

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK ve FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İNCE TEL YAPILARDAN OLUŞAN
FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLERDEN ve DÜZ
İLETKEN YÜZEYLERDEN SAÇILMA
ANALİZİ

SENA ESEN BAYER KESKİN
DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

GEBZE

2013

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK ve FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

İNCE TEL YAPILARDAN OLUŞAN
FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLERDEN ve DÜZ
İLETKEN YÜZEYLERDEN SAÇILMA
ANALİZİ

SENA ESEN BAYER KESKİN
DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

DANIŞMANI
PROF. DR. AHMET ARİF ERGİN

GEBZE

2013



**GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ
ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 10/06/2013 tarih ve 2013/30 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 04/07/2013 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Sena Esen BAYER KESKİN'in tez çalışması Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : Prof. Dr. A. Arif ERGİN

ÜYE

: Doç. Dr. Serkan AKSOY

ÜYE

: Doç. Dr. Gonca ÇAKIR

ÜYE

: Doç. Dr. Gökhan ÇINAR

ÜYE

: Yrd. Doç. Dr. Adnan SONDAŞ

ONAY

GYTE Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Bu tez çalışması Frekans Seçici Yüzeylerden (FSY) saçılma analizi ve geniş yüzeylerden saçılma analizi olmak üzere iki ana ve farklı kısımdan oluşmaktadır. İlk kısımda tel ızgara biçimindeki FSY'lerden saçılan alanın hesaplanması amacıyla, Floquet's teoremi uyarınca bir FSY hücresinden komşu FSY hücresine akım geçişini tanımlayan baz fonksiyonu önerilmiştir. Önerilen baz fonksiyonu ince tellerden oluşan FSY'lerin tel ızgara yapılarında olduğu gibi periyodik hücreleri arasında bağlantı içerdiği durumda da Periyodik Moment Metodunun kullanılmasını mümkün kılmaktadır. Bilgisayar kodu ile elde edilen yansıma/geçirgenlik katsayıları, ölçüm ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir. İkinci kısımda ise elektriksel olarak büyük ve kompleks cisimlerin Radar Kesit Alanı (RKA) değeri ışıma takibi yapılarak hesaplanmıştır. Standart ışın takibi yönteminde hedef nesne üzerine gönderilmesi gereken ışın miktarının frekansın karesi ile orantılı olarak artmasının oluşturduğu kısıtlayıcı faktörleri ortadan kaldırmak amacıyla Fizik Optik integrallerinin literatürde var olan bir yöntem ile zaman uzayında hesaplanarak hedef nesne üzerine gönderilen ışınların üçgensel ışın tüpü olarak gönderilmesi önerilmiştir. Yazılan bilgisayar kodunun doğrulanması düz bir plakadan oluşan normal yüzey saçılma problemi ile yapılmıştır. Gölgeleyen yüzey saçılmalarının olduğu durumda oluşan RKA sonuçları analitik olarak hesaplanan değerler ile karşılaştırılmış ve sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Frekans Seçici Yüzey (FSY); Periyodik Moment Metodu (PMM); Işıma Takibi Yöntemi (ITY); Radar Kesit Alanı (RKA).

SUMMARY

This thesis consist of two main and different parts: scattering analysis of Frequency Selective Surfaces (FSSs), and scattering analysis of extensive surfaces. In the first section, for the purpose of scattering analysis of FSSs in the form of rectangular wire mesh, a basis function that considers the flow of a current from one cell to the next has been proposed in the light of Floquet's theorem. The proposed basis function enables the use of periodic method of moments in FSSs composed of thin-wires in which the system has a connection with neighboring cells such as thin-wire grids. Validity of the proposed solution approach is tested in two distinct cases (with and without neighbor connection) for scattered fields. It is found that the reflectivity/transmittivity coefficients obtained by the numerical analyses conducted with the proposed approach are in good agreement with the experimental data. In the second section, calculation of Radar Cross Section (RCS) of the electrically large and complex objects is made by using radiation tracing method. In the standard ray tracing method, the amount of the rays sent to the target object increases in proportion to the square of the frequency. In order to eliminate this restrictive factor, it is suggested to launch the triangular ray tubes on the target object instead of rays with circular cross section area and calculate Physical Optics integrals in the time domain which can found in the literature. Verification of the computer code is made by the normal surface scattering from a flat plate. In the case of shadowed surface scattering, the RCS results are compared with the analytically calculated results for the same structure and it is found that the results are in good agreement.

Keywords: Frequency Selective Surfaces (FSS); Periodic Method of Moments (PMM); Radiation Tracing Method (RTM); Radar Cross Section (RCS).

TEŞEKKÜR

Lisansüstü eğitimim süresince her konuda yardımını ve desteğini esirgemeyen, en genel konulardan en detay hususlara kadar teori ve uygulamada konu hakkındaki derin bilgi seviyesi ile beni yönlendiren, başarının detaylarda gizli olduğunu öğreten, yanında çalışmaktan onur duyduğum, kuşkusuz öğrenimimde ve motivasyonumda en büyük katkıyı sağlayan, bundan sonraki meslek hayatımda da desteğini göreceğimden emin olduğum çok değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. A. Arif Ergin'e,

Tezime katkılarından dolayı Fatih Dikmen'e,

Uzmanlık eğitimim boyunca her aradığımda yardımını esirgemeyen arkadaşım Kadir Durgut'a,

Akademik hayatım boyunca birlikte çalışmaktan zevk aldığım hocalarıma ve araştırma görevlisi arkadaşlarıma,

Lund Üniversitesi'nde bulunduğum süre boyunca ilimlerinden faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile de örnek edindiğim, tecrübelerinden yararlanırken göstermiş oldukları hoşgörü ve sabırdan dolayı değerli hocalarım Gerhard Kristensson, Mats Gustafsson, Daniel Sjöberg ve desteklerinden dolayı proje ekibindeki tüm çalışma arkadaşlarıma,

Finansal olarak bu tezin tamamlanmasında desteği bulunan TÜBİTAK'a,

En sıkıntılı zamanlarımda hep yanımda olup, ilgi ve desteklerini hiç esirgemeyen, bana verdikleri sonsuz sevgi, sabır ve imkan için her zaman yanımda olan annem, babam, kardeşlerim ve tüm aileme,

Her koşulda yanımda olan ve desteğini hep hissettiğim sevgili eşim Erdinç'e,

Uzun çalışma saatlerim boyunca beni sorun yaratmadan bekleyen, küçük yaşına rağmen gösterdiği sabır ve anlayıştan dolayı canım oğlum Kuzey'e en içten teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
TABLolar DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	1
1.1. Tezin Amacı, Katkısı ve İçeriği	6
2. RADAR KESİT ALANI	10
2.1. Polarizasyon	12
2.2. Frekans ve Dalga Boyu	13
3. FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLERİN ANALİZİ	16
3.1. Temel Bilgiler	18
3.1.1. Operator Denkleminin Çözümü	27
3.1.2. Dipollerden Oluşan FSY İçin PMM ile Elde Edilen Sonuçlar	31
3.2. Tezde Önerilen Yöntem	34
3.2.1. Dipollerden Oluşan FSY ve Hücreleri Arasında Tel Geçiş Bulunan Durum İçin PMM ile Elde Edilen Sonuçlar	36
3.3. Ölçüm Sistemi	38
3.4. Ölçüm Yöntemi	40
3.4.1. Yansıtıcılık Ölçüm Yöntemi	40
3.4.2. Geçirgenlik Ölçüm Yöntemi	41
3.5. Ölçüm Sonuçları ile Sayısal Analiz Sonuçlarının Karşılaştırması	41
3.5.1. Numune 1 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi	42
3.5.2. Numune 2 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi	46
3.5.3. Numune 3 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi	51
3.5.4. Numune 4 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi	55

3.5.5. Numune 5 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi	60
3.6. Numune 4'ün Farklı Tel Çapları İçin Sayısal Analiz ile Elde Edilen Yansıma ve Geçirgenlik Sonuçları	64
3.6.1. Numune 4 Tel Çapı = 50 μm	64
3.6.2. Numune 4 Tel Çapı = 63 μm	65
3.6.3. Numune 4 Tel Çapı = 50 μm , 63 μm ve 140 μm Karşılaştırması	67
3.7. Sonuç	69
4. IŞIMA TAKİBİ YÖNTEMİ	70
4.1. Seken Işın Yöntemi (Shooting And Bouncing Rays)	70
4.1.1. Seken Işın Yönteminin Temelleri	72
4.1.2. Her Işının Uzak Alana Olan Katkısı	74
4.2. Fizik Optik İntegrali için Radon Dönüşümü	80
4.3. Üçgen Işıma Takibi Yöntemi	82
4.3.1. Işıma Düzleminin Belirlenmesi	82
4.4. Analiz Sonuçları	86
4.4.1. Düz plaka	87
4.4.2. Gölgeleme	89
4.5. Sonuç	92
5. SONUÇLAR ve YORUMLAR	94
KAYNAKLAR	96
ÖZGEÇMİŞ	99

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler ve Açıklamalar Kısaltmalar

a	: Tel yarıçapı
$\mathbf{A}$	: Vektör potansiyeli
c	: Işık hızı
d_i	: Işının geometrik takip sırasında ışının kat ettiği mesafe
D_x	: Frekans Seçici Yüzeyin birim hücresinin x yönünde kendini tekrar mesafesi
D_z	: Frekans Seçici Yüzeyin birim hücresinin z yönünde kendini tekrar mesafesi
$\mathbf{E}_i$	: Gelen elektrik alan vektörü
$\mathbf{E}'_i$	: Işının son sekme noktasındaki alanının frekanstan bağımsız kısmı
$\mathbf{E}_i^s$	: i 'inci ışının saçılan alana katkısı
$\mathbf{E}_s$	: Saçılan elektrik alan vektörü
$\mathbf{E}_t$	: İletilen elektrik alan vektörü
f	: Gelen dalga frekansı
f	: Moment Metodunda bilinmeyen ve bulunmak istenen terim
f_n	: Baz fonksiyonu
$\mathbf{H}$	: Manyetik alan vektörü
I	: İnce telin yüzeyindeki akım
$\mathbf{J}_{qm}$	: Frekans Seçici Yüzeyin (q, m) hücresinin akım yoğunluğu
$\mathbf{J}_{00}$	: Frekans Seçici Yüzeyin birim hücresinin akım yoğunluğu
$\hat{k}$	: Düzlemsel dalganın ilerleme yönü
$\mathcal{L}$	: Doğrusal operatör
L	: Hedef nesnenin uzunluğu
m	: Frekans Seçici Yüzeyin birim hücresinin z yönündeki indisi
N	: İnce telin segment sayısı

$\hat{n}$	: Yüzey normali
$\hat{\mathbf{p}}(\ell)$	: Tel eksenini boyunca uzanan birim vektörü
$\hat{\mathbf{p}}^i$	: Polarizasyon vektörü
q	: Frekans Seçici Yüzeyin birim hücresinin x yönündeki indisi
$\hat{r}_{\pm}$	: Düzlemsel dalgaının yayılma yönü
$\mathbf{r}_{A_i}$	: i 'inci ışının hedef nesne üzerindeki son sekme noktası
$\mathbf{r}_g$	: Gözlem yönü
$\mathbf{R}$	: Serbest uzayda alanın hesaplanacağı noktanın konum vektörü (gözlem noktası)
$\mathbf{R}_{qm}$	: Frekans Seçici Yüzeyin (q, m) hücresindeki akım yoğunluğunun konumu
R_{maks}	: Kızak çerçevesine mükemmel iletken plaka yerleştirilerek ölçülen yansımaya
R_{min}	: Kızak çerçevenin boş olduğu durumda ölçülen minimum yansımaya
R_{mono}	: Monostatik durumda verici ile hedef arasındaki mesafe
$R_{ölç}$	: Kızak çerçevesine malzeme yerleştirilerek ölçülen yansımaya
R_r	: Bistatik durumda hedef ile alıcı anten arasındaki mesafe
R_t	: Bistatik durumda ise hedef ile verici anten arasındaki mesafe
$\hat{s}$	: Gelen düzlemsel dalgaının ilerleme yönü (Frekans Seçici Yüzeylerde kullanılan)
S	: Şekil fonksiyonu
$\hat{s}_i$	: Işının hedefi terk etme yönü
$\mathbf{T}(u, v)$	: Üçgen içindeki herhangi bir noktanın alan koordinatları cinsinden koordinatları
T_{maks}	: Kızak çerçevenin boş olduğu durumda ölçülen maksimum geçirgenlik
T_{min}	: Kızak çerçevesine mükemmel iletken plaka yerleştirilerek ölçülen geçirgenlik
$T_{ölç}$	: Kızak çerçevesine malzeme yerleştirilerek ölçülen geçirgenlik
w_m	: Test fonksiyonu

α_n	: Moment Metodunda bilinmeyen ve bulunmak istenen katsayılar
β	: Dalga sayısı
β_s	: Bistatik açısı
ΔA_i	: Işının kesit alanı
Δl	: Telin bir segmentinin uzunluğu
ϵ_0	: Boşluğun elektriksel geçirgenlik sabiti
θ_i	: Düzlemsel dalganın geliş açısı
λ	: Dalga boyu
μ_0	: Boşluğun manyetik iletkenlik sabiti
σ	: Radar kesit alanı
ϕ_i	: Düzlemsel dalganın geliş açısı
ω	: Sabit açısal frekans
D	: Dikey polarizasyon
DD	: Düşey-Düşey polarizasyon
FLIR	: Forward Looking Infrared-Kızılötesi İleri Görüş
FO	: Fizik Optik
FSY	: Frekans Seçici Yüzey
GO	: Geometrik Optik
KFT	: Kırınımın Fiziksel Teorisi
KGT	: Kırınımın Geometrik Teorisi
MM	: Moment Metodu
PMM	: Periyodik Moment Metodu
RKA	: Radar Kesit Alanı
RSM	: Radar Soğurucu Malzeme
SE	: Sonlu Elemanlar
SIY	: Seken Işın Yöntemi
ÜKT	: Üniiform Kırınım Teorisi
Y	: Yatay polarizasyon
YY	: Yatay-Yatay polarizasyon
ZUSF	: Zaman Uzayı Sonlu Farklar

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
1.1: Radar sinyalinin görünmez hedef üzerine gönderilmesi.	2
1.2: a) F117 jet uçağı, b) motor girişı (açıklığı), c) FLIR sensörü.	5
2.1: a) Monostatik radar geometrisi, b) Bistatik radar geometrisi.	11
2.2: Bazı cisimlerin RKA değerleri.	12
2.3: Düzlemsel dalğanın paralel ve dik bileşenleri.	13
2.4: a yarıçapındaki mükemmel iletken kürenin RKA'sı.	15
3.1: a) Tek bir hücre için açık sınır koşulu uygulanan sonlu farklar yöntemi, b) Sonlu farklar yönteminin periyodik yapıya uygulanması, c) Moment metodu ile ince telin yüzeyindeki I akımının bulunması, d) Periyodik moment metodu ile toplam akım dağılımın Floquet teoremi ile bulunması.	17
3.2: Metal yapılar içeren birbirini tekrar eden hücrelerden oluşan FSY yapısı.	18
3.3: a) Elektromanyetik dalga ile uyarılmış mükemmel iletken ince tel, b) tel üzerindeki segmentlerin gösterimi.	20
3.4: İnce tellerden oluşan FSY yapısı ve ilgili vektörler.	21
3.5: Bir boyutta periyodik FSY.	22
3.6: Düzlemsel dalga ile aydınlatılan FSY'nin yandan görünümü.	27
3.7: Baz fonksiyonunun tanımı.	31
3.8: a) Dipollerden oluşan FSY'nin bir hücresi, b) Denklem (3.25)'nin hesaplanmasında kullanılan toplam indisleri n_x ve n_z .	32
3.9: Seçilen matris elemanlarının toplam reel empedansı.	33
3.10: Z_{11} ve $Z_{1,30}$ arasındaki matris elemanlarının toplam reel empedansı (+ işareti ile gösterilen), örnek olarak Z_{14} matris elemanının gösterilmesi (düz çizgi ile gösterilen). Tüm eğriler aynı zarfın içinde yer almaktadır.	33
3.11: a) Yapılandırma 1 için FSY'nin birim hücresi, b) Yapılandırma 2 için FSY'nin birim hücresi.	34
3.12: a) Yapılandırma 2'nin düğüm noktaları, b) Yapılandırma 1'nin düğüm noktaları.	35

3.13: a) Yapılandırma 1 birim hücresinin periyodik olarak yerleştirilmesiyle oluşturduğu FSY, b) Yapılandırma 2 birim hücresinin periyodik olarak yerleştirilmesiyle oluşturduğu FSY.	36
3.14: Yapılandırma 1 ile Yapılandırma 2 için yansıma katsayıları.	37
3.15: Tel ızgara yapısı.	37
3.16: Ölçüm haznesi.	38
3.17: Geçirgenlik ölçüm düzeneği.	38
3.18: Yansıtıcılık ölçüm düzeneği.	39
3.19: Yansıtıcılık ölçüm düzeneği fotoğrafı.	39
3.20: Geçirgenlik deney düzeneği fotoğrafı.	40
3.21: a) Numune 2'nin görüntüsü, b) Numune 4'ün görüntüsü, c) Numune 5'in görüntüsü.	42
3.22: Numune 1 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.	42
3.23: Numune 1 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.	44
3.24: Numune 1 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.	45
3.25: Numune 2 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.	47
3.26: Numune 2 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.	48
3.27: Numune 2 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.	50
3.28: Numune 3 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.	51
3.29: Numune 3 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.	53
3.30: Numune 3 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.	54
3.31: Numune 4 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.	56
3.32: Numune 4 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.	57
3.33: Numune 4 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.	59
3.34: Numune 5 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.	60

3.35: Numune 5 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.	61
3.36: Numune 5 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.	63
3.37: Numune 4'ün tel çapı 50 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen yansıma katsayıları.	64
3.38: Numune 4'ün tel çapı 50 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayıları.	65
3.39: Numune 4 'ün çapı 63 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen yansıma katsayıları.	66
3.40: Numune 4 'ün çapı 63 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayıları.	66
3.41: Numune 4 'ün çapı 50 mikron, 63 mikron ve 140 mikron olduğu durumlar için sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.	68
3.42: Numune 4 'ün çapı 50 mikron, 63 mikron ve 140 mikron olduğu durumlar için sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.	68
4.1: SIY ile ışıma takibinin yapılması.	70
4.2: Hedef nesne üzerine dairesel kesit alanına sahip ışınların gönderilmesi.	71
4.3: a) Kartezyan koordinatlarda vektörlerin gösterimi, b) Alan koordinatlarda vektörlerin gösterimi.	74
4.4: Uzak alan hesabında kullanılan geometri.	75
4.5: $S(\hat{s}_l, \hat{r}_g)$ değeri hesaplanırken kullanılan yerel koordinat sistemi.	76
4.6: S_n üçgeninin Radon dönüşümü.	81
4.7: Işıma düzlemi ve sınırlayıcı kutu.	83
4.8: Işıma düzlemi.	83
4.9: Işıma düzleminden gönderilen üçgensel ışın tüpünün üçgensel modellenmiş kare plaka ile etkileşimi.	84
4.10: Hedef nesne üzerine gönderilen üçgensel ışın tüpü.	85
4.11: Işıma düzleminden gönderilen üçgensel ışın tüpü ve yansıyan ışının gösterimi.	85

4.12: a) Üçgensel ışın tüpü ile hedef nesnenin kesişmemesi durumu, b) tamamen kesişmesi durumu, c) kısmen kesişim olması durumu.	86
4.13: Düz plaka geometrisi.	88
4.14: Düz plaka için RKA değerleri.	88
4.15: Plakalardan birinin kısmen gölgelendiği geometri.	89
4.16: Işıma düzleminin farklı açılardan görünümü.	90
4.17: Işıma düzlemi tarafından görünen ve üzerine üçgensel ışın tüpü gönderilen geometri.	91
4.18: Gölgeleme olduğu durumda plakaların yandan görünümü.	92
4.19: RKA sonuçları.	92

TABLÖLAR DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
3.1: Numune 1 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.	43
3.2: Numune 1 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	44
3.3: Numune 1 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	46
3.4: Numune 2 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.	48
3.5: Numune 2 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	49
3.6: Numune 2 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	50
3.7: Numune 3 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.	52
3.8: Numune 3 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	53
3.9: Numune 3 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	55
3.10: Numune 4 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.	57
3.11: Numune 4 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	58
3.12: Numune 4 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	59
3.13: Numune 5 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.	61
3.14: Numune 5 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	62
3.15: Numune 5 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.	63

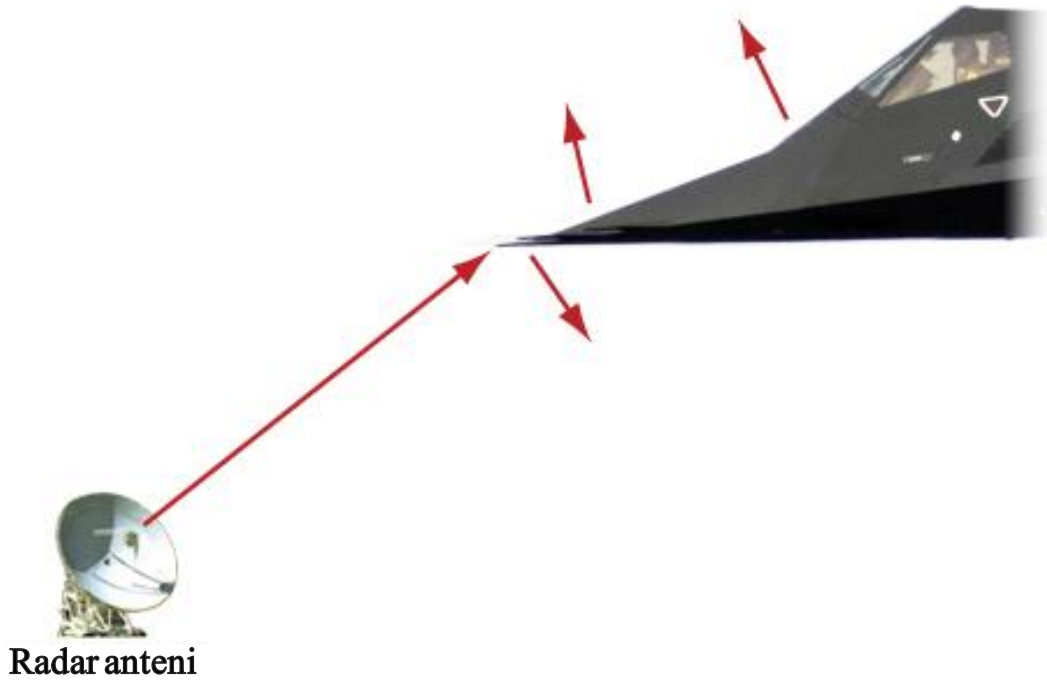
4.1: Denklem (4.10)'da verilen $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ ifadesinin $\sin \beta = 1$ için ve değişik r_a/λ 'lara göre değerleri.

77

1. GİRİŞ

Radar kelimesi, radyo ile tespit etme ve menzil tayini anlamına gelen ingilizce RAdio Detection And Ranging sözcüklerinin kısaltmasıdır. Radar; elektromanyetik dalga gönderen ve cismin üzerine gelen enerjinin alıcı yönünde saçılmasıyla cismin varlığını tespit etme, bulunduğu yön ve uzaklığı ölçme işlevlerini yerine getiren cihaz olarak tanımlanabilir. Bu nedenle, her frekansta çalışabilir. Radar Kesit Alanı (RKA), bir hedefin radar tarafından yayılan dalgalarla aydınlatılması sonucu hedeften belli bir yönde saçılan güç yoğunluğunun, radardan hedefe giden alanın güç yoğunluğuna normalize edilmesinin ölçüsüdür. Burada normalizasyonun amacı mesafe etkisini ortadan kaldırmak, böylece RKA hesabını hedef ve radar arasındaki mesafeden bağımsız bir hale getirmektir [1]. Radyo frekans dalgalarının metalik ve dielektrik yapılardan saçılmasının tanımı ilk olarak Hertz tarafından yapılmıştır; 1886'da 450 MHz spark-gap (kıvılcım atlamalı) verici ve alıcı kullanarak Maxwell teorilerini test etmiştir. Radar'da ilk askeri hedefin tespiti Alman mühendis Christian Hulsmeyer tarafından 1903'te donanmaya gemi tespit cihazını tanıtmasıyla gerçekleşmiştir. Ancak cihazın menzili kısıtlı olduğundan çok fazla ilgi uyandıramamıştır [2]. II. Dünya savaşından bu yana ise radar teknolojisinde muazzam bir gelişim kaydedilmiştir ve radarlar hem askeri hem de sivil uygulamalarda önemli rol oynamaktadır. Sivil sektörde, hava trafik kontrolü, engel ikaz sistemi, hava ikaz sistemi, yükseklik ölçümü gibi çeşitli amaçlarla kullanılmaktadır. Bu fonksiyonlara ek olarak, uçak, gemi ve uydu gibi askeri platformlarda ise keşif, gözetleme ve saldırı rollerini gerçekleştirmektedir. Askeri görevler düşman radarı tarafından fark edilmediği zaman en etkin biçimde gerçekleştirilmiş olur. Bu nedenle, RKA değerinin düşürülmesi bütün yeni platformların tasarımında öncelik kazanmıştır [1]. RKA değerinin düşürülmesiyle savaş esnasında saldırı amacıyla kullanılacak platformların radarda görünürlüğü azaltılmış olacağından, düşman tarafından fark edilmemesi ya da düşmana yeteri kadar yaklaşabilmek mümkün olur. Diğer bir deyişle düşük RKA değerine sahip olan platformlara karşı tedbir geliştirme süresi kısa olur ve bu platformların saldırı kabiliyetleri artar. RKA değerinin düşürülmesi ile ilgili dört teknik bulunmaktadır: Hedefin metal yüzeylerinin geometrik şekilleri ile oynanması, yüzeyinin radar soğurucu malzeme (RSM) ile kaplanması, pasif sönümleyici ve aktif sönümleyici

kullanılması [2]. RKA değerinin düşürülmesi amacıyla kullanılan yöntemlerden ilk ikisi, en yaygın uygulama alanına sahip yöntemlerdir. Birinci yöntem ile hedef platform, F-117 ve B-2 savaş uçaklarında da olduğu gibi geometrik şekilleri ile oynanarak radar sinyallerini geri yansıtmayacak biçimde tasarlanmaktadır. Radar sinyali görünmez hedefin üzerine çarptığında; Şekil 1.1’de görüldüğü gibi görünmez hedefin yüzeyinden belirli bir açıyla yansıyacak biçimde tasarlanmışlardır [3]. İkinci yöntem ile yüksek RKA’ya sebep olan kısımlarının RSM ile boyanması veya kaplanmasıyla yansıma katsayısı, orantılı olarak da RKA değeri azaltılmaktadır.



Şekil 1.1: Radar sinyalinin görünmez hedef üzerine gönderilmesi.

RKA düşürmeye yönelik iki faaliyet de sadece denemeler ve doğrudan RKA ölçümleriyle yürütülürse hem zaman, hem de maliyet olarak çok yüksek bedeller gerektirebilir. Ancak, bu iki faaliyette de gerçek platformlar üzerinde denemelerin yapılmasından önce bir yazılım ile bilgisayar ortamında tanımları yapılmış olan platformların RKA değerlerinin hesaplanması ve ön tasarımların simülasyon ortamında tamamlanması zaman ve maliyet olarak büyük tasarruf sağlar [4]. Hesaplama yöntemlerinden ‘fiziksel optik’ ve ‘geometrik optik’ gibi yüksek frekans teknikleri askeri bir platform (uçak, gemi vs.) için mikrodalga radarların çalıştığı 2 GHz’in altındaki frekans bandını tam olarak kaplayamamaktadırlar. Buna karşın

Sonlu Farklar (Finite Difference), Sonlu Elemanlar (Finite Element) ve Moment Metodu (Method of Moments) gibi alçak frekans teknikleri ile bu platformlar için GHz bandında çözüm üretmek mümkün değildir. Ancak hem alçak frekans, hem de yüksek frekans tekniklerinin eksik olduğu yönlerini telafi etmek üzere pek çok yöntem geliştirilmektedir [5]. Geliştirilen bu tekniklerle birlikte günümüz hesaplama yöntemleri değerlendirildiğinde mikrodalga radar frekanslarında en etkin çözümün kırınım teorileriyle desteklenmiş yüksek frekans tekniklerinin olduğu görülmektedir.

1970’lerde temelleri atılan “stealth”in Türkçe olarak tam bir karşılığı bulunmamakla beraber radara görünmezlik kastedilmektedir. Görünmez hedefler, popüler medyada kastedildiğinin aksine tamamen görünmez değildir. Hedefin radara yansıyan ekosunun oluşturduğu RKA değerinin, radarın cisimleri tespit edebildiği eşik değerinin altında olmasıdır. RKA değerinin düşürülmesi, radarlara karşı geliştirilmiş bir tedbirdir, buna karşılık daha hassas radarların geliştirilmesi düşük RKA değerine sahip hedeflerin tespitini sağlamaktadır [4]. Uçağın motor ya da kokpit gibi düz duvarlara sahip kavite oluşturan boşluklarından radara geri yansıma yüksek olmaktadır. Bunun önlenmesi için ilgili geometrinin duvarları RSM ile kaplanmalı ya da geometrisi değiştirilmelidir. Jet kaviteleri; kompresörler, türbin kanatları, ıraksatıcı ve buna benzer değiştirilmesi mümkün olmayan parçalar içermektedirler [1]. S bükümlü kaviteler bu cihazların gizlenmesi amacıyla kullanılabilir.

Bir uçağın RKA değeri (i) ana gövdeden olan saçılma ve (ii) pervane gibi hızlı hareket eden kısımlardan olan saçılma olmak üzere iki bileşenden oluşmaktadır. Ana gövdeden saçılan alanın frekansı gelen dalga frekansıdır. Pervane gibi hızlı hareket eden kısımlardan saçılan alan ise genlik ve faz modülasyonlarına uğradığı için farklı frekanslardaki harmoniklerden oluşmaktadır. Bu harmonikler, kanat sayısı, açılma dönme frekansı ve uçuş esnasındaki titreşim bilgilerinin fonksiyonudur [6]. Bu bilgilerin radar tarafından algılanması uçağın parmak izi niteliğindeki bilgilerinin de açık edilmesi anlamına gelmektedir. Jet uçaklarının motor açıklığının tel ızgara ile kaplanmasıyla bu durum önlenabilir. Benzer biçimde uçağın kokpiti de bir kavite gibi davranmaktadır ve kokpitin camı tel ızgara içeren bir film ile kaplandığında dalgaların kokpite girmesi engellenmiş olur [1]. Tel ızgaranın boşlukları çoğu radarın dalga boyundan daha küçük olduğundan radardan uçağa gelen enerjinin saçılması, uçağın yüzeyinden oluşan saçılma ile aynı olmaktadır [1]. Bu da motorun ve kokpitin

RKA değerini küçültmektedir. rnek olarak ekil 1.2.a ile gösterilen F117A jet uçağı [7], iki adet General Electric F404-F1D2 motora sahiptir ve her motor açıklığı radar sinyallerinin motora ulaşmasını engellemek için ekil 1.2.b’de görüldüğü gibi yatayda 23 adet boşluk ve dikeyde 36 adet boşluk içeren tel ızgara ile kaplanmıştır. Kokpitin altında yer alan ve düşman hedeflerinin erken algılanması amacıyla kullanılan FLIR (Forward Looking Infrared-Kızılötesi İleri Görüş) sensörünün bulunduğu açıklık da motor açıklığında kullanılan tel ızgara ile kaplanmıştır (ekil 1.2.c). Tel ızgara yapısı, birbirinin aynı olan hücrelerin yan yana periyodik olarak dizilmesiyle oluşmaktadır ve Frekans Seçici Yüzey (FSY) olarak düşünülebilir. FSY’lerden saçılma birçok çalışmanın konusunu oluşurmaktadır [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18], [19], [20], [21]. Bu çalışmalarda, periyodik olarak dizilmiş yamaların veya açıklıkların oluşturduğu bir yapıdan saçılma problemi; Varyasyonel Yaklaşım (Variational Approach) [8], Eşlenik Gradyen Yöntemi (Conjugate Gradient Method) [14], [15], [16], [17], Spektral İterasyon Yaklaşım Yöntemi (Spectral Iteration Approach Method) [11], Moment Metodu (Method of Moments) [9], [12], [13], [18] veya Periyodik Moment Metodu (Periodic Method of Moments) [19], [20] kullanılarak çözülmüştür. Bahsedilen yaklaşımların çoğu operatör denklemlerini yüzey akım yoğunluklarını veya açıklık alanlarını kullanarak çözmektedir [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16]. Bir kısmı da Babinet Prensibini kullanmaktadır [10]. Dolayısıyla bir hücreden diğerine geçişi bulunan bilinmeyen akım ya da alanların çözülmesine gerek kalmamaktadır. Izgara tel biçimindeki bir yapının saçılma karakteristiklerinin belirlenmesinde [21]’da bahsedildiği gibi tel ve düz plaka arasında “eşdeğer yarıçap” kuramı çerçevesinde bir ilişki kurularak silindir biçimindeki telin düz bir plaka olarak modellenmesi sağlanmaktadır [17], [18]. Bu sayede, tel ızgara problemi, düz yüzey problemi haline dönüştürülmüş olur ve istenilen akım yoğunluğu ya da açıklık alanı kullanılarak çözülebilir. Alternatif olarak, Blackburn ve Arnaut [20] tellerden oluşan frekans seçici yüzeylerden saçılma probleminin çözümü için periyodik moment metodu kullanmıştır.



a)



b)



c)

Şekil 1.2: a) F117 jet uçağı, b) motor girişi (açıklığı), c) FLIR sensörü.

RKA değerini oluşturan iki bileşenden biri olan, uçağın ana gövdesinden oluşan yansıma; uçağın diğer bileşenlerinden oluşan yansıma değerine kıyasla daha baskın bir değerdir. Bu nedenle uçağın ana gövdesinin oluşturduğu RKA değeri, hedefin RKA değerinin hesaplanmasında büyük önem arz etmektedir. Elektriksel olarak büyük cisimlerin RKA değerinin hesaplanmasında kullanılan sayısal yöntemleri; elektromanyetik problemi yaklaşık olarak çözmeyi hedefleyen yüksek frekans tahmin yöntemleri ve tam (exact) olarak çözmeyi hedefleyen alçak frekans yöntemleri olmak üzere iki ana başlık altında toplamak mümkündür. En yaygın kullanılan alçak frekans yöntemleri: Zaman Uzayı Sonlu Farklar (ZUSF) [22], Sonlu Elemanlar (SE) [23] ve Moment Metodu (MM) [24] gibi yöntemlerdir. Alçak frekans teknikleri ile Maxwell denklemleri herhangi bir yaklaşıklık kullanmadan tam olarak

çözölebilmektedir¹ ve bilinmeyenlerin sayısı frekans ile doğru orantılı olduğından, günümüz bilgisayarlarının bellek kapasitelerinin yetersizliğı ve hesaplama zamanının uzunluğı nedeniyle elektriksel olarak dalga boyuna göre küçük örn. boyutu birkaç dalga boyu civarında (0.1λ ile 10λ arasında) olan cisimlerin modellenmesinde tercih edilmektedir. Elektriksel olarak boyutları dalga boyuna göre oldukça büyük olan hedeflerin modellenmesinde asimptotik tekniklerin kullanımı tercih edilmektedir. Bu yöntemler yüksek frekanslarda daha etkin kullanıldıklarından yüksek frekans teknikleri olarak da bilinmektedirler. En yaygın kullanılan yüksek frekans teknikleri Fizik Optik (FO), Geometrik Optik (GO), Kırınımın Fiziksel Teorisi (KFT), Kırınımın Geometrik Teorisi (KGT) ve Üniform Kırınım Teorisi (ÜKT)'dir. FO ve GO yöntemleri karmaşık yapılar için güvenilir sonuçlar üretmemektedir. KGT ve KFT yöntemleri kırılan ışınların fazla olduğı yapıların analizinde PO ve GO ile üretilen sonuçları iyileştirebilirler. Görünmezlik dizaynlarında, ayna (specular) yansımaları istenmediğinden, RKA hesabı yapılırken birden fazla kez yansıma yapan ışın ve kırınım etkisine dikkat edilmelidir. Kırınımın katkısı KFT yöntemi ile hesaplanabilir. Son yıllarda, birden fazla kez yansıyan ışınların analizinde kullanılmak üzere Seken Işın Yöntemi (SIY) isimli yeni bir yöntem geliştirilmiştir. SIY, GO ve PO yöntemlerinin kombinasyonudur ve görünmezlik uygulamalarında kullanılabilecek bir ışın takibi yöntemidir.

1.1. Tezin Amacı, Katkısı ve İçeriğı

Bu tez iki ana ve farklı kısımdan oluşmaktadır. İlk kısım tel yapılardan oluşan ve F117A jet uçağının motor açıklığında kullanılan tel ızgara yapısında olduğı gibi periyodik hücreleri arasında bağlantı bulunan FSY'lerden saçılma analizlerini içermektedir. FSY'lerden saçılan elektromanyetik alanın Periyodik Moment Metodu (PMM) ile hesaplanması ile ilgili çalışmalar [18], [19] periyodik tel yapılar içermektedir. Ancak tel ızgara gibi komşu hücreler arasında bağlantı bulunan FSY'leri kapsamamaktadır. Periyodik bir yapının komşu iki hücresi arasında bağlantı olduğı durumda, yapının bir hücresinden diğetine akım geçisi olmaktadır. FSY'lerin hücreleri arasında bağlantı bulunan durumlar için bir hücreden diğetine akan akımın

¹ Geometrik modelleme ve bilgisayarın sonlu çözünürlüğünden dolayı yaklaşıklıklar oluşsa da yöntem sonucunda bulunan çözümler Maxwell denklemlerini sağlarlar.

açık bir şekilde modellenmesi gerekmektedir. Ancak önceki çalışmalarda bu tanım açıkça yapılmamıştır. [18]'de tellerden oluşan yapıların birden fazla tel ile birleşim yaptığı durumlar için akımın vektör sürekliliği incelenmiş, örneklerle desteklenmiştir. Ancak bu çalışmada da periyodik bir yapının bir hücresinden diğerine akım geçişi olduğu durum için akımın vektör sürekliliği açık bir şekilde tanımlanmamıştır. Periyodik hücreler arasında tel geçişi (bağlantı) bulunan durumlarda da tel üzerindeki akımların ayrıklaştırılarak çözülmesi amacıyla bir hücreden diğerine akım geçişinin modellenmesi gerekmektedir. Bu sayede periyodik hücreler arasında tel geçişi bulunan yapıların analizinde de PMM kullanılarak tel üzerindeki akımların ayrıklaştırılması ile yansıma ve geçirgenlik katsayıları hesaplanabilecektir.

