

**FİZİKSEL OPTİK YÖNTEMİYLE ÜÇ BOYUTLU
CİSİMLERİN RADAR KESİT ALANININ HESAPLANMASI**

**COMPUTATION OF THE RADAR CROSS SECTION OF 3
DIMENSIONAL OBJECTS BY PHYSICAL OPTICS
METHOD**

İŞİL ÖZLEM ÖRÜNÇ

PROF. DR. ÖZLEM ÖZGÜN
Tez Danışmanı

Hacettepe Üniversitesi
Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı için Öngördüğü

YÜKSEK LİSANS TEZİ

olarak hazırlanmıştır.

Her koşulda yanımda olan kıymetli anne ve babama...

ÖZET

FİZİKSEL OPTİK YÖNTEMİYLE ÜÇ BOYUTLU CİSİMLERİN RADAR KESİT ALANININ HESAPLANMASI

Işıl Özlem ÖRÜNÇ

Yüksek Lisans, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Özlem ÖZGÜN

Haziran 2021, 76 sayfa

Tez kapsamında, rastgele geometriye sahip üç boyutlu karmaşık hedeflerin Radar Kesit Alanını (RKA) Fiziksel Optik yöntemiyle hesaplayan MATLAB tabanlı bir program geliştirilmiştir. Radar sinyali gönderilmesiyle hedef üzerinde indüklenen akımlar Fiziksel Optik yaklaşımıyla hesaplanmış ve saçılan alanları oluşturan yüksek salınımlı integranta sahip radyasyon integralleri Ludwig metodu ile çözülmüştür. Geliştirilen program hem iletken hedefleri hem de üzerinde tek veya çok katmanlı dielektrik kaplama bulunan hedefleri modelleyebilmektedir.

Bu program, herhangi bir bilgisayar destekli grafik tasarım (CAD) yazılımıyla üçgen yüzeyler kullanılarak modellenmiş STL dosya formatlı hedef ağ yapısını kullanarak monostatik ve bistatik RKA hesaplama kabiliyetine sahiptir. Hedef geometrisine gönderilecek olan düzlem dalganın polarizasyonu yatay (Horizontal) veya dikey (Vertical) olarak seçilebilir ve RKA değerleri HH (yatay-yatay), HV (yatay-dikey), VH (dikey-yatay) ve VV (dikey-dikey) olarak ifade edilen ortak ve çapraz polarizasyonlar olmak üzere 4 farklı polarizasyon kombinasyonunda görüntülenebilir. Radar sinyalinin

yüzeyle çarpmasıyla indüklenen kompleks yüzey akımlarının genlikleri model geometrisi üzerinde yoğunluklarına bağılı olarak farklı renklerde olacak şekilde görüntülenebilir. Programın kendi kütüphanesinde tanımlı dielektrik malzemeler seçilerek hedef geometrisi üzerine istenilen kalınlıkta uygulanabileceği gibi, kütüphanede tanımlı olmayan ancak uygulanması istenen malzemeler de uygulanabilir. Bunun için yapılması gereken, uygulanması istenen malzemenin simülasyonda kullanılacak operasyon frekans değerinde sahip olduğu bağılı elektriksel ve manyetik geçirgenlikler ile birlikte dielektrik ve manyetik kayıp açılarının tanımlanmasıdır. Malzeme parametreleri girilerek hedef geometrisi üzerine; mükemmel elektrik iletken, çok katmanlı dielektrik ve mükemmel elektrik iletken üzerine çok katmanlı dielektrik kaplama olmak üzere üç değişik malzeme uygulama seçeneğiyle RKA hesabı yapılabilir. Bu malzeme uygulama seçenekleri tüm hedef geometrisine uygulanabileceği gibi, sadece seçilen üçgen yüzeyler üzerine uygulanarak da RKA hesaplanabilir.

Programın verdiği sonuçların gerçek RKA verilerine yakınlığının test edilmesi için, dikdörtgen levha ve küre gibi basit kanonik geometriler için oluşturulmuş standart RKA formülleri temel alınarak yazılmış kodlar yanında, literatürde bulunan POFACETS ve ticari bir yazılım olan FEKO'nun Fiziksel Optik çözücüsü kullanılarak karşılaştırma yapılmıştır. Uçak, helikopter, füze gibi karmaşık geometriler için geliştirilen programla elde edilen sonuçlar FEKO yazılımından elde edilen verilerle kıyaslanmıştır. Geliştirilen yazılım, radar sistemlerinin performans analizi, radar soğurucu malzemelerin operasyonel etkinliklerinin analizi gibi farklı pratik uygulamalarda kullanılabilir.

Anahtar Kelimeler: RKA, ağ yapısı, Delaunay üçgenleme, üç boyutlu karmaşık hedef, Fiziksel Optik, Ludwig metodu, nümerik integrasyon, yüksek salınımlı fonksiyon, radar soğurucu malzeme, çok katmanlı dielektrik kaplama, MATLAB.

ABSTRACT

COMPUTATION OF THE RADAR CROSS SECTION OF 3 DIMENSIONAL OBJECTS BY PHYSICAL OPTICS METHOD

Işıl Özlem ÖRÜNÇ

Master of Science, Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Özlem ÖZGÜN

June 2021, 76 pages

Within the scope of the thesis, a MATLAB-based program has been developed which calculates the Radar Cross Section (RCS) of three dimensional complex targets with random geometry using the Physical Optics method. The currents induced on the target due to radar signals were calculated with the Physical Optics approach, and the scattered fields were obtained by solving the radiation integrals with highly oscillating integrand by employing the Ludwig method. The developed program can model both conductive targets and targets with a single or multilayer dielectric coating.

This developed program has the ability to calculate both monostatic and bistatic RCS by using the target mesh structure modeled using triangular facets and stored in an STL file generated by any Computer Aided Design (CAD) software. The polarization of the incident plane can be selected as horizontal or vertical, and the RCS results can be displayed in both co- and cross-polarizations expressed in 4 different polarization combinations as HH (Horizontal-Horizontal), HV (Horizontal-Vertical), VH (Vertical-

Horizontal) and VV (Vertical-Vertical). The amplitudes of the complex surface current that is induced by the impact of the radar signal on the target geometry are displayed in different colors depending on their intensity. Dielectric materials defined in the programs's own library, which can also be enhanced by the user by adding new materials, can be selected and applied to the target geometry with the desired thickness. What needs to be done is to define relative permittivity and permeability as well as dielectric and magnetic tangent loss of the material to be applied in the desired frequency of operation. Mainly, three different material types are considered: (i) Perfect Electric Conductor (PEC), (ii) multiple dielectric layers, and (ii) multiple dielectric layers coated on PEC. These material definitions can be done on either the entire mesh geometry or the selected triangular facets on the target.

The developed program was validated by comparing its results with some reference results generated by using the codes written for the RCS calculation of simple canonical geometries such as rectangular plate and sphere, as well as by using the software POFACETS and the commercial software FEKO. For complex geometries such as aircraft, helicopter and missile, the results were compared with the data obtained from FEKO. The developed software can be used in different practical applications such as the performance analysis of radar systems and the analysis of operational effectiveness of radar absorbant materials.

Keywords: RCS, mesh, Delaunay triangulation, three dimensional complex target, Physical Optics, Ludwig method, numerical integration, highly oscillatory functions, radar absorbant material, multiple layer dielectric coating, MATLAB.

İÇİNDEKİLER

| | |
|--|------|
| ÖZET | i |
| ABSTRACT..... | iii |
| İÇİNDEKİLER | v |
| ÇİZELGELER | vii |
| ŞEKİLLER..... | viii |
| BÖLÜM 1 | 1 |
| GİRİŞ | 1 |
| 1.1. Tez Akışı | 3 |
| BÖLÜM 2 | 5 |
| TEORİ..... | 5 |
| 2.1 Radar Kesit Alanı | 5 |
| 2.2. Saçılım Matrisi | 7 |
| 2.3. Temel Saçılım Mekanizmaları: | 7 |
| 2.4. RKA Hesaplama Yöntemleri..... | 9 |
| 2.4.1. Moment Metodu (MoM)..... | 9 |
| 2.4.2 Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM)..... | 10 |
| 2.4.3. Geometrik Optik (GO) & Geometrik Kırınım Teorisi (GTD)..... | 10 |
| 2.4.4. Fiziksel Optik (PO) & Fiziksel Kırınım Teorisi (PTD)..... | 11 |
| 2.4.5. Seken Işın Yöntemi (SBR) | 12 |
| 2.5. Hedef Ağ Yapısı (Mesh) | 12 |
| 2.6. Yüksek Salınlı İntegralleri Hesaplama Yöntemleri | 15 |
| 2.6.1. Filon Metodu..... | 15 |
| 2.6.2. Levin Metodu..... | 16 |
| 2.6.3. Ludwig Metodu..... | 16 |
| BÖLÜM 3 | 17 |
| ÜÇGEN YÜZEYLERE FİZİKSEL OPTİK YAKLAŞIMININ UYGULANMASI .. | 17 |
| 3.1. Fiziksel Optik Yöntemi | 17 |
| 3.2. Üçgen Yüzey Parametrelerinin Hesaplanması | 18 |

| | |
|---|----|
| 3.3. Rastgele Üçgen Yüzey için PO Yaklaşımıyla Saçılan Alan Hesaplanması..... | 21 |
| 3.4. Koordinat Dönüşümleri | 27 |
| BÖLÜM 4 | 31 |
| YANSIMA VE İLETİM KATSAYILARI HESABI | 31 |
| 4.1. Tek Dielektrik Film..... | 31 |
| 4.2. Çok Katmanlı Dielektrik Film | 36 |
| 4.2.1. Düzlem Dalga'nın Arayüz Sınırına Dik Gönderildiği Durum | 36 |
| 4.2.2. Düzlem Dalga'nın Arayüz Sınırına Açılı Gönderildiği Durum | 38 |
| 4.3. Kayıplı Ortamlar | 44 |
| BÖLÜM 5 | 46 |
| UYGULAMALAR | 46 |
| 5.1. Basit Kanonik Cisimler..... | 46 |
| 5.1.1. Dikdörtgen Levha Modeli | 46 |
| 5.1.2. Küre Modeli | 48 |
| 5.2. Karmaşık Geometriler..... | 53 |
| 5.2.1. Tomahawk Füzesi | 53 |
| 5.2.2. Helikopter..... | 60 |
| 5.2.3. Eurofighter Typhoon Savaş Uçağı | 64 |
| BÖLÜM 6 | 71 |
| SONUÇ VE ÖNERİLER..... | 71 |
| BÖLÜM 7 | 75 |
| KAYNAKLAR..... | 75 |

ÇİZELGELER

| | |
|---|----|
| Çizelge 5.1: 5 GHz frekansta, UD-14502 ve PU isimli dielektrik malzemelerin elektriksel özellikleri..... | 55 |
|---|----|

ŞEKİLLER

| | | |
|------------|---|----|
| Şekil 2.1: | Mükemmel İletken Kürenin Radar Kesit Alanı ve Frekans Bölgeleri | 6 |
| Şekil 2.2: | Kompleks geometrilere görülen farklı saçılım mekanizmaları | 7 |
| Şekil 2.3: | Farklı boyutlardaki ağ elemanı örnekleri | 13 |
| Şekil 2.4: | a) Bir veri kümesinin Voronoi diyagramı, b) Voronoi diyagramı a)'da verilmiş olan veri kümesinin Delaunay üçgenleri | 14 |
| Şekil 2.5: | Delaunay üçgenleri ve bu üçgenlere ait çevrel çemberlerin gösterimi [15]. | 14 |
| Şekil 3.1: | Rastgele konumlandırılmış üçgen yüzey ve parametreleri..... | 18 |
| Şekil 3.2: | Aydınlanma testi koşulunun temsili gösterimi | 19 |
| Şekil 3.3: | Rastgele bir hedeften saçılım..... | 21 |
| Şekil 3.4: | Lokal ve yerel koordinat sistemi ilişkisi..... | 28 |
| Şekil 3.5: | Global ve yerel koordinatlar arasında geçişi sağlayan dönüşümlerin eksenler üzerinde gösterilmesi..... | 29 |
| Şekil 4.1: | Kalınlığı $d/2$ olan ince dielektrik filme gelen elektromanyetik dalganın yansımaya ve iletimi | 31 |
| Şekil 4.2: | Düzlem dalganın arayüz sınırına dik gönderildiği M katmanlı dielektrik yapı | 36 |
| Şekil 4.3: | Düzlem dalganın arayüz sınırına açılı gönderildiği M katmanlı dielektrik yapı..... | 38 |
| Şekil 4.4: | TM dalgaların örnek gösterimi..... | 39 |
| Şekil 4.5: | TE dalgaların örnek gösterimi | 39 |
| Şekil 5.1: | $10\lambda \times 14\lambda$ boyutlu dikdörtgen levhanın, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1° er derece aralıklarla değişen dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar kullanılarak modellenmesi | 47 |
| Şekil 5.2: | $10\lambda \times 14\lambda$ boyutlarında mükemmel elektrik iletken dikdörtgen levha için, 5 GHz operasyon frekansında $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1° er derece aralıklarla değişen dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar için monostatik RKA θ grafiği. | 47 |
| Şekil 5.3: | $r = 3\lambda$ yarıçapında olan mükemmel iletken kürenin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° er derece aralıklarla gözlem yapılması durumunun FEKO arayüzünde modellenmesi. | 48 |

- Şekil 5.4:** POFACETS küre ağ yapısı kullanılarak oluşturulan yarıçapı $r = 3\lambda$ olan mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ -polarizeli (dikey polarizasyonlu) düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA θ grafiği. 49
- Şekil 5.5:** POFACETS küre ağ yapısı kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin üç boyutlu gösterimi üzerinde görüntülenmesi..... 49
- Şekil 5.6:** FEKO küre ağ yapısı (16,190 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan yarıçapı $r = 3\lambda$ olan mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA θ grafiği..... 50
- Şekil 5.7:** FEKO küre ağ yapısı (16,190 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin iki ve üç boyutlu gösterimleri üzerinde görüntülenmesi. 50
- Şekil 5.8:** FEKO küre ağ yapısı (618 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA θ grafiği. 51
- Şekil 5.9:** FEKO küre ağ yapısı (618 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin iki ve üç boyutlu gösterimleri üzerinde görüntülenmesi. 51
- Şekil 5.10:** FEKO küre ağ yapısı (272 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan yarıçapı $r = 3\lambda$ olan mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$

| | |
|---|----|
| arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik $RKA\theta$ grafiği. | 52 |
| Şekil 5.11: FEKO küre ağ yapısı (618 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ -polarizeli (dikey) düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin iki ve üç boyutlu gösterimleri üzerinde görüntülenmesi. | 53 |
| Şekil 5.12: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 180^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı problemin CADFEKO arayüzünde modellenmesi. | 54 |
| Şekil 5.13: Tomahawk Füze modelinin dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla aydınlatılması durumunda $\phi_s = 180^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılarak oluşturulan $RKA\theta$ (VV, dikey-dikey polarizasyon) ve $RKA\phi$ (VH, dikey-yatay polarizasyon) grafikleri. | 54 |
| Şekil 5.14: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımlarının genliklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin üç boyutlu modeli üzerinde görüntülenmesi. | 55 |
| Şekil 5.15: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 90^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 90^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı problemin CADFEKO arayüzünde modellenmesi. | 56 |
| Şekil 5.16: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 90^\circ$ gelme açısıyla gönderilen yatay ve dikey polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda $\phi_s = 90^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı, UD-14502 ve PU malzemelerinin sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında iki katmanlı yapı olarak hedef geometrisine uygulandığı durumda VV (dikey-dikey), VH (dikey-yatay), HH (yatay-yatay) ve HV (yatay-dikey) kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri. | 56 |
| Şekil 5.17: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen a) dikey b) yatay polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda | |

| | |
|--|----|
| $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı problemin CADFEKO arayüzünde modellenmesi | 57 |
| Şekil 5.18: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı, UD-14502 ve PU malzemelerinin sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında iki katmanlı yapı olarak hedef geometrisine uygulandığı durumda HH, HV, VV ve VH kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri. | 58 |
| Şekil 5.19: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı, UD-14502 ve PU malzemelerinin sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanarak iki katmanlı yapı oluşturduğu durum için yüzey akım genliklerinin üç boyutlu hedef geometrisi üzerinde görüntülenmesi..... | 59 |
| Şekil 5.20: Helikopter modeli $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatıldığında, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı durum için problemin modellenmesi..... | 60 |
| Şekil 5.21: Mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplanmış Helikopter modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalar ile aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapılması durumu için VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri. | 61 |
| Şekil 5.22: İki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Helikopter modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapılarak VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri..... | 62 |
| Şekil 5.23: Mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Helikopter modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° 'er derece aralıklarla gözlem yapılarak VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri. | 63 |

