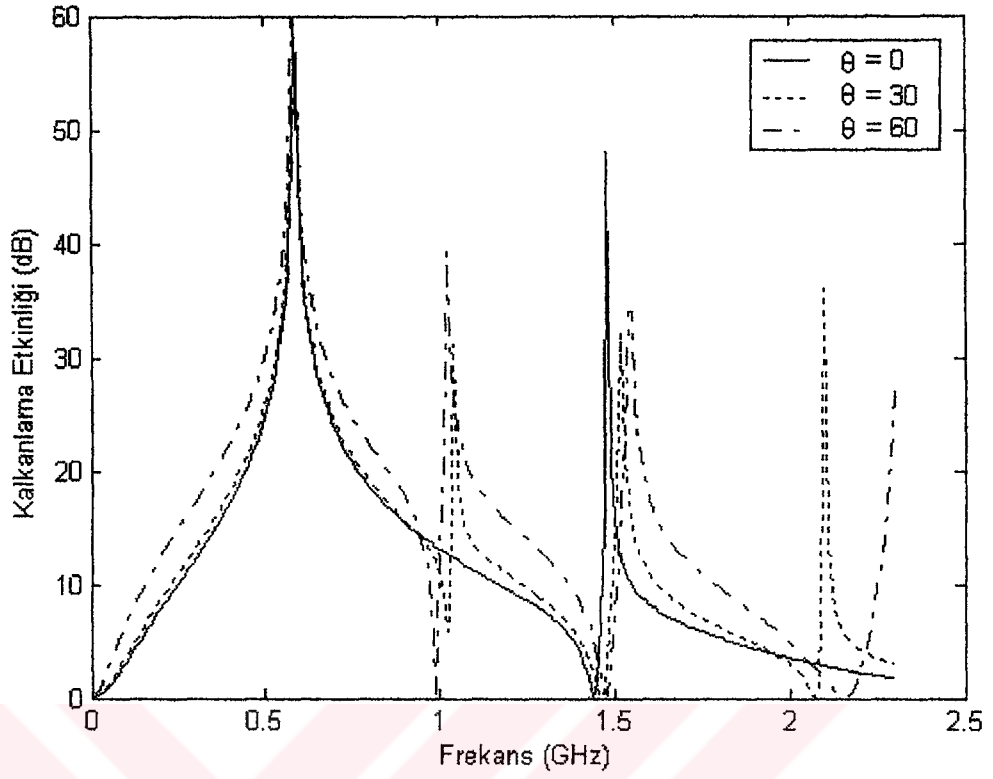
Şekil 4.14'te Dairesel halka FSY yapınının TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği görülmektedir. Geliş açısının değiştirilmesiyle, ilk rezonans frekansı değişmemekte sadece bant genişliği daralmaktadır. ikinci rezonans frekansı açıyla azalmakta, kalkanlama etkinliği ve bant genişliği ise açıyla artmaktadır.



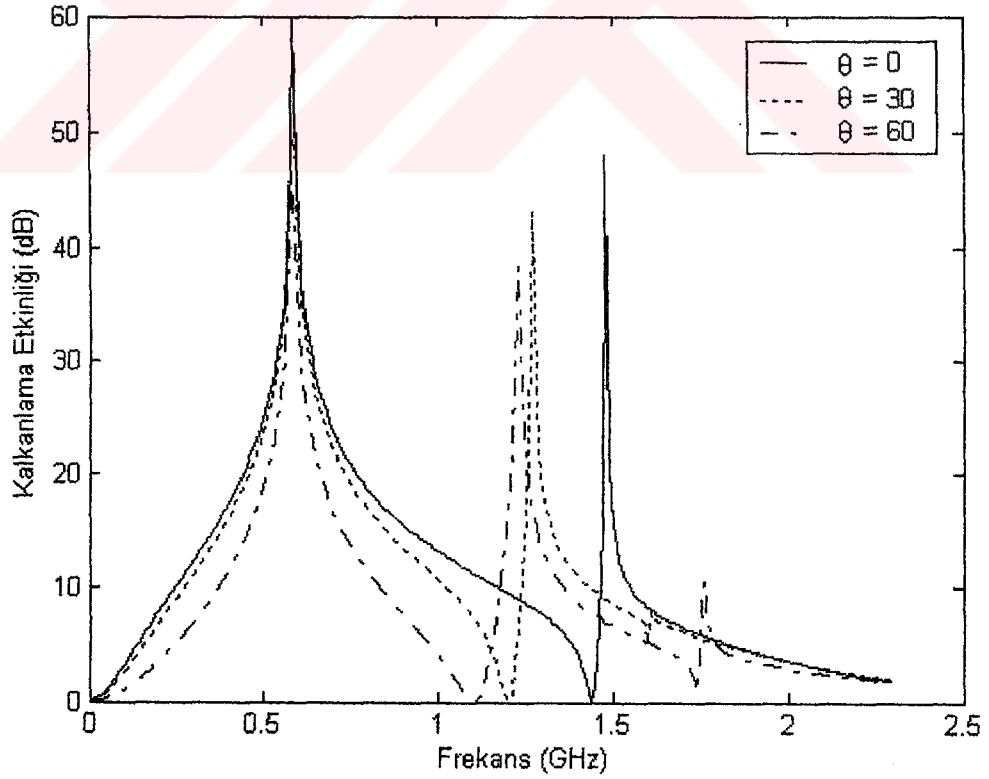
Şekil 4.14. Dairesel halka FSY yapınının $r = 5$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.15'te kare halka FSY yapınının $r = 7$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. Açının büyümesiyle, ana rezonans frekansı değişmemekte, bant genişliği ve kalkanlama artmaktadır. Yalnız geliş açısının artırılmasıyla birlikte, 1.1GHz ve 2.2GHz seviyelerinde yeni rezonanslar oluşmuştur. Geliş açısı artırılmasıyla, yeni oluşan rezonanslarında kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır.

Şekil 4.16'de kare halka FSY yapınının $r = 7$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. Burada da açının büyümesiyle, ana rezonans frekansı değişmemekte, bant genişliği daralmaktadır. ikinci rezonansa ise geliş açısı artırılmasıyla, rezonans frekansı düşmektedir.