İkinci kısımda uçağın geniş, düz iletken yüzeylerden oluşan saçılan alan ve RKA değerinin hesaplanmasından bahsedilmiştir. RKA değerini oluşturan iki bileşenden biri olan, uçağın ana gövdesinden oluşan yansıma; uçağın diğer bileşenlerinden oluşan yansıma değerine kıyasla daha baskın bir değerdir. Bu nedenle uçağın ana gövdesinin oluşturduğu RKA değeri, hedefin RKA değerinin hesaplanmasında büyük önem arz etmektedir. Son yıllarda, birden fazla kez yansıyan ışınların analizinde yaygın olarak kullanılan SIY, GO ve PO yöntemlerinin kombinasyonudur ve görünmezlik uygulamalarında kullanılabilecek bir ışın takibi yöntemidir. Yöntem; gelen alan doğrultusundan RKA'sı hesaplanacak yapı üzerine çok yoğun bir ışın demetinin gönderilmesi, her ışının GO kurallarına göre yapı üzerinde seken ışın takibinin yapılması ve ışının yapıdan ayrıldığı noktada indüklenen yüzey akımlarının FO integralleri alınarak saçılan alanın hesaplanması prensibine dayanmaktadır. Gönderilen ışın demetindeki ışınlar birbirlerine paralel ve aralarındaki mesafe $\lambda/10$ 'dan daha küçük olacak şekildedir. Frekansın karesi ile orantılı olarak gönderilmesi gereken ışın sayısı da artmaktadır, bu da oldukça kısıtlayıcı bir faktör olmaktadır. Bu kısıtlayıcı faktörün ortadan kaldırılması ile hedef nesne üzerine istenilen büyüklükte ışın gönderilmesi mümkün olacaktır.

Bu tez çalışması birbirinden farklı iki kısımdan oluşuyor gibi görünse de ileriki çalışmalar bölümünde de önerildiği gibi; ikinci kısımda hedef nesnenin RKA değerinin belirlenmesinde düz iletken yüzeylerin yansıma katsayılarının integralleri alındığından, ilk kısımda ince tellerden oluşmuş FSY'nin PMM analizi ile elde

edilen yansıma katsayıları da yönteme dahil edilerek tüm sistemin RKA'sı hesaplanabilir.

Bu tez kapsamında F117A jet uçağının motor açıklığında kullanıldığı gibi tel ızgara biçimindeki FSY'lerden saçılan alan hesabı PMM kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu amaçla bir FSY hücresinden komşu FSY hücresine geçişi tanımlayan bir baz fonksiyonu önerilerek, açıklık elektrik alanlarının hesaplanmasına gerek kalmadan, FSY'den saçılan elektrik alan, geçirgenlik/yansıma katsayıları ve RKA hesabının PMM kullanılarak, ince tel yaklaşıklıklarının da kullanıldığı tel yüzeyindeki akımların ayrıklaştırılmasıyla hesaplanması mümkün kılınmıştır. Bu yöntem ile karmaşık problemlerin çözümü daha basit hale getirilmiştir.

Elektriksel olarak büyük ve kompleks cisimlerin RKA değeri ışın takibi yapılarak hesaplanmıştır. Hedef nesne üzerine gönderilmesi gereken ışın adedinin frekansın karesi ile orantılı olarak artmasının oluşturduğu kısıtlayıcı faktörleri ortadan kaldırmak amacıyla ışının hedef nesnenin yüzeyine son çarptığı yüzeydeki FO integralleri [25] nolu çalışmada olduğu gibi zaman uzayında hesaplanmıştır ve hedef nesne üzerine gönderilen ışınların hesaplama iş yükünü azaltmak amacıyla dairesel kesit alanına sahip ışınlar yerine üçgensel ışın tüpü olarak gönderilmesi önerilmiştir. İlk aşamada düz bir plakadan oluşan normal yüzey saçılma ve ardından gölgelenmiş yüzeyler içeren yapıların RKA'sı incelenmiştir.

Bu tez kapsamında Bölüm 2'de RKA hesaplanması ile detaylı bilgi verilecektir; polarizasyon, frekans ve dalga boyu gibi tanımlara değinilecektir. Bölüm 3'te FSY'lerden saçılan alanın analizi için kullanılan PMM yönteminden bahsedilecektir. Bu amaçla, Bölüm 3.1'de tel yapılardan oluşan ve periyodik hücreler arasında tel geçişi bulunmayan frekans seçici bir yüzeyden saçılan alanın hesaplanması amacıyla kullanılan klasik PMM formülasyonu açıklanacaktır. Yöntemin anlaşılabilirliğini arttırmak için [19]'daki notasyona benzer bir notasyonun kullanılmasına özen gösterilmiştir. Sonuçlar, ilk olarak basit ve anlaşılması kolay, hücreler arasında geçişi bulunmayan dipol yapısı için elde edilecektir. Elde edilen saçılma parametreleri dipollerden oluşan FSY için empedans matrisi sonuçlarının yer aldığı [20] nolu çalışma ile karşılaştırılarak; klasik formülasyon kullanılarak üretilen bilgisayar kodunun doğruluğu test edilecektir. Hücreler arasında geçişi bulunan FSY'ler için ise bir hücreden diğerine akan akımın açık bir şekilde modellenmesi gerekmektedir ancak literatürde böyle bir tanıma rastlanmadığından, Bölüm 3.2'de

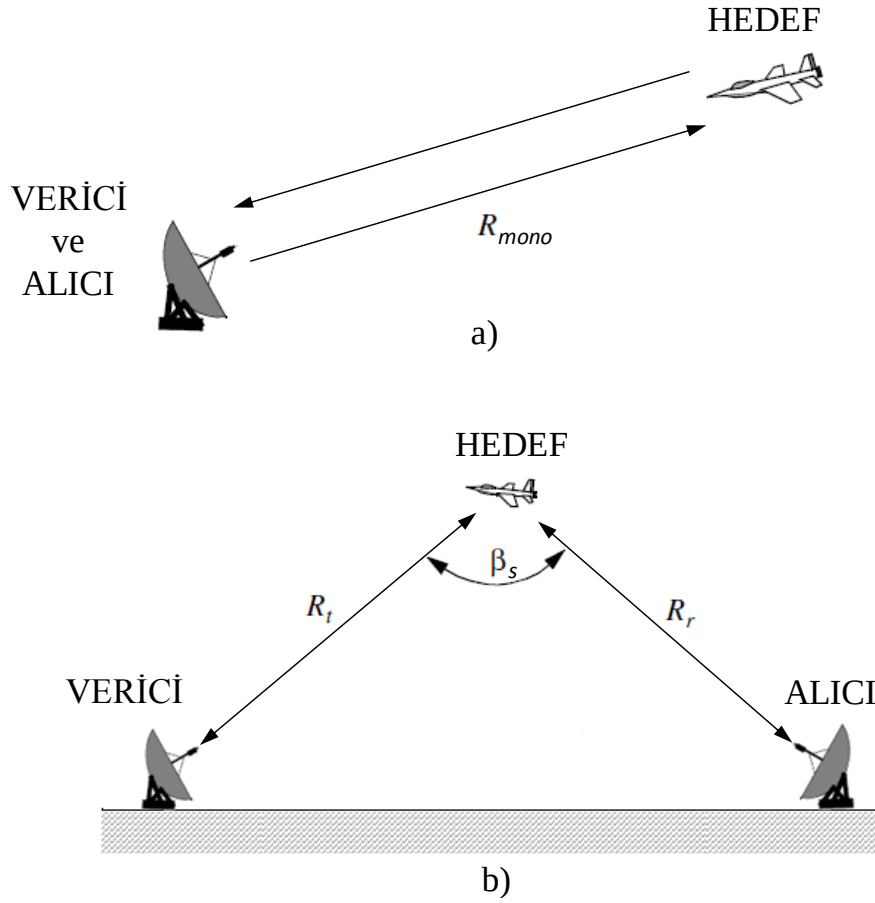
klasik PMM formülasyonunun FSY'nin periyodik hücreleri arasında tel geçisi (bağlantı) bulunduğu durumda da kullanılabilmesi için yeni baz fonksiyonu önerilecektir. Bölüm 3.3'te ölçüm sisteminden, Bölüm 3.4'te ise geçirgenlik ve yansıtıcılık ölçümleri için kullanılan ölçüm yönteminden bahsedilecektir. Bölüm 3.5'te ise ürettirilen 5 farklı tel ızgara yapısı için sayısal analiz sonuçları ile ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması verilecektir. Bölüm 3.6'da numune 4 olarak isimlendirilen tel ızgara yapısının farklı tel yarıçapları için elde edilen sonuçlarına değinilecektir. Bölüm 3.7'de bu bölümde elde edilen sonuçlardan bahsedilecektir. Bölüm 4'te geniş yüzeylerden saçılma analizlerinde kullanılan ışın takibi yöntemine değinilecektir. Bölüm 4.1'de elektriksel olarak boyutları dalga boyuna göre oldukça büyük ve karmaşık yapıların RKA'sının belirlenmesinde yaygın olarak kullanılan ışın takibi yöntemlerinden biri olan SIY'nin temellerinden ve her ışının uzak alana olan katkısının hesaplama yönteminden bahsedilecektir. Bölüm 4.2'de SIY'da referans düzlemden gönderilen düzlemsel dalgayı temsil eden yoğun ışın demetindeki ışınların sayısının frekansın karesi ile doğru orantılı olmasının getireceği kısıtlamaları ortadan kaldırmak amacıyla FO integrallerinin [25] nolu çalışmada açıklandığı gibi Radon dönüşümü kullanılarak zaman uzayında hesaplanabilmesi için kullanılan yöntem anlatılmıştır. FO integralleri üçgensel yüzeyler üzerinden hesaplanmaktadır. Hedef nesne üzerine dairesel kesit alanına sahip ışınlar yerine üçgensel ışın tüpleri gönderilmesi iş yükünü ve hesaplama zamanını azaltacaktır. Bölüm 4.3'te bu tez kapsamında önerilen üçgen ışın takibi yönteminden bahsedilmiştir. Bölüm 4.4'te düz plaka ve gölgelenme durumu içeren plakaların analiz sonuçları verilmiştir. Bölüm 4.5'te bu bölümde elde edilen sonuçlar anlatılmıştır. Bölüm 5'te bu tez kapsamında elde edilen sonuçlardan ve gelecek çalışmalardan bahsedilmiştir.

2. RADAR KESİT ALANI

RKA, hedefin etrafa yaydığı gücün, radar tarafından hedefe gönderilen elektromanyetik dalganın güç yoğunluğuna oranıdır ve cismin radardaki görünürlük miktarını m^2 cinsinden ifade etmektedir. RKA; kullanılan radarın özelliklerinden ve içinde bulunduğu ortamdan bağımsız bir parametredir ve sadece hedefin geometrik özellikleri (şekli) ve yapıldığı malzemenin bir fonksiyonudur [4]. RKA, bir hedefin radar tarafından yayılan dalgalarla aydınlatılması sonucu hedeften belli bir yönde saçılan güç yoğunluğunun, radardan hedefe giden alanın güç yoğunluğuna normalize edilmesinin ölçüsüdür. Burada normalizasyonun amacı mesafe etkisini ortadan kaldırmak, böylece RKA hesabını hedef ve radar arasındaki mesafeden bağımsız bir hale getirmektir [1].

Radar sistemleri, verici ve alıcı antenlerin konumlarına göre Şekil 2.1’de görüldüğü gibi bistatik ya da monostatik radar olarak adlandırılmaktadır. Çoğu radar uygulamasında olduğu gibi, radar alıcı ve verici antenleri aynı platformda konumlandırılmış ise monostatik radar olarak isimlendirilmektedir, hatta çoğunlukla Şekil 2.1.a görüldüğü gibi alıcı ve verici aynı anteni paylaşmaktadır. Bu durumda gelen dalganın polarizasyonu ile saçılan alanın polarizasyonu aynı olmaktadır. Alıcı ve verici antenler birbirine yakın konumlandırıldığında yarı-monostatik radar olarak adlandırılrsa da, hedeften radara bakıldığında birbirine yakın konumlandırılmış antenler aynı platformda görüldüğünden yarı-monostatik durum da çoğu zaman monostatik olarak düşünülmektedir [1]. Bistatik radar ise Şekil 2.1.b’de görüldüğü gibi alıcı ve verici antenlerin birbirinden farklı platformlarda konumlandırılmış olmaları durumudur. Şekil 2.1.b’de yer alan β_s açısı, bistatik açısı ifade etmektedir ve bu açı küçük bir değer olduğunda monostatik RKA ve bistatik RKA değerleri benzer olmaktadır. Bistatik açı 180° ’ye yaklaştığında ise bistatik RKA değeri de büyümektedir. F117 savaş uçağı gibi görünmez hedefler, şekilleri ile oynanarak monostatik yön dışındaki yönlerde enerji saçmaları amacıyla tasarlandıklarından dolayı monostatik RKA değerleri düşüktür, ancak bistatik RKA değerleri yüksek olabilir. Şekil 2.1.a’da yer alan R_{mono} mesafesinin bistatik eşleniği $\sqrt{R_r R_t}$ ’dir [26]. Burada R_r hedef ile alıcı anten arasındaki mesafeyi, R_t ise hedef ile verici anten

arasındaki mesafeyi ifade etmektedir. İlerleyen denklemlerdeki σ , uzak alan monostatik duruma karşılık gelmektedir.



Şekil 2.1: a) Monostatik radar geometrisi, b) Bistatik radar geometrisi.

Gelen elektromanyetik alan $\mathbf{E}_i$ ve saçılan elektromanyetik alan $\mathbf{E}_s$ cinsinden RKA hesabı

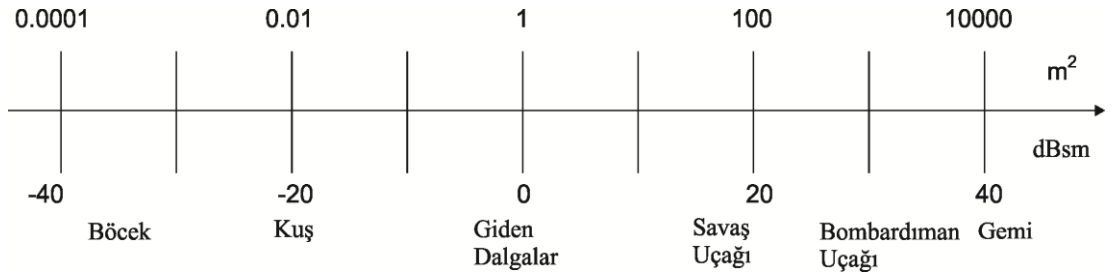
$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \quad (2.1)$$

formülüyle bulunabilir. Burada R en genel halde verici ile hedef arasındaki mesafeyi ifade etmektedir. Uygulamada, alıcı ile saçılan elektromanyetik alanın polarizasyonu aynı ve gelen elektromanyetik alan genliği $|\mathbf{E}_i| = 1$ V/m olan bir düzlemsel dalga olarak alınabilir. Denklem (2.1)'de RKA'nın birimi m^2 'dir ancak birimi m^2 olmasına rağmen doğrudan hedefin fiziksel boyutu ile ilgili bir nicelik değildir.

Fiziksel olarak boyutu büyük cisimlerin genellikle RKA değerleri de büyük olmaktadır ancak her zaman cismin fiziksel boyutuna bağlı bir büyüklük değildir. RKA, çok geniş bir spektruma hitap etmektedir, bu nedenle logaritmik olarak dBsm birimiyle ifade edilirse daha geniş bir spektrumu kapsayabilir:

$$\sigma_{dBsm} = 10 \log_{10} \sigma_{m^2} \quad (2.2)$$

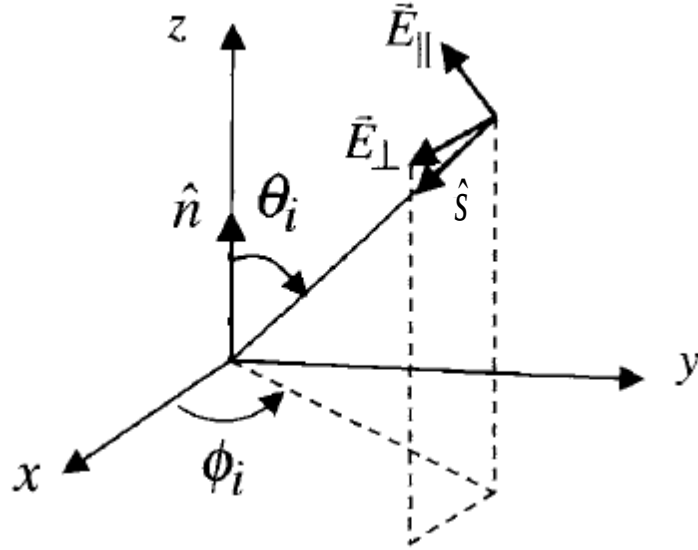
Bazı cisimlerin RKA değerleri ise Şekil 2.2 ile verilmiştir [1].



Şekil 2.2: Bazı cisimlerin RKA değerleri.

2.1. Polarizasyon

Düzlemsel dalgaın ilerleme yönü olan $\hat{s}$ vektörü ve geliş açıları olan θ_i, ϕ_i açıları Şekil 2.3'te gösterilmiştir. Manyetik alan ve dalgaın ilerleme yönü aynı düzlemde ve elektrik alan vektörü bu düzlemde dik ise TE polarizasyonda, elektrik alan ve dalgaın ilerleme yönü aynı düzlemde düzlemde ve manyetik alan bu düzlemde dik ise TM polarizasyondadır. Şekil 2.3'de TM polarizasyon $\vec{E}_\perp$ ve TE polarizasyon $\vec{E}_\parallel$ olarak gösterilmiştir. $\hat{n}$ yüzey normalini ifade etmektedir.



Şekil 2.3: Düzlemsel dalga'nın paralel ve dik bileşenleri.

Yatay (Y) ve Dikey (D) polarizasyon ifadeleri ise toprağa yakın konumlandırılmış hedefler / radarlardan ya da toprağa paralel uçan hedeflerden bahsederken kullanmak daha uygun olmaktadır. Polarizasyon vektörü $\hat{\mathbf{p}}^i = -p_\phi \hat{\phi} + p_\theta \hat{\theta}$ ise, yatay polarizasyon ($p_\phi = 1, p_\theta = 0$) veya dikey polarizasyon ($p_\phi = 0, p_\theta = 1$) ile gösterilmektedir.

2.2. Frekans ve Dalga Boyu

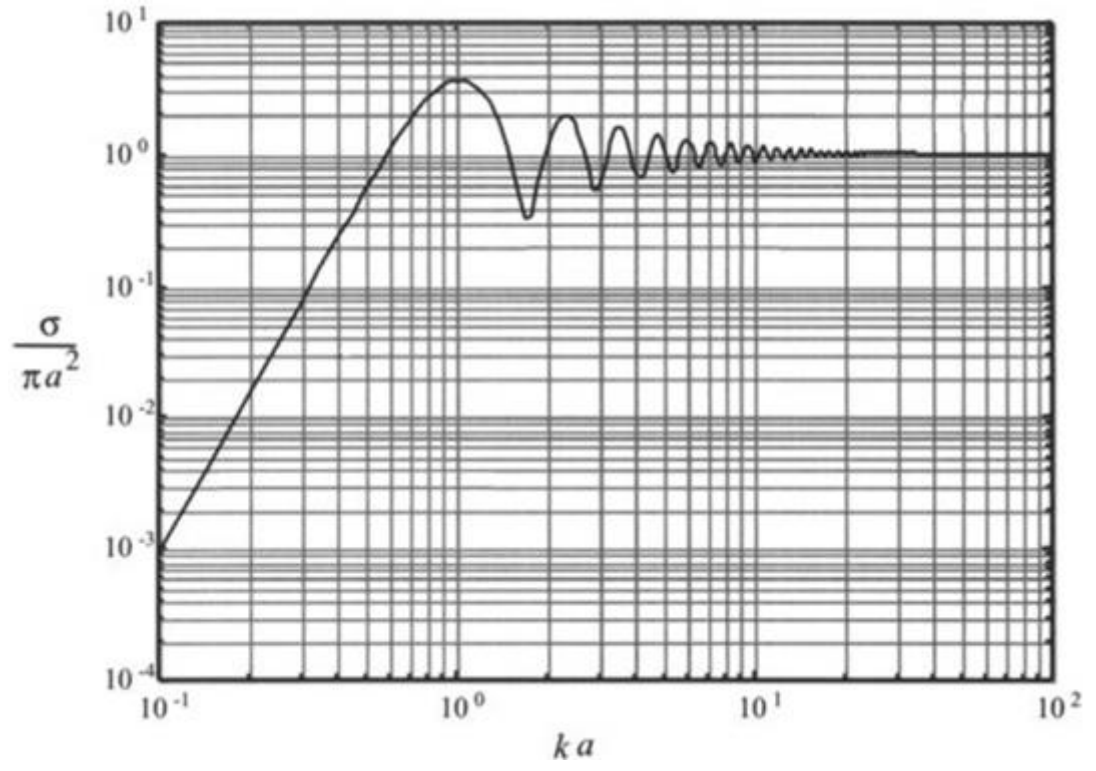
Hedef nesnenin saçılma karakteristiğini etkileyen faktörlerden biri de gelen dalga'nın frekansıdır. Hedef nesnenin RKA'sının birbirinden farklılaştığı üç frekans bölgesi bulunmaktadır. Bu frekans bölgeleri düşük frekans, rezonans ve yüksek frekans bölgeleri olarak isimlendirilmiştir. Düşük ve yüksek tanımlamaları hedef nesnenin fiziksel boyutu ile değil, gelen dalga'nın dalga boyu cinsinden boyutu ile ilişkili kavramlardır. Elektromanyetik dalga'nın ilerleme yönü, dalga vektörü olan $\hat{k}$ ile ifade edilmektedir ve dalga vektörünün genliği $k = 2\pi / \lambda$ 'dır ve $\lambda = c / f$ dalga boyunu göstermektedir. Hedef nesnenin L uzunluğunda bir yapı olduğunu varsayarsak, dalga boyu λ 'nın hedef nesnenin uzunluğuna oranı λ / L veya devrik halde kL ile bağlantılı olarak RKA saçılmasını aşağıda tanımlandığı gibi üç frekans bölgesi karakterize etmektedir.

Düşük frekans bölgesi ($kL \ll 1$) veya ($\lambda \gg L$): Bu frekanslarda, hedef nesne üzerinde gelen dalganın faz değişimi küçük olduğundan dolayı, nesne üzerinde indüklenen akımın genlik ve fazı neredeyse sabittir. Hedef nesnenin şekli önemli değildir; örnek olarak küçük bir küre ve küçük bir küp aynı saçılma paternlerine sahiptir. RKA ile hedef nesnenin boyutu arasındaki ilişkiye bakılacak olursa, σ küçük bir değer olmasına rağmen frekansın dördüncü kuvveti ile orantılı olarak arttığı ($1/\lambda^4$) görülmektedir. Bu bölge “Rayleigh” bölgesi olarak da bilinmektedir.

Rezonans bölgesi ($kL \approx 1$): Bu frekanslarda, nesne üzerindeki akımın faz değişimi önemlidir ve her parçanın saçılma üzerine etkisi bulunmaktadır. RKA ve hedef nesnenin boyutu arasındaki ilişkiye bakılacak olursa bir salınımın söz konusu olduğu görülmektedir.

Yüksek frekans bölgesi ($kL \gg 1$): Dalga boyu, hedef nesnenin boyundan küçük olduğunda (genellikle $\lambda < 10L$), lokal saçılma merkezi yaklaşımı uygulanmalıdır. Ayna yansıması (specular scattering), son-bölge saçılması (end-region scattering), kırılma (diffraction), çoklu saçılma (multiple-bounce) gibi saçılma mekanizmaları kullanılabilir. Nesne üzerindeki akımın birçok çevrimde faz değişimi bulunmaktadır ve saçılan alan açığa bağımlıdır. Bu bölgede RKA ve hedef nesnenin boyutu arasındaki ilişki dalga boyundan bağımsız olabilir.

Klasik bir gösterim ile bir kürenin yukarıda bahsedilen üç bölgedeki kesit alanı Şekil 2.4’te gösterilmiştir [1]. Burada RKA olan σ , kürenin izdüşürülmüş alanı πa^2 ile normalize edilmiştir ve kürenin çevresinin dalga boyu ile normalize edilmiş halinin $ka = 2\pi a/\lambda$ fonksiyonu olarak çizdirilmiştir. Dalga boyunun, kürenin çevresinden çok büyük olduğu durumda, kesit alanı $a^2(ka)^4$ ile orantılıdır. Bu σ çok küçük bir değer olsa bile, frekansın dördüncü kuvveti ile, yarıçapında da altıncı kuvveti ile orantılı olduğunu göstermektedir. Eğer kürenin çevresi 1 ve 10 dalga boyu arasında ise kesit alanı salınımsal (oscillatory) davranış göstermektedir. Kürenin çevresinin uzunluğunun dalga boyuna göre büyük olduğu durumda, salınımsal davranış ortadan kalkmaktadır ve sadece ön yüzden olan yansımalar (front-face reflection) söz konusu olmaktadır.



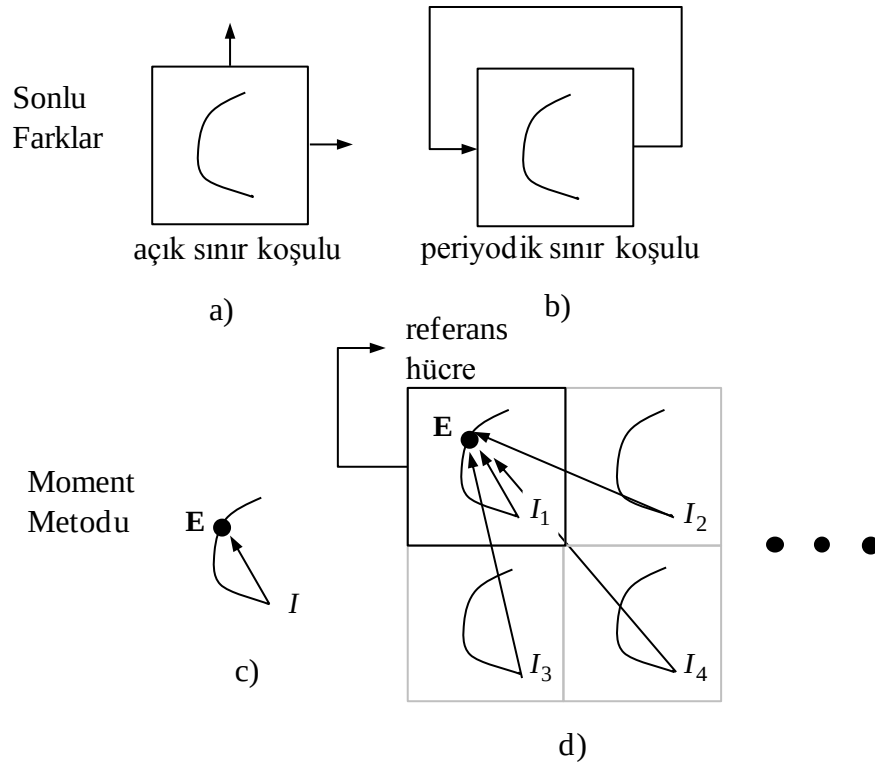
Şekil 2.4: a yarıçapındaki mükemmel iletken kürenin RKA'sı.

3. FREKANS SEÇİCİ YÜZEYLERİN ANALİZİ

FSY'leri analiz etmek amacıyla birçok yöntem geliştirilmiştir [19]. Yaygın olarak kullanılan yöntemlerden biri olan PMM'in sonlu elemanlar ve sonlu farklar uygulamalarına göre en büyük avantajı, tellerin yüzeyindeki akımların ayrıklaştırılması ve çözülmesidir. Antenin etrafındaki hacimsel boş uzay bölgesi için ağ örülmesine ("mesh" edilmesine) gerek yoktur ve antenin sonsuz uzayda ışıma yaptığını düşünülebilir. Sonlu farklar yöntemi ile periyodik sistemlerin çözümü için; Şekil 3.1.a'da bahsedilen sonlu farklar yönteminde kullanılan sınır koşullarının, faz farkını içeren periyodik sınır koşullarına dönüştürülmesi yeterli olmaktadır (Şekil 3.1.b) Şekil 3.1.c'de gösterilen ince telin yüzeyindeki I akımının MM ile bulunabilmesi için ise elektrik alan E 'nin teğetsel bileşeninin telin yüzeyinde sıfıra eşit olduğu koşulunun uygulanması gerekmektedir. Periyodik olmayan metal yapıların analizinde yaygın bir şekilde kullanılan MM'nin periyodik yapılara da uygulanabilmesi ise yöntemin Ben A. Munk [19] tarafından modifiye edilerek PMM adı verilen yöntemin geliştirilmesiyle mümkün olmuştur. FSY, sonsuz periyodik metal yamalardan ya da tellerden oluşan bir dizidir. Saçıcı geometri, yüzeyin bulunduğu iki ekseninde de periyodik olduğundan Floquet teoremi uyarınca [27], referans birim hücrenin akım yoğunluğunun hesaplanması yeterli olmaktadır [19]. Şekil 3.1.d'de gösterilen elektrik alan E 'nin hesaplanması ise tüm akımların ($I_1, \dots, I_4$, vs.) süperpozisyonu ile mümkün olmaktadır [28]. Burada akımların doğru hesaplanabilmesi için MM'de olduğu gibi elektrik alan E 'nin teğetsel bileşeninin telin yüzeyinde sıfıra eşit olduğu koşulunun uygulanması gerekmektedir. Bölüm 3.1'de ince tel yapılardan oluşan ve periyodik hücreler arasında tel geçişi (bağlantı) bulunmayan frekans seçici bir yüzeyden saçılan alanın ve yansıma/geçirgenlik katsayılarının hesaplanması amacıyla kullanılan klasik PMM formülasyonundan bahsedilmiştir. Yapı olarak; Şekil 3.2'de gösterildiği gibi basit, uygulaması nispeten kolay olan ve hücreler arasında geçişi bulunmayan ince tellerden oluşan dipol yapısı tercih edilmiştir. MATLAB® programı kullanılarak yazılan bilgisayar kodunun doğrulanması için empedans matrisi sonuçları [28] nolu çalışmadaki sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Bölüm 3.2'de FSY'nin periyodik hücreleri arasında tel geçişi (bağlantı) bulunduğu (Ör: Şekil 3.11.a) durumda da telin yüzeyindeki akımların

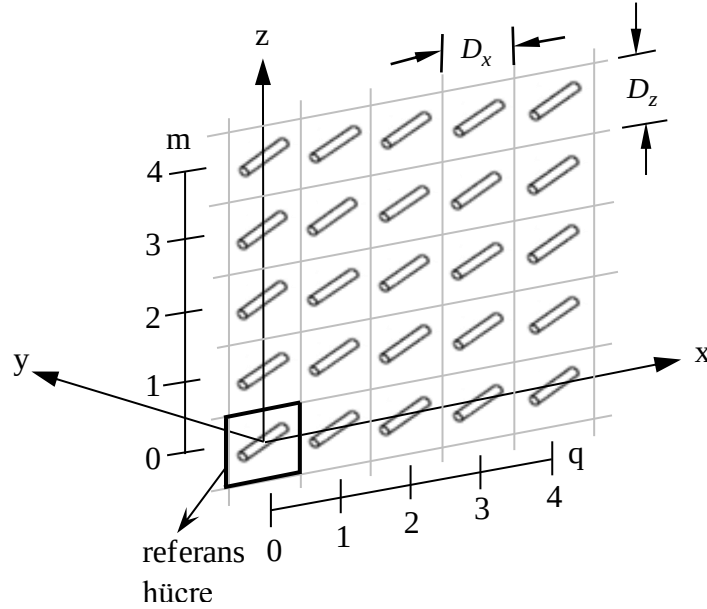
ayrıklaştırılarak saçılan alanın hesaplanabilmesi için PMM’de kullanılabilecek yeni bir baz fonksiyonu önerilmiştir. Önerilen fonksiyonun doğrulanması için öncelikle her iki yaklaşımla da çözülebilecek bir problem ele alınmıştır ve FSY’nin periyodik hücreleri arasında tel geçişi bulunduğu durum için elde edilen sonuçlar, hücreler arasında tel geçişi bulunmayan durum ile karşılaştırıldığında sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir. Her iki yaklaşımın kullanılamayacağı durumlarda elde edilen sonuçların doğruluğu, ölçüm sonuçları ile karşılaştırılarak gösterilmeye çalışılmıştır. Bunun için kullanılan ölçüm düzeneği ve ölçüm yöntemi sırasıyla Bölüm 3.3’te ve Bölüm 3.4’te anlatılmıştır. Bölüm 3.5’te ise ürettirilen 5 farklı tel ızgara yapısı için yeni baz fonksiyonu kullanılarak elde edilen yansım/geçirgenlik katsayıları ile ölçüm sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir.



Şekil 3.1: a) Tek bir hücre için açık sınır koşulu uygulanan sonlu farklar yöntemi, b) Sonlu farklar yönteminin periyodik yapıya uygulanması, c) Moment metodu ile ince telin yüzeyindeki I akımının bulunması, d) Periyodik moment metodu ile toplam akım dağılımının Floquet teoremi ile bulunması.

3.1. Temel Bilgiler

FSY, metal şekiller içeren ve birbirini takip eden hücrelerden oluşan iki boyutta periyodik bir dizidir. Hücrelerdeki metal şekiller; bir ya da daha fazla sayıda tel, yama, açıklık ya da bunların kombinasyonu olabilir. Dipollerden oluşan örnek bir FSY, Şekil 3.2 ile verilmiştir. Bu şekilde, D_x ve D_z , sırasıyla x ve z yönlerinde FSY'nin birim hücrelerinin kendini tekrar etme mesafesini, q ve m ise birim hücrenin indislerini ifade etmektedir. Örneğin $(0,0)$ indisi ($q=0, m=0$) referans hücrenin indislerine karşılık gelmektedir.



Şekil 3.2: Metal yapılar içeren birbirini tekrar eden hücrelerden oluşan FSY yapısı.

FSY periyodik hücrelerden oluştuğu için Floquet teoremi uyarınca [27] hücrelerdeki akım dağılımı da periyodik olmaktadır. Şekil 3.2'de verilen FSY'nin, ilerleme yönü

$$\hat{s} = \hat{x}s_x + \hat{y}s_y + \hat{z}s_z \quad (3.1)$$

birim vektörü ile gösterilen bir düzlemsel dalga ile aydınlatıldığını varsayalım. FSY'nin hücreleri üzerinde referans birim hücre ile aynı genliğe sahip ve ilgili

hücreye gelen düzlemsel dalga ile ilişkili olarak hücrenin bulunduğu konuma göre bir faz farkı ile ötelenmiş akım yoğunlukları indüklenmektedir:

$$\mathbf{J}_{qm}(\mathbf{R}) = \mathbf{J}(x + qD_x, z + mD_z) = \mathbf{J}_{00}(x, z)e^{-j\beta(qD_x s_x + mD_z s_z)} \quad (3.2)$$

Bu denklemde, ω sabit açısal frekans, c ışık hızı olmak üzere, $\beta = \omega/c$ dalga sayısını göstermektedir ve tüm tez içeriğinde $e^{j\omega t}$ zaman bağımlılığı varsayılmıştır. Denklem (3.2)'den görüldüğü üzere sadece bir referans birim hücredeki akım dağılımının $\mathbf{J}_{00}(x, z)$ hesaplanması yeterlidir. Toplam saçılan alan, bütün hücrelerdeki akım dağılımının süperpozisyonu ile hesaplanmaktadır.

Saçılan elektromanyetik alan

$$\mathbf{E}^s = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (3.3)$$

denklemleriyle hesaplanmaktadır. Burada ϵ_0 boşluğun elektriksel geçirgenlik sabiti, μ_0 boşluğun manyetik iletkenlik sabiti, $\mathbf{A}$ ise vektör potansiyelini ifade etmektedir:

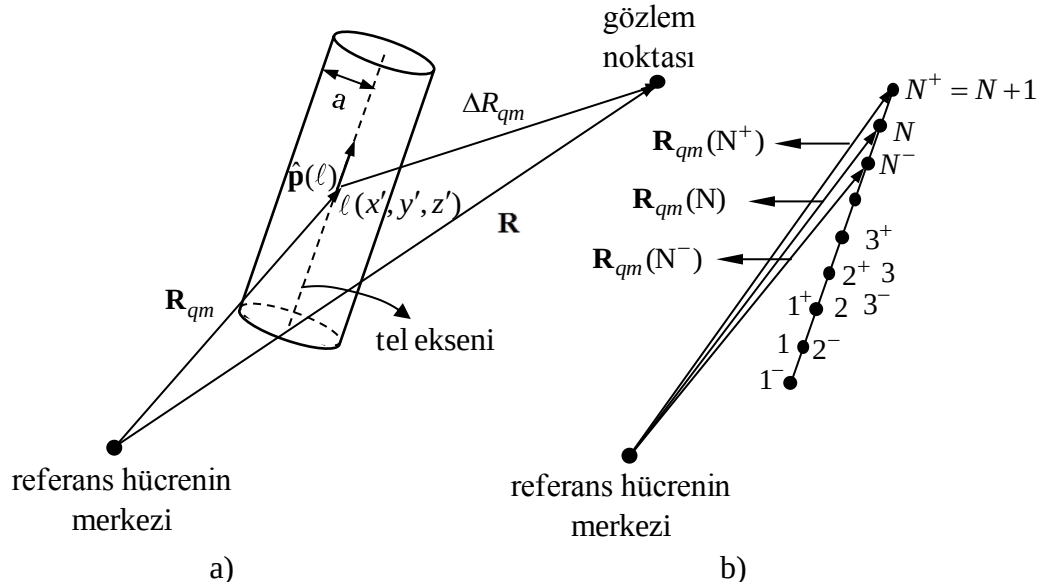
$$\mathbf{A}(\mathbf{R}) = \int d\mathbf{R}_{qm} \frac{\mu_0 e^{-j\beta|\mathbf{R}-\mathbf{R}_{qm}|}}{4\pi|\mathbf{R}-\mathbf{R}_{qm}|} \mathbf{J}_{qm}(\mathbf{R}_{qm}) . \quad (3.4)$$

Burada $\mathbf{J}_{qm}$ FSY'nin (q, m) hücresindeki akım yoğunluğunu, $\mathbf{R}$ gözlem noktasını ve $\mathbf{R}_{qm}$ (q, m) hücresindeki akım yoğunluğunun konum vektörünü ifade etmektedir.