- Şekil 5.24:** Eurofighter Typhoon Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen a) dikey b) yatay polarizasyonlu düzlem dalga ile $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı durum için problemin modellenmesi.64
- Şekil 5.25:** Mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalar aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılmasıyla oluşturulan VV, VH, HV ve HH kombinasyonlarında RKA grafikleri.65
- Şekil 5.26:** İki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlenmesiyle oluşturulan VV, VH, HV ve HH kombinasyonlarında RKA grafikleri.66
- Şekil 5.27:** Mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlenmesiyle oluşturulan RKA grafikleri.67
- Şekil 5.28:** Mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ - 360^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalar için VV, VH, HV ve HH kombinasyonlarında RKA grafikleri.68
- Şekil 5.29:** İki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gönderilen yatay ve dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar için HH, HV, VH, VV polarizasyon kombinasyonlarında monostatik RKA grafikleri.69
- Şekil 5.30:** Mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlenmesiyle oluşturulan VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında RKA grafikleri.70

SİMGELER VE KISALTMALAR

Kısaltmalar

RKA, RCS

FO, PO

GO

PTD

GTD

MoM

FEM

SBR

HH

HV

VH

VV

Açıklamalar

Radar Kesit Alanı (Radar Cross Section)

Fiziksel Optik (Physical Optics)

Geometrik Optik (Geometric Optics)

Fiziksel Kırınım Teorisi
(Physical Theory of Diffraction)

Geometrik Kırınım Teorisi
(Geometric Theory of Diffraction)

Moment Metodu (Method of Moment)

Sonlu Elemanlar Metodu (Finite Element Method)

Seken Işın Yöntemi (Shooting and Bouncing Ray)

Yatay-Yatay (Horizontal-Horizontal)

Yatay-Dikey (Horizontal-Vertical)

Dikey-Yatay (Vertical-Horizontal)

Dikey-Dikey (Vertical-Vertical)

Simgeler

ϵ_r

μ_r

$\delta_{\epsilon r}$

$\delta_{\mu r}$

σ

\bar{E}_s

\bar{E}_i

Açıklamalar

Bağıl Elektriksel Geçirgenlik, Dielektrik Sabiti

Bağıl Manyetik Geçirgenlik

Dielektrik Kayıp Açısı

Manyetik Kayıp Açısı

Radar Kesit Alanı, m^2

Saçılan elektrik alan vektörü

Gelen elektrik alan vektörü

| | |
|---|---|
| R | Hedef ile gözlem noktası arasındaki uzaklık, m |
| $E_{i\theta}$ | Gelen elektrik alanının θ bileşeni |
| $E_{i\phi}$ | Gelen elektrik alanının ϕ bileşeni |
| $E_{\theta s}$ | Saçılan elektrik alanının θ bileşeni |
| $E_{\phi s}$ | Saçılan elektrik alanının ϕ bileşeni |
| $S_{\theta\theta}$ | Gelen ve saçılan alanların θ polarizasyonlu olması durumunda saçılım matrisi elemanı |
| $S_{\theta\phi}$ | Gelen alanın θ saçılan alanın ϕ polarizasyonlu olması durumunda saçılım matrisi elemanı |
| $S_{\phi\theta}$ | Gelen alanın ϕ saçılan alanın θ polarizasyonlu olması durumunda saçılım matrisi elemanı |
| $S_{\phi\phi}$ | Gelen ve saçılan alanların ϕ polarizasyonlu olması durumunda saçılım matrisi elemanı |
| \bar{J}_s | Yüzey akım yoğunluğu vektörü |
| \hat{n} | Birim yüzey normali |
| \bar{H}_i | Gelen manyetik alan vektörü |
| \bar{r}_n | n . üçgen yüzey köşesinin konum vektörü |
| $\hat{a}_x, \hat{a}_y, \hat{a}_z$ | Kartezyen koordinat sistemi birim vektörleri |
| $\hat{a}_r, \hat{a}_\theta, \hat{a}_\phi$ | Küresel koordinat sistemi birim vektörleri |
| x_n, y_n, z_n | n . üçgen yüzey köşesinin kartezyen koordinatları |
| ℓ_1, ℓ_2, ℓ_3 | Üçgen yüzeyin kenar vektörleri |
| θ_i, ϕ_i | Düzlem dalganın gelme açıları |
| \bar{k}_i | Düzlem dalganın ilerleme vektörü |
| k | Dalga numarası |
| u_i, v_i, w_i | Gelen dalganın yön kosinüsleri |

BÖLÜM 1

GİRİŞ

19. yüzyıl sonlarında elektrik ve manyetizma tarihlerinin kesişmesiyle birlikte elektromanyetik saçılım problemleri araştırılmaya başlanmış olup radarların 2. Dünya Savaşı'nda yaygın olarak kullanılmasıyla bu alandaki çalışmalar giderek hız kazanmıştır. Askeri ve sivil uygulamalarda hedeflerin tespiti, takibi ve kimliklendirme maksatlı görüntüsünün elde edilmesi gibi amaçlarla yaygın olarak kullanılmakta olan radarlar basitçe alıcı-verici düzeneğinden oluşur. Radar vericisinin yaydığı elektromanyetik dalgalar hedefe çaptığında hedef üzerinde akım indüklenir. İndüklenen akımlar ikincil kaynak gibi davranarak tüm yönlere saçılan elektromanyetik alanları üretirler. Hedefe gönderilen dalgaların radar alıcısı yönündeki yansımaları radar alıcısı tarafından işlenerek hedef objenin fiziksel boyutu, şekli ve oluştuğu maddenin cinsi gibi bazı parametrelerin tespit edilmesinde kullanılır [1]-[3].

Hedef nesnenin radar sinyallerini alıcısı yönünde yansıtabilirliği, diğer bir deyişle cismin radar ekranındaki görünürlüğü Radar Kesit Alanı (RKA) olarak tanımlanır. Herhangi bir hedeften saçılan alan gücünü titizlikle belirleyebilmek için araştırmacılar arasında ortak bir RKA algısı oluşturulma gerekliliği doğmuştur. Pek çok geometrinin geri yansıtıcılığı gözlem açısı ve radar operasyon frekansının değişmesiyle kayda değer oranda değişeceğinden, yansıtıcılığı gözlem açısından ve frekanstan bağımsız olan bir referans alan tanımı gereklidir. Her yönde simetriye sahip elektriksel olarak büyük mükemmel iletken kürenin yansıtıcılığı hemen hemen hiç değişmediğinden iyi bir referans olabilir. Buna göre elektriksel olarak büyük bir hedef, yansıtma gücü hedef ile aynı olan mükemmel iletken bir küre ile değiştirilseydi, bu kürenin aydınlatılan fiziksel alanı, radar kesit alanına eşit olacaktı. Bu sebepten mükemmel iletken küre rastgele bir hedefin eşdeğer fiziksel boyutunu tahmin edebilmek maksadıyla kurgulanmıştır.

70'ler sonrası radar görünmezlik teknolojileri dünyanın pek çok yerinden bilim insanının ilgisini çekmiştir. Bilhassa hava araçlarının düşman radarlarına görünmezliğini sağlamak amacıyla RKA azaltma teknikleri üzerine çok sayıda araştırma yapılmıştır. Günümüz radarları düşük radar kesit alanlı hedefleri belirlemekle kalmayıp onları saçılım

karakteristiklerine göre sınıflandırılarak ayırt edebilmektedir [5]. Geometrilerin kenar ve uç noktalarının sivri, aynı zamanda gelen elektromanyetik dalgaları rastgele yönlerle dağıtacak şekilde tasarlanmasının yanı sıra radar soğurucu materyallerle kaplı olması gibi durumlara dikkat edilerek hava araçlarının RKA değeri azaltılabilir [13].

RKA hesaplama tekniklerini, elektromanyetik problemin tam çözümüne odaklanan alçak frekans teknikleri ve optik tabanlı yaklaşımlarla problemi yaklaşık olarak çözen yüksek frekans teknikleri olarak iki temel grupta incelemek mümkündür. İntegral formdaki alan denklemlerini matris problemine indirgeyerek çözen Moment Metodu (MoM), Maxwell diferansiyel denklemlerini frekans ve zaman alanında çözen Sonlu Farklar Yöntemi (FDM) ve kısmi diferansiyel denklemlerle tanımlanmış sınır değer problemlerini çözen Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM) gibi yöntemlerin bulunduğu tam çözüm yöntemleri, düşük frekanslı uygulamalar için idealdir. Tam çözüm yöntemleri yüksek operasyon frekanslarında, üç boyutlu basit nesnelere için bile oldukça karmaşık olduğundan, bu konudaki ihtiyaçların karşılanması için Geometrik Optik (GO), Fiziksel Optik (PO), Geometrik Kırınım Teorisi (GTD), Fiziksel Kırınım Teorisi (PTD) gibi yöntemler geliştirilmiştir [1]-[6].

Elektromanyetik problemlerin çözümü analitik veya nümerik olarak yapılabilir. Analitik çözümler basit problemler için uygulanabilen, tam doğrulukta sonuç veren genellikle kapalı form çözümlerdir. Nümerik çözümler, gerçek hayatta karşılaşılan karmaşık problemleri ele alan, problemin çözümünde belli kabuller yapan matematiksel çözümlerdir. Nümerik çözümler yapabilmek için problem geometrisinin ağ yapısı (mesh) ile modellenmesi gerekir. Ağ yapısı, herhangi bir boyut ya da şekle sahip olabilen nokta ve hücreler bütünüdür. Ağ yapısı oluşturmanın amacı, karmaşık bir hacmi simülasyon programının yürütebileceği küçük parçalara ayırmaktır. Hedef geometrisinin yapısına göre ağ yapısı oluşturmak, çözümün doğruluk oranını belirleyen en önemli etmenlerden biridir. Eleman boyutlarının hedef geometrisinin yapısına göre değişkenlik gösterdiği, ideal sayıda elemana sahip ağ yapıları ile problemi gerçekçi bir şekilde modelleyip tatmin edici sonuçlar almak mümkündür. Kullanılan elemanların büyüklüğünün, hesaplama aralığı içindeki değişimleri yansıtabilecek kadar küçük olması beklenir. Elemanların boyutunun idealden küçük olması nümerik hataları ve hesaplama süresini artırmaktadır.

En yaygın kullanılan ağ yapısı algoritmaları, Voronoi Diyagramları olarak bilinen 1903 yılında Geory Voronoi tarafından önerilmiş veri parçalama yöntemi ve 1934 yılında Boris Delaunay tarafından ortaya atılan Delaunay üçgenlemelerini esas alır [14]-[17].

1.1. Tez Akışı

Tezin giriş bölümünde, tez boyunca bahsedilecek olan konsept ve kavramlara genel bakış amaçlanmıştır. Bu doğrultuda detaylarından diğer bölümlerde bahsedilecek olan kavramlar kısaca açıklanarak literatürden örnekler verilmiştir.

Tezin ikinci bölümü “Teori” başlığı altında, tezin ana konusu olan Radar Kesit Alanı (RKA) kavramı açıklanmış ve frekans bölgelerinden bahsedilmiştir. Kompleks hedef geometrilerinin RKA değerlerini etkileyen temel saçılım mekanizmaları ayrıntılı olarak ele alınmış ve oluşma sebepleri üzerinde durulmuştur. Ardından yaygın olarak kullanılan yüksek ve alçak frekans RKA hesaplama yöntemleri incelenmiş olup tez kapsamında faydalanılmış olan Fiziksel Optik yaklaşımının yanında literatürde bulunan ve sık kullanılan Momentler Yöntemi ve Geometrik Optik gibi diğer metotların dayandıkları temeller ve yaklaşım prensipleri açıklanmıştır. Nümerik hesaplama yapabilmek için gerekli olan, fiziksel tanım aralığını sonlu sayıda küçük alt alanlara bölmek olarak da ifade edilebilecek ağ yapısı ve öneminden bahsedilmiş, akabinde en sık kullanılan ağ yapısı algoritmalarının dayandığı Delaunay üçgenlemesinde kullanılan genel mantık aktarılmıştır. Saçılan elektrik alan ifadelerini elde etmede kullanılan radyasyon integrallerinin yüksek salınlı integrand içermesi standart nümerik yöntemlerle hesaplanamaması sonucunu beraberinde getirdiğinden, bu tip özel integrallerin hesaplanmasında tez kapsamında kullanılan Ludwig metodunun yanında, yaygın olarak kullanılan Filon ve Levin gibi metotlardan da kısaca bahsedilmiştir.

Tezin üçüncü bölümü “Üçgen Yüzeyle Fiziksel Optik Yaklaşımının Uygulanması” başlığı altında, üçgen yüzeyle bölünmüş rastgele geometriye sahip hedef ağ yapısı modeli için, radar sinyalinin gönderilmesiyle hedefin rastgele bir üçgen yüzeyi üzerinde indüklenen akımlar ve bu akımlardan kaynaklı olarak oluşan saçılan alanlar ele alınmıştır. Rastgele geometri bir hedef için rastgele üçgen yüzeylerin tanımlandığı düzlemlerin pek çok durumda global koordinat sistemiyle çakışmaması sebebiyle yeni bir koordinat

sistemi tanımlama ihtiyacı doğurduğundan ihtiyaca yönelik oluşturulan yerel koordinat sisteminin matematiksel altyapı ve global koordinat sistemiyle ilişkisi ele alınmıştır. Saçılan alan integralinin hesabında kullanılan Ludwig yöntemi, tez kapsamında hazırlanan matematiksel altyapıya göre uyarlanarak uygulanmıştır. Akabinde, rastgele bir üçgen yüzey için oluşturulan yaklaşımın matematiksel modeli tüm hedef geometrisini kapsayacak şekilde genişletilmiştir.

Tezin dördüncü bölümü “Yansıma ve İletim Katsayıları Hesabı” başlığı altında, tezin üçüncü bölümünde detaylı anlatılan Fiziksel Optik yaklaşımını çok katmanlı kayıplı dielektrik veya iletken malzeme ile kaplandıktan sonra dielektrik kaplama yapılmış hedef geometrilerine uygulayabilmek için gerekli matematiksel altyapı türetilmiştir.