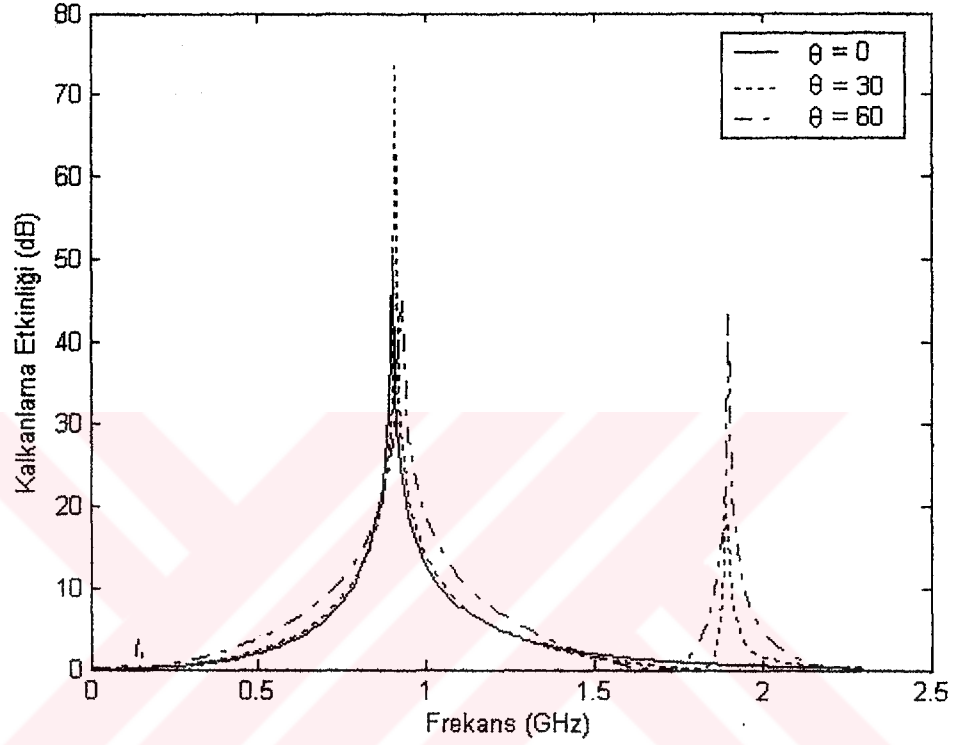


Şekil 4.15. Dairesel halka FSY yapımına $r = 7$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği



Şekil 4.16. Dairesel halka FSY yapımına $r = 7$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

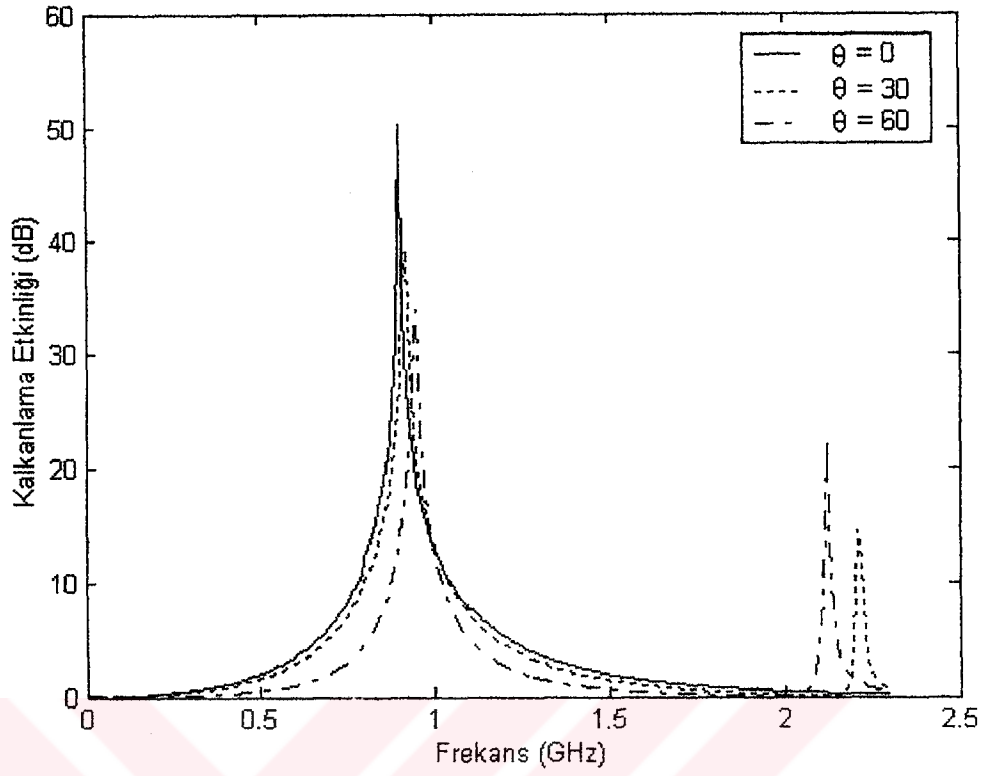
Şekil 4.17’de kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. açının büyümesiyle, 0.9GHz’deki rezonans frekansı değişmemektedir. Geliş açısının arttırılmasıyla birlikte, 1.8GHz seviyelerinde ikinci rezonans oluşmuştur. Geliş açısı arttırılmasıyla, her iki rezonans da kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır.