Bu tez kapsamında mükemmel iletken ince tellerden oluşan FSY yapılarının analiz edilmesi amaçlanmaktadır. İnce teller ile çalışılırken üç boyutlu uzayda koordinatların parametrik olarak gösterilmesi işlem kolaylığı sağlayacaktır. Bu amaca yönelik olarak Şekil 3.3.a'da gösterildiği gibi tel eksenini boyunca uzanan birim vektörü $\hat{\mathbf{p}}(\ell)$ olarak tanımlanmıştır. $\hat{\mathbf{p}}(\ell)$ ifadesinde parantez içindeki ℓ terimi tanımlanan birim vektörünün telin başlangıcından olan uzaklığına parametrik olarak bağlı olduğunu ifade etmektedir. Formülasyonun ve çözümün daha kolay yapılabilmesi için pratikte doğrulanmış ve $a \ll \lambda$ olduğunda geçerli olan ince tel

yaklaşıklıkları kullanılmaktadır. Burada a tel yarıçapı, λ ise dalga boyunu ifade etmektedir. Bu yaklaşıklıklar şu şekilde ifade edilebilir:

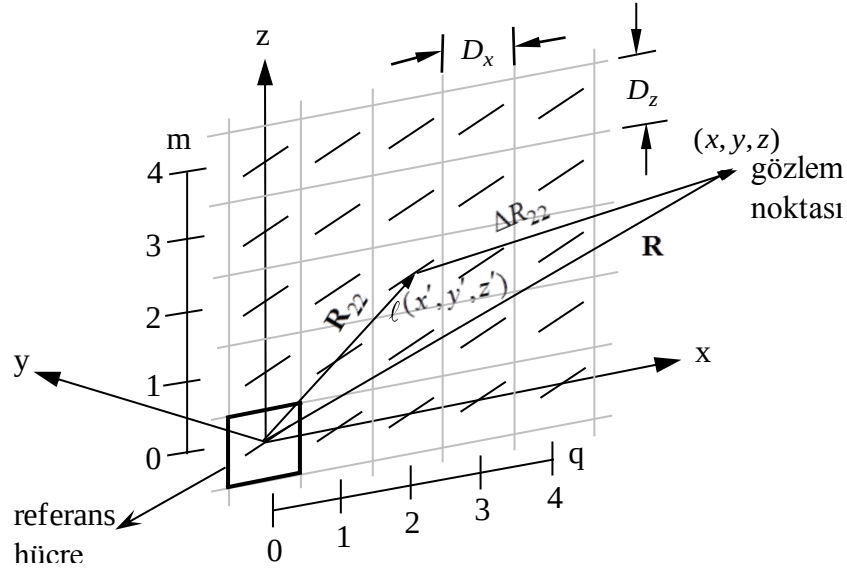
- Akımın sadece tel eksenı yönünde ve sadece eksen üzerinden aktığı varsayılır. $\mathbf{J}_{qm}(\mathbf{R}_{qm}) = \mathbf{J}_{qm}(\ell) = \hat{\mathbf{p}}(\ell)I_{qm}(\ell)$.
- Sınır koşulu olan teğetsel elektrik alanın tel yüzeyinde sıfır olmasının, hangi yönde olduğuna bakılmaksızın tel ekseninden a uzaklıkta geçerli olduğu varsayılır. Bu nedenle $\mathbf{R}$ vektörü $\mathbf{R} \pm a\mathbf{y}$ olarak kaydırılmıştır. Sonuç olarak; $R = a$ olarak en küçük değerini alır. Diğer bir anlatımla $R = 0$ durumu hiç bir zaman gerçekleşmez ve teklik durumu oluşmaz.



Şekil 3.3: a) Elektromanyetik dalga ile uyarılmış mükemmel iletken ince tel, b) tel üzerindeki segmentlerin gösterimi.

Telden saçılımın analizi yapılırken $\hat{\mathbf{p}}(\ell)$ vektörünün sürekli değişiminin modellenmesi oldukça zordur. Bu zorluğu aşmak için Şekil 3.3.b’de gösterildiği gibi telin dalga boyuna göre çok kısa uzunluktaki $N+1$ adet düz tel parçasından oluştuğu varsayılacaktır. Bu kısa tel parçalarının her birine segment, birbirleriyle birleşme noktalarına ise “düğüm” denilecek ve Şekil 3.3.b’de gösterildiği üzere n ’inci düğüm noktasının koordinatı $\mathbf{R}_{qm}(n)$ ile belirtilecektir. Burada $\mathbf{R}$ serbest uzayda alanın hesaplanacağı noktanın konum vektörünü (gözlem noktası), $\mathbf{R}_{qm}$ ise FSY üzerindeki bir noktanın referans (0,0) noktasına olan uzaklık vektörünü ifade etmektedir.

Gözlem noktası $\mathbf{R}$ ve $\mathbf{R}_{qm}$ vektörleri arasındaki mesafe ise $\Delta R_{qm}(\ell) = |\mathbf{R} - \mathbf{R}_{qm}(\ell)|$ ile gösterilmiştir. Bu notasyon kullanılarak Şekil 3.4'te ince tellerden oluşan bir FSY yapısı gösterilmiştir. Konumların kartezyen koordinatlarının kullanılması gerektiğinde (x, y, z) gözlem noktasının koordinatlarını ve (x', y', z') ise kaynak noktasının koordinatlarını ifade edecektir.



Şekil 3.4: İnce tellerden oluşan FSY yapısı ve ilgili vektörler.

Yukarıda bahsedilen geometrik tanımlar ve yaklaşıklıklar kullanılarak denklem (3.4) ile verilen (q, m) hücresine ait vektör potansiyeli $\mathbf{A}$, ℓ parametresine bağlı olarak

$$\mathbf{A}_{qm}(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{qm}(\ell) e^{-j\beta|\mathbf{R} - \mathbf{R}_{qm}(\ell)|}}{4\pi|\mathbf{R} - \mathbf{R}_{qm}(\ell)|} \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada

$$\begin{aligned} \Delta R_{qm}(\ell) &= \sqrt{a^2 + (mD_z - z)^2} \\ a^2 &= (qD_x - x)^2 + y^2 \end{aligned} \quad (3.6)$$

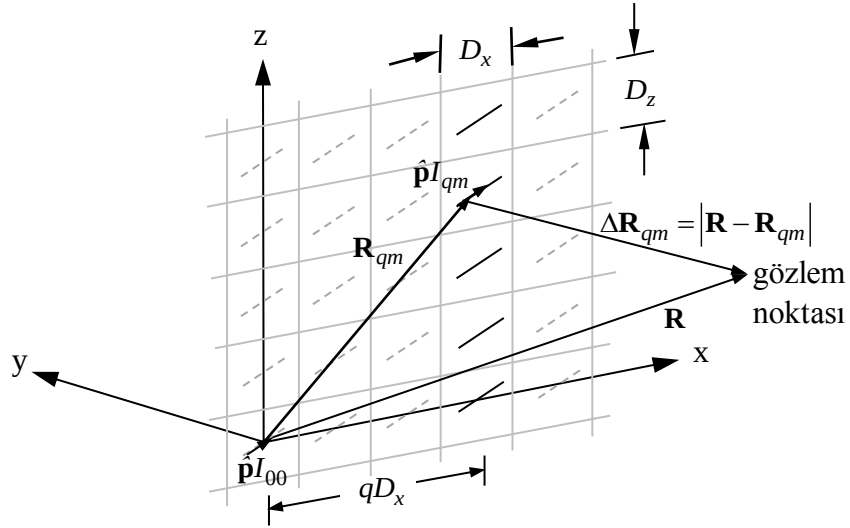
olarak tanımlanmıştır. Benzer biçimde denklem (3.2) ile verilen akım yoğunluğu ifadesi ℓ parametresine bağlı olarak

$$I_{qm}(\ell) = I_{00}(\ell) e^{-j(\beta q D_x s_x + \beta m D_z s_z)} \quad (3.7)$$

ifade edilebilir. Formülasyonun basitleştirilmesi amacıyla ilk aşamada FSY'nin Şekil 3.5'te gösterildiği gibi tek boyutta $z = mD_z$ yönünde periyodik olduğunu varsayalım. Bu durumda denklem (3.5)'te verilen $\mathbf{A}_{qm}(\mathbf{R})$ vektör potansiyeli ifadesi denklem (3.7)'daki periyodikliğin tek boyutta eklenmesiyle

$$\mathbf{A}_q(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{00}(\ell)}{4\pi} e^{-j\beta q D_x s_x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta m D_z s_z} \frac{e^{-j\beta |\mathbf{R} - \mathbf{R}_{qm}(\ell)|}}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_{qm}(\ell)|} \quad (3.8)$$

olarak ifade edilebilir.



Şekil 3.5: Bir boyutta periyodik FSY.

Denklem (3.8) ile verilen seri açılımının Poisson toplam formülü kullanılarak daha hızlı yakınsayabilecek başka bir seri açılımına dönüştürülmesinin faydalı olduğu gözlenmiştir [19]. Poisson toplam formülü [29]:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-jn\omega_0 t} F(n\omega_0) = T \sum_{p=-\infty}^{\infty} f(t + pT). \quad (3.9)$$

Burada $F(\omega)$, $f(t)$ fonksiyonunun Fourier dönüşümüdür: $F(\omega) = \mathcal{F}[f(t)]$ ve $T = 2\pi/\omega_0$. Bu formül herhangi bir t değişkeni için $f(t)$ ve $F(\omega)$ 'nin bir Fourier dönüşüm çifti oluşturduğu ve $f(t)$ 'nin periyodik olduğu durumlarda geçerlidir. Poisson formülü için uygun bir Fourier dönüşüm çifti tanımlanması gerekmektedir. Bu amaçla Bateman [30]'da yer alan (1.42) numaralı formülde, $\nu=1/2$ seçimi ile

$$\frac{e^{-j\beta\sqrt{a^2+\omega^2}}}{\sqrt{a^2+\omega^2}} = \mathcal{F}\left[\frac{1}{2j}H_0^{(2)}\left(a\sqrt{\beta^2-t^2}\right)\right], \quad -\infty < t < \infty \quad (3.10)$$

formülü kullanılmaktadır. Buradaki uygulamada (bkz. denklem (3.13)) t değişkeni zamanı ifade etmediği için denklem (3.10)'da herhangi bir nedensellik söz konusu değildir. Kaydırma teoreminin [29]

$$F(\omega - \omega_1) = \mathcal{F}\left[e^{-j\omega_1 t} f(t)\right] \quad (3.11)$$

denklem (3.10) ile verilen Fourier dönüşüm çiftine uygulanmasıyla

$$\frac{e^{-j\beta\sqrt{a^2+(\omega-\omega_1)^2}}}{\sqrt{a^2+(\omega-\omega_1)^2}} = \mathcal{F}\left[e^{-j\omega_1 t} \underbrace{\frac{1}{2j}H_0^{(2)}\left(a\sqrt{\beta^2-t^2}\right)}_{f(t)}\right] \quad (3.12)$$

denklemini elde edilir. Burada $\omega_0 = D_z$, $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$, $t = \beta s_z$, $\omega_1 = z$ olarak yorumlanırsa

denklem (3.8)

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_q(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{00}(\ell)}{4\pi} \frac{2\pi}{D_z} e^{-j\beta q D_z s_x} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} e^{-jz\left(\beta s_z + n_z \frac{2\pi}{D_z}\right)} \\ \times \frac{1}{2j} H_0^{(2)}\left(a\sqrt{\beta^2 - \left(\beta s_z + n_z \frac{2\pi}{D_z}\right)^2}\right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

biçiminde yeni bir seri açılımına dönüştürülmüş olur. Ayrıca, denklem (3.13)'de

$$r_\rho = \sqrt{1 - \left(s_z + n \frac{\lambda}{D_z}\right)^2} \text{ olarak alınırsa;}$$

$$\mathbf{A}_q(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{00}(\ell)}{4jD_z} e^{-j\beta q D_x s_x} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta z \left(s_z + n_z \frac{\lambda}{D_z}\right)} H_0^{(2)}(\beta r_\rho a) \quad (3.14)$$

denklemini elde edilir. İki boyutta sonsuz bir dizi için vektör potansiyeli $\mathbf{A}$

$$\mathbf{A} = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_q \quad (3.15)$$

eşitliği ile bulunabilir. Denklem (3.14), denklem (3.15)'da yerine konulursa

$$\mathbf{A}(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{00}(\ell)}{4jD_z} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta z \left(s_z + n_z \frac{\lambda}{D_z}\right)} \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta q D_x s_x} H_0^{(2)}(\beta r_\rho a) \quad (3.16)$$

denklemini elde edilir. Tek boyuttaki dizi için m sonsuz toplamında olduğu gibi, q sonsuz toplamı da Poisson toplam formülü kullanılarak başka bir seri açılımına dönüştürülebilir. Denklem (3.16) ve denklem (3.9) karşılaştırılırsa

$$\omega_0 = D_x, \quad T = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{2\pi}{D_x}, \quad t = +\beta s_x \quad (3.17)$$

olarak alınabilir. Bateman [30]'da $\nu = 0$ alınır

$$H_0^{(2)}(\beta r_\rho \sqrt{y^2 + \omega^2}) = \mathcal{F} \left[\frac{e^{-jy \sqrt{(\beta r_\rho)^2 - t^2}}}{\pi \sqrt{(\beta r_\rho)^2 - t^2}} \right], \quad -\infty < t < \infty \quad (3.18)$$

Fourier dönüşüm çifti tanımlanmış olur. Tek boyutlu dizi için uyguladığımız gibi denklem (3.18)'a da kaydırma teoremi uygulanır

$$H_0^{(2)}\left(\beta r_\rho \sqrt{y^2 + (\omega - \omega_2)^2}\right) = \mathcal{F}\left[e^{-j\omega_2 t} \frac{e^{-jy\sqrt{(\beta r_\rho)^2 - t^2}}}{\pi\sqrt{(\beta r_\rho)^2 - t^2}}\right], -\infty < t < \infty \quad (3.19)$$

denklemini elde edilir. Hankel fonksiyonunun argümanı $\beta r_\rho a$ 'da yer alan βr_ρ terimi, q 'dan bağımsız bir terim olduğundan sabit olarak kabul edilebilir, bu nedenle denklem (3.6)'dan yararlanılarak, denklem (3.19)'da

$$\omega_2 = x \quad (3.20)$$

olarak yazılabilir. Denklem (3.9)'un toplam indisi n_z alınarak denklem (3.16)'ya uygulanması ve denklem (3.17), denklem (3.19) ve denklem (3.20)'nin de kullanılmasıyla,

$$\mathbf{A}(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{00}(\ell)}{4jD_z} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta z(s_z + n_z(\lambda/D_z))} \frac{2\pi}{D_x} \sum_{n_x=-\infty}^{\infty} e^{-jx(\beta s_x + n_x(2\pi/D_x))} \frac{e^{-jy\sqrt{(\beta r_\rho)^2 - (\beta s_x + n_x(2\pi/D_x))^2}}}{\pi\sqrt{(\beta r_\rho)^2 - (\beta s_x + n_x(2\pi/D_x))^2}} \quad (3.21)$$

denklemini elde edilir. Denklem (3.21)

$$\mathbf{A}(\mathbf{R}) = \hat{\mathbf{p}}(\ell) \int d\ell \frac{\mu_0 I_{00}(\ell)}{2j\beta D_x D_z} \sum_{n_x=-\infty}^{\infty} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j\beta \mathbf{R} \cdot \hat{\mathbf{r}}_\pm}}{r_y}, \quad y \neq 0 \quad (3.22)$$

olarak da ifade edilebilir. Burada

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{r}}_\pm &= \hat{x}r_x \pm \hat{y}r_y + \hat{z}r_z \\ &= \hat{x}\left(s_x + n_x \frac{\lambda}{D_x}\right)^2 \pm \hat{y}r_y + \hat{z}\left(s_z + n_z \frac{\lambda}{D_z}\right)^2, \quad y \neq 0 \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$r_y = \sqrt{1 - \left(s_x + n_x \frac{\lambda}{D_x}\right)^2 - \left(s_z + n_z \frac{\lambda}{D_z}\right)^2} \quad (3.24)$$

dir. $\hat{r}_\pm$ terimi, Şekil 3.6’da gösterildiği gibi gelen düzlemsel dalganın yayılma yönünü ifade etmektedir. Denklem (3.22)’deki vektör potansiyeli ifadesi, denklem (3.3)’te yerine konulursa, saçılan elektrik alan

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}^s &= \mathcal{L} \{ \mathbf{J}_{qm} \} \\
&= \mathcal{L} \{ \hat{\mathbf{p}}(\ell) I_{qm}(\ell) \} \\
&= \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \times \nabla \times \int d\ell \frac{I_{00}(\ell)}{2j\beta D_x D_z} \sum_{n_x=-\infty}^{\infty} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta \mathbf{R} \cdot \hat{r}_\pm} \hat{\mathbf{p}}(\ell) \\
&= \frac{Z}{2D_x D_z} \int d\ell I_{00}(\ell) \sum_{n_x=-\infty}^{\infty} \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} e^{-j\beta \mathbf{R} \cdot \hat{r}_\pm} [\hat{\mathbf{p}}(\ell) \times \hat{r}_\pm] \times \hat{r}_\pm
\end{aligned} \tag{3.25}$$

olarak bulunur.

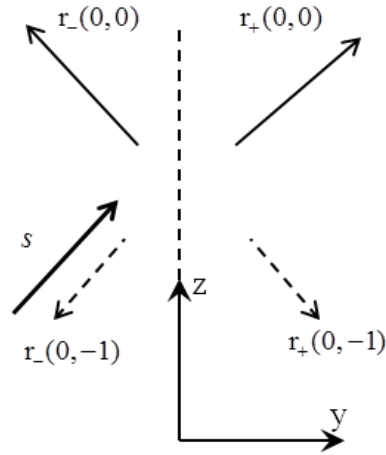
Toplam indeksi olan $(n_x, n_z) = (0, 0)$ olduğunda $\hat{r}_\pm$ yönü

$$\hat{r}_\pm(0, 0) = \hat{x}s_x + \hat{y}s_y \pm \hat{z}s_z \tag{3.26}$$

halini alır. Denklem (3.26)’daki +,- işaretleri sırasıyla gelen dalganın ilerleme yönü $\hat{s}$ (iletilen dalga) ve yansıyan dalgayı ifade etmektedir. Bu yönler herhangi bir periyodik yüzey için her zaman var olacaktır. Eğer, FSY’nin birim hücre boyutları olan D_x ve D_z oldukça büyük ise, denklem (3.24)’te verildiği üzere r_y ’nin reel olduğu durumlar için ekstra (n_x, n_z) değerleri oluşacaktır, diğer bir deyişle bu yönlerde de yayılım olacaktır. Bu yönler, “grating lobe” yönleri olarak ifade edilmektedir. Özetle, Şekil 3.6’da görüldüğü gibi $(n_x, n_z) = (0, 0)$ ’dan farklı olan ve r_y ’yi pozitif reel yapan (n_x, n_z) index değerleri için “grating lobe” oluşumuna neden olan indeksler denilebilir. Yani, “grating lobe” oluşturan indeksler

$$r_z = 0 \quad \text{ya da} \quad \left(s_x + n_x \frac{\lambda}{D_x} \right)^2 + \left(s_y + n_y \frac{\lambda}{D_y} \right)^2 = 1 \tag{3.27}$$

denklemini ile ifade edilebilir.



Şekil 3.6: Düzlemsel dalga ile aydınlatılan FSY'nin yandan görünümü.

Burada (n_x, n_z) 'nin büyük değerleri ise imajiner r_z 'nin oluşumuna neden olmaktadır ve bu dalgalar sönen dalgalar (evanescent waves) olarak adlandırılmaktadır. Özetle, bu indeks değerleri ise

$$r_z = \pm j \sqrt{\left(s_x + n_x \frac{\lambda}{D_x}\right)^2 + \left(s_y + n_y \frac{\lambda}{D_y}\right)^2 - 1} \quad (3.28)$$

denklemi ile ifade edilebilir.

Yansıma katsayıları sayısal olarak $rc = (\mathbf{E}_s / \mathbf{E}_i)$ denklemiyle, geçirgenlik katsayıları ise $tc = (\mathbf{E}_t + \mathbf{E}_i) / \mathbf{E}_i$ denklemiyle hesaplanmıştır. Burada $\mathbf{E}_s$ saçılan elektrik alanı, $\mathbf{E}_i$ gelen elektrik alanı ve $\mathbf{E}_t$ iletilen (transmitted) elektrik alanı ifade etmektedir.

Denklem (3.25)'da verilen operatör denklemin çözümü Bölüm 3.1.1'de anlatılmıştır.

3.1.1. Operator Denkleminin Çözümü

Bu bölümde, FSY'den saçılan alanın hesaplanması amacıyla denklem (3.25)'te elde edilen integral denkleminin çözümünden bahsedilecektir. Bilinmeyen terim integral içinde yer aldığından dolayı böyle denklemlere integral denklemi adı verilmiştir. Literatürde, integral denklemlerinin çözümü için kullanılan birçok

yöntem bulunmaktadır. Ancak bu yöntemlerin çoğu özel bir koordinat sistemi ya da yapı için uygulanabilmektedir. MM ise herhangi bir yapıdan oluşan saçılma probleminin analizinde kullanılabilmektedir. Özetle, MM, integral denklemlerini standart matris matematiği ile çözülebilen bir dizi doğrusal denkleme indirgemektedir. Başka bir deyişle MM, matris denklemlerinin oluşturulması için izlenen matematiksel prosedüre verilen isimdir [31]. Prosedür ise orijinal denklemi matris denklemi haline dönüştürdüğünden, matris metodu olarak isimlendirilmektedir. Matrisin boyutu ise saçıcı cismin elektriksel boyutu ile ilgilidir. Elektriksel boyut; saçıcı cismin boyutu D ile dalga boyu $\lambda = c/f$ arasındaki oran ile ilgili bir kavramdır, burada f gelen dalga frekansını, c ışık hızını ifade etmektedir. Büyük cisimler analiz edilirken elde edilen matrisler de büyük olacağından, işlem kapasiteleri yüksek bilgisayarların kullanımını gerektirmektedir.

Bu yöntemde, bilinmeyen ve bulunmak istenen terim, bilinmeyen katsayılar ile bilinen bir dizi fonksiyon cinsinden açılmaktadır. Bu sayede, sonuç denklemi sınır koşullarının da dahil edildiği doğrusal denklem sistemi haline dönüştürülür [32]. Denklem (3.25)'i sembolik formda yazacak olursak;

$$\mathcal{L}(f) = g \quad (3.29)$$

denklemini elde ederiz. Bu denklemde f terimi alan ya da $\mathbf{I}$ akımını (bilinmeyen ve bulunmak istenen terim), g terimi gelen elektrik alan $\mathbf{E}^i$ 'yi ya da kaynağı (bilinen terim), $\mathcal{L}$, f terimini gelen alana bağlayan doğrusal operatörü ifade etmektedir. MM, f teriminin $\mathcal{L}$ operatörünün uzayında (domain) baz fonksiyonları cinsinden seri fonksiyonlar olarak $f_1, f_2, f_3 \dots$ açılımı ile başlar:

$$f = \sum_n \alpha_n f_n \quad (3.30)$$

Bu denklemde α katsayıları bilinmeyen ve bulunmak istenen katsayıları, f_n ise baz fonksiyonlarını ifade etmektedir. Denklem (3.25)'te yer alan bilinmeyen ve bulunmak istenen terim I_{00} terimidir. Denklem (3.30)'daki toplam, sonlu sayıda ise çözümler yaklaşık olarak bulunmaktadır. Denklem (3.30)'in denklem (3.29)'da yerine konulmasıyla, $\mathcal{L}$ doğrusal operatörü ile

$$\sum_n \alpha_n \mathcal{L}(f_n) = g \quad (3.31)$$

denklemini elde edilir. Sonraki aşama denklem (3.31)'in ağırlık ya da test fonksiyonları w_m ile test edilmesidir (iç çarpım):

$$\sum_n \alpha_n \langle w_m, \mathcal{L} f_n \rangle = \langle w_m, g \rangle \quad m=1, 2, 3, \dots \quad (3.32)$$

Denklem (3.32)'deki iç çarpım ifadesi aşağıdaki gibi

$$\langle f, g \rangle = \int_{tel} f \cdot g dl \quad (3.33)$$

olarak yazılabilir. Denklem (3.32) matris formunda

$$[l_{mn}][\alpha_n] = [g_m] \quad (3.34)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada,

$$[l_{mn}] = \begin{bmatrix} \langle w_1, Lf_1 \rangle & \langle w_1, Lf_2 \rangle & \dots \\ \langle w_2, Lf_1 \rangle & \langle w_2, Lf_2 \rangle & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (3.35)$$

$$[\alpha_n] = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad [g_m] = \begin{bmatrix} \langle w_1, g \rangle \\ \langle w_2, g \rangle \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

olarak verilebilir. Eğer $[l]$ matrisi tekil değilse, bu durumda matrisin tersi $[l]^{-1}$ hesaplanabilir ve bilinmeyen α_n katsayıları

$$[\alpha_n] = [l_{mn}]^{-1} [g_m] \quad (3.37)$$

olarak bulunabilir. Problemin çözümü ise denklem (3.30) ile hesaplanabilir. Baz ve test fonksiyonun $w_n = f_n$ olarak seçimi Galerkin yöntemi [33,34] olarak bilinmektedir. Bu tez kapsamında Galerkin yöntemi uyarınca $w_n = f_n$ olarak seçilmiştir ve doğrusal parçalı fonksiyon kullanılmıştır. [20]'deki notasyona sadık kalınması için f_n baz fonksiyonu T_n olarak isimlendirilmiştir ve

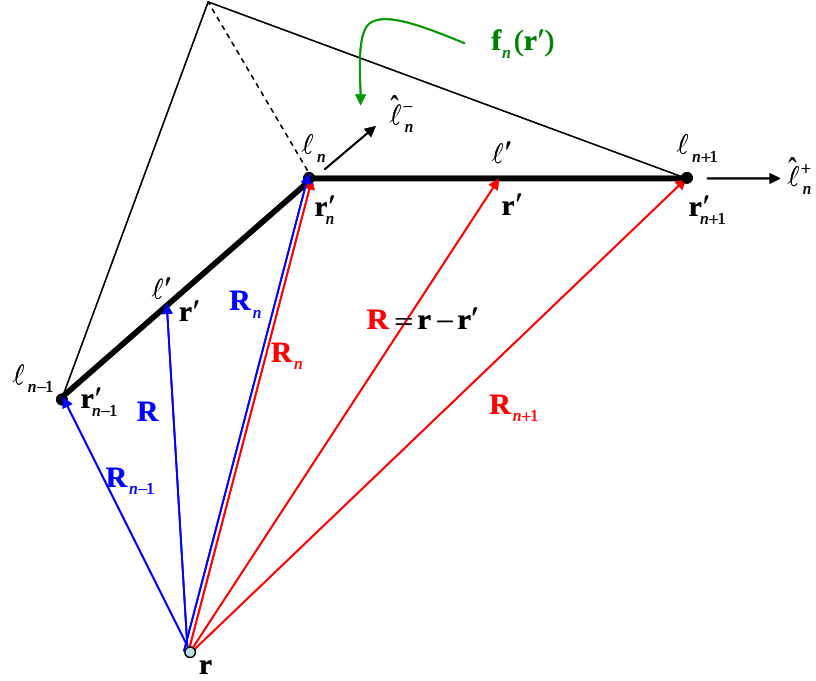
$$T_n(l) = \begin{cases} 1 - (l_n - l)/(l_n - l_{n-1}) & ; l_{n-1} < l < l_n \\ 1 - (l - l_n)/(l_{n+1} - l_n) & ; l_n < l < l_{n+1} \end{cases} ; \quad n \in \{1, \dots, N\} \quad (3.38)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada N segment sayısını, $l_n = n\Delta l$, Δl bir segmentin uzunluğunu, l_n ise n 'inci düğüm noktasının l parametresi cinsinden koordinatını, ifade etmektedir. Baz fonksiyonun tanımı Şekil 3.7'de gösterilmiştir.

Denklem (3.25)'te yer alan $I_{00}(l)$ terimi baz fonksiyonları cinsinden açılırsa

$$I_{00}(l) = \sum_{n=1}^N T_n(l) I_n \quad (3.39)$$

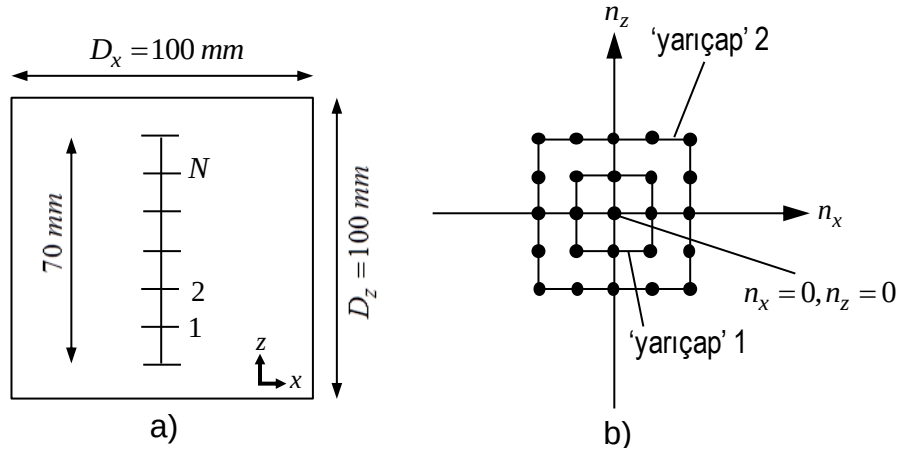
olarak ifade edilebilir. Denklem (3.39), denklem (3.25)'de yerine konursa operatör denklemini çözülebilir. Denklem (3.25) ile verilen saçılan alanı hesaplamak amacıyla MATLAB paket programı kullanılarak bir bilgisayar kodu yazılmıştır. Sonuçlar Bölüm 3.1.2'de verilmiştir.



Şekil 3.7: Baz fonksiyonunun tanımı.

3.1.2. Dipollerden Oluşan FSY İçin PMM ile Elde Edilen Sonuçlar

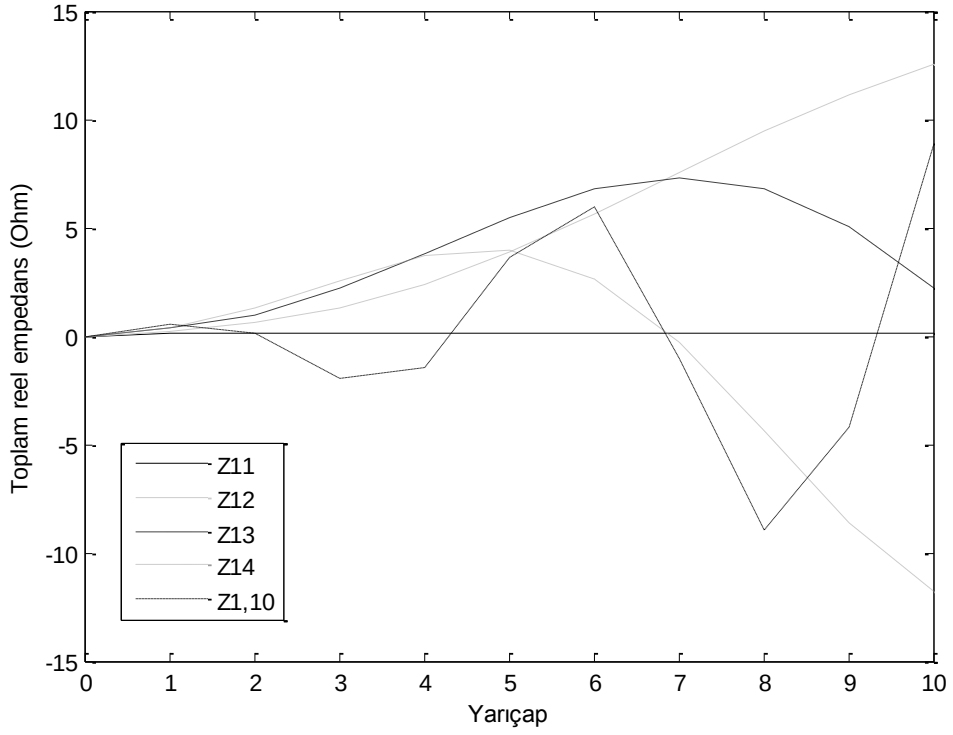
Klasik PMM kullanılarak FSY'lerden saçılan alanın hesaplanması amacıyla MATLAB® paket programı kullanılarak yazılan bilgisayar kodu ile elde edilen reel empedans matrisi sonuçları, [20] nolu çalışmada yer alan dipollerden oluşan FSY için verilen reel empedans matrisi grafikleri ile karşılaştırılmıştır. Dipollerden oluşan FSY'nin bir hücresi Şekil 3.8(a)'da görülmektedir [20]. Birim hücrenin boyutları $D_x=100$ mm, $D_z=100$ mm, tel yarıçapı $a=0,5$ mm ve dipolün uzunluğu 70 mm'dir. Analizlerde $N=30$ adet düğüm noktası kullanılmıştır ve bir segmentin uzunluğu $\Delta\ell=2,3$ mm'dir. $|\mathbf{E}^i|=1$ V/m ve frekans $f=3$ GHz olarak alınmıştır. Denklem (3.25)'teki harmonik sayısı n_x ve n_z parametreleri ile belirlenmektedir. Şekil 3.8(b)'de gösterildiği gibi n_x ve n_z parametrelerinin aldığı değerlere göre spektral uzayda hesaplanması gereken toplam indisi sayısı “yarıçap” olarak isimlendirilmiştir. Buna göre $n_x=0, n_z=0$ olan durum “yarıçap 0”a karşılık gelmektedir ve spektral uzayda tek bir noktayı ifade etmektedir. Yarıçap 1 ise Şekil 3.8(b)'den görüldüğü gibi 8 noktadan oluşmaktadır: (1,0), (1,1), (0,1), (-1,1), (-1,0), (-1,-1), (0,-1), (1,-1) [20].



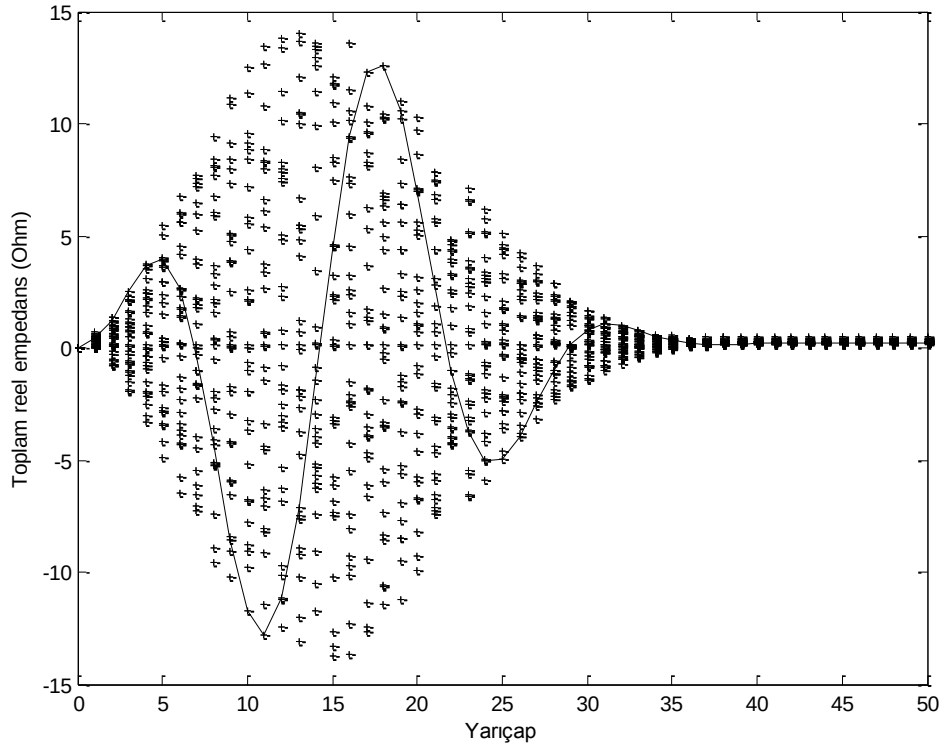
Şekil 3.8: a) Dipollerden oluşan FSY'nin bir hücresi, b) Denklem (3.25)'nin hesaplanmasında kullanılan toplam indisleri n_x ve n_z .

$n_x = 1$ ve $n_z \in \{1, 2, 3, 4, 10\}$ değerleri için elde edilen reel empedans matrisi sonuçları Şekil 3.9 ile verilmiştir. Sonuçların [20] nolu çalışmada Şekil 3 ile verilen grafikteki sonuçlarla aynı olduğu gözlenmiştir. Benzer biçimde [20] nolu çalışmada Şekil 4 ile verilen Z_{11} 'den $Z_{1,30}$ 'a kadar olan empedans matrislerinin birikimli (kümülatif) toplamı ise Şekil 3.10 ile verilmiştir ve [20] nolu çalışmadaki sonuçlarla aynıdır.

Şekil 3.10'da görüldüğü gibi matris elemanları yarıçap değerinin artmasıyla salınım davranışı göstermektedir ve tüm matris elemanları bir zarfın içinde kalmaktadır. Dipol yapısı için harmonik sayısı yarıçap 35 olduğunda tüm matris elemanlarının yakınsadığı görülmüştür. Dolayısıyla, sayısal analizde denklem (3.25)'te yer alan n_x, n_z sonsuz toplamlarındaki harmonik sayısının sonsuz yerine yarıçap 35'e kadar hesaplanması yeterli olmaktadır. Sayısal analizin hesaplama süresi Intel ® Core™ i5-2540M işlemci kullanan 4 GB RAM'i olan bir bilgisayarda yarıçap 10 olarak seçildiğinde bir frekans adımı için 5.11 saniye'dir. Aynı parametreler için yarıçap 50 olarak seçildiğinde bir frekans adımı için hesaplama süresi 112,9 saniye olmaktadır. Hesap yükü yarıçap değerine bağlı olarak artmaktadır.



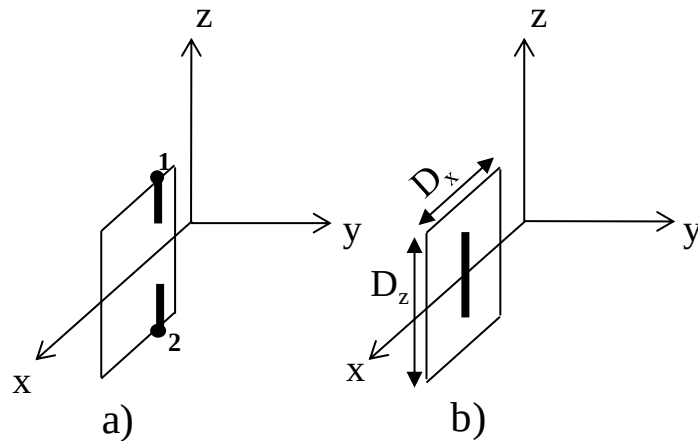
Şekil 3.9: Seçilen matris elemanlarının toplam reel empedansı.