Tezin beşinci bölümü “Uygulamalar” başlığı altında, ilk olarak levha, küre gibi radar kesit alanı standart formüllerle hesaplanabilen basit kanonik geometriler üzerinde simülasyonlar yapılarak tez kapsamında geliştirilen programın doğruluğu sınanmıştır. Temel hedefler üzerinde tatmin edici doğruluk oranı yakalandıktan sonra füze, helikopter ve savaş uçağı gibi daha gerçekçi hedef geometrileri üzerine farklı malzeme uygulama seçenekleriyle, farklı frekanslar için, HH (yatay-yatay), HV (yatay-dikey), VH (dikey-yatay), VV (dikey-dikey) polarizasyon kombinasyonları için monostatik ve bistatik RKA hesabı yapılan örneklere yer verilmiştir.

Tezin altıncı bölümü “Sonuç ve Öneriler” başlığı altında, tezin genel şeması dahilinde geliştirilen RKA hesaplama programının özelliklerinden söz edilmiştir. Beşinci bölümde detayları verilen örnek simülasyonların analizleri yapılarak sonuçlar yorumlanmıştır. Son olarak, gelecekte programı geliştirmeye yönelik yapılabilecek çalışmalardan bahsedilerek tez sonlandırılmıştır.

BÖLÜM 2

TEORİ

2.1 Radar Kesit Alanı

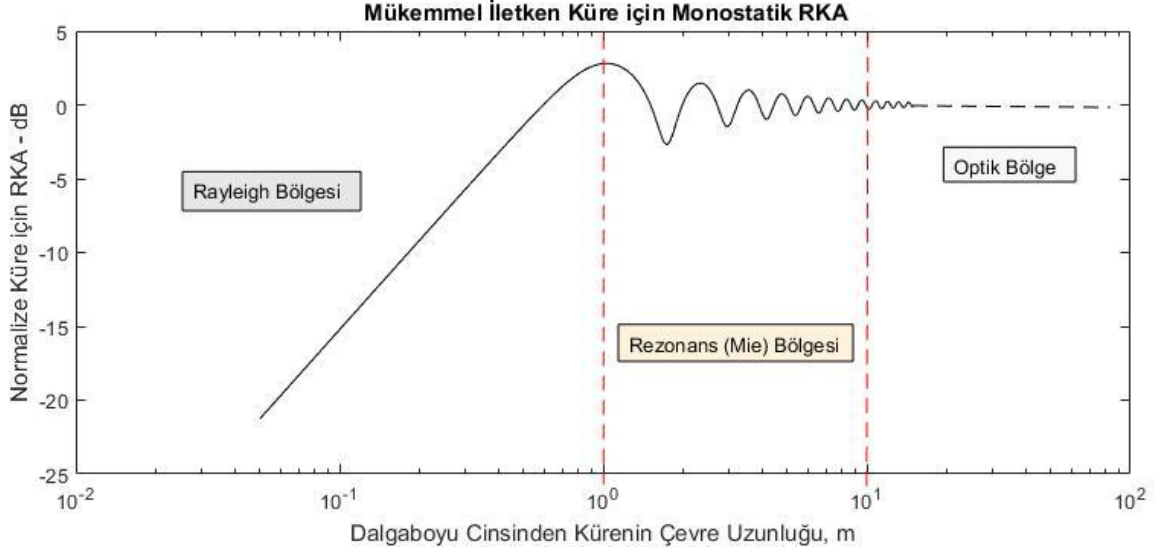
RKA, hedef bir dalga ile aydınlatıldığında belli bir yönde saçılmış birim alana düşen gücün, gelen düzlem dalganın birim alandaki gücüne oranı olarak tanımlanabilir. Saçılan güç hedefe gelen dalganın güç yoğunluğuna göre normalize edildiğinden, hedefin kaynağa olan uzaklığının bilinmesine gerek kalmaz. RKA, yansıyan ve gelen dalgaların kareleri oranı türünden (2.1) eşitliğinde gösterildiği gibi ifade edilebilir.

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

RKA birimi m^2 'dir ve hedefin fiziksel boyutu ile ilişkili olma zorunluluğu yoktur. Ancak genel olarak büyük fiziksel hedeflerin büyük RKA değerleri vardır. Bir cismin farklı açılardaki RKA değerleri $10^{-5} m^2$ ile $10^6 m^2$ aralığında değerlere sahip olabilir. Geniş dinamik aralıktaki bu değerleri aynı grafik üzerinde göstermek zor olduğundan, $1 m^2$ referans değeriyle bir “desibel metrekare, dBm^2 ” (decibel square meter) logaritmik güç ölçeği kullanılır [1].

$$\sigma(dBsm) = \sigma(dBm^2) = 10 \log_{10} \frac{\sigma(m^2)}{\sigma(ref)} = 10 \log_{10} \frac{\sigma(m^2)}{1} \quad (2.2)$$

Hedef nesnenin boyutunun hedefe ulaşan sinyalin dalga boyuna oranına bağlı olarak tanımlandığı 3 farklı RKA frekans bölgesi bulunur. Bu bölgeler mükemmel iletken küre için Şekil 2.1'de gösterilmiştir. Pratikte radar uygulamalarının büyük çoğunluğu optik bölgeye düşer.



Şekil 2.1: Mükemmel İletken Kürenin Radar Kesit Alanı ve Frekans Bölgeleri

1) Alçak Frekans (Rayleigh) Bölgesi

Hedef boyutunun operasyon dalga boyuna oranla küçük olduğu bu bölgede, saçıcı gövdesine çarpan düzlem dalgadan dolayı indüklenen akımın genlik ve fazının gövde boyunca değişmediği kabul edilir.

2) Rezonans (Mie) Bölgesi

Hedef boyutunun dalga boyu ile kıyaslanabilir durumda olduğu rezonans bölgesi frekanslarında akımın faz değişikliği önemli olmaya başlar.

3) Yüksek Frekans Bölgesi (Optik Bölge)

Hedef boyutunun dalga boyuna oranla oldukça büyük olduğu gemi, uçak gibi büyük ve karmaşık yapıları cisimlerin RKA analizlerinin yapıldığı bu bölgede, gövde üzerinde indüklenen akımın fazı değişkendir. Bu sebepten, kompleks hedef küçük alt birimlere ayrılarak farklı saçılım mekanizmalarının etkisi dahil edilerek hesaplamalar yapılır [1]-[5].

2.2. Saçılım Matrisi

Merkeze konumlandırılmış uzak alanda olduğu varsayılan bir hedefe gönderilen dalganın polarizasyonu, küresel koordinat sisteminin θ ve ϕ bileşenlerine ayrılarak ifade edilebilir. Uzak alan varsayımından ötürü elektrik alanın radyal bileşeni ihmal edilmiştir.

$$\bar{E}_i = E_{\theta i} \hat{a}_\theta + E_{\phi i} \hat{a}_\phi \quad (2.3)$$

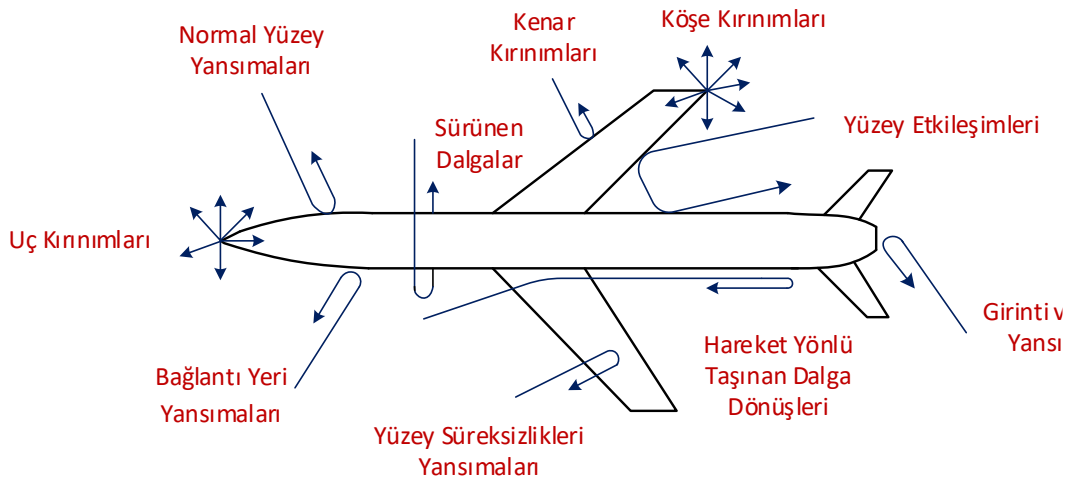
Saçılan alan polarizasyonunun gelen alan polarizasyonu ile aynı olma zorunluluğu yoktur. Karmaşık geometrilere çoklu yansıma, kırınım ve yüzey düzensizlikleri gibi sebeplerden kaynaklanan çapraz polarizasyonlu saçılan alan bileşenleri oluşabilmektedir.

Hedefe gelen ve hedeften saçılan alanlar eş ve çapraz polarizasyonlu tüm durumları içeren saçılım matrisi kullanılarak eşitlik (2.4)'teki gibi tanımlanabilir [9].

$$\begin{pmatrix} E_{\theta s} \\ E_{\phi s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{\theta\theta} & S_{\theta\phi} \\ S_{\phi\theta} & S_{\phi\phi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\theta i} \\ E_{\phi i} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

2.3. Temel Saçılım Mekanizmaları:

Karmaşık hedeflerde, frekans ve açının karmaşık birer fonksiyonu olan radar kesit alanının oluşmasını etkileyen farklı saçılım mekanizmaları vardır. Hedef geometrisine göre saçılım mekanizmalarının baskınlığı Şekil 2.2'den görülebileceği gibi bölgesel olarak değişiklik göstermektedir [11].



Şekil 2.2: Kompleks geometrilere görülen farklı saçılım mekanizmaları

- **Yansımalar**

Elektromanyetik yansıma, dalgaların yansıtıcı bir yüzeye çarpıp yön ve doğrultu değiştirdikten sonra geldiği ortama geri dönmesi olayıdır. Dalganın geldiği ortam ile çarptığı ortam arasındaki empedans farkı az ise dalganın büyük çoğunluğu karşı ortama geçecek ve yansıma miktarı az olacaktır. Yansımalar RKA üzerinde en etkili olan saçılım mekanizmasıdır ve RKA tepe değerini verir. Birden fazla yüzeyin olduğu durumlarda çoklu yansımalar görülebilir.

- **Kırınımalar**

Elektromanyetik kırınım, hedefin uç ve kenar süreksizliklerinden kaynaklı olarak, dalgaların engellerden ve küçük açıklıklardan geçmesiyle oluşur. Bir olayın kırınım sayılabilmesi için, dalganın geçeceği açıklıkların boyutunun, o açıklığa gelen dalga boyuna oranla küçük olması gerekir. Kırınım sonucu oluşan dalgalar, hedef geometrisindeki düzensizliklere ve açıklıklara bağlı olarak yoğunluk gösterir.

- **Yüzey Dalgaları**

Yüzey dalgaları, içbükey yüzeylerde yüzeyi yalayarak gelen dalgalardır. Yuvarlak gövdelerde oluşan, gövdenin arkasından dolanarak hedefe tutunan sürünen dalgalarla birlikte düz gövdede hedef gövdesine yayılan sızıntı dalgalarını üretirler. Sızıntı dalgaları yüzey geometrisini takip ederken köşe gibi bir süreksizlikle karşılaşırsa süreksizlik tarafından kaynağına doğru geri yansıtılır. Sürünen dalgalar kavisli nesnelere etrafında dönebilir.

2.4. RKA Hesaplama Yöntemleri

Yaygın kullanılan RKA hesaplama tekniklerini, optik tabanlı yaklaşımlarla çalışan ve problemi yaklaşık olarak çözmeyi hedefleyen yüksek frekans teknikleri ile problemin tam-dalga (full wave) çözümüne odaklanan alçak frekans teknikleri oluşturur.

Tam-dalga çözüm yöntemleri, basit nesnelere için bile oldukça karmaşık olup zaman ve maliyet gerektiren yöntemlerdir. Bunun nedeni, Maxwell denklemleriyle uygun sınır koşulları kümesi altında bir nesneden saçılan dalgayı tanımlayan diferansiyel veya integral denklemleri çözenin yüksek hesap gücü olan bilgisayarlar gerektirmeleridir. Moment Metodu ve Sonlu Elemanlar Yöntemi en sık kullanılan tam-dalga hesaplama yöntemlerindedir. Düşük frekanslı uygulamalar için ideal olan bu yöntemler, yüksek operasyon frekanslarında üç boyutlu basit nesnelere için bile oldukça karmaşıktır. Elektriksel olarak büyük ve karmaşık problemleri yüksek frekanslarda ele alabilmek için Fiziksel Optik (PO), Geometrik Optik (GO), Fiziksel Kırınım Teorisi (PTD) ve Geometrik Kırınım Teorisi (GTD), gibi problemleri gerçeğe yakın ancak yaklaşık olarak çözen yöntemler geliştirilmiştir. Günümüzde, farklı yöntemlerin avantajlı yanları bir araya getirilerek oluşturulmuş, Seken Işın Yöntemi gibi hibrit yöntemler de mevcuttur [1]-[4].

2.4.1. Moment Metodu (MoM)

Moment metodu, Green fonksiyonu kullanılarak elde edilen integral denklemi frekans bölgesinde çözen nümerik bir yöntemdir. Elektrik ve manyetik alan integral denklemlerini eş zamanlı doğrusal eşitliklere indirgeyerek akımı matris cebiriyle hesaplama olanağı verir. Problemin kesin sonuçlarına ulaşılır. Ancak, bu yöntem hedef geometrisinin dalga boyuna göre küçük olduğu alçak frekans bölgelerinde geçerlidir. Yüksek frekanslarda, karmaşık geometriler için çözülmesi gereken matris boyutları çok büyüdüğünden tek başına bu yöntemle çözüm yapılamamaktadır.

Moment metodu, bir aralık içinde tanımlanmış Fredholm 1.tip integrallerin çözümünde, integrandın bilinmeyen fonksiyonunu bilinen bazı birinci ya da ikinci derece baz fonksiyonlarının bilinmeyen katsayılarla ağırlıklandırılmış toplamı şeklinde ifade eder. Bu tür integral denklemlerde, bilinmeyen fonksiyon integral denkleminin içinde, eşitliğin bir tarafında yer alırken, eşitliğin diğer tarafı bilinen ifadeler içerir.

Bilinmeyen katsayılar ve baz fonksiyonları kullanılarak yaklaşık olarak hesaplanmış sonuç ile integral denklem eşitliğinin sağ tarafında bulunan tam sonuç arası fark (residual) minimize edilerek bilinmeyen katsayılara ulaşmak hedeflenir. Bu doğrultuda elde edilen denklem setleri $[A][x] = [b]$ matris formatına getirildikten sonra, matris çözüm teknikleri kullanılarak bilinmeyen katsayılar elde edilebilir. Bilinmeyen katsayılar bulunduktan sonra tekrar baz fonksiyonlarıyla çarpılıp toplandığında, bilinmeyen fonksiyon elde edilmiş olur [12].

2.4.2 Sonlu Elemanlar Yöntemi (FEM)

Kısmi diferansiyel denklemlerle tanımlanan problemler için kullanılabilen bu yaklaşım, genellikle tam olarak çözümü yapılamayan sınır değer problemlerinin çözümlerini bulabilmek için kullanılan nümerik yöntemdir. Öncelikle, problem geometrisi sonlu elemanlara bölünerek ayrıklaştırılır. Her elemanın düğüm noktaları (node) tanımlanır ve bu düğüm noktalarının global bağlantı matrisleri oluşturulur. Problemin tipine uygun sınır koşulları uygulandıktan sonra her bir eleman için ayrı ayrı çözüm yapılır. Nihai sonuç, tüm çözümlerin süperpozisyonu ile elde edilir [12].