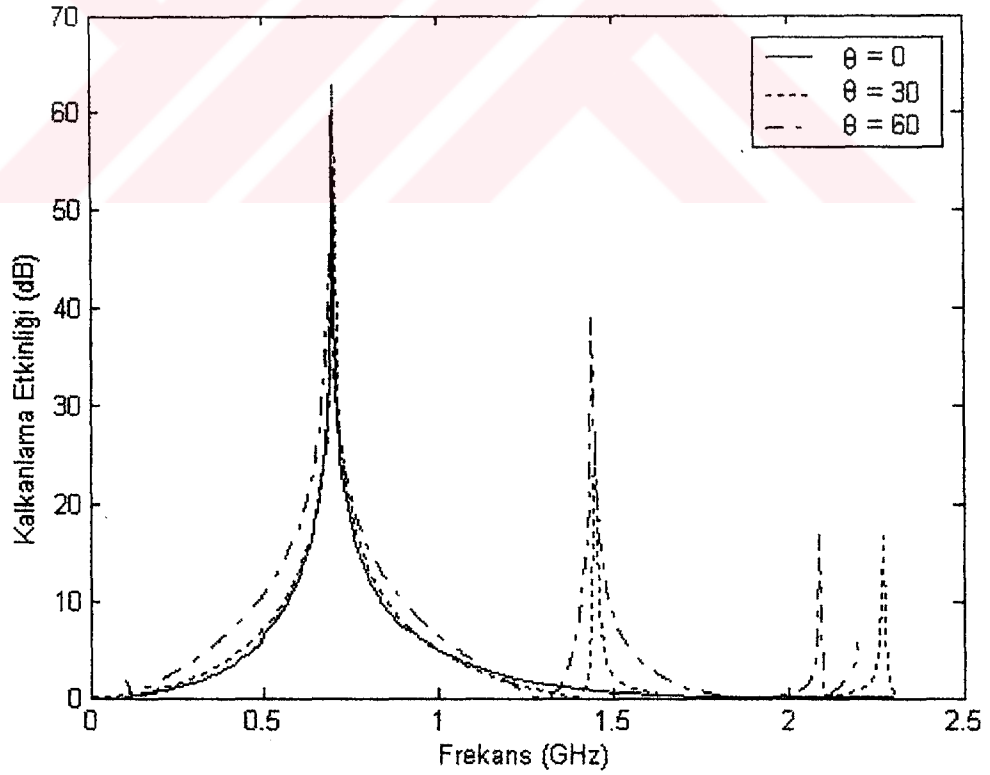
Şekil 4.17. Kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.18’de kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. açının büyümesiyle, 0.9GHz’deki rezonans frekansı değişmemektedir, bant genişliği daralmaktadır. Geliş açısının arttırılmasıyla birlikte, kalkanlama etkinliği artmaktadır. Ayrıca geliş açısı arttırıldığında, 2.2GHz seviyelerinde ikinci rezonans oluşmakta ve açıyla birlikte bu rezonans değeri düşmektedir.

Şekil 4.19’da kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. Burada açının büyümesiyle, ilk iki rezonans frekansı değişmemekte, üçüncü rezonans frekansı açıyla birlikte azalmaktadır. Geliş açısının arttırılmasıyla birlikte, kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır.

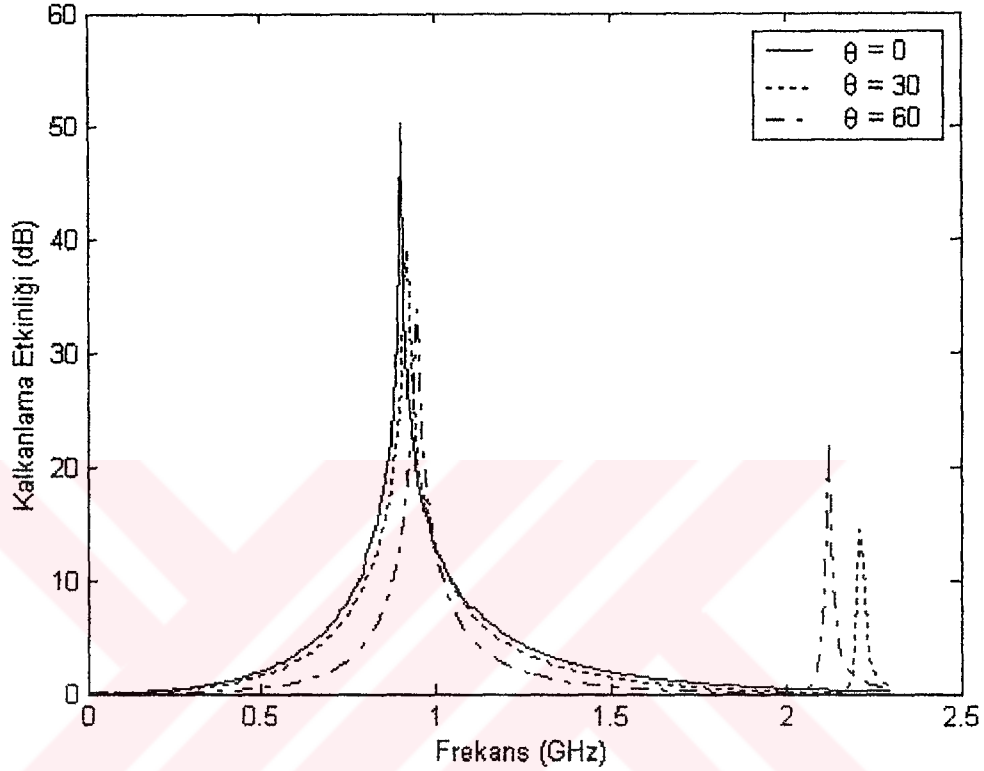


Şekil 4.18. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 2.4$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği



Şekil 4.19. Kare halka FSY yapının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.20’de kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. Burada geliş açısının arttırılmasıyla, 1.7GHz seviyelerinde açıyla rezonans frekansı azalan ikinci rezonans oluşmaktadır. Kalkanlama etkinliği artmakta, bant genişliği daralmaktadır.