Şekil 3.10: Z_{11} ve $Z_{1,30}$ arasındaki matris elemanlarının toplam reel empedansı (+ işareti ile gösterilen), örnek olarak Z_{14} matris elemanının gösterilmesi (düz çizgi ile gösterilen). Tüm eğriler aynı zarfın içinde yer almaktadır.

3.2. Tezde Önerilen Yöntem

Hücreleri arasında tel geçişi bulunmayan FSY'ler için baz fonksiyonu tanımı denklem (3.38) ile verilmiştir. Ancak bu baz fonksiyonu hücreleri arasında tel geçişi bulunan akımları tanımlamak için yetersizdir. Periyodik hücreler arasında bağlantı bulunan FSY'nin bir hücresi Şekil 3.11a ile verilmiştir ve birim hücre içinde yer alan dipol yapısı “yapılandırma 1” olarak isimlendirilmiştir. Şekil 3.11a'da görülen yapılandırma 1'in birim hücresi içinde yer alan dipol yapısı hücrenin içinde hangi konumda bulunursa bulunsun, birim hücrenin $x-z$ yönlerinde periyodik olarak yana yerleştirilmesiyle elde edilen FSY yapısı, Şekil 3.11b'de birim hücresi gösterilen yapılandırma 2'nin $x-z$ yönlerinde periyodik olarak yerleştirilmesiyle elde edilen FSY yapısı birbirinin aynı periyodik yapıyı oluşturmaktadır. Dolayısıyla yapılandırma 1'in oluşturduğu FSY hücreler arasında tel bağlantısı içerdiğinden tezde önerilen baz fonksiyonu kullanılarak hesaplanan yansıma katsayısı ile yapılandırma 2'nin oluşturduğu FSY hücreler arasında herhangi bir bağlantı içermediğinden klasik PMM kullanılarak elde edilen yansıma katsayılarının aynı olması beklenmektedir. Bu durumda tezde önerilen baz fonksiyonunun doğruluğu gösterilmiş olacaktır. Ancak, tezde önerilen yöntemin katkısı önceki yöntemle çözülemeyen bir yapı çözülebilirse gerçekleşmiş olacağından bu amaçla Şekil 3.15'te gösterilen tel ızgara yapısı kullanılacaktır.

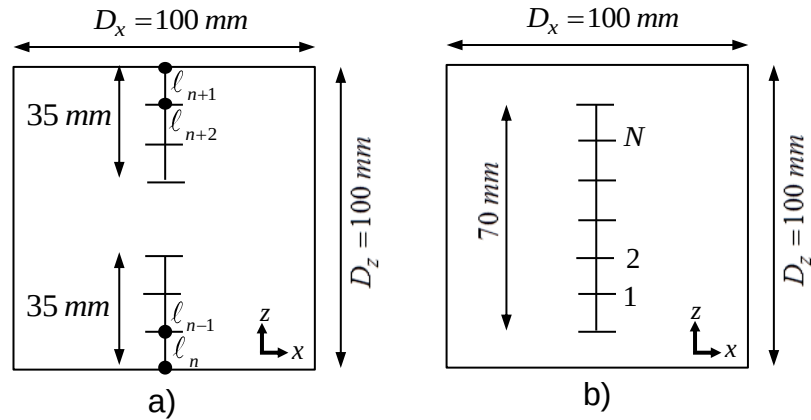


Şekil 3.11: a) Yapılandırma 1 için FSY'nin birim hücresi, b) Yapılandırma 2 için FSY'nin birim hücresi.

Şekil 3.11.a’da görülen 1 ve 2 numaralı düğümlerdeki akım yoğunluğun genliklerinin aynı olduğu ve aralarında bir faz farkı olduğu kabul edilerek hücreleri arasında tel geçişi bulunan durumlar için akımı tanımlamak amacıyla denklem (3.38) ve Denklem (3.7) kombine edilerek yeni baz fonksiyonu

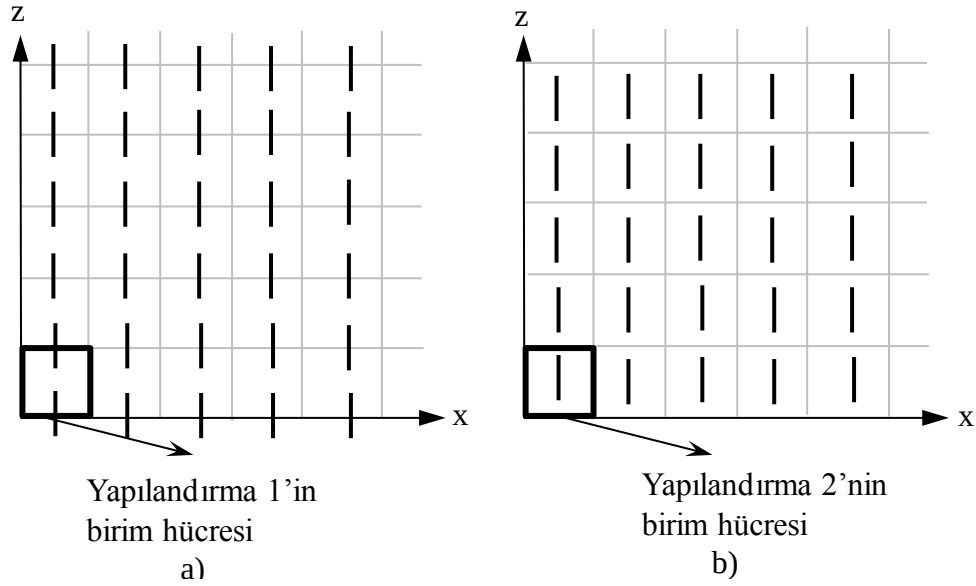
$$T_n(l) = \begin{cases} 1 - (l_n - l)/(l_n - l_{n-1}) & ; l_{n-1} < l < l_n \\ [1 - (l - l_n)/(l_{n+1} - l_n)] e^{-j\beta q D_x s_x} e^{-j\beta m D_z s_z} & ; l_{n+1} < l < l_{n+2} \end{cases} \quad (3.40)$$

olarak tanımlanmıştır. Burada $\{l_{n-1}, l_n; l_{n+1}, l_{n+2}\}$ düğüm noktalarını göstermektedir ve karşılık geldikleri düğüm noktaları Şekil 3.12a ile verilmiştir. $\{l_n, l_{n+1}\}$ düğüm noktaları aynı noktayı ifade etmektedir, $(q, m) \in \{-1, 0, 1\}$ ve eğer baz fonksiyonu z doğrultusunda ise $m \in \{-1, 1\}$ ve $q = 0$, aksi halde $q \in \{-1, 1\}$ ve $m = 0$ ’dır.



Şekil 3.12: a) Yapılandırma 2’nin düğüm noktaları, b) Yapılandırma 1’nin düğüm noktaları.

Şekil 3.12’de gösterilen yapılandırma 1 ve yapılandırma 2 birim hücreleri FSY’yi oluşturacak biçimde $x-z$ yönlerinde yan yana periyodik olarak dizildiğinde Şekil 3.13’te gösterildiği gibi aynı dipollerden oluşan FSY yapısını oluşturmaktadır. Sayısal analizde kullanılan tüm parametreler iki analiz içinde aynı seçildiğinden hesaplama süresi bakımından aralarında bir fark bulunmamaktadır. Bu analiz önceki yöntemle de çözülebilen bir yapı kullanılarak tezde önerilen baz fonksiyonun doğruluğunun test edilmesi amacıyla yapılmıştır.

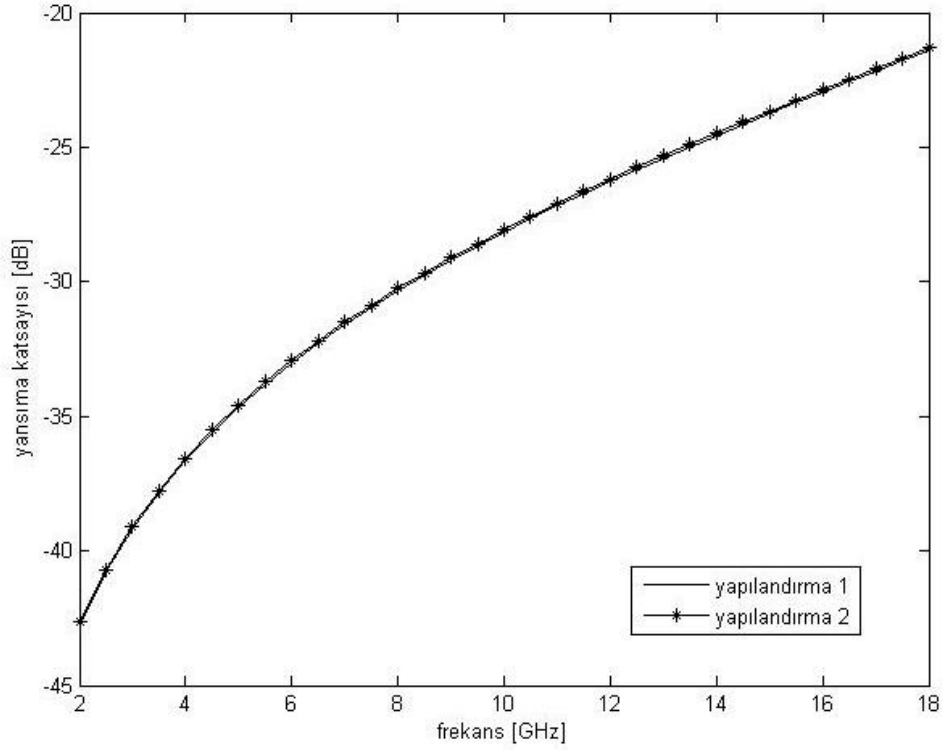


Şekil 3.13: a) Yapılandırma 1 birim hücresinin periyodik olarak yerleştirilmesiyle oluşturduğu FSY, b) Yapılandırma 2 birim hücresinin periyodik olarak yerleştirilmesiyle oluşturduğu FSY.

3.2.1. Dipollerden Oluşan FSY ve Hücreleri Arasında Tel Geçiş Bulunan Durum İçin PMM ile Elde Edilen Sonuçlar

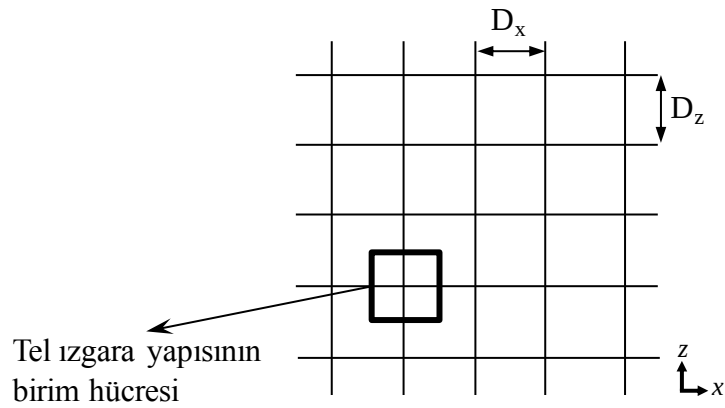
Yapılandırma 1'in denklem (3.38) ile verilen baz fonksiyonu kullanılarak elde edilen yansıma katsayıları ile Yapılandırma 2'nin tezde önerilen denklem (3.40)'de verilen baz fonksiyonu kullanılarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması Şekil 3.14'de gösterilmiştir. İki durum Şekil 3.13'te gösterildiği gibi aynı fiziksel yapıyı modellediği için iki yaklaşımın aynı sonuçları vermesi beklenmektedir. Nitekim sonuçların tutarlı olduğu görülmüştür.

Periyodik yapının hücreleri arasında tel geçişi (bağlantı) olduğu durumda klasik PMM kullanılarak tel yüzeyindeki akımların ayrıklaştırılması ile saçılan alanın hesaplanması mümkün olmamaktadır. Tezde önerilen yöntemin katkısı da burada ortaya çıkmaktadır. Tezde önerilen yöntemin katkısının doğrulanması amacıyla, periyodik yapının hücreleri arasında tel geçişi bulunduğu durumda, tez kapsamında önerilen baz fonksiyonu kullanılarak tel yüzeyindeki akımların PMM ile ayrıklaştırılarak saçılan elektrik alanı hesaplanması gerekmektedir. Elde edilen sonuçların doğrulanması amacıyla klasik PMM kullanılamayacağından, ölçüm ile elde edilen sonuçlar kullanılmıştır.



Şekil 3.14: Yapılandırma 1 ile Yapılandırma 2 için yansıma katsayıları.

Şekil 3.15’te gösterilen tel ızgara yapısında olduğu gibi birim hücrenin komşu hücre ile bağlantısı olduğu durumda, önceki yöntemle PMM kullanılarak tel yüzeyindeki akımların ayrıklaştırılması ile çözülemeyecek bir yapı için tezde önerilen baz fonksiyonu kullanılarak çözüm yapılabildiğinde tezde önerilen yöntemin literatüre katkısı gerçekleşmiş olacaktır. Tel ızgara yapısı için sayısal olarak elde edilen yansıma ve geçirgenlik katsayıları, klasik PMM kullanılarak elde edilemeyeceğinden tel ızgara yapıları üretilerek ölçüm sonuçları ile karşılaştırılmıştır.



Şekil 3.15: Tel ızgara yapısı.

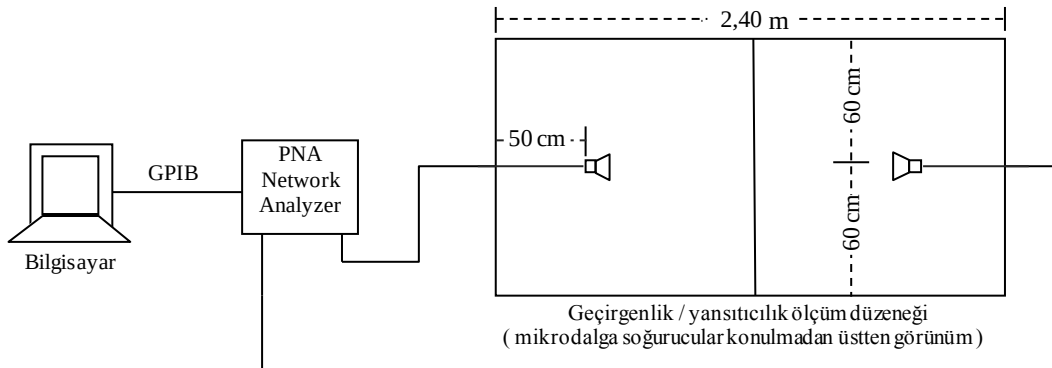
3.3. Ölçüm Sistemi

Ölçüm haznesi Şekil 3.16 ile verilmiştir. Ölçüm haznesinin boyutları $240 \times 120 \times 120$ cm olan metal bir kutudur ve kızak çerçevesi ile birbirinden ayrılan, birbirine eş iki odadan oluşmaktadır. Odaların içi soğurucu malzemeler ile kaplanarak duvarlardan yansımalar önlenmiştir. Kızak çerçevesi 120×120 cm'lik alüminyum malzemeden yapılmıştır ve üzerine geçirgenlik/yansıtıcılık ölçümü yapılacak malzemenin yerleştirilebileceği 40×40 cm'lik bir açıklık içermektedir.

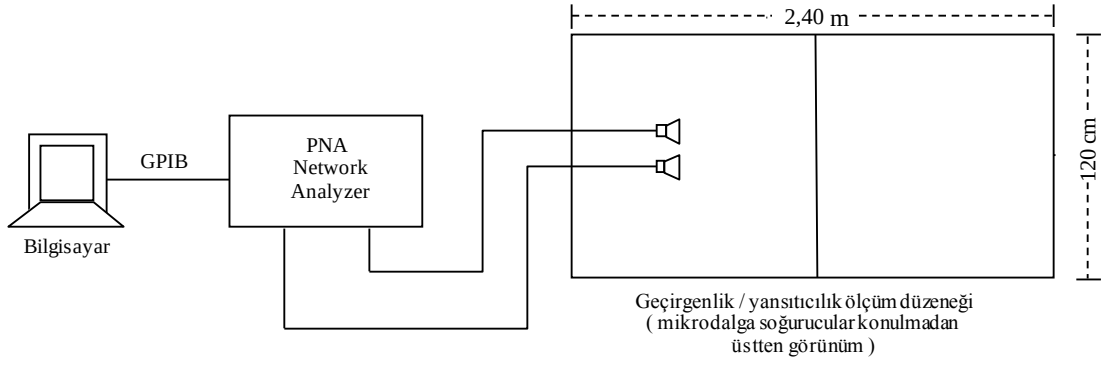


Şekil 3.16: Ölçüm haznesi.

Geçirgenlik ölçüm düzeneği Şekil 3.17'de, yansıtıcılık ölçüm düzeneği ise Şekil 3.18'da gösterilmiştir. Kızak çerçevesi, ölçüm haznesine ortadaki boşluktan geçirilerek yerleştirilmektedir.

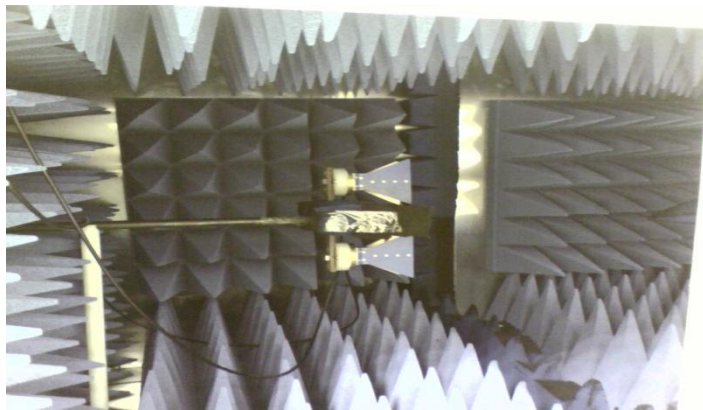


Şekil 3.17: Geçirgenlik ölçüm düzeneği.

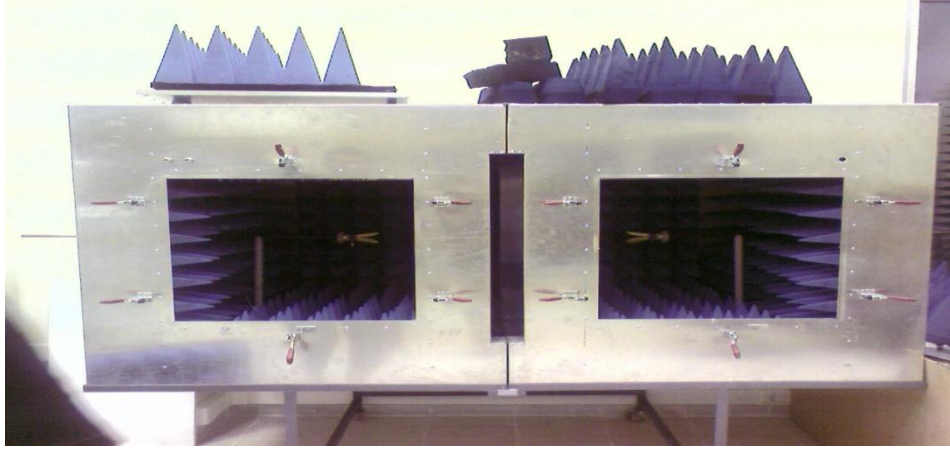


Şekil 3.18: Yansıtıcılık ölçüm düzeneği.

Ölçüm haznesi elektromanyetik girişim izolelidir ve içindeki tüm yüzeyler (kapılar dahil olmak üzere) Şekil 3.19 ve Şekil 3.20’de görüldüğü gibi mikrodalga soğurucu malzeme ile kaplanmıştır. Bu sayede haznenin kendi duvarlarından elektromanyetik dalgaların yansıması mümkün olduğunca engellenmiş olmaktadır. Deney örneği olarak alüminyum plaka yerleştirilerek 2-18 GHz çalışma frekansları arasında ölçüm alındığında, iki oda arasındaki izolasyonun -40 dB’den düşük olduğu ölçülmüştür. Alıcı ve verici antenler Satimo tipi SH-2000 geniş bantlı “dual-ridge horn” anten kullanılmıştır. Bu tip antenlerin geniş bandı sayesinde, anten değiştirmeye gerek kalmaksızın geniş bir frekans aralığında çalışmaya olanak sağlanmaktadır. Antenler dönebildiğinden dört polarizasyon durumunda da ölçüm alınabilmektedir.



Şekil 3.19: Yansıtıcılık ölçüm düzeneği fotoğrafı.



Şekil 3.20: Geçirgenlik deney düzeneği fotoğrafı.

3.4. Ölçüm Yöntemi

Bu bölümde yansıtıcılık ve geçirgenlik katsayılarının ölçümlerden nasıl elde edildiği anlatılacaktır. Numune ölçümlerine başlanmadan önce bilinen bir referans numune için ölçümler yapılarak sistemin kalibrasyonunun doğru olduğu test edilmektedir. Bu tez kapsamında yapılan kalibrasyon ölçümlerinde yansıtıcılık ve geçirgenlik katsayılarında % 10'luk sapma olması durumunda kalibrasyonun sağlandığı teyit edilmiştir. Diğer bir anlatımla ölçüm sonuçlarının doğruluk hassasiyeti % 10 olarak ayarlanmıştır.

3.4.1. Yansıtıcılık Ölçüm Yöntemi

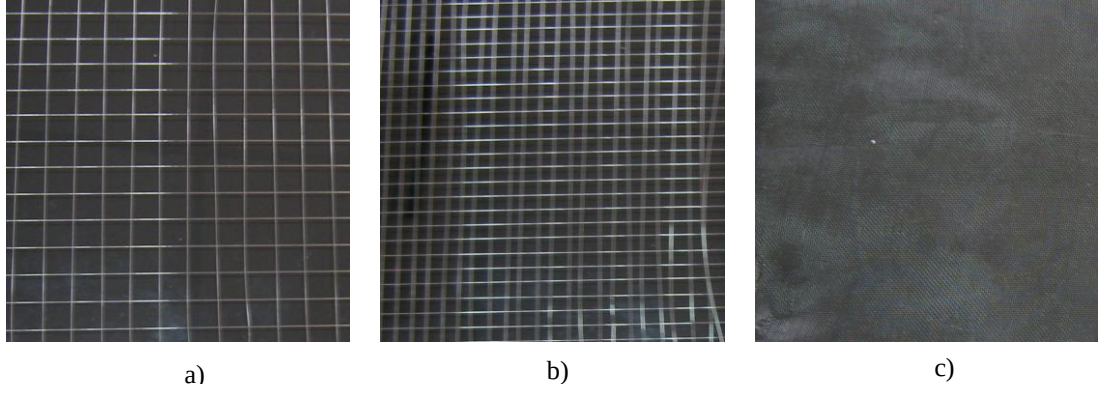
Malzemeye ilişkin yansıma katsayısı $R_{yan} = |R_{ölç}| - |R_{min}| / |R_{maks}| - |R_{min}|$ formülüyle bulunmaktadır. Öncelikle kızak çerçevesi boş olarak düzeneğe yerleştirilmektedir, kızak çerçevenin boş olduğu duruma karşı gelen ölçüm sonuçları minimum yansımaya karşı gelmektedir ve R_{min} olarak gösterilir. Ardından kızak çerçevesine mükemmel iletken plaka yerleştirilir ve bu durumda elde edilen sonuçlar maksimum yansımaya karşı gelmektedir ve R_{maks} olarak gösterilir. Son olarak ise kızak çerçeveye yansıtıcılık katsayısının belirlenmesi istenen malzemenin monte edilmiş olduğu durum için ölçüm alınır ve sonuçlar $R_{ölç}$ olarak gösterilir. Böylelikle malzemeye ilişkin ölçülen yansıtıcılık katsayısı hesaplanmış olmaktadır.

3.4.2. Geçirgenlik Ölçüm Yöntemi

Malzemeye ilişkin geçirgenlik katsayısı $T = |T_{ölç}| - |T_{min}| / |T_{max}| - |T_{min}|$ formülüyle bulunmaktadır. Öncelikle kızak çerçevesi boş olarak düzeneğe yerleştirilmektedir, kızak çerçevenin boş olduğu duruma karşı gelen ölçüm sonuçları maksimum geçirgenliğe karşı gelmektedir ve T_{max} olarak gösterilir. Ardından kızak çerçevesine mükemmel iletken plaka yerleştirilir ve bu durumda elde edilen sonuçlar minimum geçirgenliğe karşı gelmektedir ve T_{min} olarak gösterilir. Son olarak ise kızak çerçeveye geçirgenlik katsayısının belirlenmesi istenen malzemenin monte edilmiş olduğu durum için ölçüm alınır ve sonuçlar $T_{ölç}$ olarak gösterilir. Böylelikle malzemeye ilişkin ölçülen geçirgenlik katsayısı hesaplanmış olmaktadır.

3.5. Ölçüm Sonuçları ile Sayısal Analiz Sonuçlarının Karşılaştırması

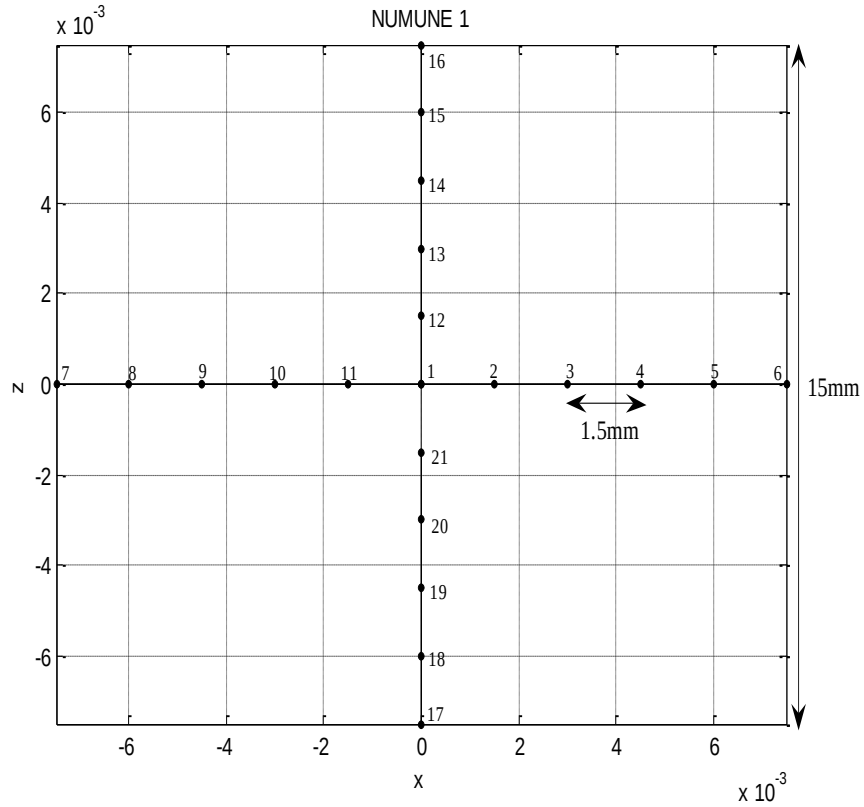
Beş adet numune için Düşey-Düşey (DD) ve Yatay-Yatay (YY) polarizasyonları için sayısal analiz ve ölçüm yapılarak yansıma ve geçirgenlik katsayıları elde edilmiştir. Tel ızgara yapısı periyodik olduğu iki yönde de simetrik olduğundan DD ve YY polarizasyonları için sayısal analizde aynı sonuçlar elde edilmiştir. Ölçüm sonuçlarının da DD ve YY polarizasyonları için aynı olması beklenmektedir ancak Şekil 3.21’de gösterilen numunelerin fotoğrafları incelendiğinde ürettirilen tellerin periyodikliği tam sağlanamadığından ölçüm sonuçlarında farklılıklar gözlenmiştir. Bu bölümde numunelerin yapısı tanımlanmış ve her numune için hem sayısal analiz hem de ölçüm ile elde edilen yansıma ve geçirgenlik katsayıları sonuçları karşılaştırmalı olarak verilmiştir. Sayısal analizde numuneler x-z koordinat düzlemi üzerine yerleştirilmiştir ve ilk dört numunenin tel çapı 140 μm , 5. numunenin tel çapı ise 30 μm ’dir.



Şekil 3.21: a) Numune 2'nin görüntüsü, b) Numune 4'ün görüntüsü, c) Numune 5'in görüntüsü.

3.5.1. Numune 1 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi

Şekil 3.22'de görülen yapı; FSY'nin bir hücresinin oluşturulmasında kullanılan yapıyı, Tablo 3.1 ise bir FSY hücresini oluşturan tel parçalarının düğüm noktalarının koordinatlarını tanımlamaktadır. Hücrenin boyutları $D_x = 15 \text{ mm}$, $D_z = 15 \text{ mm}$, bir segmentin uzunluğu $\Delta l = 1,5 \text{ mm}$ olarak alınmıştır.

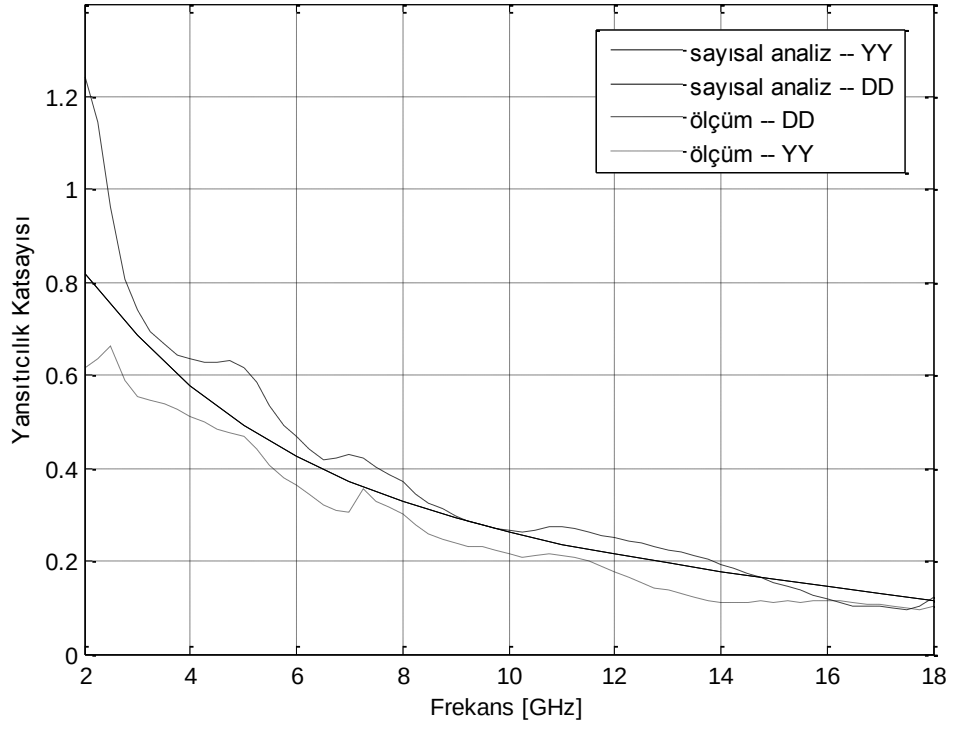


Şekil 3.22: Numune 1 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.

Tablo 3.1: Numune 1 için oluşturulan FSY'nin bir hücrenin düğüm noktalarının koordinatları.

Düğüm noktaları	Düğüm noktalarının koordinatları [m]		
	x	y	z
1	0,0	0,0	0,0
2	0,0015	0,0	0,0
3	0,0030	0,0	0,0
4	0,0045	0,0	0,0
5	0,0060	0,0	0,0
6	0,0075	0,0	0,0
7	-0,0075	0,0	0,0
8	-0,0060	0,0	0,0
9	-0,0045	0,0	0,0
10	-0,0030	0,0	0,0
11	-0,0015	0,0	0,0
12	0,0	0,0	0,0015
13	0,0	0,0	0,0030
14	0,0	0,0	0,0045
15	0,0	0,0	0,0060
16	0,0	0,0	0,0075
17	0,0	0,0	-0,0075
18	0,0	0,0	-0,0060
19	0,0	0,0	-0,0045
20	0,0	0,0	-0,0030
21	0,0	0,0	-0,0015

Şekil 3.23 ile numune 1 için ölçüm sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarıyla karşılaştırılması verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon Düşey-Düşey (Vertical-Vertical (DD)) iken elde edilen yansıma katsayıları, polarizasyon Yatay-Yatay (Horizontal-Horizontal (YY)) iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen yansıma katsayılarının sayısal olarak hesaplanan yansıma katsayılarından farkı Tablo 3.2’de verilmiştir. Bu fark; hata olarak isimlendirilmiştir ve DD polarizasyon için 2 GHz – 3 GHz frekans aralığı ve 4.5 GHz - 5.5 GHz aralığı dışında % 10’un altında kalmaktadır. YY polarizasyon için ise 2 GHz – 3 GHz aralığının dışında % 10’un altında kaldığı gözlenmiştir.

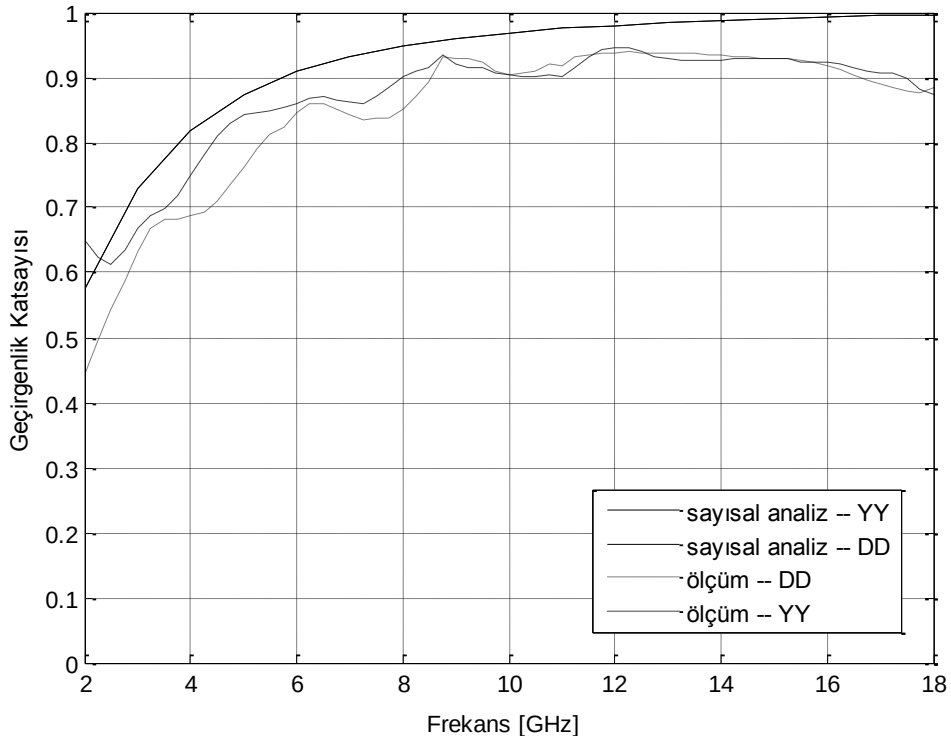


Şekil 3.23: Numune 1 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansım katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.2: Numune 1 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansım katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Yansım Katsayıları		Yansım Katsayıları	Yansım Katsayıları	
	RX DD	RX YY	RX DD/YY	RX DD	RX YY
2	1,24355360	0,61822482	0,8186	0,42495	0,20038
3	0,73924717	0,55418910	0,688	0,05125	0,13381
4	0,63465955	0,51134751	0,5783	0,05636	0,06695
5	0,61808752	0,46758287	0,4917	0,12639	0,02412
6	0,46855793	0,36270127	0,424	0,04456	0,06130
7	0,42896377	0,30442480	0,3704	0,05856	0,06598
8	0,37076517	0,30327838	0,3272	0,04357	0,02392
9	0,29932626	0,23881974	0,2917	0,00763	0,05288
10	0,26557917	0,21483803	0,262	0,00358	0,04716
11	0,27262348	0,21052775	0,2367	0,03592	0,02617
12	0,25115603	0,17608616	0,2147	0,03646	0,03861
13	0,22485690	0,13628310	0,1953	0,02956	0,05902
14	0,19435239	0,11068743	0,1777	0,01665	0,06701
15	0,15488405	0,11271307	0,1614	0,00652	0,04869
16	0,11850614	0,11458842	0,1458	0,02729	0,03121
17	0,10238702	0,10527527	0,1301	0,02771	0,02482
18	0,12398218	0,10177991	0,1129	0,01108	0,01112

Şekil 3.24 ile numune 1 için ölçüm sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarıyla karşılaştırılması verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon Düşey-Düşey (Vertical-Vertical (DD)) iken elde edilen geçirgenlik katsayıları, polarizasyon Yatay-Yatay (Horizontal-Horizontal(YY)) iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayılarının sayısal olarak hesaplanan geçirgenlik katsayılarından farkı Tablo 3.3'te verilmiştir. Bu fark; DD polarizasyon için 2 GHz – 5 GHz frekans aralığı ve 17 GHz – 18 GHz frekans aralığı dışında % 10'un altında kalmaktadır. YY polarizasyon için ise 17.5 GHz – 18 GHz frekans aralığı dışında % 10'un altında kaldığı gözlenmiştir.