2.4.3. Geometrik Optik (GO) & Geometrik Kırınım Teorisi (GTD)

Düzlem dalgaların farklı maddelerin ara yüzünde kırılma ve yansımalarını inceleyen bu yüksek frekans yaklaşırma metodu, dalgaları ışın enerjisi olarak ele alır. Diğer bir deyişle, ışık bir kaynaktan yayılan tanecikler gibi düşünülür. Bu sebepten, bir noktaya değişik fazlarda gelen dalgalar ve bu dalgaların polarizasyonu gibi parametreler göz önüne alınmaz.

Geometrik optik yaklaşımının makul sonuçlar verebilmesi için hedefin eğrilik yarıçapının operasyon frekansına göre belli aralıklar içinde olması gerekmektedir. Sonsuz eğrilik yarıçapına sahip düz plakalar, silindirler ve bu nesnelerin kenarlarında geometrik optik yaklaşımı geçerli değildir. Işın izleme esasına dayanan GO yöntemi için çok sayıda yansıma noktası tanımlanması gerekir. Bu sebepten GO sınırlı sayıda uygulama için anlamlı hale gelmektedir [4].

Yaklaşımında hedefin kenar, köşe ve uç kısımlarından yansımaları sonucu oluşan kırınım etkisi hesaba katılmadığından gölge sınırlarında kesintili alanlar oluşur. Kırınım

etkilerinin ihmalinden kaynaklı hataların ortadan kaldırılabilmesi için, 1962 yılında Keller tarafından Geometrik Kırınım Teorisi önerilmiştir [24].

2.4.4. Fiziksel Optik (PO) & Fiziksel Kırınım Teorisi (PTD)

Geometrik Optik yönteminin düz geometriye sahip yüzeylerde ışın izleyebilmek için sonsuz sayıda yansıma noktası gerektirmesi problemini, yüzeyde indüklenen akımları aydınlık ve karanlık bölgeler için yaklaştırma tanımlayarak çözen bu yöntem, optik bölgede geçerli bir yüksek frekans yaklaşımıdır. Fiziksel optik yöntemi, Maxwell denklemlerinin Stratton-Chu integral denklem formunu değiştirerek, hedefin uzak alanda ve mükemmel iletken olduğu varsayımıyla birlikte hedef yüzeyindeki her noktadaki toplam alanın, hedef düz olsaydı orada olacak alanlar olduğu varsayımıyla (teğet düzlem yaklaşımı) hedef objeden saçılan alanı yaklaşık olarak hesaplar [1].

Bir yüzey elektromanyetik dalga ile aydınlatıldığında, yüzey üzerinde akım indüklenir. Bu indüklenen akımlar ikincil kaynak gibi davranarak tüm yönlerde elektromanyetik alan yayarlar. Fiziksel Optik yaklaşımında, hedefin radar sinyaliyle aydınlanan kısımlarında yüzey akımlarının var olduğu, gölgede kalan kısımlarında ise akımın doğrudan sıfıra düştüğü varsayımı yapılır. Bu keskin geçiş dolayısıyla, düzenli yansıma bölgelerinden uzakta ve gölge sınırlarında hesaplanan akım değerleri olması gereken değerlerden sapma gösterir [25].

Fiziksel optik yöntemi, yüzey dalgaları, çoklu yansımalar, köşe kırınımları gibi saçılım mekanizmalarını ihmal ederek hesaplama yapar. Ancak, elektriksel olarak büyük hedefler için gözlem noktası uzak alan düzenli yansıma bölgesinde olduğunda oldukça doğru sonuçlar vermesinin yanı sıra, bilgisayar kaynağı gereksiniminin düşük olması ve makul hesaplama süresi dolayısıyla sıklıkla tercih edilen yüksek frekans yaklaştırma yöntemidir [26]. Fiziksel Kırınım Teorisi, toplam alandan FO alanını çıkararak nesnenin kenarlarındaki saçak akım katkılarını hesaba katar ve bu sayede kırınım etkilerini çözüme dahil etmiş olur.

2.4.5. Seken Işın Yöntemi (SBR)

Geometrik Optik ve Fiziksel Optik yöntemlerinin birleşiminden oluşan bu yöntem, çoklu yansıma ve gölgeleme etkilerini de göz önüne alarak yaklaşık RKA değeri hesabı yapar. Bu yöntemde, hedefe gönderilen düzlem dalga benzeri ışınlar, hedefi oluşturan üçgenel yüzeyler arasında ileri geri sıçrayarak hedef yüzeyinden ayrılır. Elektrik alanın faz ve genlik bilgisi, Geometrik Optik kuralları kullanılarak her bir ışın için ayrı ayrı hesaplanır. Yüzeyden ayrılma noktasında yüzeyden ayrılan ışınlar ele alınarak alanlar belirlenir. Fiziksel Optik yöntemi açıklıktaki akımların belirlenmesinde kullanılırken saçılan alan hesabında Huygens Prensiplerinden yararlanılır [10].

2.5. Hedef Ağ Yapısı (Mesh)

Hedef geometrisi üzerinde indüklenen akımların ikincil kaynak gibi davranarak oluşturduğu saçılan elektrik alan, problemin çözüm bölgesindeki noktalara ilişkin bir fonksiyon olduğundan, problem sonsuz sayıda bilinmeyen içerir denilebilir. Problemi bilgisayar ortamında gerçekleyebilmek ve nümerik olarak çözebilmek için sonlu sayıda bilinmeyene indirgeyebilmek gerekir. Bu doğrultuda ilk adım fiziksel tanım aralığını daha küçük alt alanlara bölüp sonlu sayıda eleman ile ele alarak bir ağ yapısı oluşturmaktır. Ağ yapısı oluşturulmadan herhangi bir çözüm arayüzünde simülasyon yapmak mümkün değildir.

Sonucun doğruluğu çözüm yönteminin yanında, ağ yapısı elemanlarının büyüklüğüne, tipine ve sayısına bağlıdır. Hedef geometrisi, gereğinden az sayıda elemanı olan düşük kaliteli ağ yapısı ile modellenmişse RKA simülasyonları düşük doğruluk oranına sahip olacaktır. Modelin gereğinden fazla sayıda ağ elemanı içermesi, elemanların çok küçülmesinden dolayı nümerik problemler yaratacağı gibi hesap yükünü de artırır. Bu yüzden hedef geometrisi için optimum ağ yapısını belirleyebilmek önemlidir. Ağ yapısı elemanları; çözüm yöntemi, problem geometrisi, inceleme altındaki malzeme ve sınır koşulları dikkate alınarak, Şekil 2.3'te birer örnekleri verilen, bir boyutlu çizgisel eleman, üçgen, dörtgen gibi düz veya eğimli iki boyutlu yüzey elemanı ve dörtyüzlü, altıyüzlü, piramit gibi 3 boyutlu hacim elemanları olarak seçilebilir [19].

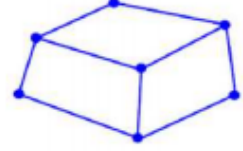
1-boyutlu çizgisel eleman



2-boyutlu düzlemsel eleman



3-boyutlu katı eleman

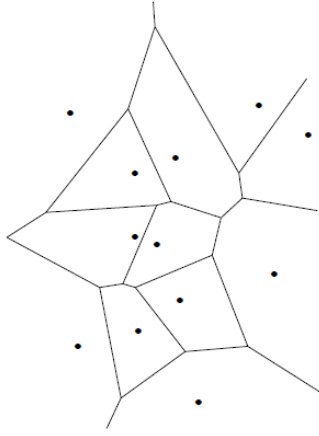


Şekil 2.3: Farklı boyutlardaki ağ elemanı örnekleri

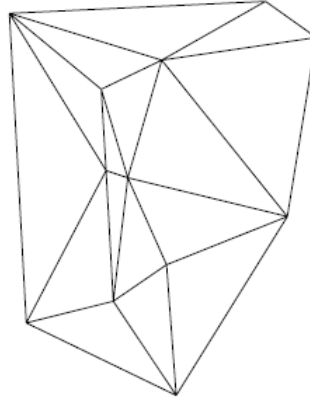
Farklı amaçlara hitap eden pek çok farklı ağ yapısı algoritması geliştirilmiştir. Elektromanyetik alanında ağ yapısı oluşturulurken en yaygın kullanılan yöntem üçgen yüzeyler kullanarak hedef geometrisini modellemektir. Bunun sebebi, iki boyutlu üçgensel elemanların düz ve eğimli yüzeyleri diğer eleman tiplerine göre daha basitçe tanımlayabilmesidir. En sık kullanılan çözüm ağ algoritmaları Boris Delaunay tarafından geliştirilen Delaunay algoritmasını temel alarak geliştirilmiştir [14].

Delaunay üçgenlemesi nümerik hesaplamalar için oldukça önemlidir. Delaunay üçgenlerini anlayabilmek için Dirichlet diyagramı olarak da adlandırılabilen Şekil 2.4 a)'da bir örnek görseli verilen Voronoi diyagramının tanımlanması gerekir [15]. Geometride yer alan herhangi bir noktanın Voronoi çokgeni, kendisine kümedeki diğer noktalardan daha yakın olan noktaların geometrik yerleridir. Bu çokgeni oluşturmanın amacı, noktayı civarındaki komşu noktalardan ayırabilmektir. Voronoi diyagramı ise, geometrinin tüm nokta kümesine ait Voronoi çokgenlerinin birleştirilmesiyle oluşturulur.

Şekil 2.4 b) ve Şekil 2.5'te birer örnekleri gösterilen Delaunay üçgenleri ile hedef ağ yapısı oluşturulurken en genel anlamıyla yapılan işlem, herhangi bir kesişme olmadan ve içinde başka herhangi bir nokta olmayacak şekilde üç noktadan bir çember oluşturmaktır. Oluşturulan bu çemberin üzerindeki noktalara ait üçgenlerin her biri Delaunay üçgeni olacak şekilde metot tüm geometriye uygulanır [14]-[17].



a)



b)

Şekil 2.4: a) Bir veri kümesinin Voronoi diyagramı, b) Voronoi diyagramı a)'da verilmiş olan veri kümesinin Delaunay üçgenleri

Problemin tipine göre standart algoritma uygulandığında, bazı bölgelerdeki çözüm ağıları yüksek çözünürlüğe sahipken bazı bölgeler daha az çözünürlükte olabilir. Bu tip durumlar için ihtiyaç duyulan bölgedeki düğüm noktası sayısını artırarak çözümü daha doğru yapabilecek dinamik çözüm ağı algoritmaları kullanılmalıdır.



Şekil 2.5: Delaunay üçgenleri ve bu üçgenlere ait çevrel çemberlerin gösterimi [15].

2.6. Yüksek Salınlı İntegralleri Hesaplama Yöntemleri

(2.5) eşitliğinde genel formu verilen integral tipi, içerdği kompleks üslü terimden dolayı iki boyutlu salınlı integral olarak adlandırılır.

$$I = \int_a^b \int_c^d f(\varphi, \psi) e^{jq(\varphi, \psi)} d\varphi d\psi \quad (2.5)$$

Yüksek salınlı ifadesi, bir integral aralığında çok sayıda lokal maksimum ve minimum bulunduğunu belirtir. Hızlı salınım yapan integrandın olduğu bu gibi durumlarda, integrandı yaklaşık olarak ifade edebilmek için gereken örnekleme sayısının fazla olması sebebiyle, Simpsons kuralı, Newton-Cotes formülleri gibi integrandı parçalı polinomlarla interpolate eden standart nümerik tekniklerle (2.5) tipindeki bir integrali doğru hesaplamak mümkün değildir. Bölüm 3'te detaylı olarak bahsedilen Fiziksel Optik saçılım integralleri eşitlik (2.5)'te genel formu verilmiş iki boyutlu salınlı integrallerin özel versiyonlarından biridir. Frekans arttıkça integrand daha hızlı salındığı için, özellikle yüksek frekanstaki hızlı salınlı Fiziksel Optik integrallerini hesaplamak için özel integrasyon tekniklerinin kullanılması gerekir.

Literatürde hızlı salınlı farklı integrand tipleri için özelleşmiş aralarında Filon, Levin ve Ludwig metodlarının da bulunduğu pek çok yaklaşım mevcuttur [29]-[35].

2.6.1. Filon Metodu

İlk yaklaşım, 1928 yılında Filon tarafından öne sürülmüştür [32]. İntegrandın faz fonksiyonunun momentlerinin hesaplanabilir, faz değişiminin doğrusal olma şartının olduğu Filon metodunda, integral tanım kümesi alt tanım aralıklarına bölünür. Her tanım aralığının başlangıç ve bitiş noktalarına ikinci derece polinom atanır. Böylece alt aralıklara bölünmüş olan integral çözülebilir hale gelir. Kısmi integrallerin çözülmesinin ardından her alt tanım aralığı için elde edilen cebirsel ifadeler toplanarak genel sonuca ulaşılır [35].

2.6.2. Levin Metodu

Levin metodu, Filon'un yaklaşımını temel alarak onun negatif yanlarını ortadan kaldırmak üzere oluşturulmuştur. Moment hesabı gerektirmeyen bu yöntemde, salınımlı integrandın $f(\varphi, \psi)e^{jq(\varphi, \psi)}$ olarak tanımlandığı durumda, fazı integrand ile aynı olan, genliği ise faz ve genliğinin türevi integrandı verecek bir fonksiyon, $H(\varphi, \psi)$, (2.6) eşitliğinde olduğu gibi tanımlanabilir:

$$\frac{\partial^2}{\partial u \partial v} [H(\varphi, \psi)] = f(\varphi, \psi)e^{jq(\varphi, \psi)} \quad (2.6)$$

$$H(\varphi, \psi) = F(\varphi, \psi)e^{jq(\varphi, \psi)} \quad (2.7)$$

$F(\varphi, \psi)$ fonksiyonu farklı integral alt tanım aralıkları için, bilinen ikinci derece baz fonksiyonlarının aralıklara göre farklı ağırlıklandırılmış toplamları şeklinde ifade edilir. Bu formda oluşan $H(\varphi, \psi)$ fonksiyonunun integral tanım aralığında türevlerinin alınmasıyla, problem $[A][x] = [b]$ şeklinde matris formuna indirgenmiş olur. Matris cebri kullanılarak bilinmeyen katsayıların bulunmasıyla $F(\varphi, \psi)$ fonksiyonu ve dolayısıyla $H(\varphi, \psi)$ fonksiyonu bulunmuş olur [35]. Levin integrasyon metodunda, integrandın genliğinin salınımlı olmayan bir fonksiyon olması ile birlikte faz fonksiyonun değişiminin integral tanım aralığından büyük olması şartı vardır. Koşulların sağlanmadığı durumda tekillik problemi ortaya çıkar [28].

2.6.3. Ludwig Metodu

Temelleri 1968'de A.C. Ludwig tarafından ortaya konulan yöntem, yüksek salınımlı integranta sahip integral tanım kümesini alt hücrelere bölerek her hücre üzerinde, integrandın genlik ve fazını birbirinden bağımsız birinci dereceden iki polinomla ifade ederek integrantı standart nümerik tekniklerle integrallenebilir forma getirir [30]. Ludwig metodunun avantajı, az sayıda integrand hesabı ile yüksek doğruluk oranlı sonuçlar elde ederken integrandın gerçek ve sanal kısımlarının salınımlı davranışlarını ortadan kaldırmasıdır. Bu metot, nümerik olarak verimli olmasına rağmen tekillik problemi oluşumunun önüne geçmek için hatırı sayılır miktarda özel durumu göz önüne almak gerekir [31].