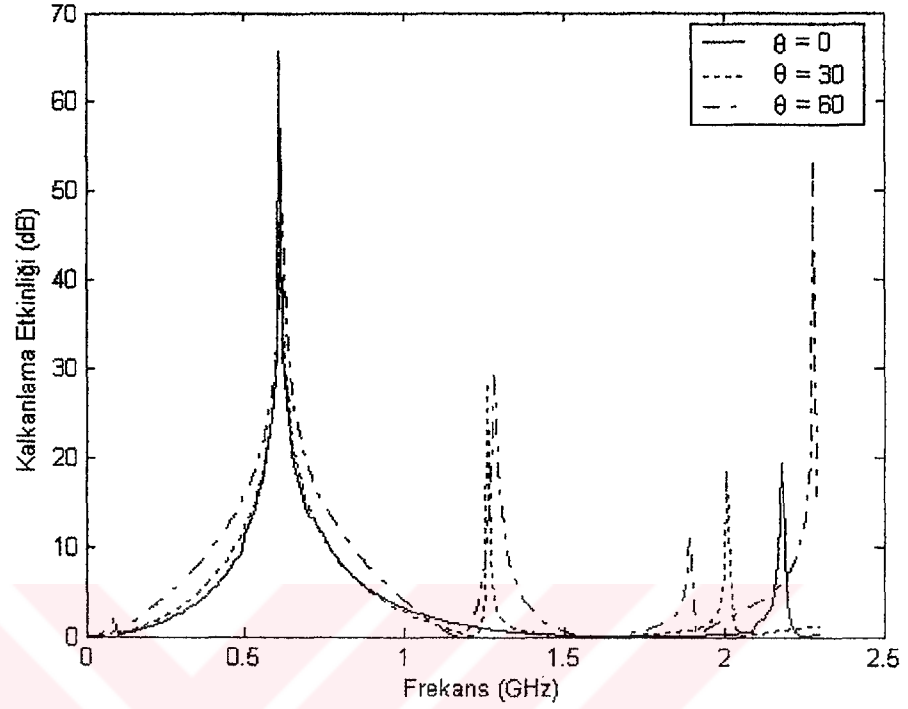


Şekil 4.20. Kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

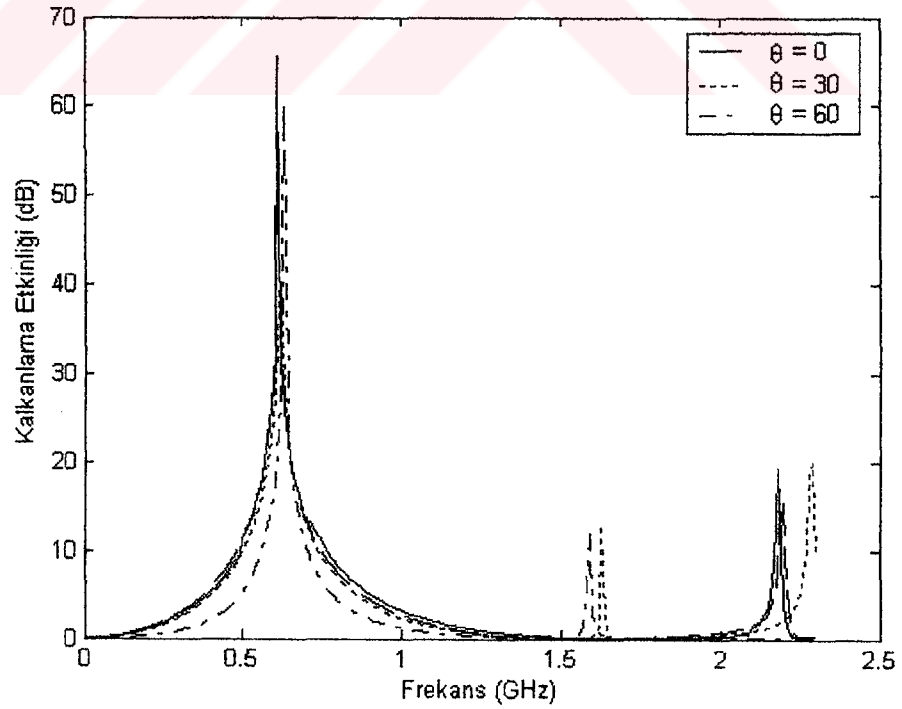
Şekil 4.21’de kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 7$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. Açının büyümesiyle, 1.8GHz seviyelerinde ikinci rezonans, 2GHz seviyelerinde, açıyla rezonans frekansı azalan üçüncü rezonans oluşmaktadır. Açının değiştirilmesiyle ilk iki rezonans frekansı değişmemekte, üçüncü rezonans frekansı açıyla birlikte azalmaktadır. Geliş açısının arttırılmasıyla birlikte, kalkanlama etkinliği ve bant genişliği artmaktadır.

Şekil 4.22’de kare halka FSY yapınının $\epsilon_r = 5$ için farklı geliş açılarda TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği görülmektedir. Geliş açısının değiştirilmesiyle, 1.6GHz seviyelerinde açıyla rezonans frekansı azalan ikinci rezonans oluşmakta ve 2.1GHz

seviyelerinde açıyla rezonans frekansı artan üçüncü rezonans oluşmaktadır. Açının artırılmasıyla, Kalkanlama etkinliği artmakta, bant genişliği daralmaktadır.



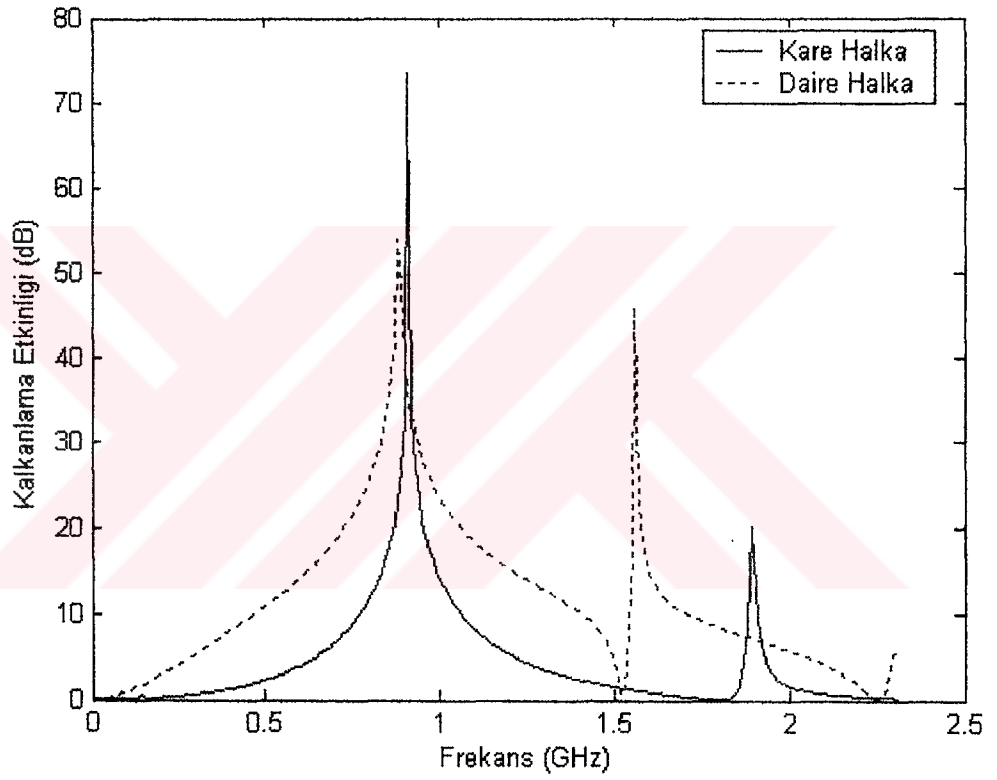
Şekil 4.21. Kare halka FSY yapınının $\epsilon_r=7$ için farklı geliş açılarında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği



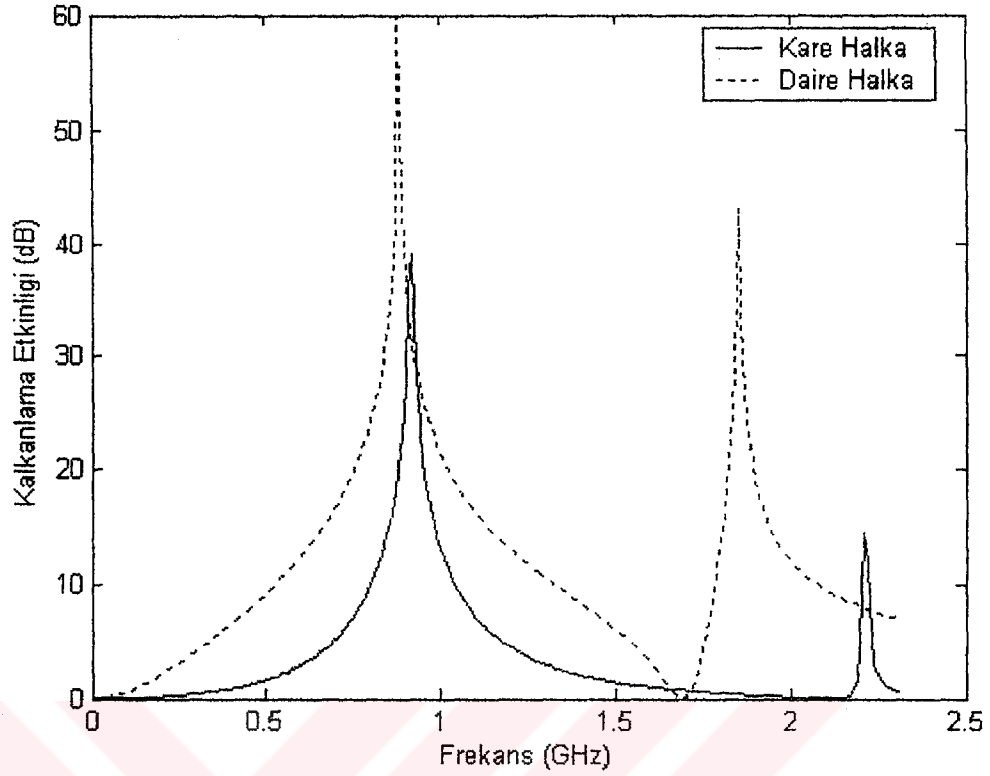
Şekil 4.22. Kare halka FSY yapınının $\epsilon_r=7$ için farklı geliş açılarında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.23'de kare ve dairesel halkanın $r = 2.4$ için, $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinlikleri gösterilmektedir. Burada; kare halkanın, dairesel halkaya göre daha yüksek kalkanlama etkinliğine sahip, fakat daha dar bant genişliği sahip olduğu gözlenmektedir.

Şekil 4.24'te kare ve dairesel halkanın $r = 2.4$ için, $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinlikleri gösterilmektedir. Burada ise kare halkanın, dairesel halkaya göre daha düşük kalkanlama etkinliğine, daha dar bant genişliğine sahip olduğu gözlenmektedir.



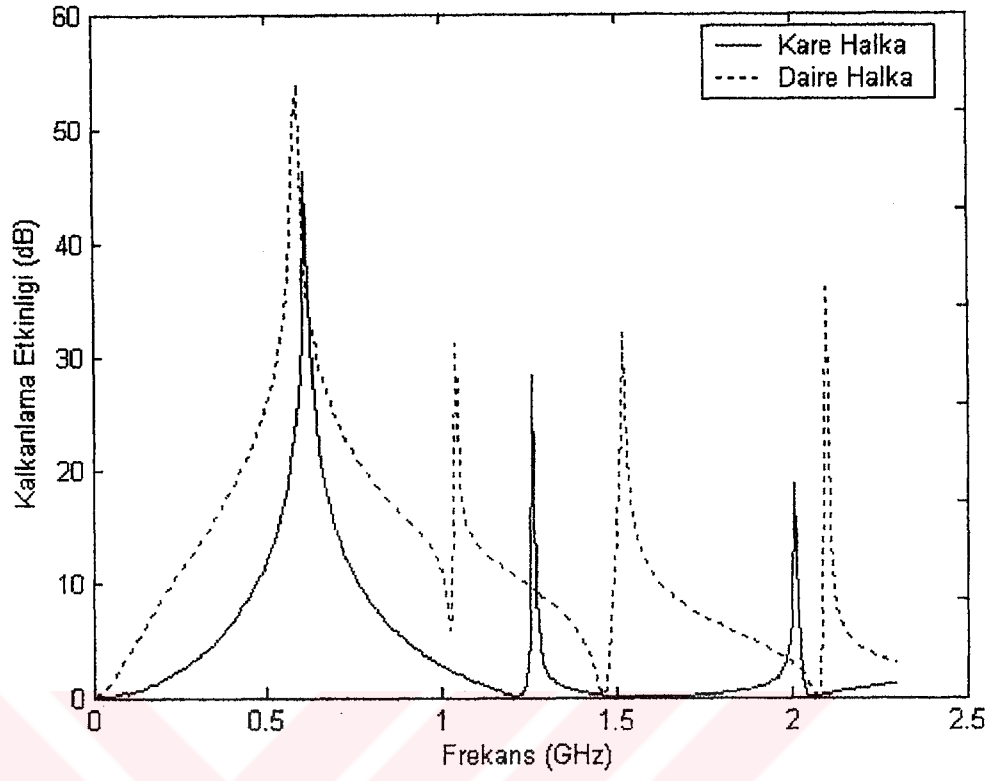
Şekil 4.23. Kare ve dairesel halka FSY yapısına $r = 2.4$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği