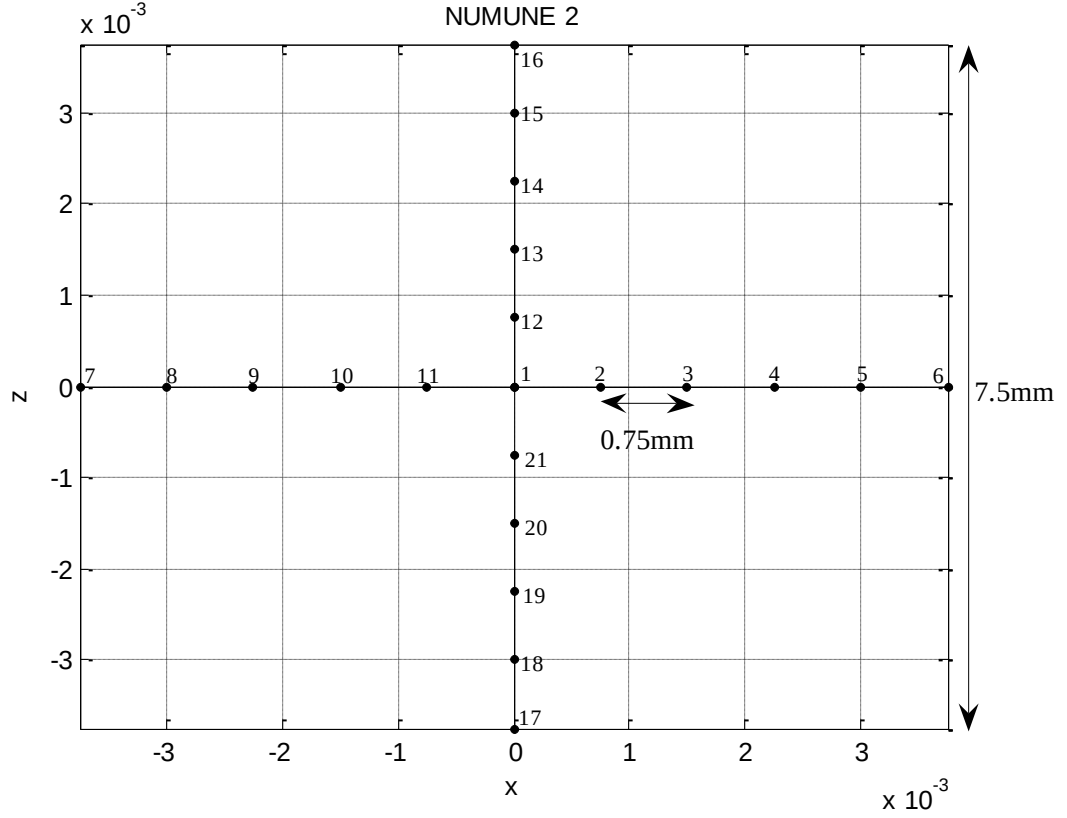
Şekil 3.24: Numune 1 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.3: Numune 1 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Geçirgenlik Katsayıları		Geçirgenlik Katsayıları	Geçirgenlik Katsayıları	
	TX DD	TX YY	TX DD/YY	TX DD	TX YY
2	0,44652841	0,64792743	0,5766	0,13007	0,07133
3	0,63265430	0,66765397	0,7286	0,09595	0,06095
4	0,68652411	0,74859203	0,819	0,13248	0,07041
5	0,76257550	0,84225690	0,8741	0,11152	0,03184
6	0,84484049	0,86090269	0,9091	0,06426	0,04820
7	0,84260681	0,86228093	0,9324	0,08979	0,07012
8	0,85223918	0,90003049	0,9485	0,09626	0,04847
9	0,92884754	0,92160075	0,9601	0,03125	0,03850
10	0,90391446	0,90363189	0,9686	0,06469	0,06497
11	0,91803209	0,90025224	0,9751	0,05707	0,07485
12	0,93849341	0,94546505	0,9802	0,04171	0,03473
13	0,93811528	0,92785955	0,9842	0,04608	0,05634
14	0,93444090	0,92740536	0,9875	0,05306	0,06009
15	0,92994235	0,92811553	0,9902	0,06026	0,06208
16	0,91872228	0,92470784	0,9925	0,07378	0,06779
17	0,89118952	0,90587929	0,9945	0,10331	0,08862
18	0,88389742	0,87268963	0,9964	0,11250	0,12371

3.5.2. Numune 2 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi

Şekil 3.25’de görülen yapı FSY’nin bir hücresinin oluşturulmasında kullanılan yapıyı, ise bir FSY hücresini oluşturan tel parçalarının düğüm noktalarının koordinatlarını tanımlamaktadır. Hücrenin boyutları $D_x = 7,5 \text{ mm}$, $D_z = 7,5 \text{ mm}$, bir segmentin uzunluğu ise $\Delta l = 0,75 \text{ mm}$ olarak alınmıştır.

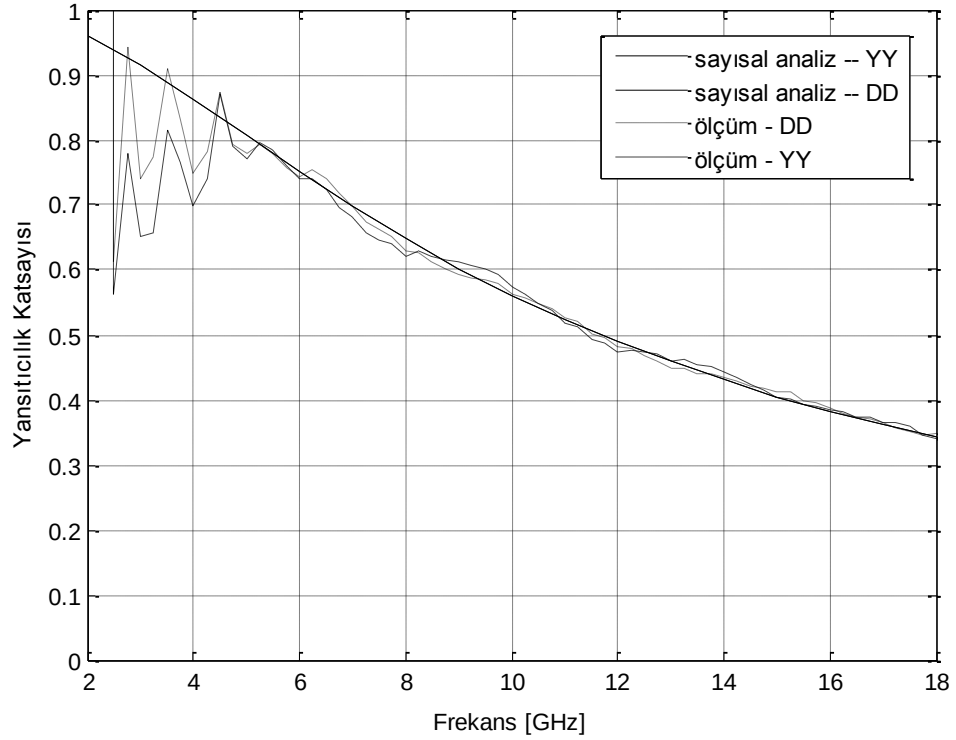


Şekil 3.25: Numune 2 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.

Numune 2 için YY ve DD polarizasyonlara ait sayısal yöntemle elde edilen yansıma katsayılarının ölçüm ile elde edilen yansıma katsayıları sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 3.26 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen yansıma katsayıları, polarizasyon YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen yansıma katsayılarının sayısal olarak hesaplanan yansıma katsayılarından farkı Tablo 3.5'te verilmiştir. Bu fark; hem DD hem de YY polarizasyon için 2 GHz – 4 GHz aralığı dışında % 10'un altında kaldığı gözlenmiştir.

Tablo 3.4: Numune 2 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.

Düğüm noktaları	Düğüm noktalarının koordinatları [m]		
	x	y	Z
1	0,0	0,0	0,0
2	0,00075	0,0	0,0
3	0,00150	0,0	0,0
4	0,00225	0,0	0,0
5	0,00300	0,0	0,0
6	0,00375	0,0	0,0
7	-0,00375	0,0	0,0
8	-0,00300	0,0	0,0
9	-0,00225	0,0	0,0
10	-0,00150	0,0	0,0
11	-0,00075	0,0	0,0
12	0,0	0,0	0,00075
13	0,0	0,0	0,00150
14	0,0	0,0	0,00225
15	0,0	0,0	0,00300
16	0,0	0,0	0,00375
17	0,0	0,0	-0,00375
18	0,0	0,0	-0,00300
19	0,0	0,0	-0,00225
20	0,0	0,0	-0,00150
21	0,0	0,0	-0,00075

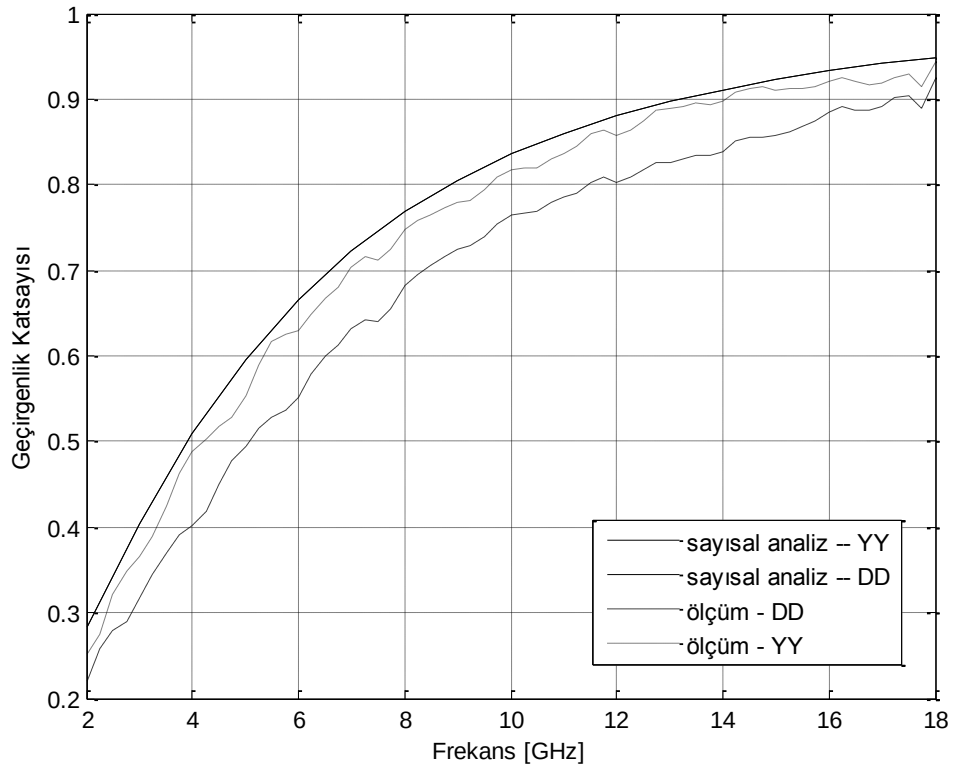


Şekil 3.26: Numune 2 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.5: Numune 2 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Yansıma Katsayıları		Yansıma Katsayıları	Yansıma Katsayıları	
	RX DD	RX YY	RX DD/YY	RX DD	RX YY
2	1,02890900	1,05096960	0,9601	0,06881	0,09087
3	0,74145650	0,65197121	0,9162	0,17474	0,26423
4	0,74911497	0,69946839	0,8636	0,11449	0,16413
5	0,78014821	0,77205069	0,8074	0,02725	0,03535
6	0,74274540	0,73950475	0,7514	0,00865	0,01190
7	0,69842328	0,68205559	0,6979	0,00052	0,01584
8	0,62918242	0,62016938	0,6481	0,01892	0,02793
9	0,59278900	0,61239999	0,6024	0,00961	0,01000
10	0,56199529	0,57479985	0,5609	0,00110	0,01390
11	0,52554003	0,51760598	0,5233	0,00224	0,00569
12	0,48136134	0,47483982	0,4893	0,00794	0,01446
13	0,44783454	0,46092175	0,4586	0,01077	0,00232
14	0,43496522	0,44260266	0,4307	0,00427	0,01190
15	0,41137926	0,40338493	0,4054	0,00598	0,00202
16	0,38786121	0,38535464	0,3824	0,00546	0,00295
17	0,36456003	0,36662487	0,3613	0,00326	0,00532
18	0,34861685	0,33897269	0,3419	0,00672	0,00293

Numune 2 için YY ve DD polarizasyonlara ait sayısal yöntemle elde edilen geçirgenlik katsayılarının ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayıları sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 3.27 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen geçirgenlik katsayıları, polarizasyon YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayılarının sayısal olarak hesaplanan geçirgenlik katsayılarından farkı Tablo 3.6’da verilmiştir. Bu farkın; YY polarizasyon için 2-18 GHz frekans aralığında % 10 hata limitinin içinde kaldığı, DD polarizasyon için ise 4-6 GHz frekans aralığı dışında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir.



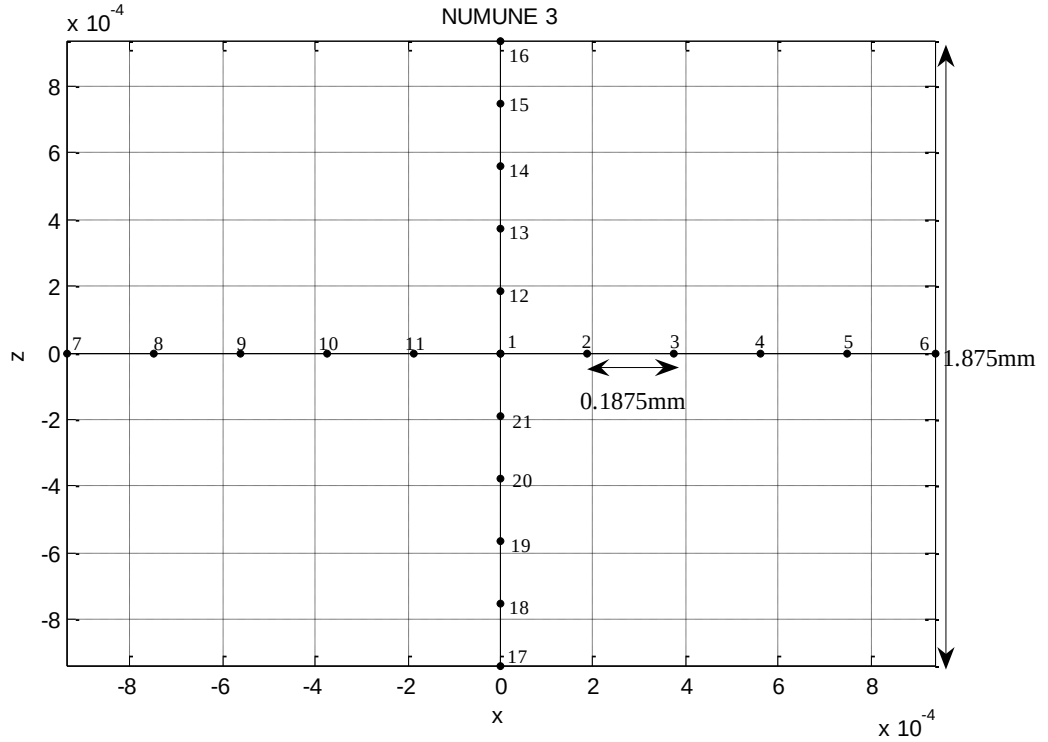
Şekil 3.27: Numune 2 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.6: Numune 2 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Geçirgenlik Katsayıları		Geçirgenlik Katsayıları	Geçirgenlik Katsayıları	
	TX DD	TX YY	TX DD/YY	TX DD	TX YY
2	0,21908655	0,25073184	0,2825	0,06341	0,03177
3	0,31802547	0,36529297	0,4046	0,08657	0,03931
4	0,40152518	0,48722411	0,509	0,10747	0,02178
5	0,49507253	0,55351481	0,5956	0,10053	0,04209
6	0,55172743	0,62945994	0,6661	0,11437	0,03664
7	0,63093969	0,70348971	0,723	0,09206	0,01951
8	0,68316396	0,74703657	0,7688	0,08564	0,02176
9	0,72386917	0,78017580	0,8058	0,08193	0,02562
10	0,76495156	0,81846841	0,8357	0,07075	0,01723
11	0,78593001	0,83708871	0,8602	0,07427	0,02311
12	0,80190987	0,85683494	0,8803	0,07839	0,02347
13	0,82569078	0,88964988	0,897	0,07131	0,00735
14	0,83756114	0,89721297	0,9109	0,07334	0,01369
15	0,85756616	0,91130206	0,9226	0,06503	0,01130
16	0,88526389	0,92188905	0,9325	0,04724	0,01061
17	0,89110834	0,91802928	0,941	0,04989	0,02297
18	0,92607279	0,94367166	0,9483	0,02223	0,00463

3.5.3. Numune 3 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi

Şekil 3.28 'de görülen yapı Numune 3'ün bir hücresinin oluşturulmasında kullanılan yapıyı, Tablo 3.7 ise bir FSY hücresini oluşturan tel parçalarının düğüm noktalarının koordinatlarını tanımlamaktadır. Hücresinin boyutları $D_x = 1,875 \text{ mm}$, $D_z = 1,875 \text{ mm}$, bir segmentin uzunluğu ise $\Delta l = 0,1875 \text{ mm}$ olarak alınmıştır.



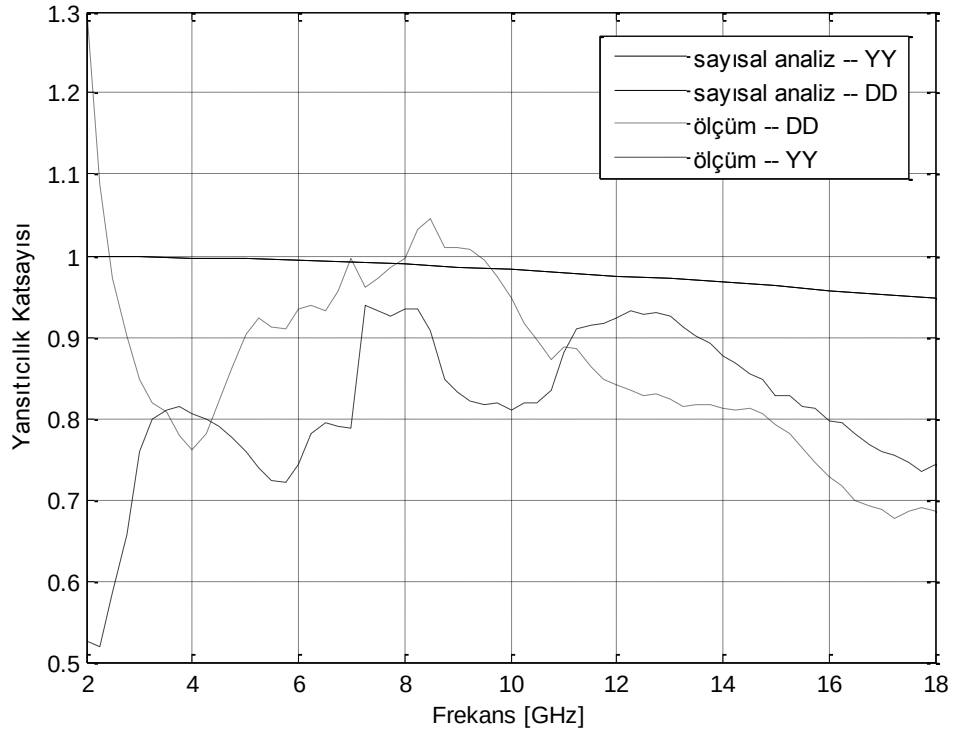
Şekil 3.28: Numune 3 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.

Numune 3 için YY ve DD polarizasyonlara ait sayısal yöntemle elde edilen yansıma katsayılarının ölçüm ile elde edilen yansıma katsayıları sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 3.29 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen yansıma katsayıları, polarizasyon YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen yansıma katsayılarının sayısal olarak hesaplanan yansıma katsayılarından farkı Tablo 3.8'de verilmiştir. Bu farkın; YY polarizasyon için 2-7 GHz frekans aralığı, 9-10 GHz frekans aralığı ve 15-18 GHz frekans aralığı dışında % 10 hata limitinin içinde kaldığı, DD polarizasyon için ise 2-4 GHz frekans aralığı ve 12-18 GHz frekans aralığı dışında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir. DD ve YY polarizasyonları için ölçüm ile elde edilen

yansıma katsayıları yapı $x-z$ yönlerinde simetrik olduğundan aynı olması beklenirken Numune 3 için birbirinden farklı olduğu gözlenmiştir, bunun nedeninin ölçüm sisteminden değil ürettirilen numunenin bir hücresinin boyutları oldukça küçük olduğundan yapının $x-z$ yönlerinde simetrik ürettirilememesinden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Tablo 3.7: Numune 3 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.

Düğüm noktaları	Düğüm noktalarının koordinatları [m]		
	x	y	Z
1	0,0	0,0	0,0
2	0,0001875	0,0	0,0
3	0,0003750	0,0	0,0
4	0,0005625	0,0	0,0
5	0,0007500	0,0	0,0
6	0,0009375	0,0	0,0
7	-0,0009375	0,0	0,0
8	-0,0007500	0,0	0,0
9	-0,0005625	0,0	0,0
10	-0,0003750	0,0	0,0
11	-0,0001875	0,0	0,0
12	0,0	0,0	0,0001875
13	0,0	0,0	0,0003750
14	0,0	0,0	0,0005625
15	0,0	0,0	0,0007500
16	0,0	0,0	0,0009375
17	0,0	0,0	-0,0009375
18	0,0	0,0	-0,0007500
19	0,0	0,0	-0,0005625
20	0,0	0,0	-0,0003750
21	0,0	0,0	-0,0001875



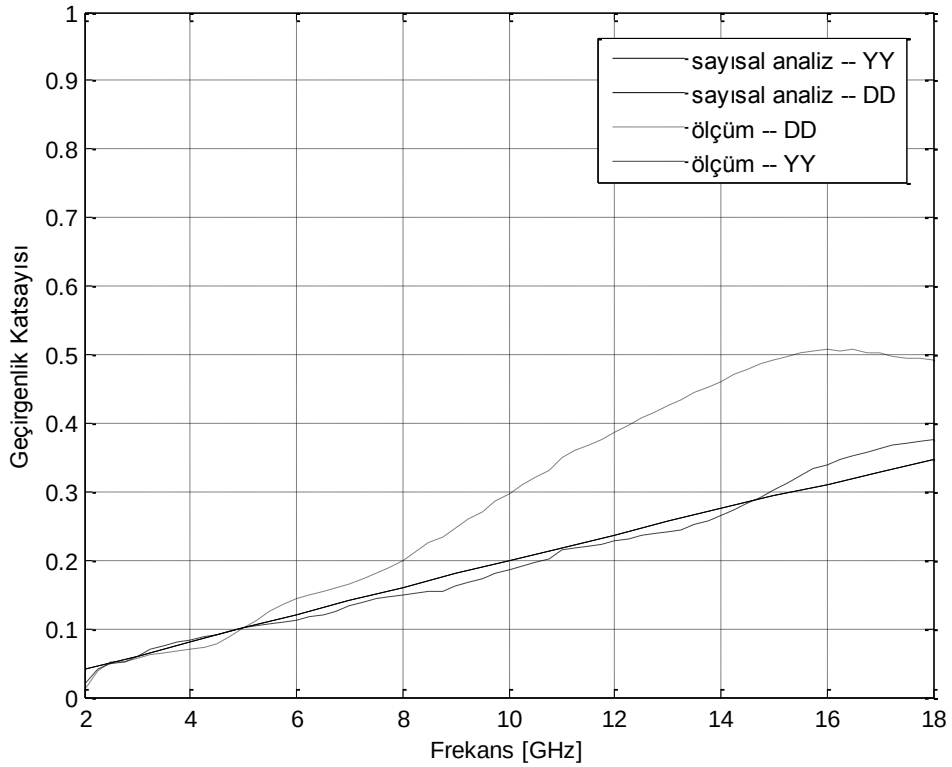
Şekil 3.29: Numune 3 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.8: Numune 3 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Yansıma Katsayıları		Yansıma Katsayıları	Yansıma Katsayıları	
	RX DD	RX YY	RX DD/YY	RX DD	RX YY
2	1,29648540	0,52462465	0,9993	0,29719	0,47468
3	0,84877732	0,75837001	0,9984	0,14962	0,24003
4	0,76122822	0,80494443	0,9972	0,23597	0,19226
5	0,90225420	0,75789471	0,9956	0,09335	0,23771
6	0,93424854	0,74295001	0,9937	0,05945	0,25075
7	0,99736298	0,78813547	0,9915	0,00586	0,20336
8	0,99702398	0,93527171	0,9889	0,00812	0,05363
9	1,01025650	0,83182647	0,986	0,02426	0,15417
10	0,94711647	0,81061199	0,9828	0,03568	0,17219
11	0,88721091	0,88002534	0,9793	0,09209	0,09927
12	0,84096446	0,92345882	0,9755	0,13454	0,05204
13	0,82291513	0,92590237	0,9714	0,14848	0,04550
14	0,81162849	0,87689161	0,9671	0,15547	0,09021
15	0,79252443	0,82828861	0,9625	0,16998	0,13421
16	0,72800711	0,79643110	0,9576	0,22959	0,16117
17	0,68803955	0,75977177	0,9524	0,26436	0,19263
18	0,68511572	0,74248809	0,9471	0,26198	0,20461

Numune 3 için YY ve DD polarizasyonlara ait sayısal yöntemle elde edilen geçirgenlik katsayılarının ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayıları sonuçlarıyla

karşılaştırılması Şekil 3.30 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen geçirgenlik katsayıları, polarizasyon YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayılarının sayısal olarak hesaplanan geçirgenlik katsayılarından farkı Tablo 3.9’da verilmiştir. Bu farkın; DD polarizasyon için ise 11-18 GHz frekans aralığı dışında % 10 hata limitinin içinde kaldığı, YY polarizasyon için 2-18 GHz frekans aralığında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir.



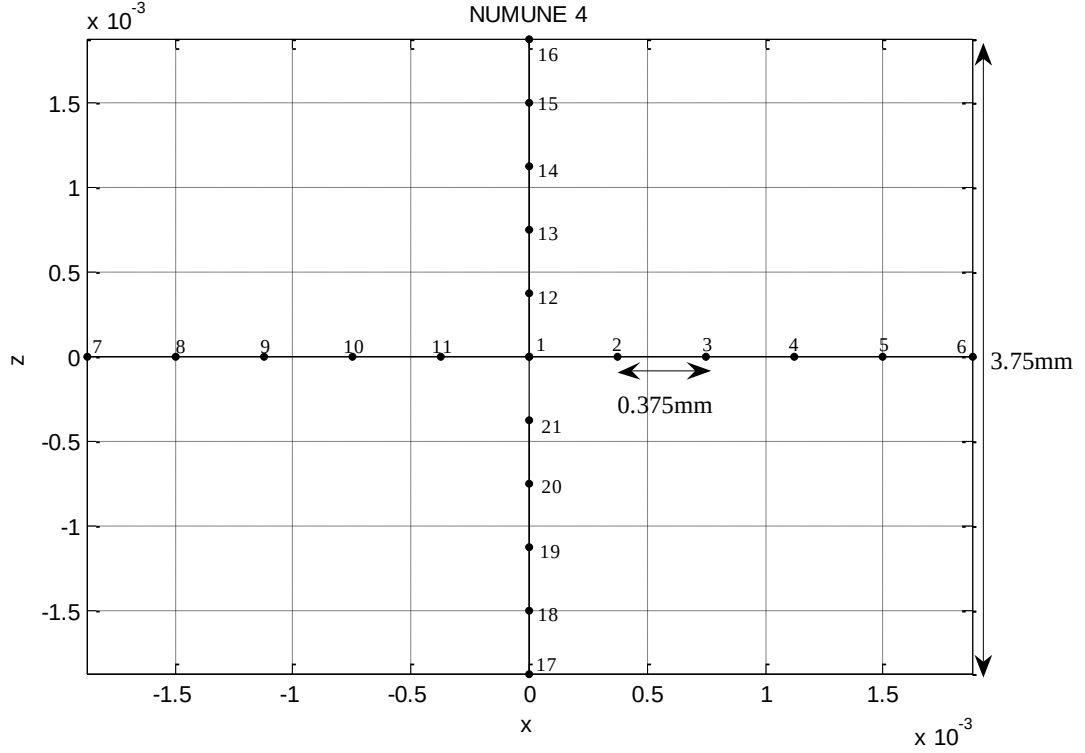
Şekil 3.30: Numune 3 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.9: Numune 3 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Geçirgenlik Katsayıları		Geçirgenlik Katsayıları	Geçirgenlik Katsayıları	
	TX DD	TX YY	TX DD/YY	TX DD	TX YY
2	0,01128309	0,02010739	0,0404	0,02912	0,02029
3	0,05595829	0,05966698	0,0606	0,00464	0,00093
4	0,06903899	0,08363706	0,0807	0,01166	0,00294
5	0,10062144	0,10054586	0,1008	0,00018	0,00025
6	0,14340670	0,11310592	0,1207	0,02271	0,00759
7	0,16550629	0,13304080	0,1405	0,02501	0,00746
8	0,19931822	0,14906475	0,1602	0,03912	0,01114
9	0,24539729	0,16095309	0,1798	0,06560	0,01885
10	0,29810366	0,18501657	0,1991	0,09900	0,01408
11	0,34985467	0,21404797	0,2183	0,13155	0,00425
12	0,38674038	0,22774718	0,2373	0,14944	0,00955
13	0,42607012	0,24148968	0,2561	0,16997	0,01461
14	0,46154012	0,26478406	0,2747	0,18684	0,00992
15	0,49331676	0,30318155	0,293	0,20032	0,01018
16	0,50897428	0,33922219	0,3111	0,19787	0,02812
17	0,50229212	0,36359001	0,3289	0,17339	0,03469
18	0,49164600	0,37610567	0,3465	0,14515	0,02961

3.5.4. Numune 4 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi

Şekil 3.31’de görülen yapı Numune 4’ün bir hücresinin oluşturulmasında kullanılan yapıyı, Tablo 3.10 ise bir FSY hücresini oluşturan tel parçalarının düğüm noktalarının koordinatlarını tanımlamaktadır. Hücrenin boyutları $D_x = 3,75 \text{ mm}$, $D_z = 3,75 \text{ mm}$, bir segmentin uzunluğu ise $\Delta l = 0,375 \text{ mm}$ olarak alınmıştır.

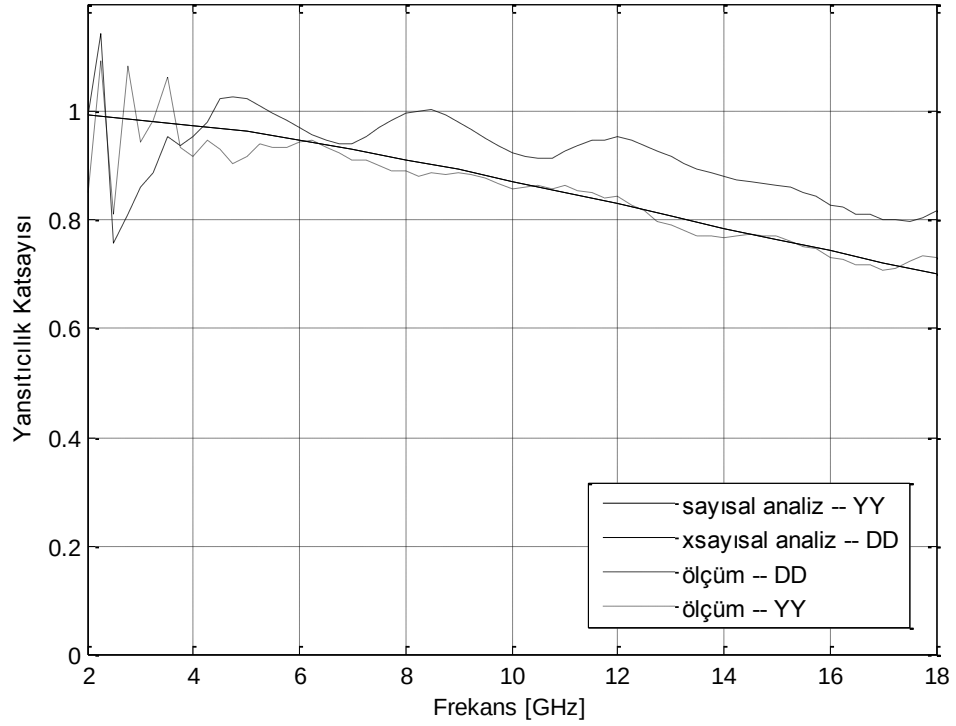


Şekil 3.31: Numune 4 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.

Numune 4 için ölçüm sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarıyla karşılaştırılması Şekil 3.32 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen yansıma katsayıları, YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen yansıma katsayılarının sayısal olarak hesaplanan yansıma katsayılarından farkı Tablo 3.11'de verilmiştir. Bu fark; DD polarizasyon için 2-3 GHz frekans aralığı, 17.5-18 GHz frekans aralığı ve 12-13 GHz frekans aralığı dışında, YY polarizasyon için ise 2-3 GHz frekans aralığı dışında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir.

Tablo 3.10: Numune 4 için oluşturulan FSY'nin bir hücresinin düğüm noktalarının koordinatları.

Düğüm noktaları	Düğüm noktalarının koordinatları [m]		
	x	y	Z
1	0,0	0,0	0,0
2	0,0003750	0,0	0,0
3	0,0007500	0,0	0,0
4	0,0011250	0,0	0,0
5	0,0015000	0,0	0,0
6	0,0018750	0,0	0,0
7	-0,0018750	0,0	0,0
8	-0,0015000	0,0	0,0
9	-0,0011250	0,0	0,0
10	-0,0007500	0,0	0,0
11	-0,0003750	0,0	0,0
12	0,0	0,0	0,0003750
13	0,0	0,0	0,0007500
14	0,0	0,0	0,0011250
15	0,0	0,0	0,0015000
16	0,0	0,0	0,0018750
17	0,0	0,0	-0,0018750
18	0,0	0,0	-0,0015000
19	0,0	0,0	-0,0011250
20	0,0	0,0	-0,0007500
21	0,0	0,0	-0,0003750

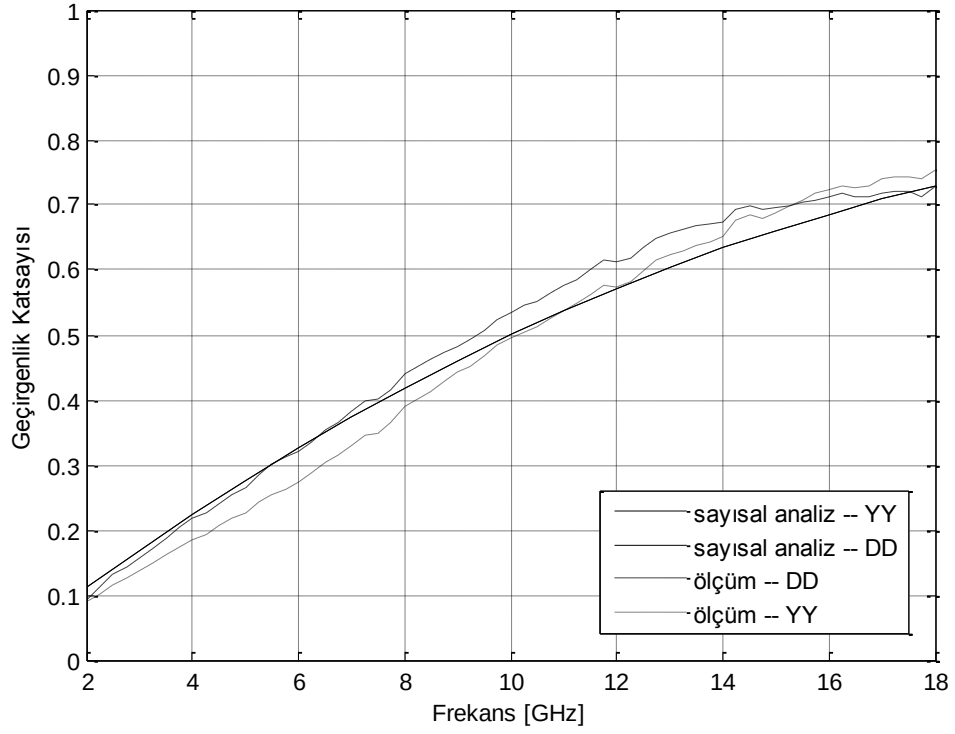


Şekil 3.32: Numune 4 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.11: Numune 4 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansım katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Yansım Katsayıları		Yansım Katsayıları	Yansım Katsayıları	
	RX DD	RX YY	RX DD/YY	RX DD	RX YY
2	0,99575475	0,85234053	0,9939	0,00185	0,14156
3	0,86203199	0,94362597	0,9863	0,12427	0,04267
4	0,95559832	0,91843898	0,9761	0,02050	0,05766
5	1,02593070	0,91770309	0,9634	0,06253	0,04570
6	0,97090384	0,94607849	0,9484	0,02250	0,00232
7	0,94103308	0,91317823	0,9316	0,00943	0,01842
8	0,99685851	0,89264614	0,9132	0,08366	0,02055
9	0,98236926	0,88712559	0,8936	0,08877	0,00647
10	0,92338569	0,85921046	0,873	0,05039	0,01379
11	0,92895105	0,86471774	0,8518	0,07715	0,01292
12	0,95337732	0,84464976	0,8301	0,12328	0,01455
13	0,91712021	0,79080450	0,8083	0,10882	0,01750
14	0,88277653	0,76900213	0,7865	0,09628	0,01750
15	0,86656397	0,77330248	0,7648	0,10176	0,00850
16	0,82903908	0,73238515	0,7434	0,08564	0,01101
17	0,80218050	0,70862595	0,7223	0,07988	0,01367
18	0,81931728	0,73281027	0,7017	0,11762	0,03111

Numune 4 için YY ve DD polarizasyonlara ait sayısal yöntemle elde edilen geçirgenlik katsayılarının ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayıları sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 3.33 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen geçirgenlik katsayıları, polarizasyon YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayılarının sayısal olarak hesaplanan geçirgenlik katsayılarından farkı Tablo 3.12’de verilmiştir. Bu farkın; hem DD hem de YY polarizasyon için 2-18 GHz frekans aralığında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir.