BÖLÜM 3

ÜÇGEN YÜZEYLERE FİZİKSEL OPTİK YAKLAŞIMININ UYGULANMASI

3.1. Fiziksel Optik Yöntemi

Fiziksel Optik yöntemi; hedef boyutunun radar operasyon frekansına göre büyük olduğu, hedef geometrisinin keskin kenar ve köşelere sahip olmadığı durumlar için düzgün yansımaya bölgesinde hızlı ve etkili hesaplama sağlayarak oldukça makul sonuçlar veren yüksek frekans yaklaşım yöntemidir. Fiziksel Optik integralinin hesaplanması için hedef geometrisinin ayrıklaştırılması ve probleme uygun ağ yapısının oluşturulması gerekir. Radyasyon integralinin her üçgen yüzey içinde ayrı ayrı hesaplanmasıyla oluşan yüzey akımı katkılarının süperpozisyonu saçıcının toplam saçılan alanı verir. Gelen alan bilindiğinden dolayı, saçılan alan bilindiğinde RKA doğrudan hesaplanabilir.

Hedef objenin sadece radar sinyali ile aydınlatılan kısımlarında akım oluştuğu kabul edilir. Gri bölgelerin yok sayılması dolayısıyla gölge bölge sınırlarında akımın birden sıfır kabul edilmesi, bu bölgelerdeki doğruluk oranının düşmesine sebep olmaktadır. Ayrıca bu yöntemde, gözlem noktası düzgün yansımaya bölgesinden uzaklaştıkça saçılan alan hesabındaki hata oranı artmaktadır. Yüzey dalgaları, kırınım etkileri ve çoklu yansımalar gibi saçılım mekanizmalarının hesaplamaya dahil edilmemesi de RKA değerinde sapmalar olmasına neden olmaktadır. Belirtilen dezavantajlarına rağmen, yaklaşımın sadeliğinin yanında elektriksel olarak oldukça büyük hedeflerde yüksek frekanslarda yapılan RKA hesaplamalarında yüksek bilgisayar gücüne ihtiyaç duymadan kısa sürede hesaplama yapabilmesi sebebiyle Fiziksel Optik Yöntemi sıklıkla tercih edilmektedir.

Geometrik Optik yönteminin düz geometriye sahip yüzeylerde ışın izleyebilmek için sonsuz sayıda yansımaya noktası gerektirmesi problemini, cismin aydınlanan yüzeylerinde indüklenen yüzey akımını gelen manyetik alan yoğunluğu ile orantılı olacak şekilde, gölge bölgelerinde ise akımı doğrudan sıfır kabul ederek çözer.

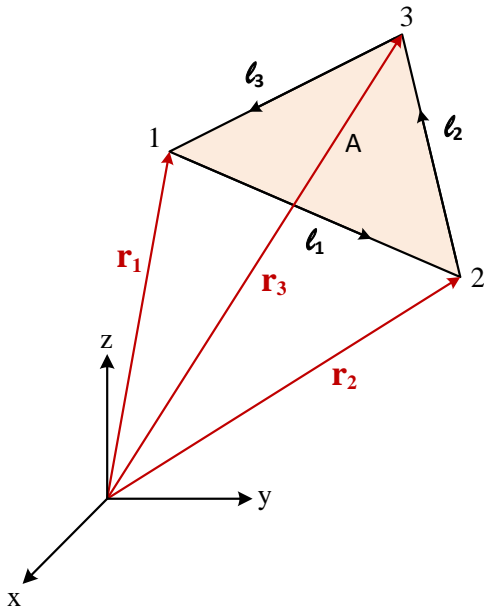
$$\bar{J}_s = \begin{cases} 2\hat{n} \times \bar{H}_i, & \text{aydınlanan bölgelerde} \\ 0, & \text{gölge bölgelerde} \end{cases} \quad (3.1)$$

(3.1) denkleminde belirtilen yaklaştırma Fiziksel Optik integrallerinde kullanılarak uzak alanda hedeften saçılan alanın bulunmasında etkilidir.

3.2. Üçgen Yüzey Parametrelerinin Hesaplanması

Şekil 3.1’de görülen, köşeleri saat yönünün tersinde numaralandırılmış rastgele yönlü üçgen yüzey için, köşe noktalarının pozisyon vektörleri kartezyen koordinatlarda eşitlik (3.2)’deki gibi ifade edilir. $n = 1,2,3$ olmak üzere;

$$\bar{r}_n = x_n \hat{a}_x + y_n \hat{a}_y + z_n \hat{a}_z \quad (3.2)$$



Şekil 3.1: Rastgele konumlandırılmış üçgen yüzey ve parametreleri

Üçgen yüzeyin kenar vektörleri olan \bar{l}_1 , \bar{l}_2 ve \bar{l}_3 , köşelere ait pozisyon vektörleri kullanılarak bulunur.

$$\bar{l}_1 = \bar{r}_2 - \bar{r}_1, \quad \bar{l}_2 = \bar{r}_3 - \bar{r}_2, \quad \bar{l}_3 = \bar{r}_1 - \bar{r}_3 \quad (3.3)$$

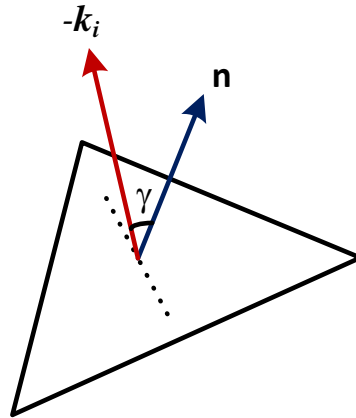
Üçgen yüzeyin aydınlanıp aydınlanmadığının doğru tespiti RKA sonucunu önemli ölçüde etkiler. Aydınlanma testi için 2 parametreye ihtiyaç vardır:

Üçgen yüzeyin birim normali ve üçgen yüzeye gelen düzlem dalgaya ait ilerleme vektörü. Bu iki vektör arasındaki açının dar olması durumunda üçgen yüzeyin aydınlandığı, aksi durumlarda ise yüzeyin gölge bölgede bulunduğu söylenebilir.

Radar vericisinin gönderdiği düzlem dalga üçgen yüzeye (θ_i, ϕ_i) açılarıyla orijine doğru yayılarak çarpıyorsa, bu dalgaya ait ilerleme vektörü \hat{k}_i , yön kosinüsleri $u_i = \sin\theta_i \cos\phi_i$, $v_i = \sin\theta_i \sin\phi_i$ ve $w_i = \cos\theta_i$ olmak üzere, kartezyen koordinat birim vektörleriyle (3.4) eşitliğinde olduğu gibi ifade edilebilir.

$$\hat{k}_i = -\hat{a}_{ri} = -(u_i \hat{a}_x + v_i \hat{a}_y + w_i \hat{a}_z) \quad (3.4)$$

Temsili bir gösterimi Şekil 3.2’de verilen rastgele bir üçgen yüzey için, düzlem dalganın ilerleme vektörü ile üçgen yüzeyin birim normalinin arasındaki açının kosinüsünün sıfırdan büyük eşit olması dalganın geldiği yönün yüzey normaliyle aynı doğrultuda olması anlamına gelir. Bu da yüzeyin ön kısmının aydınlanmasına tekabül edeceğinden, aydınlanma testi için eşdeğer olarak $-\hat{k}_i$ ve \hat{n} vektörlerinin skaler çarpımına bakılabilir.



Şekil 3.2: Aydınlanma testi koşulunun temsili gösterimi

$$-\hat{k}_i \cdot \hat{n} \geq 0 \quad (3.5)$$

Hedefin ağ yapısının oluşturulduğu program arayüzünün üçgen yüzeylerin köşe noktalarını hangi sırada numaralandırdığına göre yüzey normalinin yönü değişecektir.

Tez kapsamında oluşturulan programda, üçgen yüzeylerin köşe noktalarının saat yönünün tersinde, Şekil 3.1’de gösterildiği gibi numaralandırıldığı varsayımı yapılmıştır. Sağ el kuralına göre dört parmak köşelerin numaralandırılma sırasını takip ettiğinde, baş parmağın gösterdiği yön yüzey normali olmakta ve üçgensel elemanın aydınlanan yüzünü belirlemektedir.

Her üçgen yüzeye ait birim yüzey normali, STL dosya formatlı ağ yapılarının içinde, koordinat ve bağlantı matrisleriyle birlikte hazır olarak bulunmaktadır. Ancak, birim yüzey normalinin doğrudan elde edilemediği ağ yapıları için, (3.6) eşitliğinde bir örneğinin görüldüğü gibi, herhangi iki kenar vektörünün vektör çarpımının yine bu iki vektörün normuna bölünmesiyle birim yüzey normali hesaplanabilir.

$$\hat{n} = \frac{\bar{\ell}_1 \times \bar{\ell}_3}{|\bar{\ell}_1| |\bar{\ell}_3|} \quad (3.6)$$

Herhangi bir üçgen yüzeyin alanı çeşitli yollarla bulunabilir. Bunların ilki, kenar vektörleri arasındaki ilişkiyi kullanmaktır. Herhangi iki kenar vektörünün vektör çarpımının normunun yarısı o üçgenin alanını verir.

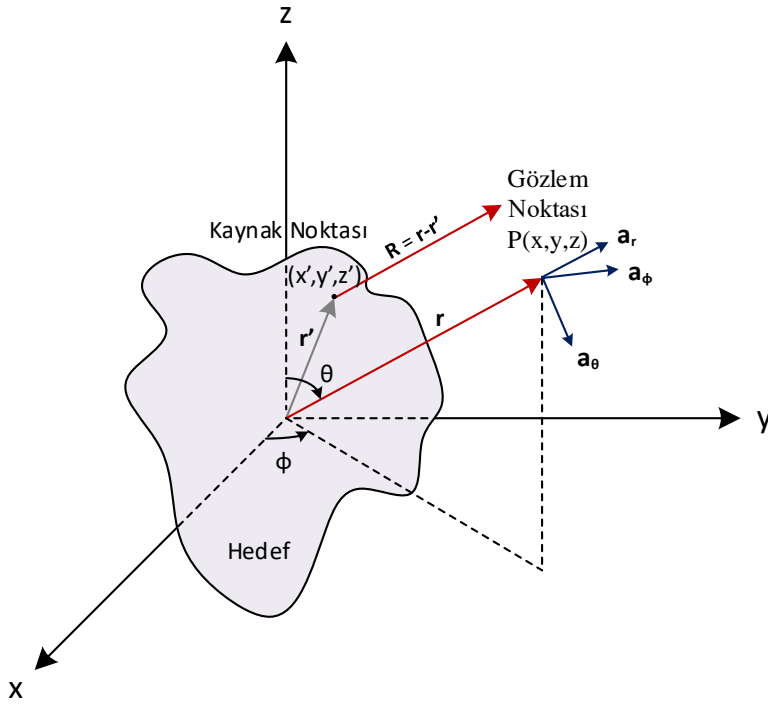
$$A = \frac{|\bar{\ell}_1 \times \bar{\ell}_3|}{2} \quad (3.7)$$

Diğer bir yol da Heron formülü kullanmaktır. $\zeta_1 = |\bar{\ell}_1|$, $\zeta_2 = |\bar{\ell}_2|$, $\zeta_3 = |\bar{\ell}_3|$ ve $\zeta = \frac{\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3}{2}$ olmak üzere, üçgenin alanı (3.8) eşitliği kullanılarak bulunabilir.

$$A = \sqrt{\zeta(\zeta - \zeta_1)(\zeta - \zeta_2)(\zeta - \zeta_3)} \quad (3.8)$$

3.3. Rastgele Üçgen Yüzey için PO Yaklaşımıyla Saçılan Alan Hesaplanması

Bu bölümde, rastgele geometriye sahip hedeflerin üçgen yüzeylerle modellendiği durumlar için toplam saçılan elektrik alan formülasyonu oluşturulmuştur. Üçgen yüzeylerden saçılım, rastgele bir hedeften saçılımın özel durumudur. Fiziksel Optik yöntemiyle üçgen yüzeylerdeki akımlara (3.1) eşitliğindeki yaklaştırma uygulanırken, yüksek salınımlı integranda sahip radyasyon integralinin çözülmesinde Ludwig metodu uyarlanarak kullanılmıştır.



Şekil 3.3: Rastgele bir hedeften saçılım

Orijine konumlandırılmış rastgele geometriye sahip bir hedefin radar sinyaliyle aydınlatılmasıyla hedef gövdesi üzerinde akım indüklenir. Üzerinde akım indüklenen Şekil 3.3'te (x', y', z') koordinatlarıyla belirtilen noktalar ikincil kaynak gibi davranarak, (x, y, z) koordinatlarıyla belirtilen radar gözlem noktalarında elektrik alan oluştururlar.

Fiziksel Optik yaklaşımını kullanabilmek için gerekli olan, radar gözlem noktalarının uzak alanda olduğu varsayımı yapıldığında, $\bar{R} = \bar{r} - \bar{r}'$ vektörü ile \bar{r} vektörü birbirlerine yaklaşık olarak paraleldir.

Kaynak noktasının pozisyon vektörü kartezyen koordinatlarda (3.9) denkleminde olduğu gibi tanımlanır:

$$\bar{r}' = x' \hat{a}_x + y' \hat{a}_y + z' \hat{a}_z \quad (3.9)$$

İlerleme vektörü $\bar{k}_i = -k \hat{a}_{r_i}$, $k = 2\pi/\lambda$ olmak üzere, yüzeye gelen elektrik ve manyetik alan küresel koordinatlarda en genel formuyla (3.10) ve (3.11) eşitliklerinde olduğu gibi ifade edilir:

$$\bar{E}_i = (E_{i\theta} \hat{a}_\theta + E_{i\phi} \hat{a}_\phi) e^{-j\bar{k}_i \cdot \bar{r}'} \quad (3.10)$$

$$\bar{H}_i = \frac{\bar{k}_i \times \bar{E}_i}{\eta_0} = \frac{1}{\eta_0} (E_{i\phi} \hat{a}_\theta - E_{i\theta} \hat{a}_\phi) e^{-j\bar{k}_i \cdot \bar{r}'} \quad (3.11)$$

Yön kosinüsleri, $u_i = \sin\theta_i \cos\phi_i$, $v_i = \sin\theta_i \sin\phi_i$ ve $w_i = \cos\theta_i$ olmak üzere birim pozisyon vektörü aşağıdaki gibi yazılır:

$$\hat{a}_{r_i} = u_i \hat{a}_x + v_i \hat{a}_y + w_i \hat{a}_z \quad (3.12)$$

(3.10) ve (3.11) eşitliklerini daha sade ifade edebilmek için üslü ifadede verilen vektör çarpımı yapılabilir.

$$\bar{k}_i \cdot \bar{r}' = -k (\hat{a}_x u_i + \hat{a}_y v_i + \hat{a}_z w_i) \cdot (\hat{a}_x x' + \hat{a}_y y' + \hat{a}_z z') \quad (3.13)$$

$$\bar{k}_i \cdot \bar{r}' = -k (u_i x' + v_i y' + w_i z') = b_1 \quad (3.14)$$

Manyetik vektör potansiyeli \bar{A}_s alan bileşenlerini hesaplayabilmek için kullanışlıdır. Herhangi bir \bar{r} pozisyonunda saçılan alanın manyetik vektör potansiyeli hedef gövdesi üzerinde indüklenen akım ile orantılıdır.

$$\bar{A}_s = \frac{\mu}{4\pi r} e^{-jkr} \iint_A \bar{J}_s e^{j\bar{k}\cdot\bar{r}'} dA \quad (3.15)$$

(3.15) eşitliğini daha sade ifade edebilmek için üslü ifadede verilen vektör çarpımı yapılabilir.