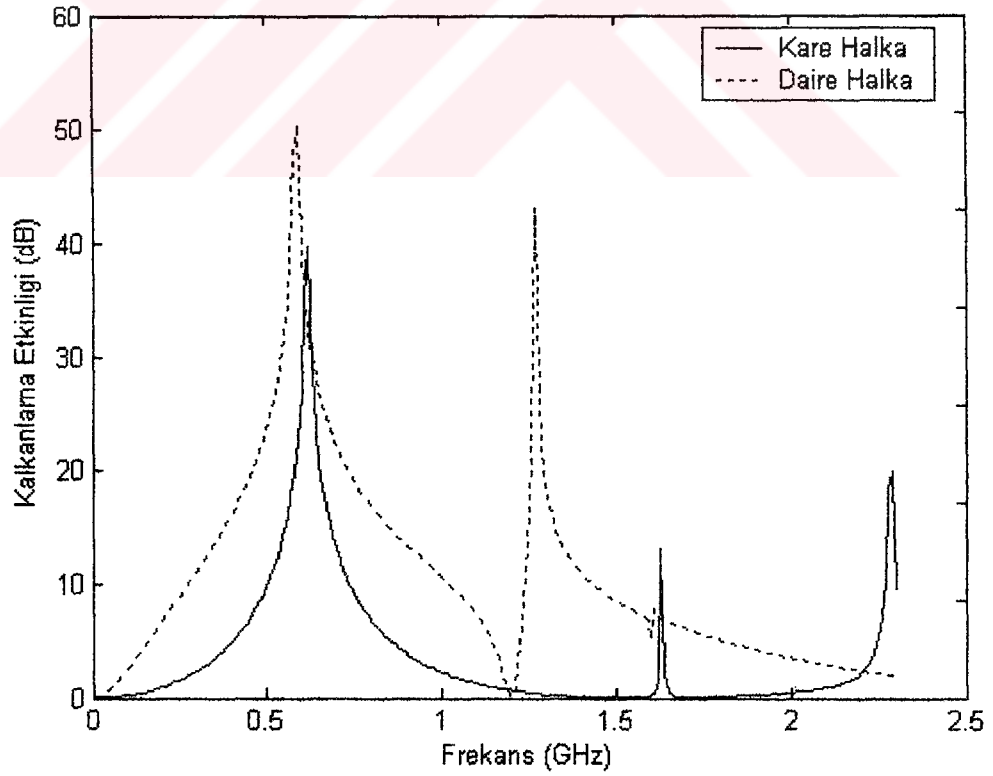
Şekil 4.24. Kare ve dairesel halka FSY yapımına $r = 2.4$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.25'de kare ve dairesel halkanın $r = 7$ için, $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinlikleri gösterilmektedir. Burada dairesel halkanın, kare halkaya, göre daha yüksek kalkanlama etkinliğine, ve daha geniş bant genişliğine sahiptir. Ayrıca $\theta = 30^\circ$ 'lik geliş açısında dairesel halkada dört rezonans oluşurken, kare halka FSY'de üç rezonans oluşmuştur.

Şekil 4.26'te kare ve dairesel halkanın $r = 7$ için, $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinlikleri gösterilmektedir. Dairesel halkanın, kare halkaya göre daha yüksek kalkanlama etkinliğine ve daha geniş banda sahiptir. burada da $\theta = 30^\circ$ 'lik geliş açısında dairesel halkada iki rezonans oluşurken, kare halka FSY'de üç rezonans oluşmuştur.



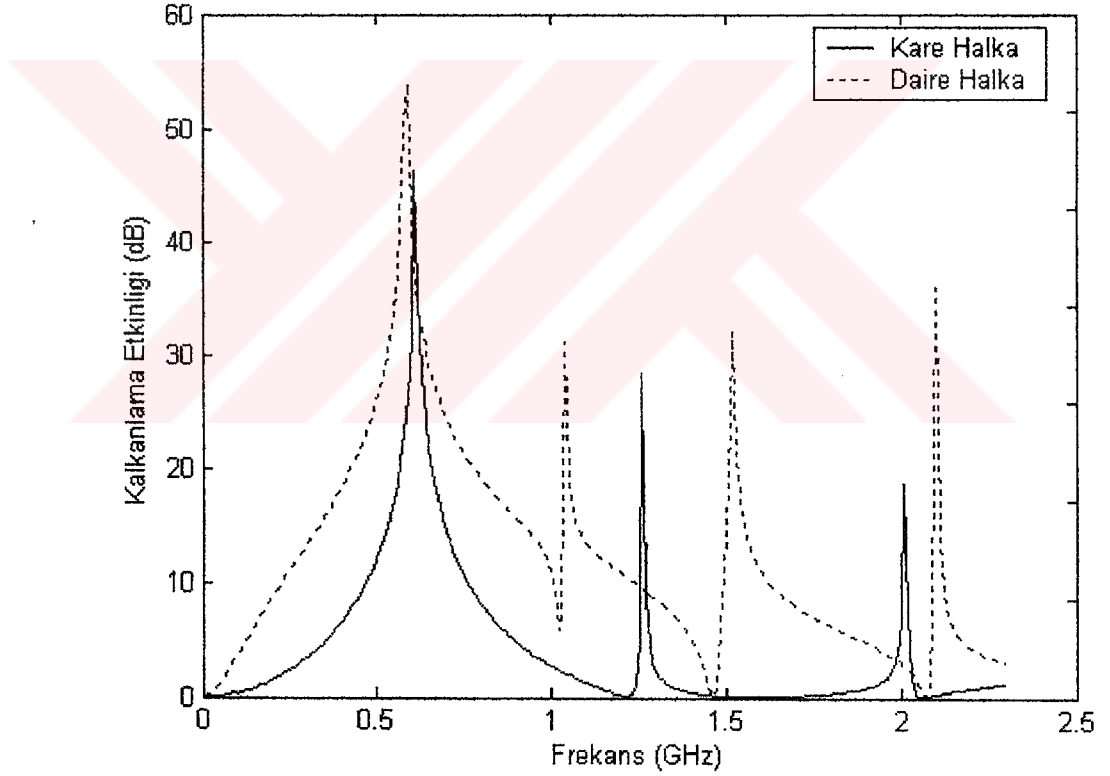
Şekil 4.25. Kare ve dairesel halka FSY yapınına $r = 7$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği