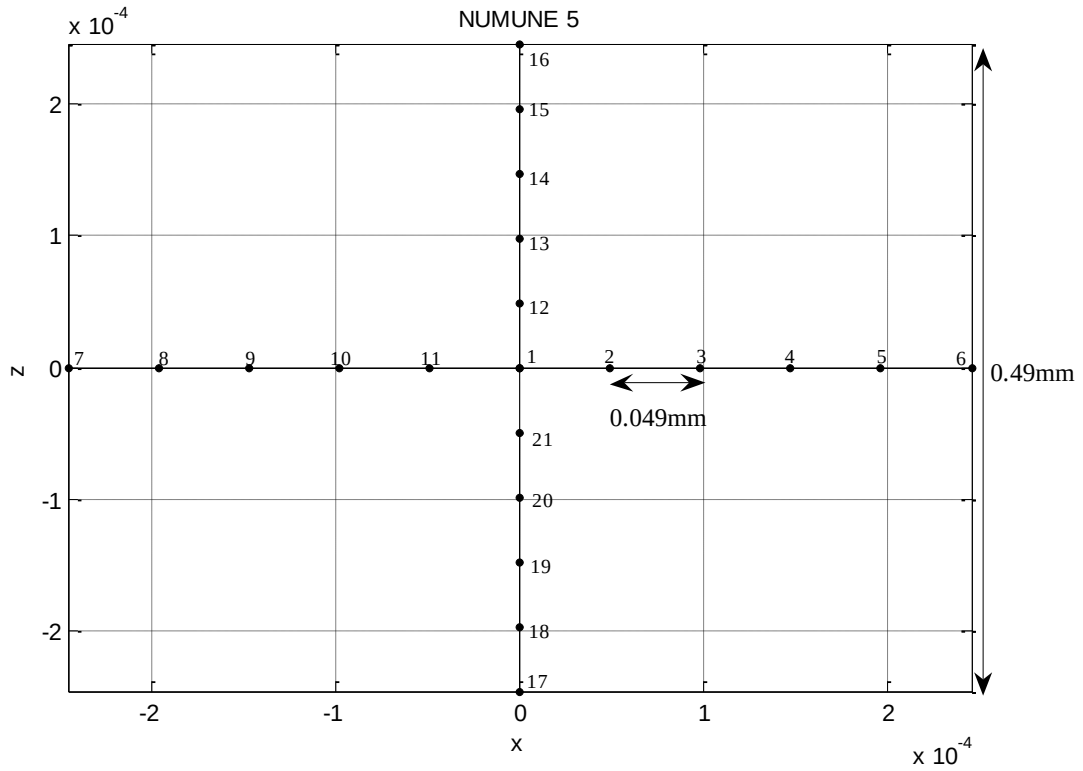
Şekil 3.33: Numune 4 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.12: Numune 4 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Geçirgenlik Katsayıları		Geçirgenlik Katsayıları	Geçirgenlik Katsayıları	
	TX DD	TX YY	TX DD/YY	TX DD	TX YY
2	0,09343386	0,08938219	0,1134	0,01997	0,02402
3	0,15626119	0,13638951	0,1689	0,01264	0,03251
4	0,21751945	0,18475509	0,2229	0,00538	0,03814
5	0,26512861	0,22671764	0,2751	0,00997	0,04838
6	0,31977752	0,27315764	0,3252	0,00542	0,05204
7	0,38320473	0,33045777	0,3728	0,01040	0,04234
8	0,43899362	0,39062719	0,418	0,02099	0,02737
9	0,48304917	0,44235017	0,4604	0,02265	0,01805
10	0,53579289	0,49601243	0,5002	0,03559	0,00419
11	0,57631917	0,53747684	0,5373	0,03902	0,00018
12	0,61260460	0,57366171	0,5718	0,04080	0,00186
13	0,65734370	0,62304010	0,6038	0,05354	0,01924
14	0,67417347	0,65208498	0,6334	0,04077	0,01868
15	0,69548021	0,68692084	0,6607	0,03478	0,02622
16	0,71341948	0,72499762	0,6859	0,02752	0,03910
17	0,71680007	0,74049788	0,7092	0,00760	0,03130
18	0,72976249	0,75335256	0,7305	0,00074	0,02285

3.5.5. Numune 5 İçin Elde Edilen Sonuçların Analizi

Şekil 3.34 'de görülen yapı Numune 5'ün bir hücresinin oluşturulmasında kullanılan yapıyı, Tablo 3.13 ise bir FSY hücresini oluşturan tel parçalarının düğüm noktalarının koordinatlarını tanımlamaktadır. Hücrenin boyutları $D_x = 0,49 \text{ mm}$, $D_z = 0,49 \text{ mm}$, bir segmentin uzunluğu ise $\Delta l = 0,049 \text{ mm}$ olarak alınmıştır.

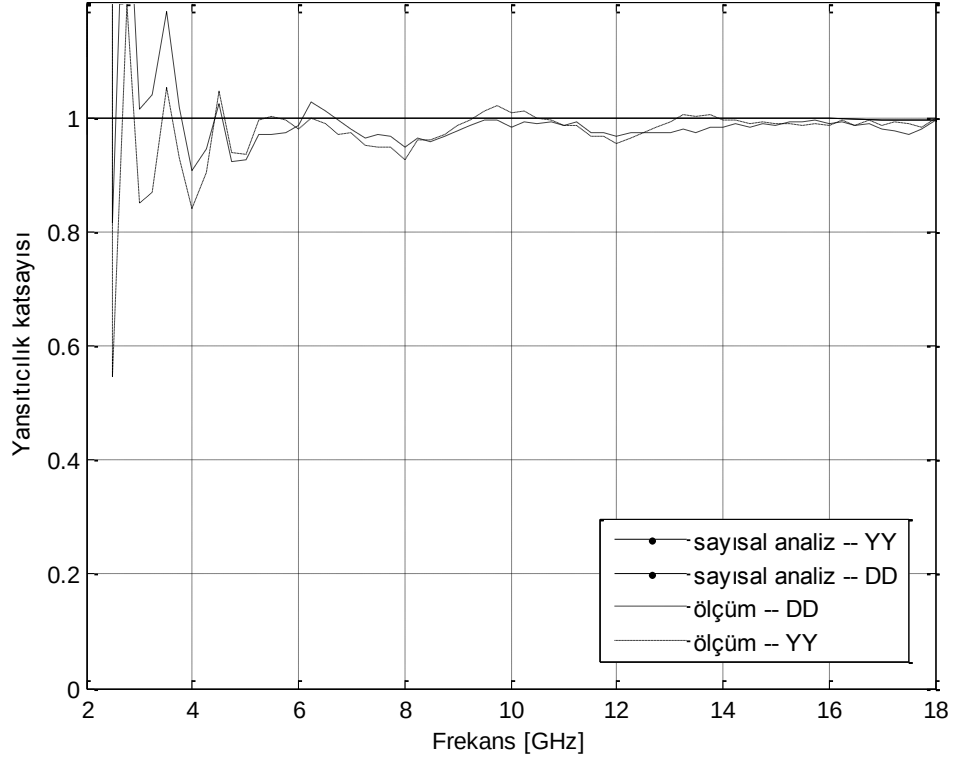


Şekil 3.34: Numune 5 için oluşturan FSY'nin bir hücresi.

Numune 5 için ölçüm sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarıyla karşılaştırılması Şekil 3.35 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen yansıma katsayıları, YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen yansıma katsayılarının sayısal olarak hesaplanan yansıma katsayılarından farkı Tablo 3.14'te verilmiştir. Bu farkın; hem DD hem de YY polarizasyon için 2-4 GHz frekans aralığı dışında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir.

Tablo 3.13: Numune 5 için oluşturulan FSY'nin bir hücrenin düğüm noktalarının koordinatları.

Düğüm noktaları	Düğüm noktalarının koordinatları [m]		
	x	y	Z
1	0,0	0,0	0,0
2	0,0000490	0,0	0,0
3	0,0000980	0,0	0,0
4	0,0001470	0,0	0,0
5	0,0001960	0,0	0,0
6	0,0002450	0,0	0,0
7	-0,0002450	0,0	0,0
8	-0,0001960	0,0	0,0
9	-0,0001470	0,0	0,0
10	-0,0000980	0,0	0,0
11	-0,0000490	0,0	0,0
12	0,0	0,0	0,0000490
13	0,0	0,0	0,0000980
14	0,0	0,0	0,0001470
15	0,0	0,0	0,0001960
16	0,0	0,0	0,0002450
17	0,0	0,0	-0,0002450
18	0,0	0,0	-0,0001960
19	0,0	0,0	-0,0001470
20	0,0	0,0	-0,0000980
21	0,0	0,0	-0,0000490

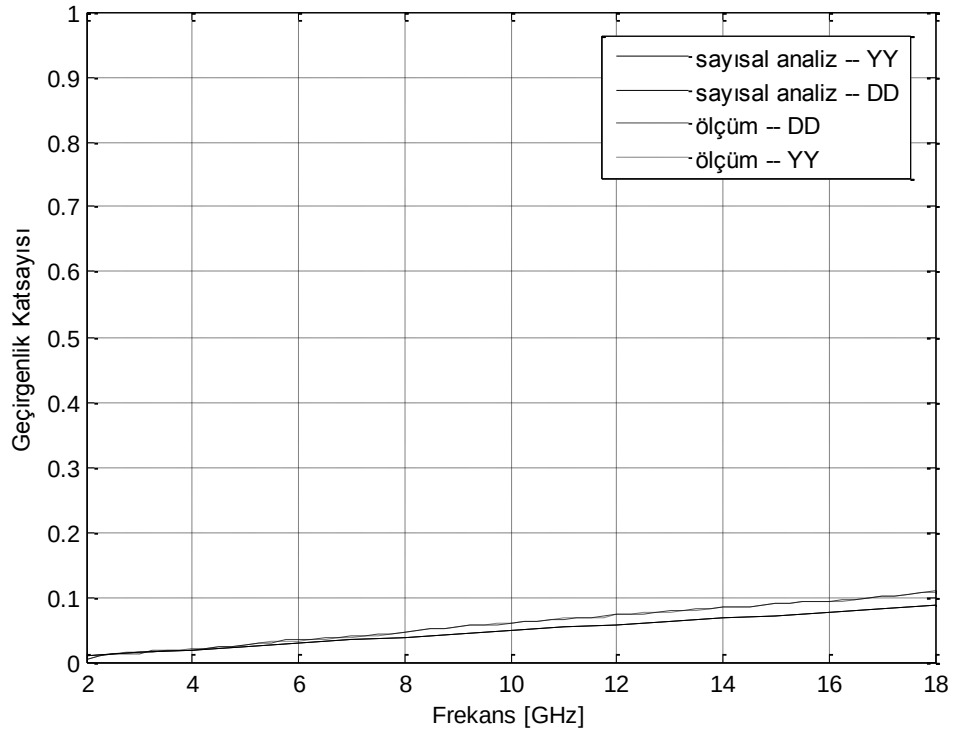


Şekil 3.35: Numune 5 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.

Tablo 3.14: Numune 5 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Yansıma Katsayıları		Yansıma Katsayıları	Yansıma Katsayıları	
	RX DD	RX YY	RX DD/YY	RX DD	RX YY
2	0,97097074	1,10773060	0,9999	0,02893	0,10783
3	1,01354100	0,84915480	0,9999	0,01364	0,15075
4	0,90863975	0,83964948	0,9998	0,09116	0,16015
5	0,92688289	0,93489053	0,9996	0,07272	0,06471
6	0,98646419	0,98134461	0,9994	0,01294	0,01806
7	0,98060981	0,97288972	0,9992	0,01859	0,02631
8	0,94978640	0,92501656	0,9990	0,04921	0,07398
9	0,97563362	0,98722217	0,9987	0,02307	0,01148
10	0,98405581	1,00902600	0,9984	0,01434	0,01063
11	0,98595362	0,98580090	0,9981	0,01215	0,01230
12	0,96669589	0,95520880	0,9978	0,03110	0,04259
13	0,97274090	0,99308558	0,9974	0,02466	0,00431
14	0,98407762	0,99554154	0,9970	0,01292	0,00146
15	0,98761257	0,98797331	0,9965	0,00889	0,00853
16	0,98934154	0,98779036	0,9960	0,00666	0,00821
17	0,97892188	0,98782083	0,9955	0,01658	0,00768
18	0,99557861	0,99950871	0,9950	0,00058	0,00451

Numune 5 için YY ve DD polarizasyonlara ait sayısal yöntemle elde edilen geçirgenlik katsayılarının ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayıları sonuçlarıyla karşılaştırılması Şekil 3.36 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, sayısal analiz ile polarizasyon DD iken elde edilen geçirgenlik katsayıları, polarizasyon YY iken elde edilen sonuçlarla birebir aynıdır. Ölçüm ile elde edilen geçirgenlik katsayılarının sayısal olarak hesaplanan geçirgenlik katsayılarından farkı Tablo 3.15’te verilmiştir. Bu farkın; hem DD hem de YY polarizasyon için 2-18 GHz frekans aralığında % 10 hata limitinin içinde kaldığı gözlenmiştir.



Şekil 3.36: Numune 5 için ölçüm sonucunda ve sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.

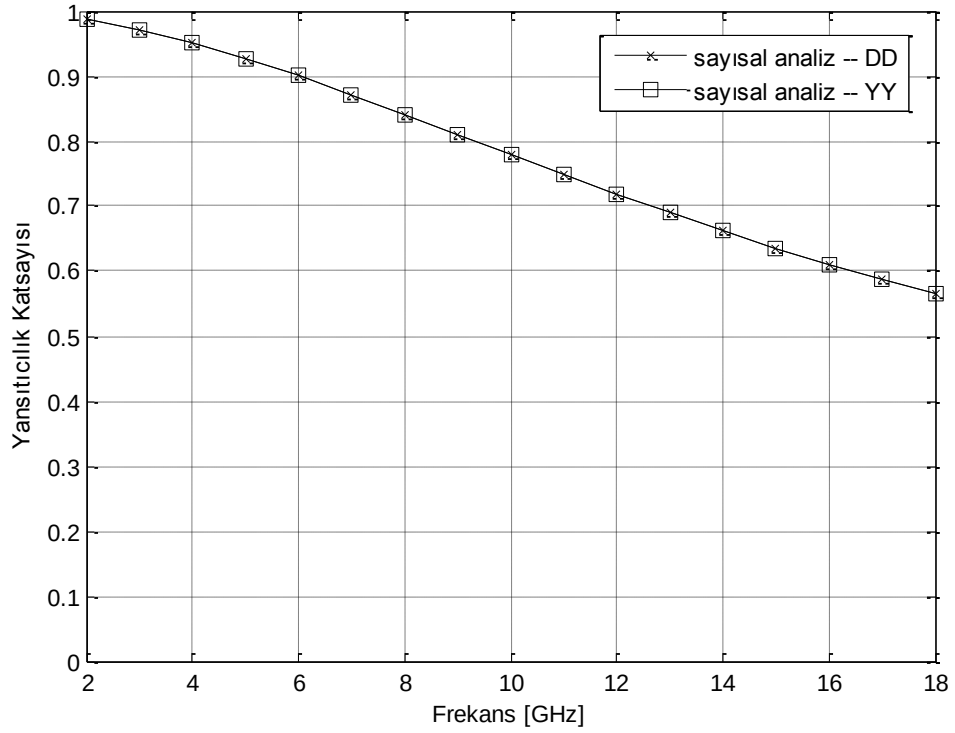
Tablo 3.15: Numune 5 için ölçüm ve sayısal analiz sonucunda elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması sonucunda gözlenen hata değerleri.

Frekans [GHz]	Ölçüm Sonuçları		Sayısal Sonuçlar	Hata	
	Geçirgenlik Katsayıları		Geçirgenlik Katsayıları	Geçirgenlik Katsayıları	
	TX DD	TX YY	TX DD/YY	TX DD	TX YY
2	0,00350864	0,00340920	0,0118	0,00829	0,00839
3	0,01383607	0,01425147	0,0177	0,00386	0,00345
4	0,01899305	0,02008444	0,0236	0,00461	0,00352
5	0,02686912	0,02606385	0,0295	0,00263	0,00344
6	0,03390942	0,03261061	0,0354	0,00149	0,00279
7	0,03924555	0,03782770	0,0413	0,00205	0,00347
8	0,04568312	0,04499540	0,0472	0,00152	0,00220
9	0,05460252	0,05300444	0,053	0,00160	0,00000
10	0,06002863	0,06011302	0,0589	0,00113	0,00121
11	0,06487928	0,06673688	0,0648	0,00008	0,00194
12	0,07277404	0,07227451	0,0707	0,00207	0,00157
13	0,07779053	0,07652913	0,0765	0,00129	0,00003
14	0,08495280	0,08506709	0,0824	0,00255	0,00267
15	0,08952109	0,08974185	0,0882	0,00132	0,00154
16	0,09440616	0,09338235	0,094	0,00041	0,00062
17	0,10091423	0,10064673	0,0999	0,00101	0,00075
18	0,10999862	0,10766923	0,1057	0,00430	0,00197

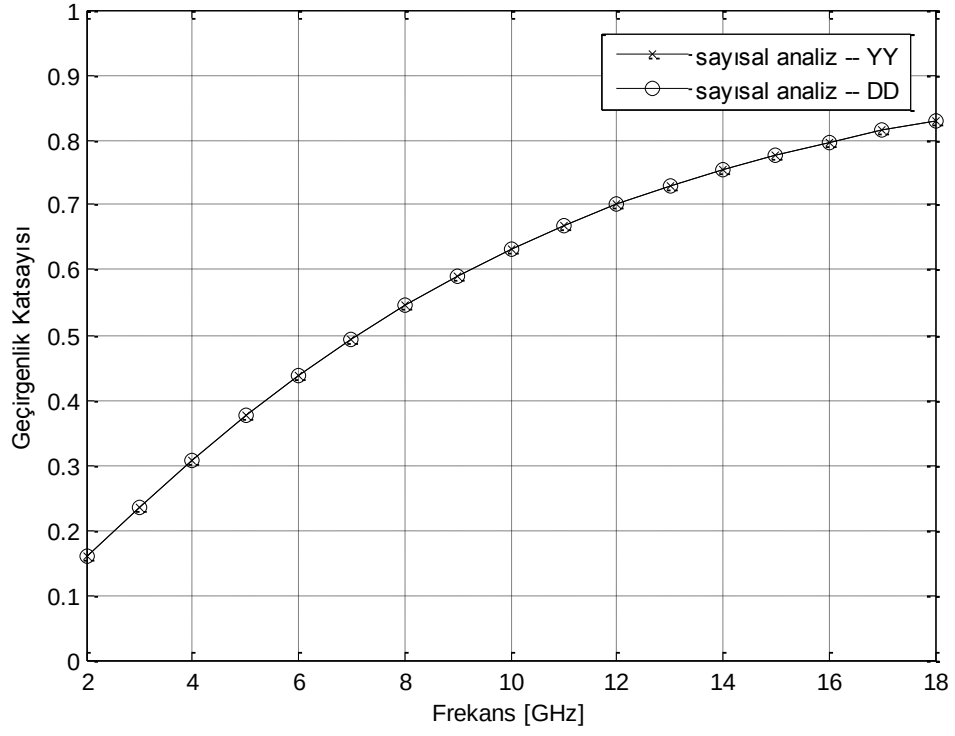
3.6. Numune 4'ün Farklı Tel Çapları İçin Sayısal Analiz ile Elde Edilen Yansıma ve Geçirgenlik Sonuçları

3.6.1. Numune 4 Tel Çapı = $50\ \mu\text{m}$

Numune 4'ün tel çapı $50\ \mu\text{m}$ olduğu durum için elde edilen yansıma katsayılarının grafiği Şekil 3.37 ile, geçirgenlik katsayılarının grafiği ise Şekil 3.38 ile verilmiştir.



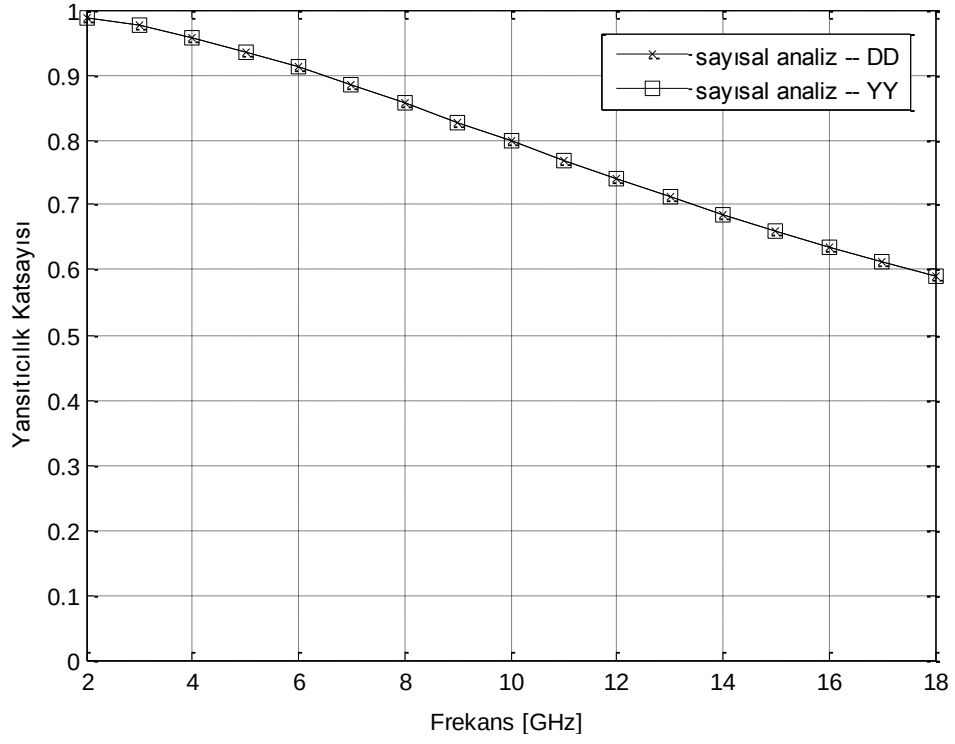
Şekil 3.37: Numune 4'ün tel çapı 50 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen yansıma katsayıları.



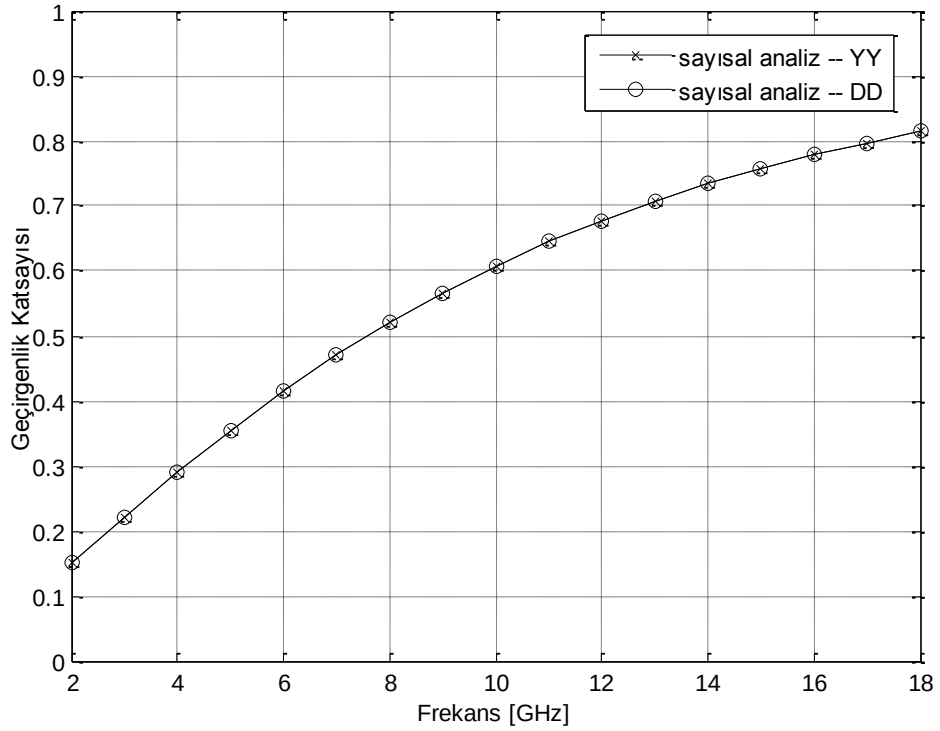
Şekil 3.38: Numune 4'ün tel çapı 50 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayıları.

3.6.2. Numune 4 Tel Çapı = 63 μm

Numune 4'ün çapı 63 μm olduğu durum için elde edilen yansıma katsayılarının grafiği Şekil 3.39 ile, geçirgenlik katsayılarının grafiği ise Şekil 3.40 ile verilmiştir.



Şekil 3.39: Numune 4 'ün çapı 63 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen yansıma katsayıları.

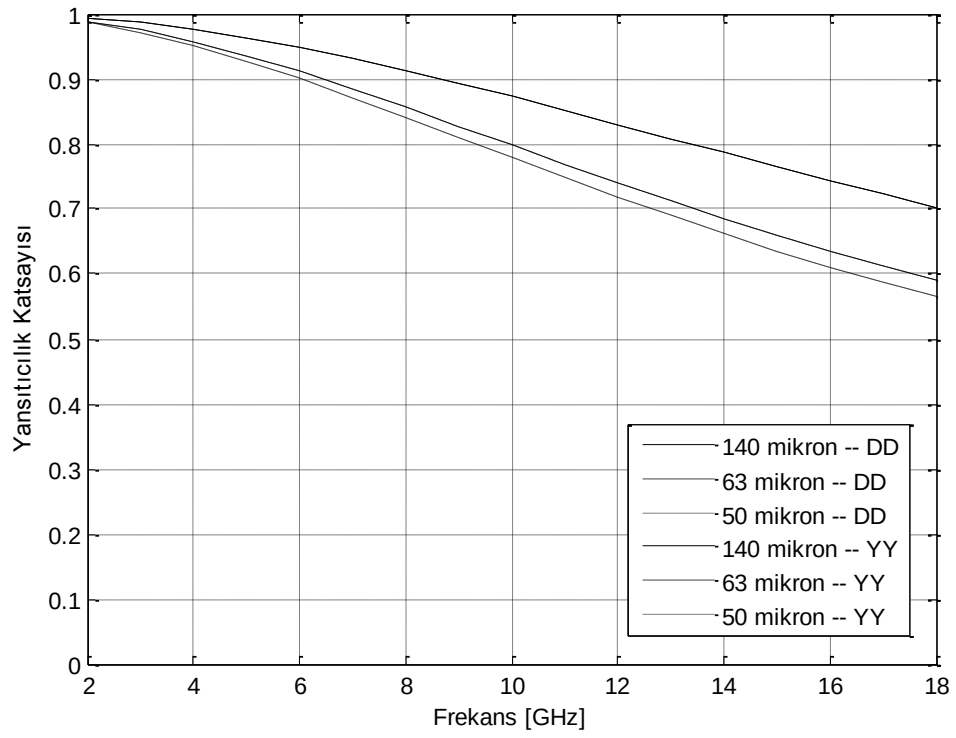


Şekil 3.40: Numune 4 'ün çapı 63 mikron olduğu durumda sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayıları.

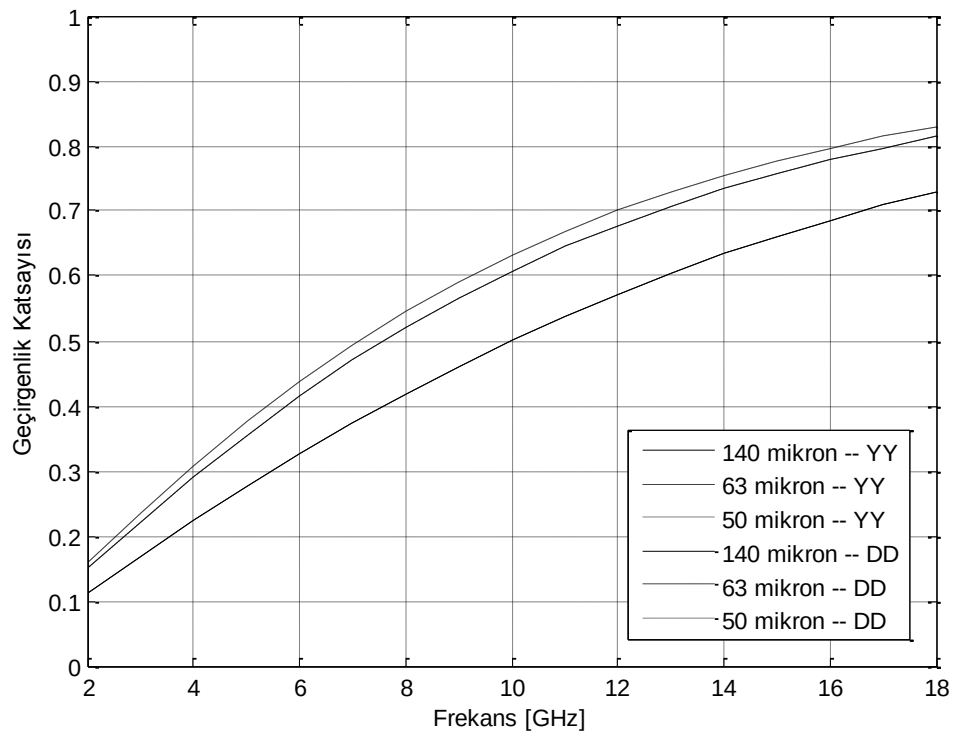
3.6.3. Numune 4 Tel Çapı = 50 μm , 63 μm ve 140 μm Karşılaştırması

Numune 4 'ün çapı 50 μm ,63 μm ve 140 μm olduğu durumlar için sayısal olarak elde edilen yansıtma katsayılarının karşılaştırılması Şekil 3.41 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, aynı çap değerleri için polarizasyonun DD ve YY olarak değişmesiyle yansıtma katsayıları değişmemektedir. Şekil 3.41'deki grafik dikkatlice incelenirse, her üç yarıçap içinde frekansın artmasıyla cismin yansıtıcılığının azaldığı gözlenmiştir. 2 GHz civarında numunenin yansıtıcılığı her üç yarıçap içinde maksimin iken, frekansın artmasıyla yansıtıcılığı azalmaktadır. Çapı 50 mikron olduğu durumda numunenin yansıtıcılığı, frekans artarken diğer çap değerleri için elde edilen yansıtıcılık katsayılarına göre daha fazla azalmaktadır. Numune 4 için, çapın küçültülmesiyle, frekans artarken yansıtıcılığının azaldığı söylenebilir.

Numune 4 'ün çapı 50 μm ,63 μm ve 140 μm olduğu durumlar için sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması Şekil 3.42 ile verilmiştir. Şekilden de görüldüğü üzere, aynı çap değerleri için polarizasyonun DD ve YY olarak değişmesiyle geçirgenlik katsayıları değişmemektedir.Şekil 3.42'deki grafik dikkatlice incelenirse, her üç yarıçap içinde frekansın artmasıyla cismin geçirgenliğinin de arttığı gözlenmiştir. Numune 4'ün geçirgenliğinin, frekans artarken, çapının küçültülmesiyle geçirgenliğinin arttığı söylenebilir.



Şekil 3.41: Numune 4 'ün çapı 50 mikron, 63 mikron ve 140 mikron olduğu durumlar için sayısal olarak elde edilen yansıma katsayılarının karşılaştırılması.



Şekil 3.42: Numune 4 'ün çapı 50 mikron, 63 mikron ve 140 mikron olduğu durumlar için sayısal olarak elde edilen geçirgenlik katsayılarının karşılaştırılması.

3.7. Sonuç

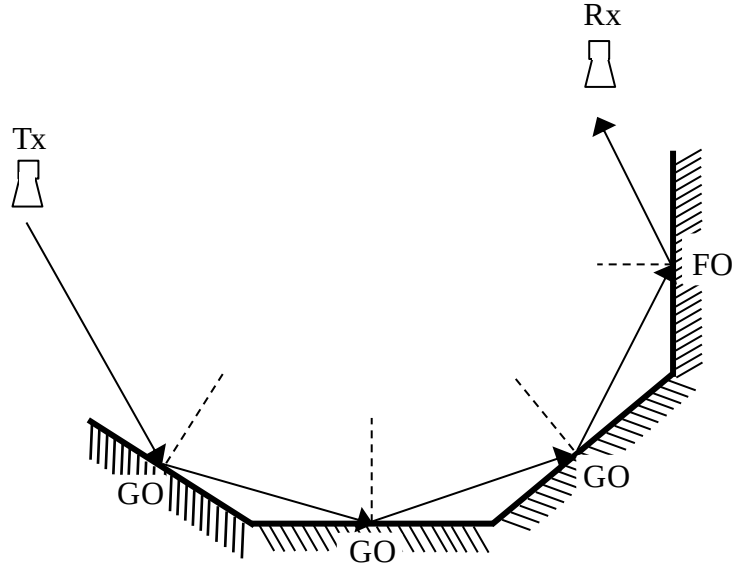
Bu bölümde ilk olarak ince tellerden oluşan FSY'lerden saçılan ve yansıyan dalganın bulunması amacıyla analizlerde kullanılan klasik PMM formülasyonu açıklanmıştır. Bu yöntemde Floquet teoremi uyarınca referans hücrede yer alan tel yüzeyindeki akımların ayrıklaştırılması ve çözülmesinin yeterli olduğundan, toplam akımın periyodiklikten dolayı tüm hücrelerdeki akımların süperpozisyonu ile bulunduğu bahsedilmiştir. Yazılan bilgisayar kodunun doğruluğunun test edilmesi amacıyla klasik PMM formülasyonu kullanılarak dipol yapısı için elde edilen empedans matrisi ile literatürde [20] numaralı çalışmada dipol yapısı için elde edilen empedans matrisi karşılaştırılmıştır. Empedans matrisinin elemanlarının birbirleriyle tutarlı olduğu gözlenmiştir.

Klasik PMM'nin tel yüzeyindeki akımların ayrıklaştırılması prensibine göre çalıştığından, tellerin periyodik hücreler arasında bağlantısı olduğu durumlarda bu yöntemin kullanılamayacağı vurgulanmıştır. Bunun yerine tellerin periyodik hücreler arasında bağlantısı olduğu durumlarda hücreler arasındaki akım geçişini tanımlayan yeni bir baz fonksiyonu (denklem (3.40)) önerilmiştir. Önerilen baz fonksiyonunun kullanımının doğruluğu, dipol yapısı için klasik PMM ile üretilen sonuçlarla karşılaştırıldığında sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir. Son olarak bu tez çalışması kapsamında önerilen baz fonksiyonu ince tellerden oluşan tel ızgara yapısı için denenmiş ve tel ızgara yapısının saçılma analizi sonuçların doğrulanması, klasik PMM ile yapılamayacağından, farklı tel yarıçaplarına sahip tel ızgara yapılarının ölçüm sonuçları ile gerçekleştirilmiştir. Sonuçların birbiriyle tutarlı olduğu gözlenmiştir. Bu tez kapsamında önerilen baz fonksiyonu kullanılarak elde edilen sonuçlar [43] nolu çalışmada yayınlanmıştır.

4. IŞIMA TAKİBİ YÖNTEMİ

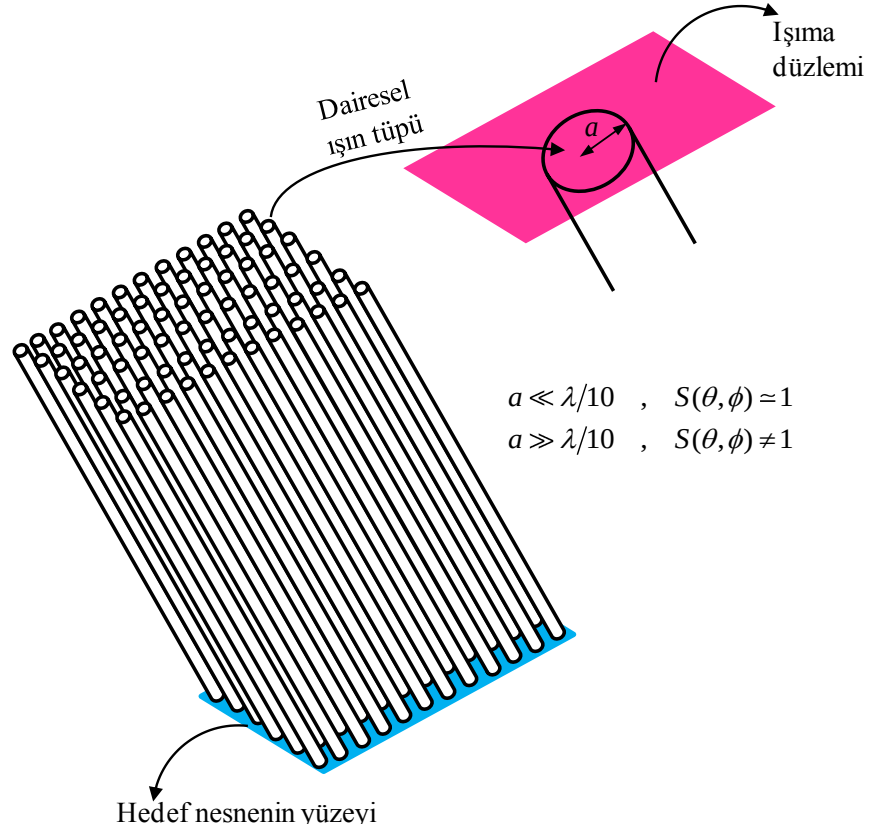
4.1. Seken Işın Yöntemi (Shooting And Bouncing Rays)

Elektriksel olarak boyutları dalga boyuna göre oldukça büyük ve karmaşık yapıların RKA'sının belirlenmesinde yaygın olarak kullanılan yüksek frekans tekniklerinden biri SIY'dır [35,36]. Yöntem; gelen alan doğrultusundan RKA'sı hesaplanacak yapı üzerine çok yoğun bir ışın demetinin gönderilmesi, her ışının GO kurallarına göre yapı üzerinde seken ışın takibinin yapılması ve ışının yapıdan ayrıldığı noktada indüklenen yüzey akımlarının FO integralleri alınarak saçılan alanın hesaplanması prensibine dayanmaktadır (Şekil 4.1). Toplam saçılan alan uzak- alan gözlem noktasında tüm ışınların katkısı toplanarak hesaplanmaktadır. Gönderilen ışın demetindeki ışınlar birbirlerine paralel ve aralarındaki mesafe $\lambda / 10$ 'dan daha küçük olacak şekildedir.



Şekil 4.1: SIY ile ışın takibinin yapılması.

Işın takibi yaparken hesaplanan FO saçılma integralleri; poligonal yüzey integralleri [35,37] kullanılarak ya da her ışın tüpünün dairesel kesit alanı olduğu kabulü [38] ile yapılabilir. Poligonal yüzey yaklaşımında poligonu oluşturmak için birden fazla ışın (genellikle dört) kullanır, diğer yaklaşımda ise her ışının bir dairesel kesit alanı olduğu kabul edilerek birbirinden bağımsız olarak takibi yapılmaktadır.



Şekil 4.2: Hedef nesne üzerine dairesel kesit alanına sahip ışınların gönderilmesi.