$$\bar{k} \cdot \bar{r}' = -k (\hat{a}_x u + \hat{a}_y v + \hat{a}_z w) \cdot (\hat{a}_x x' + \hat{a}_y y' + \hat{a}_z z') \quad (3.16)$$

$$\bar{k} \cdot \bar{r}' = -k (ux' + vy' + wz') = b_2 \quad (3.17)$$

Hedefin aydınlatılan bölgelerindeki yüzey akımı manyetik alan ilişkisi Fiziksel Optik yaklaşımıyla (3.18) eşitliğindeki gibi ifade edilir:

$$\bar{J}_s = 2\hat{n} \times \bar{H}_i = \frac{2}{\eta_0} \hat{n} \times (E_{i\phi} \hat{a}_\phi - E_{i\theta} \hat{a}_\theta) e^{jkb_1} \quad (3.18)$$

Yüzey akımı kartezyen koordinat bileşenleri cinsinden daha sade ifade edilebilir.

$$\bar{J}_s = (J_x \hat{a}_x + J_y \hat{a}_y + J_z \hat{a}_z) e^{jkb_1} \quad (3.19)$$

(3.15)'te verilen manyetik alan vektör potansiyeli ile elektrik alan arasında $\bar{E}_s = -j\omega\bar{A}_s$ bağıntısı bulunduğundan saçılan elektrik alan (3.19) eşitliği yardımıyla (3.20)'deki gibi hesaplanabilir.

$$\bar{E}_s = -j \frac{k\eta_0}{4\pi r} e^{-jkr} (J_x \hat{a}_x + J_y \hat{a}_y + J_z \hat{a}_z) I \quad (3.20)$$

$$I = \iint_A e^{jk(b_1+b_2)} dA \quad (3.21)$$

Denklem (3.20)'de belirtilen saçılan elektrik alan ifadesi yüksek frekanslarda hızlı salınım yapan integranda sahip I integrali içerir. Bunun sebebi, üslü terimin k değişkenini içermesinden dolayı, 2π değişimin integrandın sanal ve gerçek kısımlarında tam bir sinüs gibi davranmasına sebep olmasıdır. Hızlı salınım yapan integrandın olduğu bu gibi durumlarda, Simpsons kuralı, Newton-Cotes formülleri gibi integrandı parçalı polinomlarla interpolate eden standart nümerik tekniklerle integrali doğru hesaplamak mümkün değildir. Çünkü bu gibi teknikleri integranda uygulamak üçgen yüzey alanlarını da kendi içinde bölmeyi gerektirir [31].

Yüksek salınımlı integranda sahip integralleri hesaplama yöntemleri ile ilgili detaylı bilgi Bölüm 2'de verilmiştir. Tez kapsamında I_c integralini yaklaşık olarak hesaplayabilmek için Ludwig metodu uyarlanarak kullanılmıştır [30].

N_c toplam üçgen yüzey sayısı, I_c ise c . üçgen yüzeyin integral sonucu olmak üzere, I integrali, her üçgen yüzey içinde ayrı ayrı çözülecek ve katkılar toplanarak nihai sonuca ulaşılabacaktır.

$$I = \sum_{c=1}^{N_c} I_c \quad (3.22)$$

(3.21) integralinde $k(b_1 + b_2)$ olarak ifade edilen üsse karşılık gelen faz fonksiyonunun (3.23)-(3.25) eşitliklerinde verilen F_1 , F_2 ve F_3 bileşenleri kullanılarak bstatik durum için I_c integrali (3.27)-(3.31) eşitliklerinde belirtildiği gibi hesaplanır.

k_0 serbest uzay dalga numarası, $i = 1,2,3$ olmak üzere $x_{c,i}$, $y_{c,i}$ ve $z_{c,i}$ terimleri c . üçgen yüzeyin i . düğüm noktasının (node) sırasıyla global x , y ve z koordinatlarını ifade eder. (u, v, w) ve (u_i, v_i, w_i) değişkenleri sırasıyla gelme ve gözlem noktalarının yön kosinüsleridir.

$$F_1 = k_0[(x_{c,1} - x_{c,3})(u_i + u) + (y_{c,1} - y_{c,3})(v_i + v) + (z_{c,1} - z_{c,3})(w_i + w)] \quad (3.23)$$

$$F_2 = k_0[(x_{c,2} - x_{c,3})(u_i + u) + (y_{c,2} - y_{c,3})(v_i + v) + (z_{c,2} - z_{c,3})(w_i + w)] \quad (3.24)$$

$$F_3 = k_0[x_{c,3}(u_i + u) + y_{c,3}(v_i + v) + z_{c,3}(w_i + w)] \quad (3.25)$$

Her bir üçgen yüzey içerisinde (3.21) integralinin hesaplanmasını ifade eden I_c değeri [30]'a göre (3.26)'da belirtildiği gibi hesaplanır.

$$I_c = 2Ae^{jF_3} \left\{ e^{jF_1} \left[\frac{1}{(F_2 - F_1)F_1} \right] - e^{jF_2} \left[\frac{1}{(F_2 - F_1)F_2} \right] - \frac{1}{F_2F_1} \right\} \quad (3.26)$$

Eşitlik (3.26)'dan görüleceği gibi, $(F_2 - F_1)$ farkı ile F_1 ve F_2 fazlarının sıfıra yaklaşması durumlarında I_c değeri sonsuza gider. Oluşabilecek bu tekillik problemlerini önleyebilmek için özel koşullar uygulanmalıdır. Tekillik problemini ortadan kaldıracak olan bu özel koşullar $e^{jk(b_1+b_2)}$ ifadesinin sıfıra yakın yeterince küçük parametre (L_t) civarında Taylor serisi açılımının yapılarak oluşan seri terimlerinin tek tek analitik olarak integralinin alınması sonucu elde edilmiştir [30].

1. Durum $|F_1| < L_t$ & $|F_2| \geq L_t$

$$I_c = \frac{2Ae^{jF_3}}{jF_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jF_1)^n}{n!} \left\{ \frac{-1}{n+1} + e^{jF_2} G(n, -F_2) \right\} \quad (3.27)$$

2. Durum $|F_1| < L_t$ & $|F_2| < L_t$

$$I_c = 2Ae^{jF_3} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(jF_1)^n (jF_2)^m}{(m+n+2)!} \quad (3.28)$$

3. Durum $|F_1| \geq L_t$ & $|F_2| < L_t$

$$I_c = 2Ae^{jF_3}e^{jF_1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jF_2)^n}{n!} G(n+1, -F_1) \left(\frac{1}{n+1} \right) \quad (3.29)$$

4. Durum $|F_1| \geq L_t$ & $|F_2| \geq L_t$ & $|F_2 - F_1| < L_t$

$$I_c = \frac{2Ae^{jF_3}}{jF_2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(jF_1 - jF_2)^n}{n!} \left\{ -G(n, F_2) + \frac{e^{jF_2}}{n+1} \right\} \quad (3.30)$$

(3.27)-(3.30) eşitliklerinde sonsuz terim içeren Taylor serisi toplam ifadeleri yer almaktadır. Çeşitli simülasyonlar yapılarak görülmüştür ki, $L_t = 0.05$ seçildiğinde, Taylor serisinin sadece ilk terimini almak bile yüksek doğruluk oranında sonuç vermektedir.

(3.28), (3.30) ve (3.31) eşitliklerinde görülen G fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$G(n, \gamma) = \int_0^1 s^n e^{j\gamma s} ds \quad (3.31)$$

$G(n, \gamma)$ fonksiyonu $n \geq 1$ durumları için (3.32)'de belirtilen yinelemeli ilişki kullanılarak hesaplanabilir.

$$G(n, \gamma) = \frac{e^{j\gamma} - nG(n-1, \gamma)}{j\gamma} \quad (3.32)$$

$$G(0, \gamma) = \frac{e^{j\gamma} - 1}{j\gamma}, \quad n = 0 \text{ için} \quad (3.33)$$

Eşitlik (3.21)'de tanımlanan I_c integrali hesaplandıktan sonra saçılan alan hesabı için gerekli olan tek parametre yüzey akımıdır. Yüzey akımı, “3.4. Koordinat Dönüşümleri” başlığı altında detayları verilen dönüşümler kullanılarak lokal koordinatlarda hesaplanacaktır.

$x'' - y''$ lokal düzleminde tanımlanan üçgen yüzey üzerinde akan yüzey akımının z bileşeni yoktur.

$$\vec{J}_s = (J_x'' \hat{a}_{x''} + J_y'' \hat{a}_{y''}) e^{jkb_1} \quad (3.34)$$

Yüzey akımının x ve y bileşenleri yerel kartezyen koordinatlarda (3.35) ve (3.36) eşitliklerindeki gibi hesaplanır [25].

$$J_x'' = \left[-\frac{E_{i\theta}'' \cos\phi''}{\eta_0} \Gamma_{||} + \frac{E_{i\phi}'' \sin\phi''}{\eta_0} \Gamma_{\perp} \right] \cos\theta'' \quad (3.35)$$

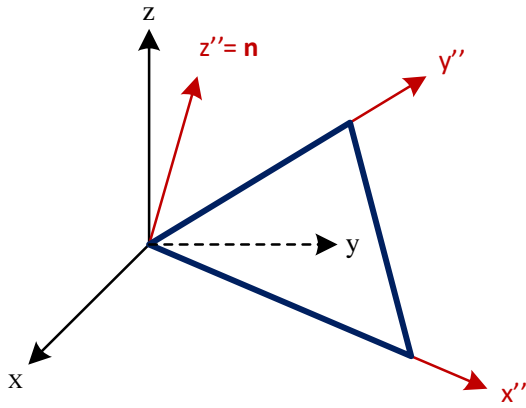
$$J_y'' = \left[-\frac{E_{i\theta}'' \sin\phi''}{\eta_0} \Gamma_{||} - \frac{E_{i\phi}'' \cos\phi''}{\eta_0} \Gamma_{\perp} \right] \cos\theta'' \quad (3.36)$$

Bölüm 4'te farklı malzeme durumlarına göre detayları verilen hesaplamalarla elde edilen $\Gamma_{||}$ ve Γ_{\perp} ile ifade edilen sırasıyla yatay ve dikey polarizasyonlar için yansımaya katsayıları bulduktan sonra (3.35) ve (3.36) denklemlerinde yerine konulup yüzey akımı bileşenleri bulunacaktır. Yüzey akım bileşenlerinin bulunmasıyla (3.20)'de belirtilen saçılan elektrik alan hesaplanabilecektir.

3.4. Koordinat Dönüşümleri

Eşitlik (3.21)'te verilen integral, (3.22) eşitliğinde belirtildiği gibi, her üçgen yüzey içinde ayrı ayrı hesaplanacak ve oluşan katkılar toplanarak nihai sonuç elde edilecektir. Üçgen yüzeylerin tanımlandığı düzlemlerin pek çok durumda global koordinat sistemiyle çakışmaması yerel koordinat sistemi tanımlama ihtiyacını doğurmuştur.

Şekil 3.4'te, (x, y, z) eksenleriyle belirtilen global koordinat sistemi ile (x'', y'', z'') eksenleriyle belirtilen yerel koordinat sistemi arasındaki ilişki gösterilmiştir. Üçgen yüzey yerel koordinat sistemine, z'' eksenini üçgen yüzeyin birim yüzey normali ile çakışacak şekilde, $x'' - y''$ düzlemine oturtulmuştur.



Şekil 3.4: Lokal ve yerel koordinat sistemi ilişkisi

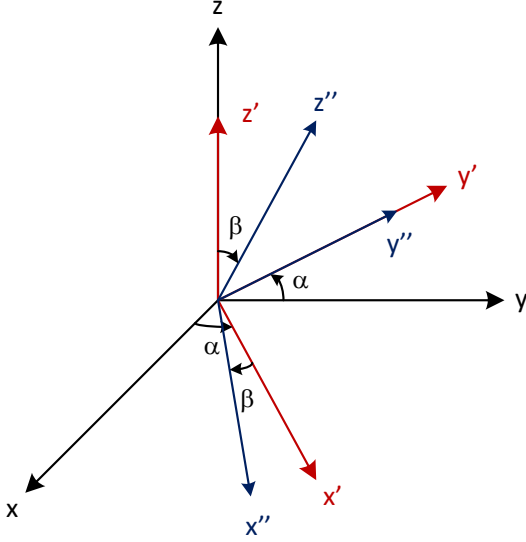
Global-yerel ya da yerel-global koordinat geçişleri için Şekil 3.5'te görseli verilen iki koordinat dönüşümü uygulanmalıdır.

İlk dönüşüm, z ekseninin sabit tutulup x ve y eksenlerinin α derece döndürülmesiyle (x', y', z') koordinat sistemine geçişi ifade eder. n_x ve n_y sırasıyla üçgen yüzeyin birim normalinin x ve y koordinatları olmak üzere, α dönüşüm açısı (3.37) eşitliğinde olduğu gibi tanımlanır.

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{n_x}{n_y} \right) \quad (3.37)$$

İkinci dönüşüm, y' eksenini sabit tutularak x ve z eksenlerinin β derece döndürülüp (x'', y'', z'') koordinat sistemine geçilmesiyle tamamlanır.

$$\beta = \cos^{-1}(\hat{a}_z \cdot \hat{n}) \quad (3.38)$$



Şekil 3.5: Global ve yerel koordinatlar arasında geçişi sağlayan dönüşümlerin eksenler üzerinde gösterilmesi

Bahsi geçen dönüşümler matris sisteminde (3.39)-(3.42) eşitliklerinde belirtildiği gibi ifade edilir:

$$\bar{D}' = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \bar{D}' \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

$$\bar{D}'' = \begin{pmatrix} \cos\beta & 0 & -\sin\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\beta & 0 & \cos\beta \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \bar{D}'' \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

Özet olarak, global koordinatlardan yerel koordinatlara geçilmesi için (3.43)'te belirtilen dönüşüm uygulanmalıdır.

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \bar{D}'' \bar{D}' \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

Saçılan elektrik alan hesabı yerel koordinatlarda yapıldıktan sonra, nihai sonuçlar için tekrar global koordinatlara geçilmesi gerekir. Ters dönüşüm yapılarak, yerel koordinatlardan global koordinatlara geçiş yapılabilir:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = (\bar{D}'' \bar{D}')^{-1} \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} \quad (3.44)$$

Yerel koordinatlarda saçılım integralini hesaplayabilmek için sadece koordinatların dönüşümünü yapmak yeterli değildir. Birim vektörlerin ve yön kosinüslerinin de yerel koordinatlara dönüştürülmesi gerekir. Yapılması gereken dönüşüm işlemi, koordinatlara uygulanan dönüşümün aynısıdır.