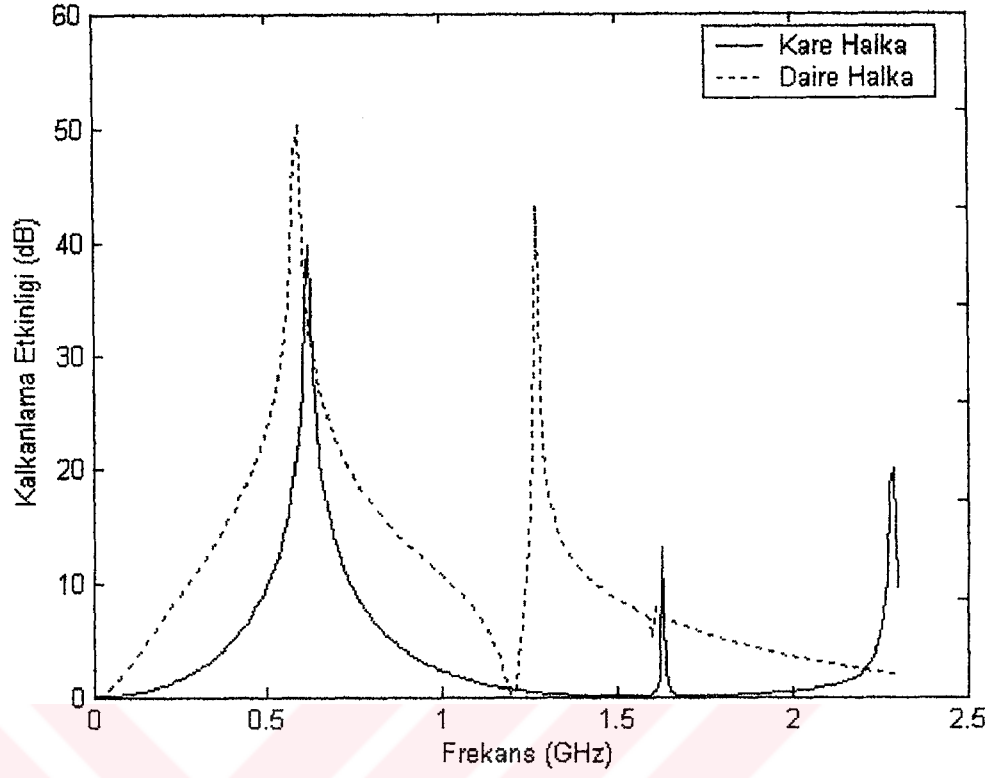
Şekil 4.26. Kare ve dairesel halka FSY yapınına $r = 7$ için $\theta = 30^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

Şekil 4.27’de kare ve dairesel halkanın $\epsilon_r = 7$ için, $\theta = 60^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinlikleri gösterilmektedir. Burada dairesel halkanın, kare halkaya, göre daha yüksek kalkanlama etkinliğine, ve daha geniş bant genişliğine sahiptir. $\theta = 60^\circ$ ‘lik geliş açısında dairesel halkada dört rezonans oluşurken, kare halka FSY’de üç rezonans oluşmuştur.

Şekil 4.28’te kare ve dairesel halkanın $\epsilon_r = 7$ için, $\theta = 60^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinlikleri gösterilmektedir. Dairesel halkanın, kare halkaya göre daha yüksek kalkanlama etkinliğine ve daha geniş banda sahiptir. Burada $\theta = 60^\circ$ ‘lik geliş açısında dairesel halkada iki rezonans oluşurken, kare halka FSY’de üç rezonans oluşmuştur.



Şekil 4.27. Kare ve dairesel halka FSY yapının $\epsilon_r = 7$ için $\theta = 60^\circ$ geliş açısında TE gelen dalganın kalkanlama etkinliği



Şekil 4.28. Kare ve dairesel halka FSY yapısına $r = 7$ için $\theta = 60^\circ$ geliş açısında TM gelen dalganın kalkanlama etkinliği

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada dielektrik tabaka üzerine yerleştirilmiş kare halka ve dairesel halka FSY yapıların, TE ve TM modlu gelen düzlemsel dalga için kalkanlama etkinlikleri incelenmiştir. Periyodik FSY yapılar, floquet modları cinsinden ifade edilerek, üzerlerinde indüklenen bilinmeyen akım yoğunlukları indüksiyon teoremi ve moment metodu kullanılarak bulunmuştur.

FSY yapı periyodik ve tamamen simetrik olduğunda $\theta = 0^\circ$ geliş açısında TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği, TM gelene dalganın kalkanlama etkinliğiyle aynı olduğu görülmektedir. Geliş açısı arttırıldığında, periyodik FSY yapının fiziksel boyutu değiştiğinden TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği TM gelen dalga için kalkanlama etkinliği farklı olmaktadır.

Dielektrik ortam değiştirildiğinde; yani dielektrik sabiti arttırıldığında, rezonans frekansı düşmekte kalkanlama etkinliği artmaktadır. Bant genişliği ise daralmaktadır. Buda yüksek dielektrik sabitine sahip yapılar kullanıldığında daha etkili kalkanlama etkinliğine sahip FSY yapı oluşmaktadır.