SIY yönteminde hesaplanması gereken FO saçılma integralleri frekans uzayında hesaplanmaktadır. Frekansın karesi ile orantılı olarak gönderilmesi gereken ışın sayısı da artmaktadır, bu da oldukça kısıtlayıcı bir faktör olmaktadır. Örnek olarak Şekil 4.2’de gösterildiği gibi geniş düz bir plakadan olan yansımanın tam olarak tanımlanması için gelen dalga yönünde milyonlarca eşit genliğe sahip ışın gönderilmesi gerekmektedir. Işınlardan arasındaki mesafenin $\lambda/10$ ’dan daha küçük olacağı göz önüne alınırsa, frekansın artmasıyla gönderilmesi gereken ışın miktarında da büyük bir artış olacaktır. FO integrallerinin zaman uzayında hesaplanması bu kısıtlamaları ortadan kaldıracaktır. [25] nolu çalışmada FO integrallerinin zaman uzayında radon dönüşümü ile hesaplanması önerilmiştir. Saçıcı cismin yüzeyinin, geometrik tanımlarının basitliği ve karmaşık cisimlerin bile kolaylıkla modellenbilmesinden dolayı üçgen yüzeylerle modellenmesi tercih edilmektedir. Bu yöntem ile integrali alınacak yüzeyin üçgen olduğu durumda da hem zaman hem de frekans uzayında FO integralleri hesaplanabilmektedir. Zaman uzayı çözümü ise SIY yöntemini frekanstan bağımsız hale getirmektedir. FO integrallerinin zaman uzayına dönüştürülerek radon dönüşümü ile hesaplanması

Bölüm 4.2’de anlatılmıştır. Bu sayede yapıyı modellediğimiz üçgen sayısı sabit ise frekans artsa da ışın sayısının ve dolayısıyla gerekli hesaplama kaynaklarının (bellek ve işlem sayısı) artması önlenmiş olmaktadır [25]. Üçgensel olarak modellenen yapı üzerine dairesel kesit alanına sahip ışın yerine üçgen yüzeye sahip ışınlar gönderilmesi iş yükünü azaltacağı gibi hesaplama zamanını da kısaltacaktır. Bu durumda ışın takibi yerine üçgensel yüzeylerden oluşan ışımanın takibi yapılmalıdır. Bölüm 4.3’de bu tez kapsamında yapı üzerine üçgen ışın gönderilmesi önerilmiştir. FO integralleri Bölüm 4.2’de anlatılan [25] nolu çalışmada bahsedilen Radon dönüşümü kullanılarak hesaplanmıştır.

4.1.1. Seken Işın Yönteminin Temelleri

Herhangi bir saçıcının RKA’sı hesaplanırken bu saçıcının üzerine belirli bir polarizasyonda düzlemsel elektromanyetik dalganın geldiği varsayılır. Bu gelen dalganın (θ_i, ϕ_i) yönünden geldiğini ve elektrik alanının $e^{j\omega t}$ zaman bağımlılığı kullanan fazör uzayındaki ifadesinin

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{p}}^i e^{-jk_0 \hat{\mathbf{k}}^i \cdot \mathbf{r}} \quad (4.1)$$

olduğunu varsayalım. Burada $\mathbf{r}$ uzamsal konum vektörünü, $k_0 = \omega/c$ dalga sayısını, $\hat{\mathbf{k}}^i = -(\hat{\mathbf{x}} \sin \theta^i \cos \phi^i + \hat{\mathbf{y}} \sin \theta^i \sin \phi^i + \hat{\mathbf{z}} \cos \theta^i)$ gelen dalganın ilerleme yönündeki birim vektörünü göstermektedir. Polarizasyon vektörü $\hat{\mathbf{p}}^i = -p_\phi \hat{\phi} + p_\theta \hat{\theta}$ ise, yatay polarizasyon $(p_\phi = 1, p_\theta = 0)$ veya dikey polarizasyon $(p_\phi = 0, p_\theta = 1)$ ile gösterilmektedir. Gelen dalga, SIY’nin hesaplama uzayına bir referans yüzeyinden atılmış olan ışınlar şeklinde sokulmaktadır. Referans yüzeyi, bu çalışmada ışıma düzlemi olarak isimlendirilmiştir. Her ışının yerel olarak düzlemsel dalga gibi davrandığı ve yayılımı (*propagation*) sırasında ΔA olarak niteleyeceğimiz ışın kesit alanını (içbükey veya dışbükey bir yüzeyden yansımadıkça) koruduğu kabulü ile hesap uzayındaki her ışın için ışın takibi yapılmaktadır ve her ışının uzak alana (RKA’ya) katkısı hesaplanmaktadır.

Hesaplama uzayına giren her bir ışın için bir başlangıç noktası $\mathbf{r}_i^0 = (x_0, y_0, z_0)$ ve bir ilerleme yönü $\hat{\mathbf{s}}_i = (s_x, s_y, s_z) = \hat{\mathbf{k}}^i$ belirlenmiş olsun². Bu ışın, bir engelle rastlayıncaya kadar

$$\mathbf{r}_i(t) = \mathbf{r}_i^0 + t \hat{\mathbf{s}}_i \quad (4.2)$$

doğrusuyla tanımlanan noktalardan geçmektedir. Burada t parametresi ışının kat ettiği yol veya (elektromanyetik dalgalar boşlukta sabit hızla hareket ettikleri için) zaman olarak düşünülebilir. Bu çalışmada hedef nesne, üçgenlerden oluşmuş bir yapı olarak varsayılacaktır. Verilen bir ışının geometrik takibi sırasında hedef nesneyi oluşturan her üçgenle kesişip kesişmediği biraz ilerde anlatılacak olan ışın-üçgen kesişim yordamıyla kontrol edilmektedir. Eğer herhangi bir kesişme yoksa saçılma mekanizmasının bir parçası olmadığı için bu ışının etkisi uzak alan hesaplarına katılmamaktadır. Eğer birkaç tane üçgen ile kesişiyorsa en yakın olan (en küçük pozitif t 'yi veren) üçgenden sektiği varsayılmaktadır ve sekmeden sonra ışının ilerlediği yön ve polarizasyon bulunarak bir sonraki sekme noktası aranmaktadır. Bu döngü hiç sekme noktası bulunmayana kadar devam etmektedir.

Işın takibi sırasındaki ilk önemli işlem bir ışın ile bir üçgenin kesişip kesişmediğini kontrol etmek ve eğer kesişim varsa kesişim noktasını bulmaktır. Bu çalışmada Möller ve Trumbore [39] tarafından geliştirilen bir ışın-üçgen kesişim yordamı kullanılmıştır. Bu yordamda denklem (4.2)'de verilen doğru ile köşeleri $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$ ve $\mathbf{v}_3$ vektörleri ile gösterilen bir üçgenin kesişim noktası hızlı bir şekilde hesaplanır. Bunun için Şekil 4.3a'da gösterildiği gibi üçgenin içindeki herhangi bir $\mathbf{T}$ noktası, (u, v) alan koordinatları (*barycentric coordinates*) cinsinden

$$\begin{aligned} \mathbf{T}(u, v) &= (1 - u - v)\mathbf{v}_1 + u\mathbf{v}_2 + v\mathbf{v}_3 \\ &= \mathbf{v}_1 + u\mathbf{E}_1 + v\mathbf{E}_2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

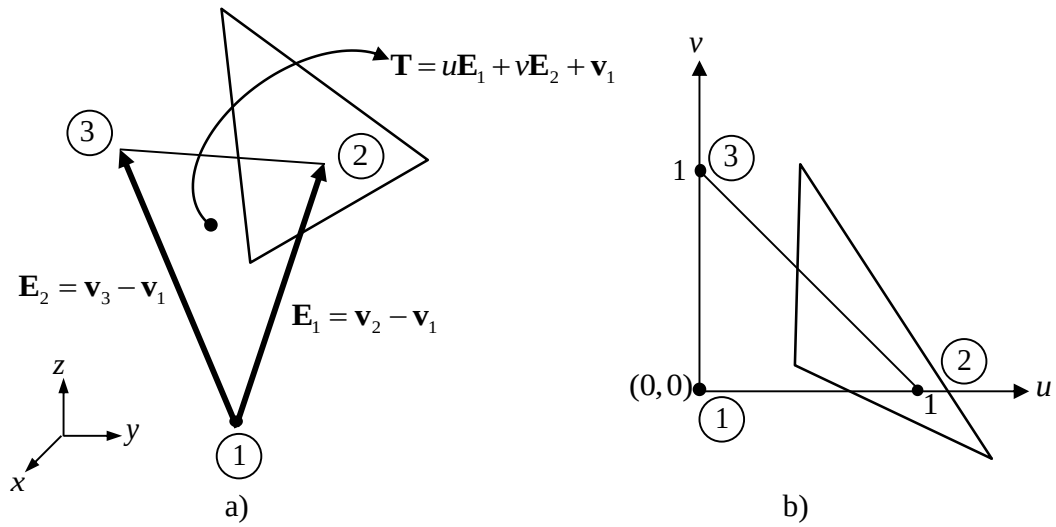
olarak yazılır. Burada $\mathbf{T}$ noktasının üçgenin içinde olması için (u, v) sayıları $u \geq 0$, $v \geq 0$ ve $u + v \leq 1$ koşullarını sağlamalıdır ve $\mathbf{E}_1 = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$ ve $\mathbf{E}_2 = \mathbf{v}_3 - \mathbf{v}_1$ olarak

² Buradan itibaren altsimge (*subscript*) olarak yazılan i , belirtilen parametrenin i 'inci ışına ait olduğunu gösterecektir.

tanımlanmıştır. Işının üçgeni kestiği noktada denklem (4.2) ve denklem (4.3)'de verilen ifadeler birbirine eşit olurlar ve (t, u, v) değerleri

$$\begin{bmatrix} -\hat{s}_i & \mathbf{E}_1 & \mathbf{E}_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t \\ u \\ v \end{bmatrix} = \mathbf{r}_i^O - \mathbf{v}_1 \quad (4.4)$$

denklem sistemi çözülerek bulunabilir. Kesişim noktası ise bulunan (u, v) değerleri denklem (4.3)'te kullanılarak hesaplanır. Denklem (4.4)'teki sisteminin hızlı bir şekilde nasıl çözülebileceği Möller ve Trumbore [39] tarafından anlatılmıştır.



Şekil 4.3: a) Kartezyan koordinatlarda vektörlerin gösterimi, b) Alan koordinatlarda vektörlerin gösterimi.

4.1.2. Her Işının Uzak Alana Olan Katkısı

Hedef nesne ile gelen elektromanyetik dalganın etkileşmesi sonucunda saçılan alan (*scattered field*) $\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$ oluşur. Uzaydaki bir gözlem noktasında bu alan

$$\mathbf{E}^S(\mathbf{r}) = \sum_{i. \text{ışın}} \mathbf{E}_i^S(\mathbf{r}) \quad (4.5)$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada $\mathbf{E}_i^S(\mathbf{r})$ i'inci ışının saçılan alana katkısıdır ve eşdeğerlik prensibi yardımıyla her ışının en son sektiği nokta etrafında alınan bir

Işının, $\mathbf{r}_{A_i}$ etrafındaki ve $\hat{\mathbf{s}}_i$ 'ye dik olan kesitini, üzerinde $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ ve $\mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i})$ elektrik ve manyetik alanları bulunan bir açıklık (*aperture*) olarak kabul edilirse, bu açıklığın bir gözlem noktasında yarattığı alanı bulmak için eşdeğerlik (*equivalence*) prensibine göre $\mathbf{J} = \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i})$ ve $\mathbf{K} = \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i$ eşdeğer akımları tanımlanabilir. Bu $\mathbf{J}$ ve $\mathbf{K}$ akımlarının uzaktaki bir $\mathbf{r}_g = r \hat{\mathbf{r}}_g$ noktasında yarattıkları manyetik ve elektrik vektör potansiyelleri sırasıyla

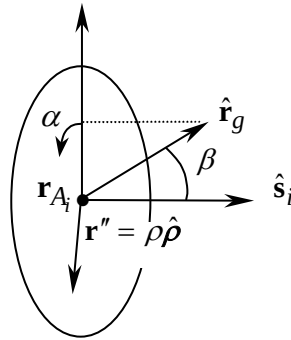
$$\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i \int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}' \quad (4.7)$$

olarak bulunur. Denklem (4.6) ve (4.7)'deki ortak integralin orijini, $\mathbf{r}'' = \mathbf{r}' - \mathbf{r}_{A_i}$ değişken değişimiyle $\mathbf{r}_{A_i}$ noktasına kaydırarak bu integrali

$$\int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}' = e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \underbrace{\frac{1}{\Delta A_i} \int_{A_i} e^{jk_0 \mathbf{r}'' \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} d\mathbf{r}''}_{S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)} \quad (4.8)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Bhalla ve Ling'de denklem (4.8)'deki $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ teriminin yeterince küçük ışın kesit alanları için bire eşit kabul edilebileceği söylenmektedir [40]. Bu iddianın hangi durumlarda geçerli olduğunu anlamak için ışın kesit alanının r_a yarıçapında bir daire olduğunu varsayarak $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ ifadesini Şekil 4.5'teki yerel kutupsal koordinat sistemini kullanarak şu şekilde bulabiliriz.

$$\begin{aligned} S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g) &= \frac{1}{\Delta A_i} \int_0^{r_a} \int_0^{2\pi} e^{jk_0 \hat{\mathbf{r}}_g \cdot \hat{\boldsymbol{\rho}} \rho} \rho d\alpha d\rho \\ &= \frac{1}{\pi r_a^2} \int_0^{r_a} \int_0^{2\pi} e^{jk_0 \rho \sin \beta \cos \alpha} d\alpha \rho d\rho \\ &= \frac{2}{r_a} \int_0^{r_a} J_0(k_0 \rho \sin \beta) \rho d\rho \\ &= 2 \frac{J_1(k_0 r_a \sin \beta)}{k_0 r_a \sin \beta} \end{aligned} \quad (4.9)$$



Şekil 4.5: $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ değeri hesaplanırken kullanılan yerel koordinat sistemi.

α açısı $\hat{\mathbf{r}}_g$ 'nin ışın kesiti üzerine olan izdüşümünden ölçülmektedir. Bu sonuca ulaşılırken yerel kutupsal koordinatların tanım gereği

$$\sin \beta = \sqrt{1 - (\hat{\mathbf{r}}_g \cdot \hat{\mathbf{s}}_i)^2} \text{ ve } \hat{\mathbf{r}}_g \cdot \hat{\boldsymbol{\rho}} = \sin \beta \cos \alpha \quad (4.10)$$

bağıntılarını sağladığı varsayılmıştır. Tablo 4.1'de denklem (4.9)'da verilen $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ ifadesinin $\sin \beta = 1$ (en kötü durum) ve değişik r_a/λ 'lara göre aldığı değerler verilmiştir. Bu tablonun son sütununda ise $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g) = 1$ kabulündeki hata da yüzde olarak gösterilmiştir. Sonuçta $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g) = 1$ kabulünün (en kötü ihtimalle) dalga boyu başına 7.5 ışın kullanıldığında % 2.18, 10 ışın kullanıldığında ise % 1.23 hata oluşturduğu gözükmemektedir. Bu sonuç, [35]'de verilen ışın yoğunluğu hakkında yapılan yakınsama incelemesi ve “dalga boyu başına 10 ışın” genel kuralı ile tutarlılık göstermektedir.

Tablo 4.1: Denklem (4.10)'da verilen $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ ifadesinin $\sin \beta = 1$ için ve değişik r_a/λ 'lara göre değerleri.

r_a/λ	Işın yoğunluğu $\lambda/(2r_a)$	$S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$	Hata (%)
0.1000	5	0.9515	4.85
0.0667	7.5	0.9782	2.18
0.0500	10	0.9877	1.23
0.0400	12.5	0.9921	0.79
0.0333	15	0.9945	0.55
0.0250	20	0.9969	0.31

Yukarıdaki inceleme neticesinde, denklem (4.6) ve (4.7)'de denklem (4.8) ifadesi $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g) = 1$ yaklaşıklığı ile kullanılarak vektör potansiyeller

$$\mathbf{A}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\mu}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i}) e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \quad (4.11)$$

$$\mathbf{F}_i(\mathbf{r}_g) = \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \quad (4.12)$$

şeklinde ifade edilebilirler. Bu potansiyellerden de uzak alandaki elektrik alan vektörü şu şekilde hesaplanabilir [41, denklem 6-120]:

$$\mathbf{E}_i^s(\mathbf{r}_g) = -j\omega \left[(\hat{\theta} \cdot \mathbf{A}_i + \eta \hat{\phi} \cdot \mathbf{F}_i) \hat{\theta} + (\hat{\phi} \cdot \mathbf{A}_i - \eta \hat{\theta} \cdot \mathbf{F}_i) \hat{\phi} \right]. \quad (4.13)$$

Denklem (4.11) ve denklem (4.12)'in, denklem (4.13)'te yerine konulmasıyla

$$E_i^s \begin{Bmatrix} \theta \\ \phi \end{Bmatrix} = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{-jk_0}{4\pi} e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \left[\begin{Bmatrix} \hat{\theta} \\ \hat{\phi} \end{Bmatrix} \cdot \left[\eta \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i}) \right] + \begin{Bmatrix} \hat{\phi} \\ -\hat{\theta} \end{Bmatrix} \cdot \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \times \hat{\mathbf{s}}_i \right] \right] \quad (4.14)$$

denklemini elde edilir.

Işın demeti içindeki elektromanyetik alanın $\hat{\mathbf{s}}_i$ yönünde ilerleyen bir düzlemsel dalga olarak varsayılması $\eta \mathbf{H}(\mathbf{r}_{A_i}) = \hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ eşitliğini gerektirir. Bu eşitlik, $\hat{\mathbf{a}} \cdot \hat{\mathbf{s}} \times (\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E}) = (\hat{\mathbf{a}} \times \hat{\mathbf{s}}) \cdot (\hat{\mathbf{s}} \times \mathbf{E})$ bağıntısı ile birlikte denklem (4.14)'de kullanılırsa i 'inci ışının uzak alandaki elektrik alana katkısı

$$E_i^s \begin{Bmatrix} \theta \\ \phi \end{Bmatrix} = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{-jk_0}{4\pi} e^{jk_0 \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g} \Delta A_i \left\{ \begin{Bmatrix} \hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi} \\ \hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta} \end{Bmatrix} \cdot \left[\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) \right] \right\} \quad (4.15)$$

olarak bulunur. Denklem (4.15)'deki ifade Bhalla ve Ling'in [40](denklem (4)-(7)) ifadeleriyle aynıdır. Burada kullanılan $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ elektrik alanı, başlangıç noktasından itibaren geometrik optik kurallarıyla $\mathbf{r}_{A_i}$ çıkış noktasına kadar takip edilmiş olan alandır. Hedefin mükemmel iletken olduğu varsayılırsa $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i})$ alanının frekansa bağlı olan kısmı sadece geometrik takip sırasında ışının kat ettiği d_i mesafesinden dolayı gelen gecikmedir. Bu gözlem, çıkış noktasındaki elektrik alanını $\mathbf{E}(\mathbf{r}_{A_i}) = \mathbf{E}'_i e^{-jk_0 d_i}$ şeklinde ifade etmemizi sağlar. Burada $\mathbf{E}'_i$ çıkış noktasındaki alanının frekanstan bağımsız kısmıdır. Bu değişiklik denklem (4.15)'te kullanılırsa i 'inci ışının uzak alandaki elektrik alana katkısı

$$E_i^s = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \frac{-jk_0}{4\pi} e^{-jk_0(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} \Delta A_i \left\{ \begin{matrix} \hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi} \\ \hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta} \end{matrix} \right\} \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}_i'] \quad (4.16)$$

olur. Saçılan elektrik alan [37];

$$\mathbf{E}_s(r, \theta, \phi) \approx \frac{e^{-jkr}}{r} (\hat{\theta} A_\theta + \hat{\phi} A_\phi) \quad (4.17)$$

denklemleriyle verilebilir. Burada (θ, ϕ) gözlem noktasının yönünü belirtmektedir, i ‘inci ışın için A_θ ve A_ϕ ise

$$A_\theta^i = \frac{-jk}{4\pi} \Delta A_i (\hat{\theta} \times \hat{\mathbf{s}}_i - \hat{\phi}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}_i'] \quad (4.18)$$

$$A_\phi^i = \frac{-jk}{4\pi} \Delta A_i (\hat{\phi} \times \hat{\mathbf{s}}_i + \hat{\theta}) \cdot [\hat{\mathbf{s}}_i \times \mathbf{E}_i']$$

tanımlamaları yapılarak, saçılan elektrik alan,

$$E_{\theta, \phi}^s = \frac{e^{-jkr}}{r} \sum_{i.ışın} e^{-jk_0(d_i - \mathbf{r}_{A_i} \cdot \hat{\mathbf{r}}_g)} A_{\theta, \phi}^i \quad (4.19)$$

eşitliği ile bulunur. Bu denklemde en genel halde k dalga vektörünü göstermektedir.

Bu bölümde anlatılan standart SIY içerisinde, denklem (4.8)’de yer alan $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ teriminin yeterince küçük ışın kesit alanları için bire eşit kabul edilebileceği gösterilmiştir. Ancak Tablo 4.1’de gösterildiği üzere bu kabul, dalga boyu başına gönderilen ışın sayısı ile çok alakalı bir kavramdır ve dalga boyu başına en az 10 ışın gönderilmesi gibi bir kısıtlama getirmektedir. Frekansın karesi ile orantılı olarak gönderilmesi gereken ışın sayısı da bu yüzden artmaktadır. Bu kısıtlamaların ortadan kaldırılması amacıyla boyutları ve sayıları frekansa göre değişmeyen üçgensel ışın tüplerinin gönderilmesi önerilmiştir. Bu önerinin gerçekleştirilebilmesi için FO integrallerinin zaman uzayında hesaplanması gerekmektedir. Bölükbaş, [25] nolu çalışmada Radon dönüşümü kullanılarak

üçgensel yüzeylerin FO integrallerinin zaman uzayında alınabileceğini göstermiştir. Bir sonraki bölümde FO integrali için Radon dönüşümü anlatılacaktır.

4.2. Fizik Optik İntegrali için Radon Dönüşümü

Bölüm 4.1.2’de bahsedildiği gibi $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ terimi içinde yer alan integral ifadesi yeterince küçük ışın kesin alanlarına sahip ışınlar için 1 olarak kabul edilmekteydi. Bu kabulün getirdiği kısıtlamaları ortadan kaldırmak ve daha büyük alana sahip yüzeyler üzerinde integrallerin hesaplanabilmesi için frekans bağımlılığının ortadan kaldırılması amacıyla FO integralinin hesaplanabilmesi için öncelikle

$$h(\omega) = \int_{S_n} e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A} d\mathbf{r} \quad (4.20)$$

integrali hesaplanmalıdır. Bu denklem , denklem (4.8)’de gösterilen $S(\hat{\mathbf{s}}_i, \hat{\mathbf{r}}_g)$ terimi içindeki integral ifadesine karşılık gelmektedir. Burada $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{k}} = \frac{\omega}{c}\hat{\mathbf{k}}$ ifadesinin Denklem (4.20)’te yerine konulmasıyla

$$h(\omega) = \int_{S_n} e^{j(\omega/c)\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r}_A} d\mathbf{r} \quad (4.21)$$

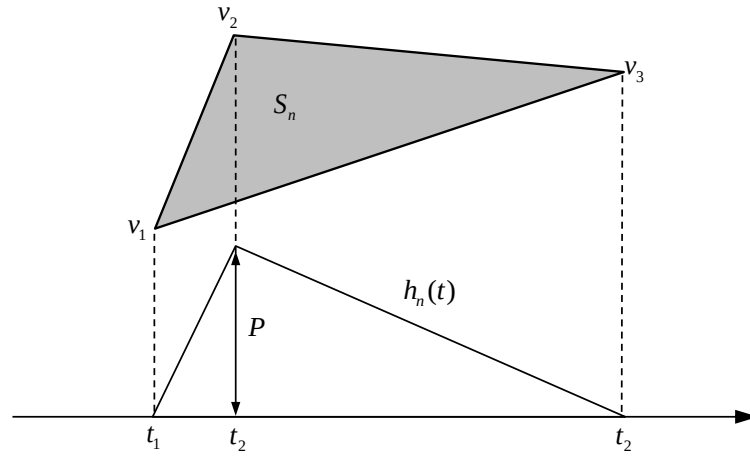
denklemini elde edilir. Zaman uzayında

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} h_n(t) dt &= \int_{S_n} \int_{-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{1}{c}\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A\right) dt d\mathbf{r} \\ &= A_{sn} \\ &= P(t_3 - t_2) / 2 \end{aligned} \quad (4.22)$$

‘dir. Denklem (4.22)’deki son eşitlik Şekil Şekil 4.6’de gösterildiği gibi $h_n(t)$ ’nin altındaki alanı vermektedir. Burada P yerine $\frac{2A_{sn}}{(t_3 - t_1)}$ konulursa, $h_n(t)$;

$$h_n(t) = \begin{cases} \frac{2A_{sn}}{(t_3-t_1)(t_2-t_1)} (t-t_1); & t_1 < t \leq t_2 \\ \frac{2A_{sn}}{(t_3-t_1)(t_2-t_3)} (t-t_3); & t_2 < t \leq t_3 \\ 0 & ; \text{ diğ er} \end{cases} \quad (4.23)$$

olarak yazılabilir. Denklem (4.23), FO tekniğinin zaman uzayındaki ifadesidir.



Şekil 4.6: S_n üçgeninin Radon dönüşümü.

Denklem (4.23)'ün Fourier dönüşümü alınırsa,

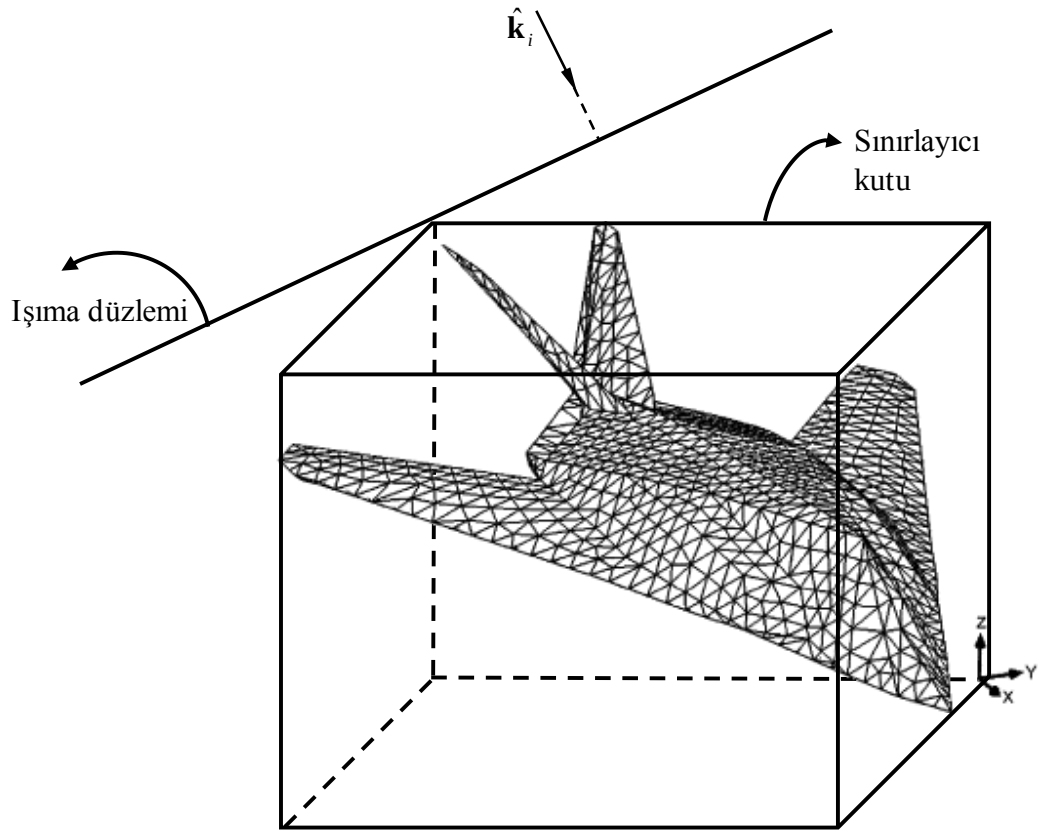
$$h_n(\omega) = \begin{cases} \frac{2A_{sn}}{\omega^2} \left[\frac{e^{-j\omega t_1}}{(t_2-t_1)(t_1-t_3)} + \frac{e^{-j\omega t_2}}{(t_3-t_2)(t_2-t_1)} + \frac{e^{-j\omega t_3}}{(t_2-t_3)(t_3-t_1)} \right]; & t_1 \neq t_2 \neq t_3 \\ \frac{2A_{sn}}{\omega^2} \frac{e^{-j\omega t_2} (j\omega t_2 - j\omega t_i + 1) - e^{-j\omega t_i}}{(t_2-t_i)^2}; & t_k = t_2 \neq t_i \\ A_{sn} e^{-j\omega t_2}; & t_1 = t_2 = t_3 \end{cases} \quad (4.24)$$

4.3. Üçgen Işıma Takibi Yöntemi

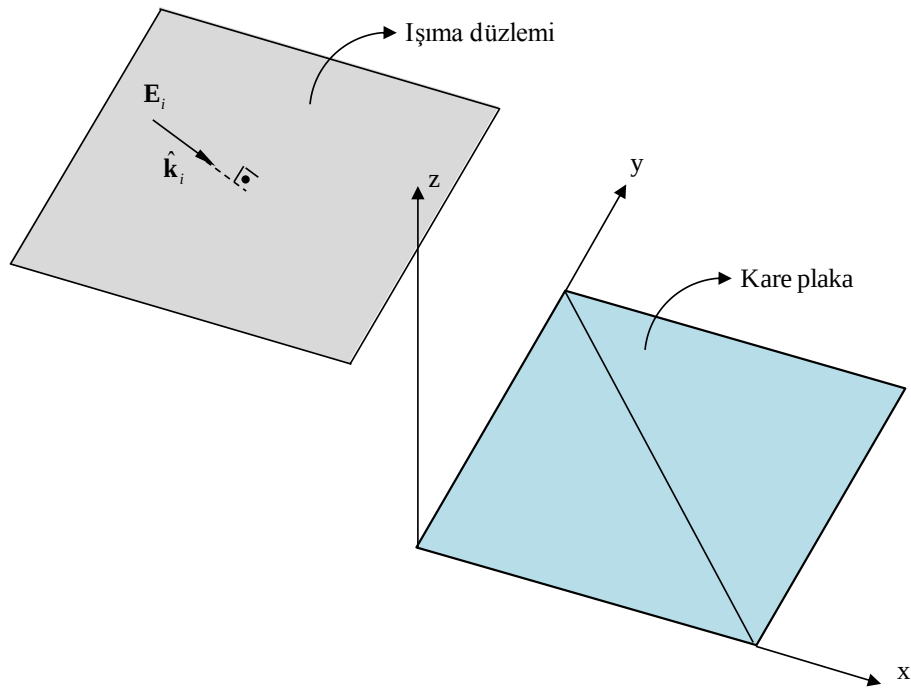
Önceki bölümlerde anlatıldığı üzere, ışın takibi yöntemlerinde, yapı üzerinde seken her ışının GO kurallarına göre takibi yapılmaktadır ve ışının yapıya çarptığı son noktada FO integralleri alınarak saçılan alan hesaplanmaktadır. Bu çalışmada hedef nesnenin üçgenlerden oluşmuş bir yapı olduğu varsayılmıştır. Işıma düzleminde yapı üzerine üçgensel ışın tüpü gönderilmiştir ve yapı üzerinden ışımının takibi SIY’da olduğu gibi GO kurallarına göre yapılmıştır. Ancak takip edilen nesnenin SIY’daki gibi ufak kesitli bir ışın değil; kesit alanı dalga boyuna göre istenilen herhangi bir büyüklükte seçilebilen üçgen kesitli ışın tüpü olduğu vurgulanmalıdır. Işın tüpünün yapıdan saçıldığı yüzey üzerinden FO integralleri Bölüm 4.2’de anlatıldığı gibi Radon dönüşümü kullanılarak hesaplanmıştır.

4.3.1. Işıma Düzleminin Belirlenmesi

Işıma düzleminin belirlenmesi için öncelikle hedef nesneyi Şekil 4.7’de gösterildiği gibi içine alan sınırlayıcı kutu (*bounding box*) oluşturulmaktadır [42]. Üçgensel ışın tüpünün gönderildiği ışına düzlemi Şekil 4.7’de gösterildiği gibi gelen dalganın ilerleme yönüne dik olan düzlemdir. Şekil 4.7’de hedef nesne olarak karmaşık bir yapı gösterilmektedir. Yöntem, açıklamaların daha anlaşılabilir olması için Şekil 4.8’de gösterilen düz plaka gibi basit yapılar üzerinden anlatılacaktır.

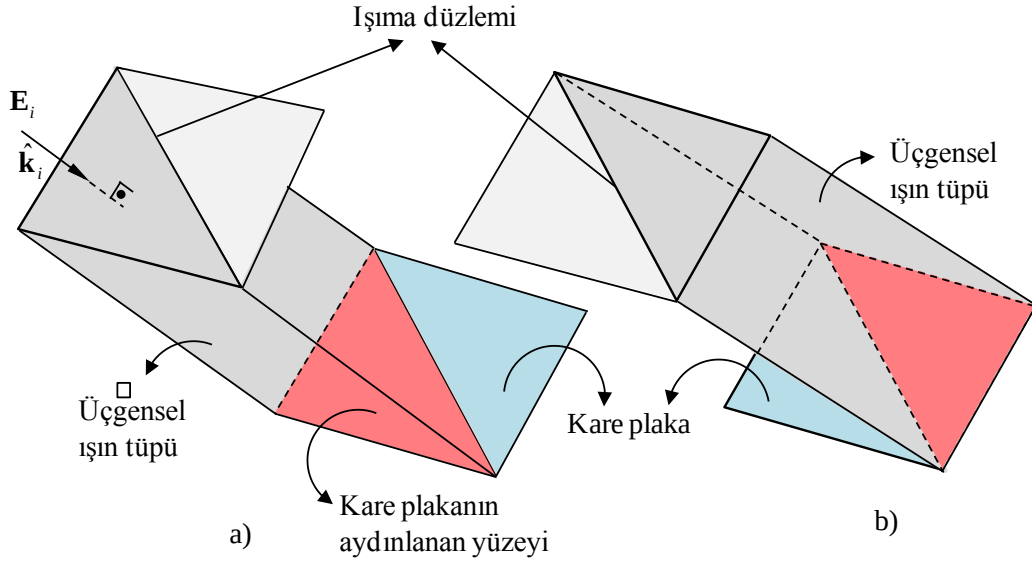


Şekil 4.7: Işıma düzlemi ve sınırlayıcı kutu.



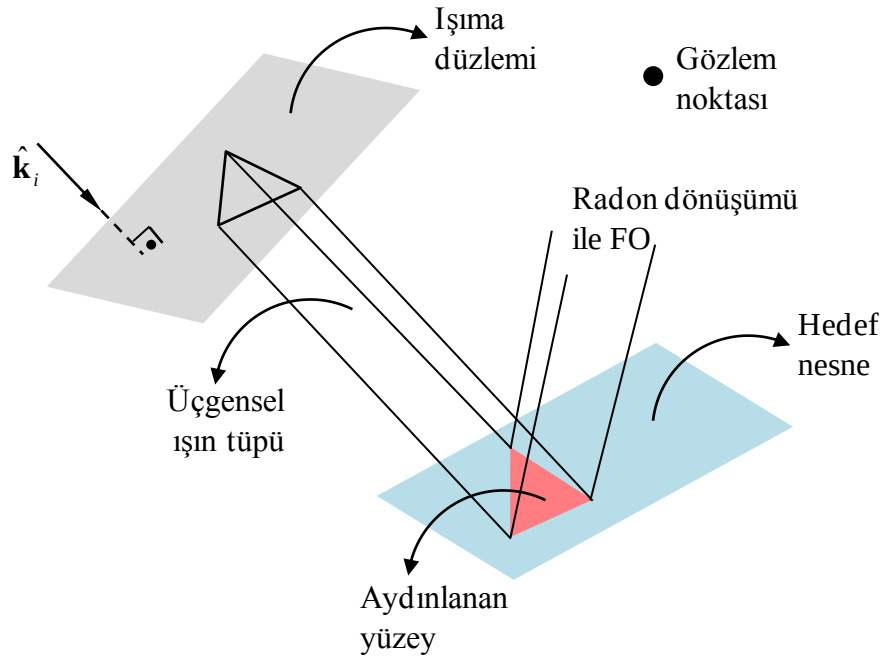
Şekil 4.8: Işıma düzlemi.

Işıma düzleminde gönderilen üçgensel ışın tüpleri sınırlayıcı kutunun ışıma düzlemine izdüşümünün üçgenlerle modellenmiş halidir. Kare plakayı içine alan sınırlayıcı kutunun ışıma düzlemine izdüşümünün üçgensel hücrelere bölünmüş hali Şekil 4.9’da gösterilmiştir. En basit durumda ışıma düzleminde gönderilen üçgensel ışın tüpü kare plakanın üçgensel modellenmiş hücreleriyle Şekil 4.9’daki gibi kesişmektedir.

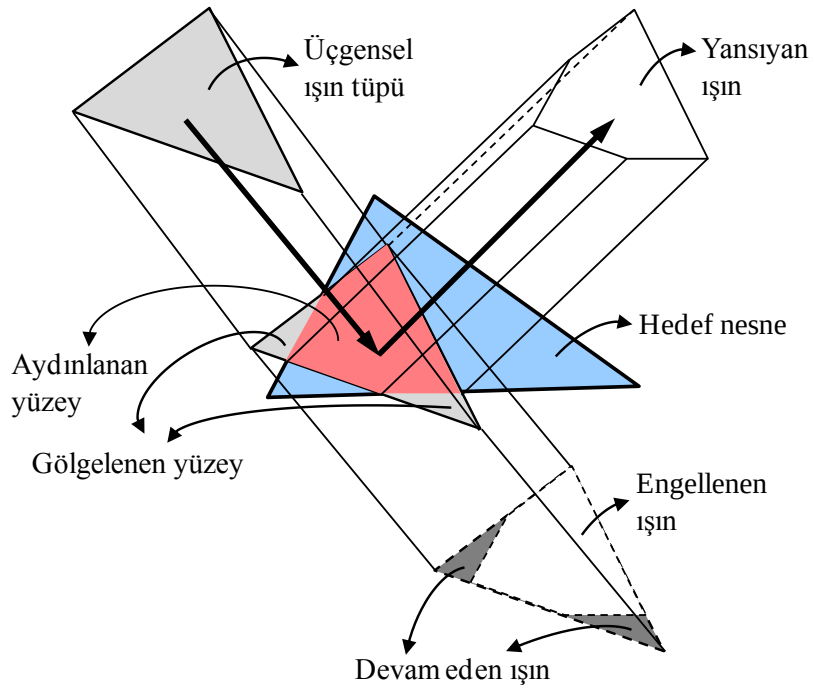


Şekil 4.9: Işıma düzleminde gönderilen üçgensel ışın tüpünün üçgensel modellenmiş kare plaka ile etkileşimi.