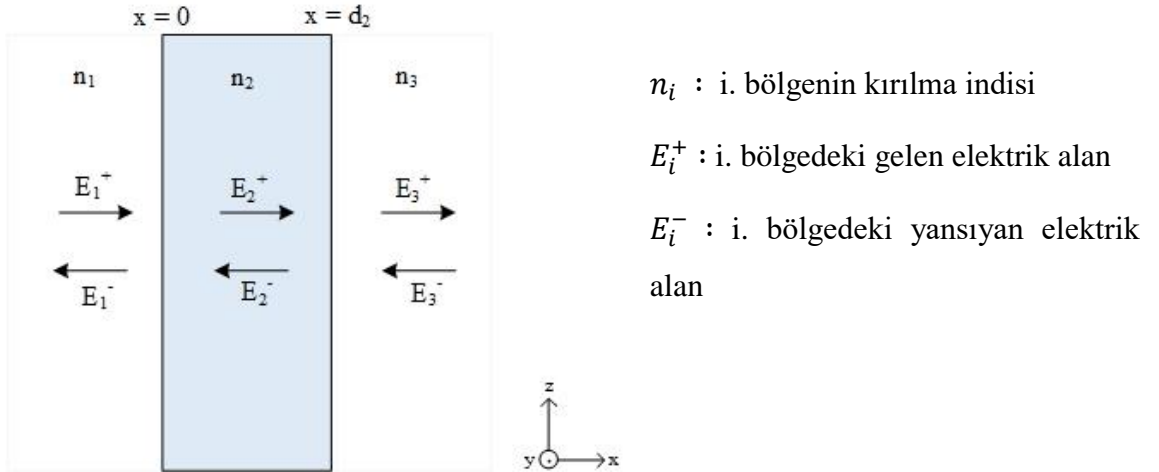
BÖLÜM 4

YANSIMA VE İLETİM KATSAYILARI HESABI

Bölüm 3'te anlatılan Fiziksel Optik yöntemini dielektrik veya dielektrik kaplamalı iletken cisimlere uygulayabilmek için, ilgili yüzeyin yansımaya ve iletim katsayılarının hesaplanması gerekir. Öncelikle, kalınlığı d_2 olan kayıpsız, manyetik olmayan tek dielektrik filme dik olarak gelen düzlem dalganın arayüz problemi ele alınarak yansımaya ve iletim katsayıları hesaplanacaktır. Ardından çok katmanlı kayıplı dielektrik kaplama uygulamalarında eğik açılarla gelen düzlem dalgalar için yansımaya ve iletim katsayılarını elde edebilmek amacıyla genel form oluşturulacaktır.

4.1. Tek Dielektrik Film

Şekil 4.1'de kırılma indisleri n_1 ve n_3 olarak belirtilen yarı sonsuz iki ortamı ayıran d_2 kalınlığına sahip ince dielektrik film ve üç ortamda elektrik alanın gelme ve yansımaya yönleri gösterilmiştir.



Şekil 4.1: Kalınlığı d_2 olan ince dielektrik filme gelen elektromanyetik dalganın yansımaya ve iletimi

Düzlem dalganın manyetik olmayan dielektrik filme dik geldiği durum için, arayüzün solundaki ileri ve geri yöndeki alanlar, sağındaki alanlarla sınır koşulları kullanılarak ilişkilendirilebilir.

Yapılması gereken işlem 3 ayrı bölgenin gelen ve yansıyan toplam alanlarını ayrı ayrı bulmak ve ardından uygun sınır koşullarını uygulamaktır.

$x < 0$ bölgesi için:

$$\bar{E} = \hat{a}_y (E_1^+ e^{-jk_1 x} + E_1^- e^{jk_1 x}) \quad (4.1)$$

$$\bar{H} = \hat{a}_z \frac{n_1}{c\mu_0} (E_1^+ e^{-jk_1 x} - E_1^- e^{jk_1 x}) \quad (4.2)$$

$0 \leq x \leq d_2$ bölgesi için:

$$\bar{E} = \hat{a}_y (E_2^+ e^{-jk_2 x} + E_2^- e^{jk_2 x}) \quad (4.3)$$

$$\bar{H} = \hat{a}_z \frac{n_2}{c\mu_0} (E_2^+ e^{-jk_2 x} - E_2^- e^{jk_2 x}) \quad (4.4)$$

$d_2 < x$ bölgesi için:

$$\bar{E} = \hat{a}_y (E_3^+ e^{jk_3 d_2} e^{-jk_3 x} + E_3^- e^{-jk_3 d_2} e^{jk_3 x}) \quad (4.5)$$

$$\bar{H} = \hat{a}_z \frac{n_3}{c\mu_0} (E_3^+ e^{jk_3 d_2} e^{-jk_3 x} - E_3^- e^{-jk_3 d_2} e^{jk_3 x}) \quad (4.6)$$

Sınıra dik olarak gelen düzlem dalgalar arayüz düzlemine teğettir. Sınır koşullarına göre, elektrik ve manyetik alanın arayüz düzlemine teğet olan bileşenlerinin sürekli olması gerektiğinden, teğet bileşenler $x = 0$ ve $x = d_2$ 'de sürekli olmalıdır.

$x = 0$ 'da sınır koşullarının uygulanmasıyla (4.7) ve (4.8) denklemleri elde edilir:

$$E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^- \quad (4.7)$$

$$E_1^+ - E_1^- = \frac{n_2}{n_1}E_2^+ - \frac{n_2}{n_1}E_2^- \quad (4.8)$$

(4.7) ve (4.8) eşitlikleri matris formunda ifade edilebilir.

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_2/n_1 & -n_2/n_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Matris cebri kullanılarak birinci ve ikinci ortam içindeki gelen ve yansıyan alanların ilişkisi eşitlik (4.10)'da belirtildiği gibi yazılabilir.

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = S_1 \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_1} \begin{pmatrix} 1 & r_1 \\ r_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

r_1 ve t_1 parametreleri ilk arayüzün sırasıyla Fresnel yansıma ve iletim katsayılarını ifade ederken, S_1 parametresi ilk arayüzün saçılım matrisidir.

$$r_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (4.11)$$

$$t_1 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (4.12)$$

$x = d_2$ 'de sınır koşulları uygulandığında (4.13) ve (4.14) eşitlikleri elde edilir.

$$E_2^+ e^{-jk_2 d_2} + E_2^- e^{jk_2 d_2} = E_3^+ e^{jk_3 d_2} e^{-jk_3 d_2} + E_3^- e^{-jk_3 d_2} e^{jk_3 d_2} \quad (4.13)$$

$$\frac{n_2}{c\mu_0} (E_2^+ e^{-jk_2 d_2} - E_2^- e^{jk_2 d_2}) = \frac{n_3}{c\mu_0} (E_3^+ e^{jk_3 d_2} e^{-jk_3 d_2} E_3^- e^{-jk_3 d_2} e^{jk_3 d_2}) \quad (4.14)$$

(4.13) ve (4.14) eşitlikleri düzenlenip matris formuna getirilirse (4.15) elde edilir.

$$\begin{pmatrix} e^{-jk_2 d_2} & e^{jk_2 d_2} \\ e^{-jk_2 d_2} & -e^{jk_2 d_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_3/n_2 & -n_3/n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3^+ \\ E_3^- \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

(4.15) matris eşitliği düzenlenirse, ikinci ortamın gelen ve yansıyan elektrik alanlarını, üçüncü ortamın alanlarıyla ilişkilendiren S_2 yayılım matrisi aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} = S_2 \begin{pmatrix} E_3^+ \\ E_3^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_2} \begin{pmatrix} e^{jk_2 d_2} & r_2 e^{jk_2 d_2} \\ r_2 e^{-jk_2 d_2} & e^{-jk_2 d_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3^+ \\ E_3^- \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

r_2 ve t_2 parametreleri sırasıyla ikinci arayüzün Fresnel yansıma ve iletim katsayılarını ifade ederken, S_2 parametresi ikinci arayüzün saçılım matrisidir.

S_1 ve S_2 saçılım matrisleri yardımıyla birinci ve üçüncü ortamdaki alanlar doğrudan ilişkilendirilebilir.

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = S_1 S_2 \begin{pmatrix} E_3^+ \\ E_3^- \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

$S_1 S_2$ matris çarpımı ve bu matrisin elemanları aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$S_1 S_2 = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

$$s_{11} = \frac{1}{t_1 t_2} (e^{j\varphi} + r_1 r_2 e^{-j\varphi}) \quad (4.19)$$

$$s_{12} = \frac{1}{t_1 t_2} (r_2 e^{j\varphi} + r_1 e^{-j\varphi}) \quad (4.20)$$

$$s_{21} = \frac{1}{t_1 t_2} (r_1 e^{j\varphi} + r_2 e^{-j\varphi}) \quad (4.21)$$

$$s_{22} = \frac{1}{t_1 t_2} (r_1 r_2 e^{j\varphi} + e^{-j\varphi}) \quad (4.22)$$

Faz kalınlığı olarak da ifade edilebilen $k_2 d_2$ çarpımı (4.19)-(4.22) denklemlerinde $\varphi = k_2 d_2$ olarak gösterilmiştir.

İkinci ortamın sonsuza uzandığı varsayımı yapıldığında, bu ortamdan yansıyan bir dalgadan söz edilemez. Dolayısıyla $E_3^- = 0$ olacaktır.

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_3^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

(4.23) matris eşitliği denklemler halinde ifade edilebilir.

$$E_1^+ = s_{11} E_3^+ \quad (4.24)$$

$$E_1^- = s_{21} E_3^+ \quad (4.25)$$

Dielektrik filmin yansıma ve iletim katsayıları saçılım matrisi elemanları yardımıyla bulunabilir.

$$\Gamma = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{s_{21}}{s_{11}} = \frac{r_1 e^{j\varphi} + r_2 e^{-j\varphi}}{e^{j\varphi} + r_1 r_2 e^{-j\varphi}} \quad (4.26)$$

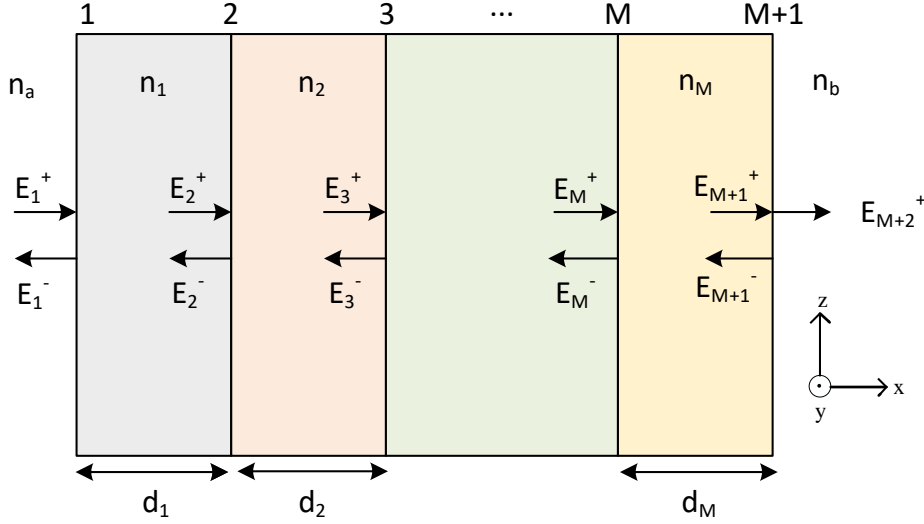
$$T = \frac{E_3^+}{E_1^+} = \frac{1}{s_{11}} = \frac{t_1 t_2}{e^{j\varphi} + r_1 r_2 e^{-j\varphi}} \quad (4.27)$$

İki arayüze sahip ince dielektrik film için yapılan bu analiz çok katmanlı filmler için genelleştirilebilir.

4.2. Çok Katmanlı Dielektrik Film

4.2.1. Düzlem Dalganın Arayüz Sınırına Dik Gönderildiği Durum

Rastgele kalınlıklara sahip M dielektrik film, $M + 2$ dielektrik ortam ve $M + 1$ materyal arayüzünün bulunduğu, sadece arayüzlerin sol tarafından gönderilen elektrik alanların bulunduğu çok katmanlı yapı Şekil 4.2’de gösterilmiştir.



Şekil 4.2: Düzlem dalganın arayüz sınırına dik gönderildiği M katmanlı dielektrik yapı

Arayüzlerin temel yansıma katsayısı r_i , ilgili dielektrik filmin kırılma indisine bağlı olarak, $n_0 = n_a$, $n_{M+1} = n_b$ ve $i = 1, 2, \dots, M + 1$ olmak üzere (4.28) denklemindeki gibi bulunabilir:

$$r_i = \frac{n_{i-1} - n_i}{n_{i-1} + n_i} \quad (4.28)$$

Temel yansıma ve iletim katsayıları arasında $t_i = 1 + r_i$ bağlantısı vardır.

$$t_i = \frac{2n_i}{n_i + n_{i+1}} \quad (4.29)$$

Herhangi bir arayüzün solunda bulunan gelen ve yansıyan alanları bir sonraki arayüzün solundaki alanlara ilişkilendiren matris eşitliği $i = M, M - 1, \dots, 1$ olmak üzere (4.30) eşitliğindeki gibi ifade edilir:

$$\begin{pmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{pmatrix} = S_i \begin{pmatrix} E_{i+1}^+ \\ E_{i+1}^- \end{pmatrix} \quad (4.30)$$

$$S_i = \frac{1}{t_i} \begin{pmatrix} e^{jk_i d_i} & r_i e^{jk_i d_i} \\ r_i e^{-jk_i d_i} & e^{-jk_i d_i} \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

Son ortam olan n_b kırılma indisli ortamdan yansıyan dalganın olmadığı varsayımı yapılarak yinelemeli işlemler son ortamdan başlatılır.

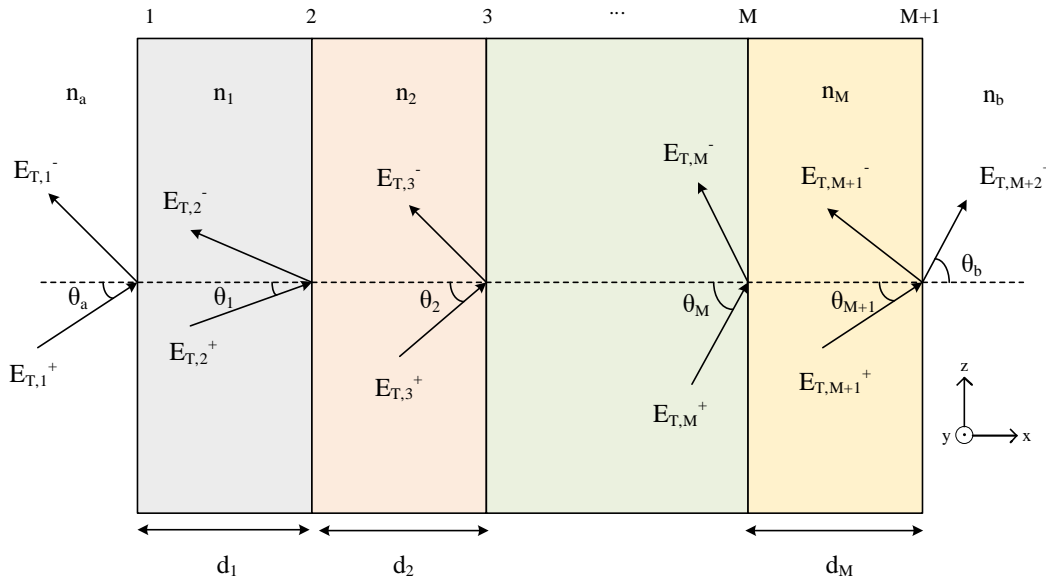
$$\begin{pmatrix} E_{M+1}^+ \\ E_{M+1}^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{M+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{M+1} \\ r_{M+1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{M+2}^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

Tek katmanlı ince dielektrik film için (4.26) ve (4.27) denklemlerinde belirtildiği gibi, yansıma ve iletim katsayısı hesabı çok katmanlı durum için de saçılım matrisinden yararlanarak hesaplanır.

Bu noktaya kadar yapılan analiz, düzlem dalganın ortam sınırlarına dik geldiği durum içindi. Herhangi bir dalga polarizasyonu için geçerli olabilecek ifadeleri elde etmek için yapılan analizde ufak değişiklikler yapmak yeterli olacaktır.