Farklı dielektrik sabitine göre, kare halka ve dairesel halka FSY yapılar için alınan sonuçlar incelendiğinde; dairesel halka için, kare halkaya oranla daha geniş banda sahip olduğu, fakat kalkanlama etkinliğinin biraz daha düşük olmaktadır. Ayrıca dairesel halka FSY yapı için rezonans frekansının, kare halka FSY yapıya göre dielektrik sabiti arttırıldığında biraz daha fazla düşmektedir.

Geliş açısının arttırılmasıyla TE gelen dalga için kalkanlama etkinliği ilk rezonans frekansı bant genişliği artmakta , TM gelen dalga için rezonans frekansı bant genişliği azalmaktadır. oluşan diğer rezonanslarda ise bant genişliği ve kalkanlama etkinliği açıyla artmaktadır.

Farklı dielektrik sabitine göre, kare halka ve dairesel halka FSY yapılar için elde edilen sonuçlar incelendiğinde; dairesel halka için, kare halkaya göre daha yüksek kalkanlama etkinliğine, daha geniş banda sahip olduğu anlaşılmıştır.

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

- ANONYMOUS, 1999. How do you measure the shielding effectiveness?. <http://www.em-coatings.com/services/emi/basics.htm>.
- ANDERSSON, T., 1993. Moment-Method Calculations on Apertures Using Basis Singular Functions. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, Vol.41, No.12, pp.1709-1716.
- BALANIS, C.A. 1989. **Advanced Engineering Electromagnetics**. John Wiley & Sons Inc, ISBN 0471621943.
- BARDI, I., REMSKI, R., PARRY, D. ve CENDES, Z., 2001. Plane Wave Scattering From FSS By The Finite Element Method. **COMPUMAG Evian**.
- CAHILL, R. ve PARKER, E.A. 1982. Concentric Ring And Jerusalem Cross Arrays As Frequency Selective Surfaces For a 45° Incidence Diplexer. **Electronics Letters**, Vol. 18, No. 17, pp.313-314.
- CHAN, C.H., ve MITTRA, R., 1990. On The Analysis of Frequency Surfaces Using Subdomain basis Function. **IEEE Transactions 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.
- CHENG, D.K., 1989. **Field Wave Electromagnetics**. Addison-Wesley Publishing Company Inc, ISBN 0-201-52820-7.
- GROUND, P.W., 1991. Numerical Analysis Of Finite Frequency Selective Surfaces With Rectangular Patches Of Various Aspect Ratios. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, vol.39, no.5, pp.569-575.
- HARMS, P., MITTRA, R. ve KO, W., 1994. Implementation of The Periodic Boundary Condition in The Finite Difference Time Domain Algorithm For FSS Structures. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, vol.42, no.9, pp.1317-1324.
- 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 Transactions 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 Transactions Antennas And Propagation**, vol. Ap-30, NO.4, pp.673-676.
- LIANG, Z., HASHIMOTO, K., SHINOHARA, N., ve MATSUMOTO, H., 1999. Frequency Selective Surface For Microwave Power Transmission. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, vol.47, no.10, pp.2039-2042.
- MARCONI, G. ve FRANKLIN, C.S. 1919. Reflector For Use In Wireless Telegraphy And Telephony. US Patent 1,301,473.
- 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 Transactions Antennas And Propagation**, 23,70.
- PARKER E.A. ve El SHEIKH A.N.A., 1991. Convolved Dipole Array Elements. **Electronics Letters**, Vol. 27, No. 4, pp. 322-323.
- PARKER E.A., El SHEIKH A.N.A. ve DE C LIMA A.C., 1993. Convolved Frequency Selective Array Elements Derived From Linear And Crossed Dipoles. **IEEE Proceedings-H**, Vol. 140, No. 5, pp. 378-380.
- POUS, R. ve POZAR, D.M., 1991. A Frequency Selective Surface Using Aperture Coupling Microstrip Patches. **IEEE Transactions Antennas and Propagation**, vol.39,no.12,pp.1763-1769.
- RAHMAT-SAMII, Y. ve TULINTSEFF, A.N., 1993. Diffraction Analysis Of Frequency Selective Reflector Antennas. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, Vol.41,No.4,pp.476-487.
- REED, J.A. VE BYRNE, D.M., 1998. Frequency-Selective Surfaces With Multiple Apertures Within A Periodic Cell. **J. Opt. Soc. Am. A**/ Vol. 15, No.3,660-668.
- RIGGS, L.S. ve SMITH, R.G., 1988. Efficient Current Expansion Modes The Triarm Frequency Selective Surface. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, vol.36, no.8, pp.1172-1177.
- SAVIA, S.B. ve PARKER, E.A., 1999. Current Distribution Across Curved Ring Element FSS. National Conference On Ant. And Propagation no.461.
- SCHULZ, R.B., ve PLANTZ, V.C., 1988. Shielding Theory and Practice. **IEEE Transactions on elektromagnetic Compatibility**, vol.30,no.3,pp.187-201.
- WIDENBERG, B. ve RODRIGUEZ, J.V.R., 2002. Design of Energy Saving Windows with High Transmission at 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 Transactions 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.
- ZHANG, D., RAHMAT-SAMII, Y., FETTERMAN, H.R., PRAKASH, S., BUNSHAH, R.F., ENDDY, M. ve NILSSON, L., 1993. Application of High T_c Superconductors as Frequency Selective Surfaces: Experiment and Theory. **IEEE Transaction on Microwave Theory And Techniques**, Vol.41,no.6/7,pp.1032-1036.
- ZIMMERMAN, M.I., LEE, S.W. ve FUJIKAWA, G., 1992. Analysis of Reflector Antenna System Including Frequency Selective Surfaces. **IEEE Transactions Antennas And Propagation**, vol.40,no.10,pp.1264-1266.

ÖZGEÇMİŞ

1977 yılında Antakya'da doğdum. İlk, orta ve lise öğrenimimi aynı ilde tamamladım. 1995 yılında girdiğim Çukurova Üniversitesi Mühendislik Fakültesi'nden, 2001 yılında, Elektrik-Elektronik Mühendisi ünvanıyla mezun oldum. 2002 yılında, Mustafa Kemal Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesinde Araştırma görevlisi olarak göreve başladım. 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.