Şekil 4.10’de ışıma düzlemi, üçgensel modellenen ışıma düzleminde hedef nesne üzerine gönderilen bir üçgensel ışın tüpü ve hedef nesne ile gönderilen ışının tamamının kesiştiği durum gösterilmiştir. Şekil 4.11’de ışıma düzleminde hedef nesne üzerine gönderilen üçgensel ışın tüpünün, üçgensel modellenmiş hedef nesnenin bir üçgeniyle tamamının kesişmediği duruma bir örnek gösterilmiştir. Bu örnekte, gönderilen üçgensel ışın tüpünün hedef nesneyle kesişimi aydınlanan yüzey olarak isimlendirilmiştir. Hedef nesne üzerine son çarptığı yüzey üzerinde Radon transformu kullanılarak zaman uzayında FO integralleri alınmaktadır. Gölgeleyen yüzey olarak isimlendirilen bölge hedef nesne üzerinde başka bir üçgen ile kesişmesinin olup olmadığını kontrol etmek için ışıma düzleminde hedef nesne üzerine yeniden gönderilir. Bu işlem gölgelenen yüzey kalmayınca ya da üçgensel modellenmiş hedef nesnenin tüm üçgenleri ile kesişimi kontrol edilip, hiçbir üçgen ile kesişimi bulunmayınca sona erer.



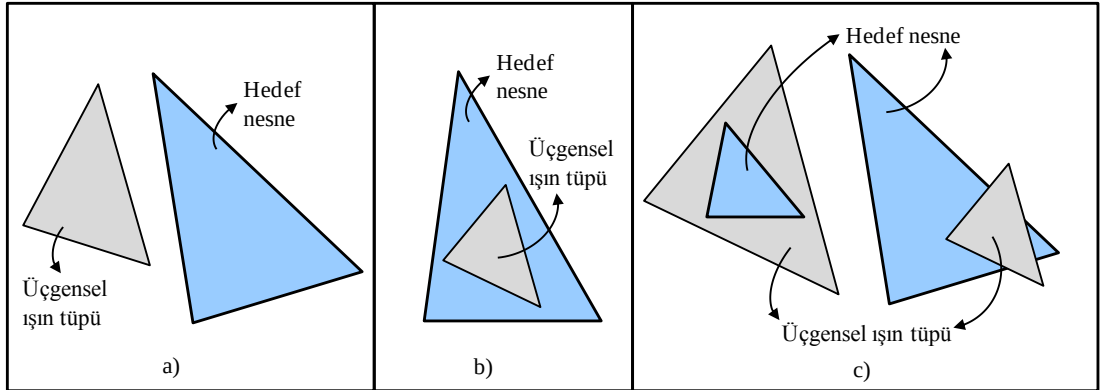
Şekil 4.10: Hedef nesne üzerine gönderilen üçgensel ışın tüpü.



Şekil 4.11: Işıma düzleminde gönderilen üçgensel ışın tüpü ve yansıyan ışının gösterimi.

Şekil 4.11’de gösterilen üçgensel ışın tüpünün hedef nesne ile kesişim durumları Şekil 4.12’de gösterilmiştir. Şekil 4.12a’da gösterilen kesişim olmaması

durumunda, üçgensel ışın tüpünün, üçgensel modellenmiş hedef nesnenin diğer hücreleri ile kesişiminin olup olmadığının sorgulanması amacıyla hedef nesne üzerine yeniden gönderilir. Şekil 4.12b’de gösterilen tamamen kesişim olması durumunda bu üçgensel ışın tüpü hedef nesne üzerine bir daha gönderilmez. Şekil 4.12c’de gösterilen kısmen kesişim olması durumunda, üçgensel ışın tüpünün kesişmeyen kısmı bulunarak, yeniden üçgensel olarak modellenir ve hedef nesne üzerine gönderilir. Bu durum hedef nesne üzerindeki tüm üçgenler taranarak, kıyaslama yapılacak üçgen kalmayınca kadar devam eder. Kısmen kesişme olması durumunda, kesişmeyen yüzeyin bulunması için kullanılan algoritma uv koordinatlarında tanımlandığından dolayı üçgensel ışın tüpü ve hedef nesne üzerindeki üçgen koordinatları kartezyen koordinatlardan alan koordinatlarına dönüştürülür ve sonrasında kesişmeyen yüzey MATLAB paket programında Delaunay komutu ile yeniden üçgenlenmektedir. Sonrasında başka bir algoritma ile alan koordinatlardan kartezyen koordinatlara geri dönülmektedir.



Şekil 4.12: a) Üçgensel ışın tüpü ile hedef nesnenin kesişmemesi durumu, b) tamamen kesişmesi durumu, c) kısmen kesişim olması durumu.

4.4. Analiz Sonuçları

Üçgensel ışın takibi yönteminin doğrulanması için öncelikle literatürde analitik sonuçları bulunan ve nispeten basit bir yapı olan düz plakadan oluşan RKA değerleri elde edilmiş ve [41, sayfa 594]’da verilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ardından gölgelenmiş bölge içeren bir yapı oluşturulmuş ve bu yapının oluşturduğu RKA değerleri açıya göre çizdirilerek, yapının analitik olarak hesaplanan RKA sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

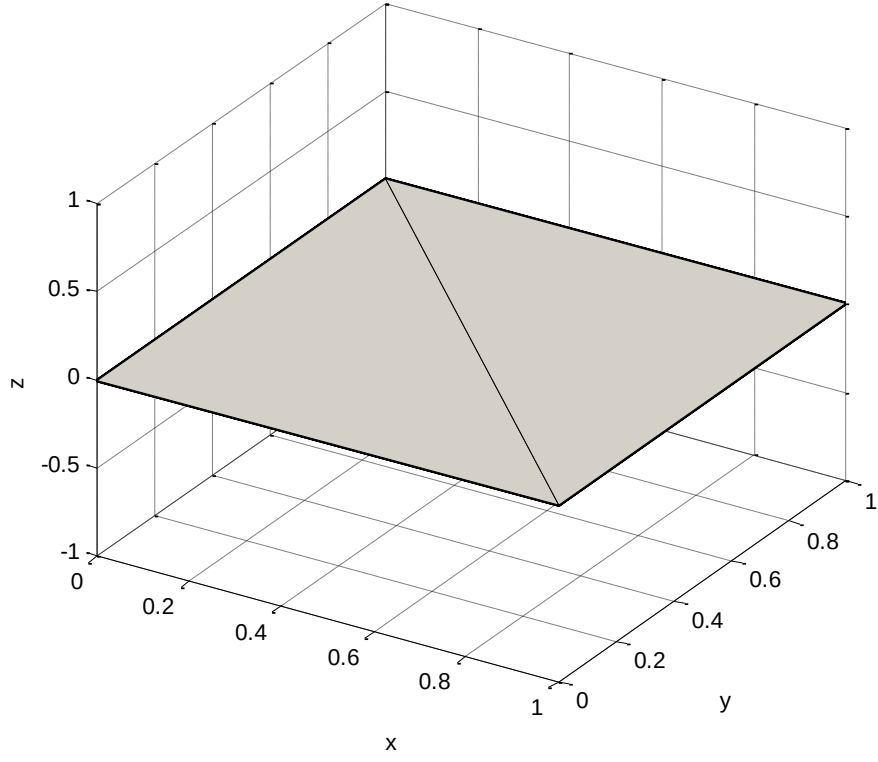
4.4.1. Düz plaka

Bu bölümde üçgensel ışıma takibi yöntemi ile düz plaka için elde edilen RKA değerleri verilecektir. Düz plaka için üçgen ışıma takibi yöntemi ile elde edilen sonuçlar, [41] nolu çalışmada verilen

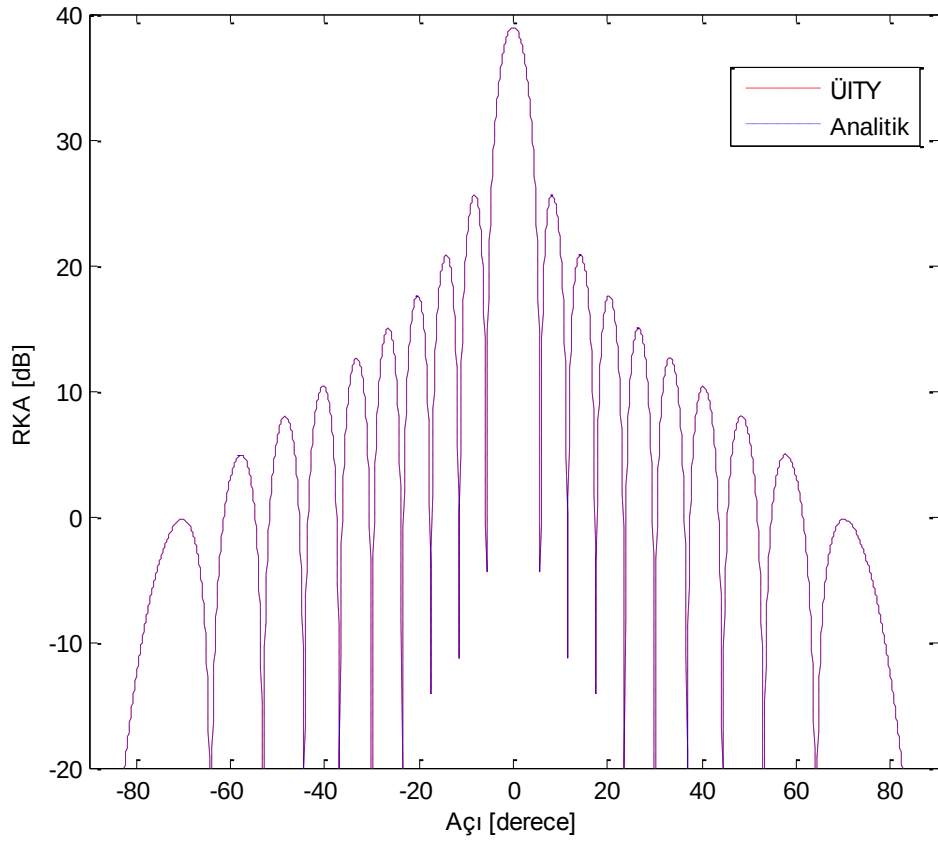
$$\phi_s = \phi_i = 3\pi / 2, \theta_s = \theta_i \quad (4.25)$$

$$\sigma_{3-D}(\text{monostatik}) = 4\pi \left(\frac{bd}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \theta_i \left[\frac{\sin(\beta d \sin \theta_i)}{\beta d \sin \theta_i} \right]^2$$

denklemini ile elde edilen RKA sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Burada b ve d sırasıyla düz plakanın eni ve boyunun uzunluklarını, β dalga sayısını, θ_i gelen açığı ifade etmektedir. [41] nolu çalışmada sonuçlar grafik ile de gösterilmiştir ve seçilen düz plakanın eni ve boyu 5λ uzunluğunda olacak şekilde seçilmiştir. Burada λ dalga boyunu ifade etmektedir. Benzer bir yapı kullanmak amacıyla geometrisi Şekil 4.13'de gösterilen düz plakanın boyutları 1×1 m olarak belirlenmiştir ve frekans $f = 1,5$ GHz olarak alınmıştır. Üçgensel ışın tüpleri; saçıcıya $\theta = -90:90$ yönlerine dik bir referans (ışıma) düzleminde gönderilmiştir. Gönderilen üçgensel ışın tüplerinin boyutu, hedef nesnenin yüzeyini oluşturan üçgenlere göre belirlenmektedir ve boyutu istenilen büyüklükte seçilebilmektedir. Daha açık bir şekilde anlatmak gerekirse, hedef nesne üzerine rastgele ışınlar gönderilmesi yerine önce hedef nesneyi içine alan sınırlayıcı kutu belirlenmekte ardından bu sınırlayıcı kutunun ışıma düzlemi üzerine geliş yönünde izdüşümü alınmakta ve bu izdüşüm yüzeyi üçgenlenerek, her bir üçgen sırasıyla hedef nesne üzerine gönderilmektedir. Gönderilen üçgenlere üçgensel ışın tüpleri adı verilmiştir. Şekil 4.14 ile verilen düz plaka için elde edilen sonuçlar literatürde bulunan [41] sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Sonuçların birbiriyle tutarlı olduğu görülmüştür.



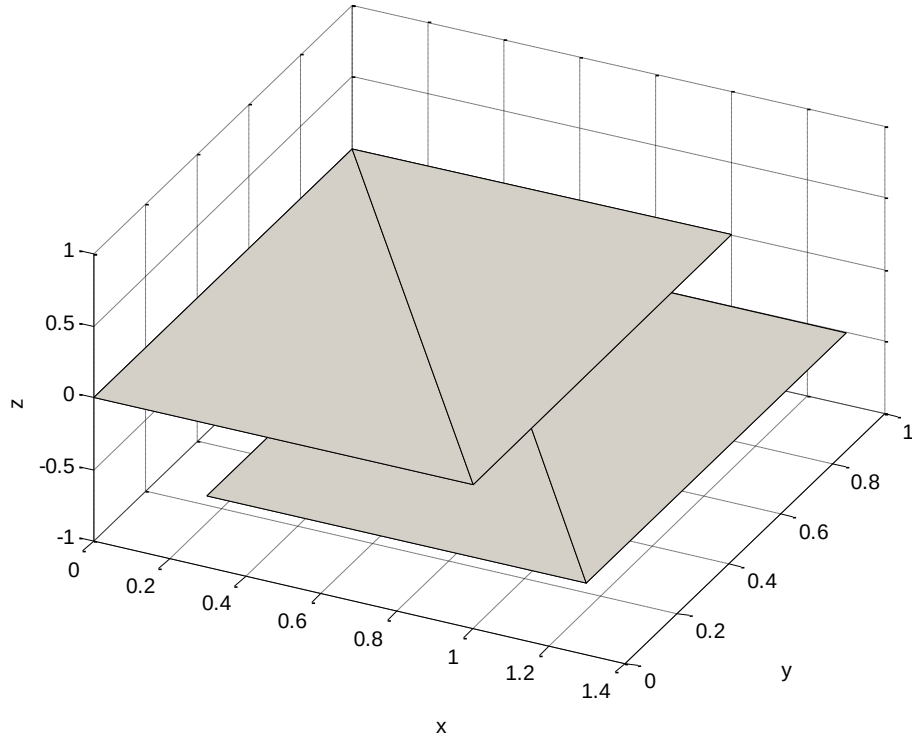
Şekil 4.13: Düz plaka geometrisi.



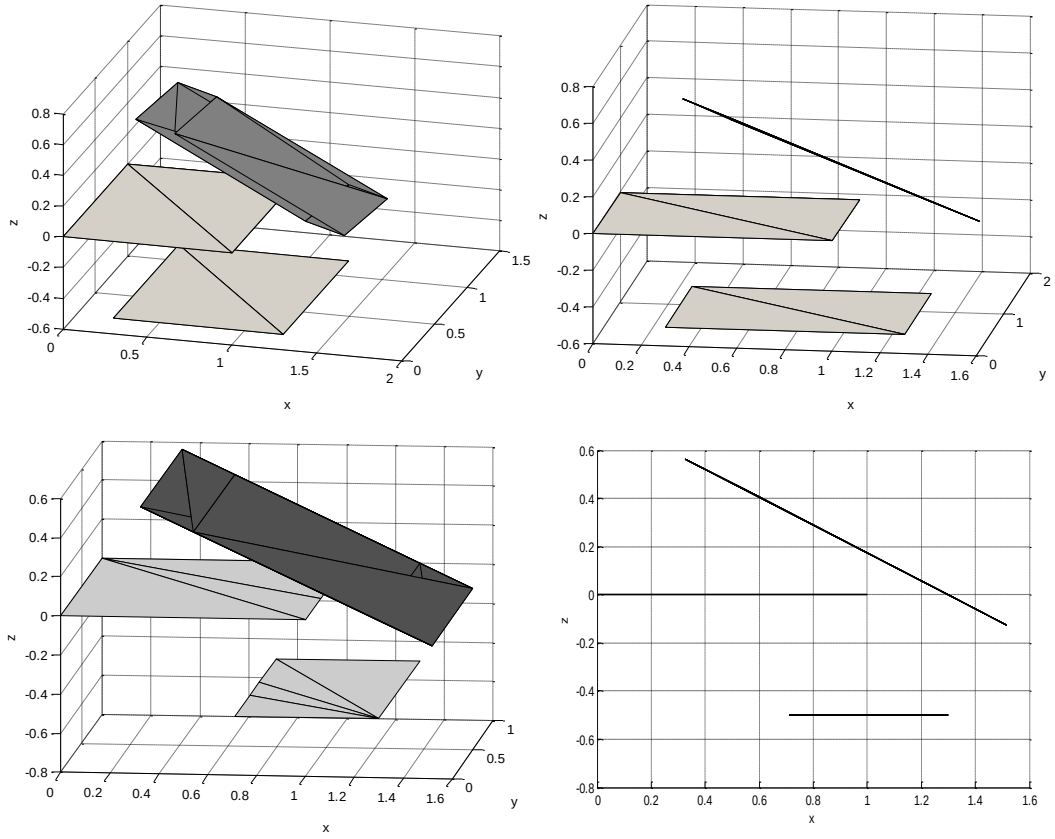
Şekil 4.14: Düz plaka için RKA değerleri.

4.4.2. Gölgeleme

Önceki bölümde verilen düz plaka geometrisinin $-z$ yönünde 0,5 m altına bir plaka daha eklenerek, eklenen plaka üstteki plaka ile kısmen gölgelenebilmesi için x yönünde 0,3 m kaydırılarak yerleştirilmiştir. Düz plakaların boyutları birbiriyle aynıdır ve 1×1 m olarak belirlenmiştir. Frekans $f = 1,5$ GHz olarak alınmıştır. Üçgensel ışın tüpleri; saçıcıya $\theta = 0:45$ yönlerine dik bir referans (ışırma) düzleminde gönderilmiştir. Sınırlayıcı kutu ile çevrelenen yapının üzerine üçgensel ışın tüplerinin gönderildiği ışırma düzleminin farklı açılardan görünümü Şekil 4.16 ile verilmiştir. $\theta = 0$ derece için ışırma düzleminde görünen ve üzerine üçgensel ışın tüpleri gönderilen yapı ise Şekil 4.17’de gösterilmiştir. Diğer bir deyişle, gölgelenen yüzeyler üzerine üçgensel ışın tüpleri gönderilmesi gerekmediğinden Şekil 4.17’de gösterilen yapı hedef nesnenin aydınlanan bölgelerinin gösterimidir. Üçgensel ışın tüplerinin saçıcıya $\theta = 0:45$ yönlerinde gönderildiği göz önüne alınırsa, derecenin artmasıyla Şekil 4.17’de alta yer alan plakanın aydınlanma yüzeyi artacağından alta yer alan plakanın eninin uzunluğu derece için Şekil 4.18’de gösterildiği gibi değişmektedir.



Şekil 4.15: Plakalardan birinin kısmen gölgelendiği geometri.

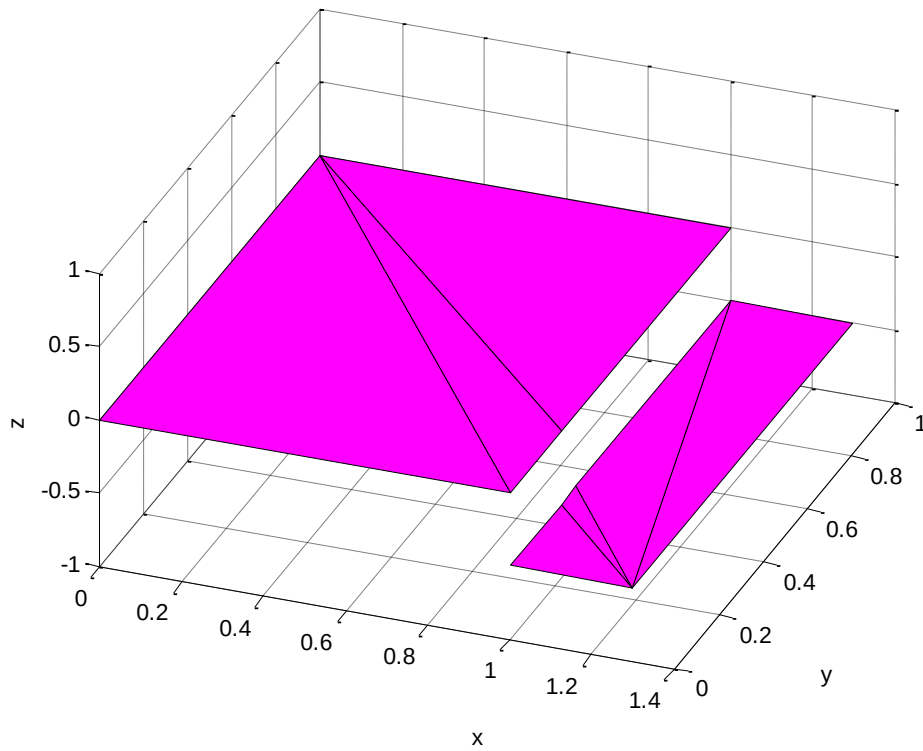


Şekil 4.16: Işıma düzleminin farklı açılardan görünümü.

Bu tez kapsamında hedef nesnenin RKA'sının hesaplanması amacıyla MATLAB® paket programı kullanılarak bilgisayar kodu yazılmıştır. Hesaplama süresi Intel ® Core™ i5-2540M işlemci kullanan 4 GB RAM'i olan bir bilgisayarda 450 hesaplama noktası için 35,1 saniye'dir. Elde edilen RKA sonuçlarının doğrulanması amacıyla [41] nolu çalışmada verilen düz plakadan saçılan elektrik alan

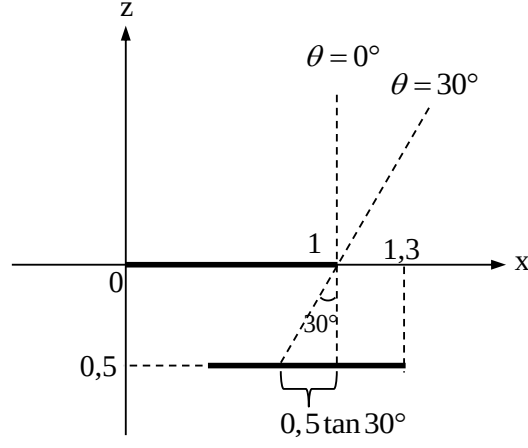
$$\begin{aligned}
 \phi_s &= \pi / 2 \\
 E_r^s &\simeq E_\phi^s \simeq 0 \\
 E_\theta^s &\simeq C \frac{e^{-j\beta r}}{r} \left\{ \cos \theta_s \left[\frac{\sin \left[\frac{\beta d}{2} (\sin \theta_s - \sin \theta_i) \right]}{\frac{\beta d}{2} (\sin \theta_s - \sin \theta_i)} \right] \right\} \\
 C &= -j\eta \frac{bd\beta H_o}{2\pi}
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

denklemleri kullanılmıştır. Burada b ve d sırasıyla düz plakanın eni ve boyunun uzunluklarını, β dalga sayısını, $H_o = 1$, θ_i gelen açığı ifade etmektedir. Hedef nesne üzerinde gölgelenen yüzey bulunduğu durumda, saçılan alana katkı sadece Şekil 4.17’de gösterildiği gibi aydınlanan bölgelerden oluşmaktadır. Denklem (4.26) kullanılarak üst plakanın oluştuğu saçılan alan ile alt plakadan oluştuğu saçılan alan ayrı ayrı hesaplanmıştır. Toplam saçılan alan; alt plakadan gelen alan yönünde plakalar arasındaki mesafeden kaynaklanan faz kayması eklenerek üst plakanın katkısı ile toplanmasıyla bulunmuştur.

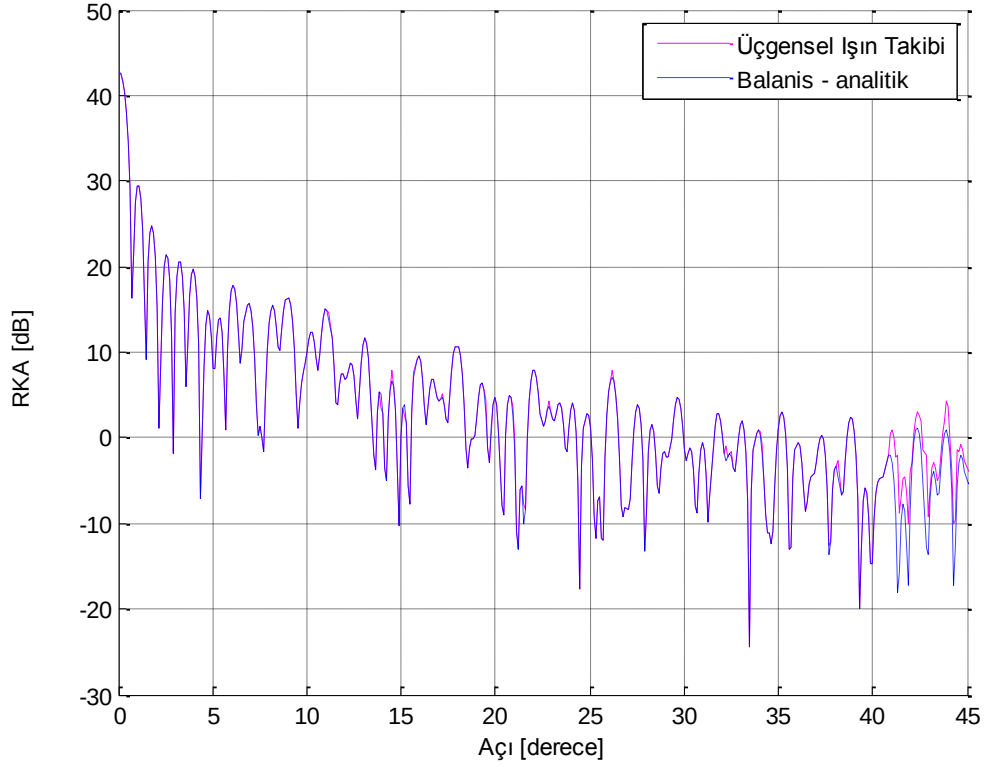


Şekil 4.17: Işıma düzlemi tarafından görünen ve üzerine üçgensel ışın tüpü gönderilen geometri.

Bu tez kapsamında yazılan bilgisayar kodu ile elde edilen RKA sonuçları, denklem (4.26) kullanılarak yukarıda anlatıldığı gibi analitik olarak elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmış ve Şekil 4.19 ile verilmiştir. Sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir.



Şekil 4.18: Gölgeleme olduğu durumda plakaların yandan görünümü.



Şekil 4.19: RKA sonuçları.

4.5. Sonuç

Geniş yüzeylerden oluşan RKA değerinin hesaplanması için yüksek frekans tekniklerinden ışın takibi yönteminin kullanılması önerilmiştir. Bu amaçla önce SIY'dan bahsedilmiştir ve ışın düzleminden hedef nesne üzerine gönderilecek dairesel kesitli ışınların sayısının frekansın karesiyle doğru orantılı olmasının

kısıtlayıcı bir faktör olduğuna dikkat çekilmiştir. Bu kısıtlamanın kaldırılması amacıyla ışının hedef nesne üzerinde son çarptığı yüzeyde hesaplanan FO integrallerinin [25] nolu çalışmada bahsedildiği gibi Radon dönüşümü ile zaman uzayında hesaplanabileceğinden bahsedilmiştir. Bu integrallerin üçgen yüzeyler üzerinden hesaplanması gerektiğinden, iş yükünü azaltmak için üçgensel modellenen hedef nesnenin üzerine dairesel kesit alanına sahip ışınlar gönderilmesi yerine üçgensel ışın tüplerinin gönderilmesi önerilmiştir. Yazılan bilgisayar kodu ile üretilen RKA değerleri, önce literatürde bulunan düz bir plakadan oluşan RKA değeri ile karşılaştırılmış ve sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir. Sonrasında ise gölgelenme durumu da eklenen algoritmanın denenmesi amacıyla birbirini kısmen gölgeleyen iki plakanın RKA değeri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar, aynı yapının analitik olarak hesaplanan RKA değerleriyle karşılaştırıldığında sonuçların birbiriyle tutarlı olduğu gözlenmiştir.

5. SONUÇLAR ve YORUMLAR

F117A jet uçağında bulunan iki adet motor açıklığı ve kokpitin altında yer alan FLIR sensörünün bulunduğu açıklık radar sinyallerinin ulaşmasını engellemek için tel ızgara ile kaplandığından bahsedilmiştir. Tel ızgara, ince tellerden oluşmuş ve periyodik açıklıklara sahip bir yapı olduğundan FSY olarak kabul edileceği gösterilmiştir. Literatürde FSY'lerin periyodik hücreleri arasında tel geçişi (bağlantı) bulunduğu durumda PMM ile saçılma analizi sonuçlarına rastlanmamıştır. Yöntemin periyodik hücreler arasında tel geçişi (bağlantı) bulunduğu durumda da tel üzerinden akımların ayırıştırılması kullanılarak çözüm yapılabilmesi için yeni bir baz fonksiyonu önerilmiştir. Sayısal analizin hesaplama süresi Intel ® Core™ i5-2540M işlemci kullanan 4 GB RAM'i olan bir bilgisayarda yarıçap 50 olarak seçildiğinde bir frekans adımı için 18,13 dakika'dır. PMM ile tel yüzeyindeki akımların ayırıştırılarak çözüm yapılabilmesi amacıyla önerilen baz fonksiyonu kullanılarak elde edilen yansıma/geçirgenlik katsayı sonuçları, ürettirilen tel ızgara yapılarının ölçümüyle elde edilen sonuçlarla kıyaslandığında sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir.

F117A jet uçağında olduğu gibi hedef nesnenin dalga boyuna göre büyük yüzeylerden oluştuğu durumda RKA değerinin hesaplanması için yüksek frekans tekniklerinden ışıma takibi yönteminin kullanılması önerilmiştir. Bu amaçla önce SIY'dan bahsedilmiştir ve ışıma düzleminden hedef nesne üzerine gönderilecek dairesel kesitli ışınların sayısının frekansın karesiyle doğru orantılı olmasının kısıtlayıcı bir faktör olduğuna dikkat çekilmiştir. Bu kısıtlamanın kaldırılması amacıyla, ışının hedef nesne üzerinde son çarptığı yüzeyde hesaplanan FO integrallerinin [25] nolu çalışmada bahsedildiği gibi Radon dönüşümü ile zaman uzayında hesaplanabileceğinden bahsedilmiştir. Bu integraller üçgen yüzeyler üzerinden hesaplanması gerektiğinden, iş yükünü azaltmak için üçgensel modellenen hedef nesnenin üzerine dairesel kesit alanına sahip ışınlar gönderilmesi yerine üçgensel ışın tüplerinin gönderilmesi önerilmiştir. Yazılan bilgisayar kodu ile elde edilen RKA değerleri, önce literatürde bulunan düz bir plakadan oluşan RKA değeri ile karşılaştırılmış ve sonuçların tutarlı olduğu gözlenmiştir. Sonrasında ise gölgelenme durumu da eklenen algoritmanın denenmesi amacıyla birbirini kısmen gölgeleyen iki plakanın RKA değeri hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar, yapının

analitik olarak hesaplanan RKA değerleriyle karşılaştırıldığında sonuçların birbiriyle tutarlı olduğu gözlenmiştir.

İnce tel ızgara yapısı gibi periyodik hücreleri arasında tel geçişi (bağlantı) bulunan durumun PMM ile analizinin yapılabilmesi için önerilen baz fonksiyonu ince teller için kullanılabilir. Benzer biçimde yüzeyler için de baz fonksiyonu önerilebilir.

ğensel ışıma takibi yönteminde hedef nesnenin ğensel modellenmiş yüzeyinden oluşan yansıma katsayılarının integralleri alınmaktadır, ince tellerden oluşmuş FSY'nin PMM analizi ile elde edilen yansıma katsayıları da yönteme dahil edilerek tüm sistemin RKA'sı hesaplanabilir.

ğensel ışıma takibi yönteminde, düz plakadan oluşan yansıma için sonuçlar verilmiştir. Ancak oklu saçılma analizine değinilmemiştir. Çalışmaya oklu saçılma analizinin de eklenmesi gerekmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Jenn D., (1995), "Radar and Laser Cross Section Engineering", 2nd Edition, AIAA.
- [2] Knott E. F., Shaeffer J. F., Tuley M. T., (2004), "Radar Cross Section", 2nd Edition, SciTech Publishing Inc.
- [3] Web 1, (2013), <http://science.howstuffworks.com/question69.htm>, (Erişim tarihi: 17.06.2013).
- [4] Ergin A. A., (2007), "Görünmezlik teknolojileri: radar kesit alanı nedir?", Savunma ve Havacılık, IDEF, 120 (1), 1-5.
- [5] Chew W. C., Jin J. M., Michielssen E., Song J., (2001), "Fast and Efficient Algorithms in Computational Electromagnetics", 1st Edition, Artech House.
- [6] Poulingen P., Lucas L., Muller F., Quete S., Terret C., (2002), "Calculation and Analysis of Electromagnetic Scattering by Helicopter Rotating Blades", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 50 (10), 1396-1408.
- [7] Web 2, (2013), http://www.ipmsstockholm.org/magazine/2001/09/stuff_eng_detail_f117.htm, (Erişim tarihi: 17.06.2013).
- [8] Kieburg R., Ishimaru A., (1962), "Aperture fields of an array of rectangular apertures", IRE Transactions on Antennas and Propagation, 10 (6), 663-671.
- [9] Chen C. C., (1970), "Transmission through a Conducting Screen Perforated Periodically with Apertures", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 18 (9), 627- 632.
- [10] Chen C. C., (1970), "Scattering by a two-dimensional periodic array of conducting plates", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 18 (5), 660-665.
- [11] Tsao C. H., Mittra R., (1982), "A spectral-iteration approach for analyzing scattering from frequency selective surfaces", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 30 (2), 303-308.
- [12] Cwik T., Mittra R., Lang K., Wu T., (1987), "Frequency selective screens", IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter, 29 (2), 5-10.
- [13] Mittra R., Chan C. H., Cwik T., (1988), "Techniques for analyzing frequency selective surfaces-a review", Proceedings of the IEEE , 76 (12), 1593-1615.

- [14] Chan C. H., Mittra R., (1990), "On the analysis of frequency-selective surfaces using subdomain basis functions", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 38 (1), 40-50.
- [15] Cwik T., Mittra R., (1987), "Scattering from a periodic array of free-standing arbitrarily shaped perfectly conducting or resistive patches", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 35 (11), 1226-1234.
- [16] Montgomery J. P., Davey K. R., (1985), "The Solution of Planar Periodic Structures Using Iterative Methods", Electromagnetics, 5 (2-3), 209-235.
- [17] Christodoulou C., Kauffman J., (1986), "On the electromagnetic scattering from infinite rectangular grids with finite conductivity", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 34 (2), 144- 154.
- [18] Imbriale W. A., Galindo-Israel V., Rahmat-Samii Y., (1991), "On the reflectivity of complex mesh surfaces [spacecraft reflector antennas]", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, , 39 (9), 1352-1365.
- [19] Munk B., (2000), "Frequency Selective Surfaces: Theory and design", 1st Edition, John Wiley & Sons.
- [20] Blackburn J., Arnaut L. R., (2005), "Numerical Convergence in Periodic Method of Moments Analysis of Frequency-Selective Surfaces Based on Wire Elements", IEEE Transactions Antennas Propagation, 53 (10), 3308-3315.
- [21] Butler C., (1982), "The equivalent radius of a narrow conducting strip", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 30 (4), 755- 758.
- [22] Taflov A., (1995), "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", 3rd Edition, MA: Artech House.
- [23] Jin J., (2002), "The Finite Element Method in Electromagnetics", 2nd Edition, Wiley-Interscience.
- [24] Harrington R. F., (1993), "Field computation by moment method", 1st Edition, Wiley-IEEE Press.
- [25] Bölükbaş D., Ergin A. A., (2005), "A radon transform interpretation of the physical optics integral", Microwave Opt. Technol. Lett., 44 (3), 284-288.
- [26] Bassem R. M., (2000), "Radar Systems Analysis and Design Using MATLAB", 1st Edition, Chapman&Hall/CRC.
- [27] Floquet M. G., (1883), "Sur les equations differentielles lineaires a coefficients periodiques", Annale Ecole Normale Supérieur, 12, 47-88.
- [28] Blackburn J., Arnaut L. R., (2004), "High-Q Frequency Selective Surfaces for Improved Spectral Efficiency", Technical Report No: CETM S155, Center for

Electromagnetic and Time Metrology, National Physical Laboratory, United Kingdom.

[29] Papoulis A., (1962), "The Fourier Integral and Its Applications", McGraw-Hill.

[30] Bateman H., (1954), "Table of Integral Transforms", McGraw-Hill.

[31] Harrington R. F., (1967), "Matrix methods for field problems", Proceedings of the IEEE, 55 (2), 136-149.

[32] Gibson W. C., (2008), "The Method of Moments in Electromagnetics", 1st Edition, Chapman & Hall/CRC.

[33] Kantorovich L., Krylov V., (1964), "Approximate Methods of Higher Analysis", 3rd Edition, Wiley&Sons Inc.

[34] Jones D. S., (1956), "A critique of the variational method in scattering antennas," IRE Transactions on Antennas and Propagation, 4 (3), 297-301.

[35] Ling H., Chou R. C., Lee S. W., (1989), "Shooting and Bouncing Rays: Calculating the RCS of an Arbitrarily Shaped Cavity," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 37 (2), 194-205.

[36] Dikmen F., Ergin A. A., Sevgili A. L., Terzi B., (2010), "Implementation of an Efficient Shooting and Bouncing Rays Scheme", Microwave Optical Tech. Lett., 52 (11), 2409-3003.

[37] Lee S. W., Ling H., Chou R., (1988), "Ray Tube Integration in Shooting and Bouncing Ray Method", Microwave Optical Tech. Lett., 1, 285-289.

[38] Bhalla R., Ling H., (1996), "Three-dimensional Scattering Center Extraction Using the Shooting and Bouncing Ray Technique", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 44 (11), 1445-1453.

[39] Möller T., Trumbore B., (1997), "Fast, minimum storage ray/triangle intersection", Journal of Graphics Tools, 2 (1), 21-28.

[40] Bhalla R., Ling H., (1995), "Image domain ray tube integration formula for the shooting and bouncing ray technique", Radio Science, 30 (5), 1435-1446.

[41] Balanis C. A., (1989), "Advanced Engineering Electromagnetics", Wiley&Sons.

[42] Ramšak M., Škerget L., (2007), "3D multidomain BEM for solving the Laplace equation", Engineering Analysis with Boundary Elements, 31 (6), 528-538.

[43] Bayer Keskin S. E., Ergin A. A., (basım aşamasında), "Continuity of currents across neighboring cells in PMM analysis of thin-wire grids", Turkish Journal of Electrical and Computer Sciences.

ÖZGEÇMİŞ

Sena Esen BAYER KESKİN 1982 yılında İstanbul'da doğdu. 2003 yılında başladığı Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (GYTE), Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, Elektronik Mühendisliği Bölümü Yüksek Lisans eğitimini 2006 yılında başarıyla tamamlayarak, aynı yıl doktora eğitimine GYTE Elektronik Mühendisliği bölümünde başladı. 2005 yılından bu yana Kocaeli Üniversitesi Mekatronik Mühendisliği bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.