4.2.2. Düzlem Dalganın Arayüz Sınırına Açılı Gönderildiği Durum

Dalga malzeme arayüzüne açılı geldiğinde, elektrik alan dielektriklerin istiflendiği yöne göre yatay ve dikey bileşenlerine ayrılabilir. Elektrik alanın gelme düzleminde bulunduğu yatay polarizasyon aynı zamanda TM polarizasyon olarak bilinirken, elektrik alanın gelme düzlemine dik olduğu dikey polarizasyon, TE polarizasyon olarak da adlandırılabilir. Düzlem dalganın arayüz sınırına dik geldiği durumda, elektrik alan gelme düzleminde bulunduğundan, dalganın açılı gelme durumundaki TM polarizasyona karşılık gelir. Bu sebepten, 4.2.1 başlığı altında yapılan analiz dalganın açılı gelme durumunun TM polarizasyonu için geçerlidir. Elektrik alanın gelme düzlemine dik olduğu dikey polarizasyon ele alındığında, rastgele bir açıyla malzeme sınırına çarpan dalganın yansıma ve iletim katsayıları hesaplanabilecektir.

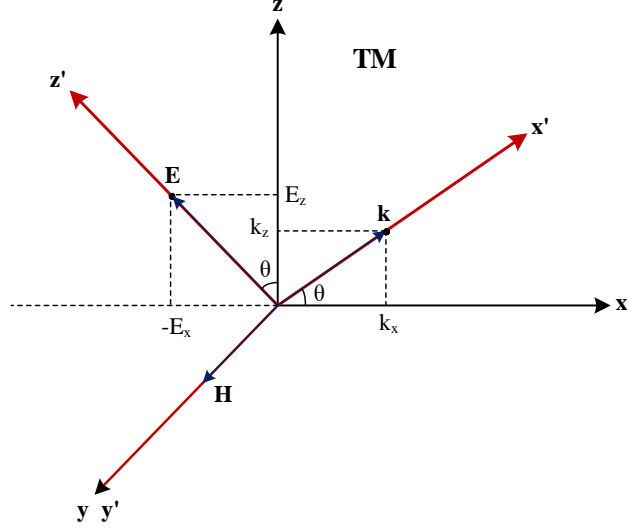


Şekil 4.3: Düzlem dalganın arayüz sınırına açılı gönderildiği M katmanlı dielektrik yapı

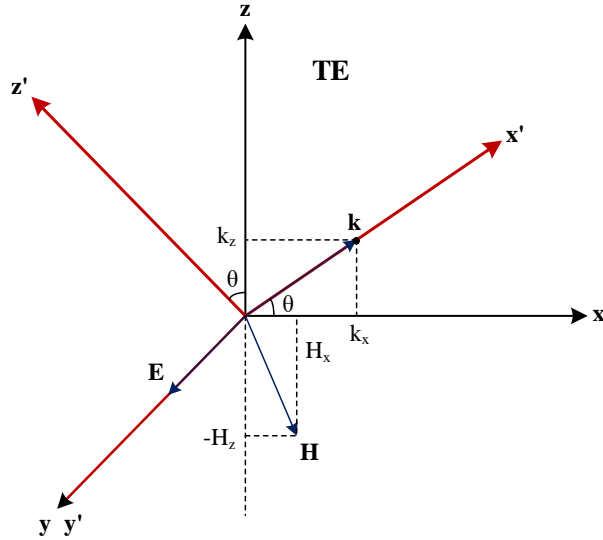
Şekil 4.2’de belirtilen, rastgele kalınlıklara sahip M dielektrik film, $M + 2$ dielektrik ortam ve $M + 1$ materyal arayüzünün bulunduğu çok katmanlı yapının tamamen aynı kullanılarak, düzlem dalganın arayüz sınırına açılı gönderildiği durum Şekil 4.3’te gösterilmiştir.

Düzlem dalganın malzeme sınırına dik gelme durumu için yapılan analize benzer şekilde, her katman için ayrı ayrı elektrik ve manyetik alan ifadelerini yazılıp sınır koşullarını

uygulanarak çözüm elde edilebilir. Ancak, sadelik açısından bazı modifikasyonlar yaparak, TM durumu için elde edilen ifadeler TE durumu için de geçerli olabilecek forma getirilebilir. TM ve TE polarizasyonlu dalgaları iki boyutta daha iyi anlayabilmek için örnek olarak, orijinal xz ekseninin saat yönünün tersine doğru θ derece döndürülmesiyle elde edilen yeni koordinat sistemi (x', y', z') göz önüne alınabilir [38].



Şekil 4.4: TM dalgaların örnek gösterimi



Şekil 4.5: TE dalgaların örnek gösterimi

Şekil 4.4'te belirtilen TM polarizasyonlu dalga ile Şekil 4.5'te belirtilen TE polarizasyonlu dalgaya göre yeni ilerleme yönü $\hat{k}^+ = \hat{a}'_x$ olacağından, $k_x = k \cos\theta$ ve $k_z = k \sin\theta$ olmak üzere dalga vektörü eşitlik (4.33)'te olduğu gibi ifade edilebilir:

$$\bar{k}^+ = k_x \hat{a}_x + k_z \hat{a}_z \quad (4.33)$$

Yeni koordinatlarda TM ve TE polarizasyonlu gelen elektrik alanın genliği sırasıyla E_{TM}^+ ve E_{TE}^+ olsun. Bu durumda rastgele polarizasyonlu gelen alan ifadeleri TM ve TE bileşenlerinin toplamı şeklinde ifade edilir.

$$\bar{E}^+ = [(\hat{a}_z \cos\theta - \hat{a}_x \sin\theta)E_{TM}^+ + \hat{a}_y E_{TE}^+] e^{-j\bar{k}^+ \cdot \bar{r}} \quad (4.34)$$

$$\bar{H}^+ = \frac{n}{c\mu_0} [\hat{a}_y E_{TM}^+ - (\hat{a}_z \cos\theta - \hat{a}_x \sin\theta)E_{TE}^+] e^{-j\bar{k}^+ \cdot \bar{r}} \quad (4.35)$$

Benzer şekilde, yansıyan alanlar en genel haliyle aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\bar{E}^- = [(\hat{a}_z \cos\theta - \hat{a}_x \sin\theta)E_{TM}^- + \hat{a}_y E_{TE}^-] e^{-j\bar{k}^- \cdot \bar{r}} \quad (4.36)$$

$$\bar{H}^- = \frac{n}{c\mu_0} [-\hat{a}_y E_{TM}^- + (\hat{a}_z \cos\theta - \hat{a}_x \sin\theta)E_{TE}^-] e^{-j\bar{k}^- \cdot \bar{r}} \quad (4.37)$$

Şekil 4.3'teki gösterime göre, xz ve yz sırasıyla gelme ve malzeme arayüz düzlemleridir. Gelen ve yansıyan alanların arayüz düzlemine teğet bileşenleri aşağıdaki gibi yazılır:

$$\bar{E}_T^+ = [\hat{a}_z \cos\theta E_{TM}^+ + \hat{a}_y E_{TE}^+] e^{-j(k_x x + k_z z)} \quad (4.37)$$

$$\bar{H}_T^+ = \frac{n_T}{c\mu_0} [\hat{a}_y E_{TM}^+ - \hat{a}_z \cos\theta E_{TE}^+] e^{-j(k_x x + k_z z)} \quad (4.38)$$

$$\bar{E}_T^- = [\hat{a}_z \cos\theta E_{TM}^- + \hat{a}_y E_{TE}^-] e^{-j(-k_x x + k_z z)} \quad (4.39)$$

$$\bar{H}_T^- = \frac{n_T}{c\mu_0} [-\hat{a}_y E_{TM}^- + \hat{a}_z \cos\theta E_{TE}^-] e^{-j(-k_x x + k_z z)} \quad (4.40)$$

Arayüz düzlemine teğet toplam elektrik ve manyetik alanlar TM ve TE polarizasyonlar cinsinden yazılabilir.

$$\bar{E}_T = \hat{a}_z E_{TM} + \hat{a}_y E_{TE} \quad (4.41)$$

$$\bar{H}_T = \hat{a}_z H_{TM} + \hat{a}_y H_{TE} \quad (4.42)$$

(4.37)-(4.40) eşitliklerinden faydalanarak, $E_{T,TM}^\pm = \cos\theta E_{TM}^\pm$, $E_{T,TM}^\pm \frac{n_{T,TM}}{c\mu_0} = E_{TM}^\pm \frac{n_{TM}}{c\mu_0}$ ve $E_{T,TE}^\pm \frac{n_{T,TE}}{c\mu_0} = E_{TE}^\pm \frac{n_{TE}}{c\mu_0} \cos\theta$ olacak şekilde alanların TM ve TE bileşenleri aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$E_{TM} = E_{T,TM}^+ e^{-jk_x x} + E_{T,TM}^- e^{jk_x x} \quad (4.43)$$

$$H_{TM} = \frac{n_{T,TM}}{c\mu_0} (E_{T,TM}^+ e^{-jk_x x} - E_{T,TM}^- e^{jk_x x}) \quad (4.44)$$

$$E_{TE} = E_{TE}^+ e^{-jk_x x} + E_{TE}^- e^{jk_x x} \quad (4.45)$$

$$H_{TE} = \frac{n_{T,TE}}{c\mu_0} (E_{TE}^+ e^{-jk_x x} - E_{TE}^- e^{jk_x x}) \quad (4.46)$$

Bu durumda transvers kırılma indisleri yüzey kırılma indisi kullanılarak eşitlik (4.47) ve (4.48)'de belirtildiği gibi ifade edilir.

$$n_{T,TM} = \frac{n}{\cos\theta} \quad (4.47)$$

$$n_{T,TE} = n \cos\theta \quad (4.48)$$

(4.43)-(4.46) eşitliklerinde $e^{-jk_z z}$ terimi tüm eşitliklerde ortak olduğu için çıkarılmıştır. Daha anlaşılır ve sade bir gösterim için transvers alan bileşenleri pol indisi TM veya TE polarizasyonları belirtecek şekilde aşağıdaki form kullanılabilir.

$$E_{pol} = E_{pol}^+ e^{-jk_x x} + E_{pol}^- e^{jk_x x} \quad (4.49)$$

$$H_{pol} = \frac{n_{pol}}{c\mu_0} (E_{pol}^+ e^{-jk_x x} - E_{pol}^- e^{jk_x x}) \quad (4.50)$$

Düzlem dalgaının gelme düzlemine dik geldiği durumu modelleyen (4.1) ve (4.2) eşitlikleri ile açılı geldiği durum için elde edilen (4.49) ve (4.50) eşitliklerinin, kırınım indisi ve faz kalınlığında düzenlemeler yapıldığında tamamen aynı formda oldukları görülmektedir.

- Kırınım indisi TM ve TE polarizasyona göre (4.47) ve (4.48) denklemlerinde belirtildiği gibi olduğundan, istenen polarizasyona uygun olarak kırınım indisi değiştirilmelidir.

$$n \rightarrow n_{pol} \quad (4.51)$$

- Her katman için farklı değerlere sahip olan, faz kalınlığı olarak da ifade edilen $k_x x$ çarpımı, (4.52)'deki gibi güncellenmelidir. k parametresi hesaplama yapılan katmanın dalga numarasını ifade ederken θ aynı katmana dalgaının geliş açısıdır.

$$e^{\pm jk_x x} \rightarrow e^{\pm j(k \cos \theta)x} \quad (4.52)$$

Sınırlardaki yansıma ve kırılma açıları birbirlerine Snell yasası ile bağlıdır. Şekil 4.3 referans alınarak $i = 1, 2, \dots, M$ olmak üzere;

$$n_a \sin \theta_a = n_i \sin \theta_i = n_b \sin \theta_b \quad (4.53)$$

θ_a açısı, ilk sınıra gelme açısıdır. Dalganın herhangi bir sınıra geliş açısını bulmak için her defasında ilk sınırdan başlayarak istenilen sınıra kadar yinelemeli olarak hesaplamak işlem yükünü artıracığından $\cos\theta_i$ ifadesini θ_a cinsinden yazmak gerekir.

$$\cos\theta_i = \sqrt{1 - \sin^2\theta_i} \quad (4.54)$$

(4.53) eşitliğinde $\sin\theta_i$ çekilir ve (4.54) denkleminde yazılarak düzenlenirse i . katman için dalganın gelme açısı dalganın ilk ortama gelme açısına göre elde edilmiş olur.

$$\cos\theta_i = \sqrt{1 - \frac{n_a^2}{n_i^2} \sin^2\theta_a} \quad (4.55)$$

i . arayüzün temel yansıma ve iletim katsayıları eşitlik (4.28) ve (4.29) ile aynı formda bulunur. $i = 1, 2, \dots, M$ olmak üzere:

$$r_{T_i} = \frac{n_{T_{i-1}} - n_{T_i}}{n_{T_{i-1}} + n_{T_i}} \quad (4.56)$$

$$t_{T_i} = \frac{2n_{T_i}}{n_{T_i} + n_{T_{i+1}}} \quad (4.57)$$

Şekil 4.3'e göre, $n_{T_0} = n_{T_a}$ ve $n_{T_{M+1}} = n_{T_b}$ olacaktır. Her ortam için tanımlanan transvers kırılma katsayıları (4.47) ve (4.48) eşitlikleri düzenlenerek $i = a, 1, 2, \dots, M, b$ olmak üzere aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$n_{T_i} = \begin{cases} \frac{n_i}{\cos\theta_i}, & TM \text{ polarizasyon} \\ n_i \cos\theta_i, & TE \text{ polarizasyon} \end{cases} \quad (4.57)$$

Herhangi bir arayüzün solunda bulunan gelen ve yansıyan alanları bir sonraki arayüzün solundaki alanlara ilişkilendiren matris eşitliği $i = M, M - 1, \dots, 1$ ve $\varphi_T = k_i \cos \theta_i d_i$ olmak üzere çok katmanlı yapı için elde edilen (4.30) eşitliğine benzer şekilde aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\begin{pmatrix} E_{T_i}^+ \\ E_{T_i}^- \end{pmatrix} = S_{T,i} \begin{pmatrix} E_{T_{i+1}}^+ \\ E_{T_{i+1}}^- \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

$$S_{T_i} = \frac{1}{t_{T_i}} \begin{pmatrix} e^{j\varphi_T} & r_{T_i} e^{j\varphi_T} \\ r_{T_i} e^{-j\varphi_T} & e^{-j\varphi_T} \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

Son ortam olan n_b kırılma indisli ortamdan yansıyan dalganın olmadığı varsayımı yapılarak yinelemeli işlemler son ortamdan başlatılır.

$$\begin{pmatrix} E_{M+1}^+ \\ E_{M+1}^- \end{pmatrix} = \frac{1}{t_{M+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{M+1} \\ r_{M+1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{M+2}^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.60)$$

Bu noktaya kadar tüm analizler kayıpsız ortamların olduğu durumlar için yapıldı. Gelen ve iletilen alanların kayıplı ortamlarda ilerlemesini de ele alabilecek daha genel bir formülasyon gereklidir.

4.3. Kayıplı Ortamlar

Şekil 4.3'teki notasyona göre, kırılma indisi n_a olan ilk ortamın kayıpsız ve manyetik olmayan ortam olduğu varsayımı ile birlikte, $i = 1, 2, \dots, M, b$ olmak üzere kırılma indisleri n_i olan tüm ortamların kayıplı olduğu varsayılın. Bu durumda ortamların kırılma indislerinin reel ve sanal kısımlarının frekansın birer fonksiyonu olarak bilinmesi gerekir.

$$n_i(\omega) = n_{re,i}(\omega) - jn_{im,i}(\omega) \quad (4.61)$$

$n_i(\omega) = \sqrt{\varepsilon_i(\omega)/\varepsilon_0}$ bağıntısı olduğundan, ortamın kırılma indisi yerine kompleks dielektrik sabitinin bilinmesi de yeterlidir.

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{re,i}(\omega) - j\varepsilon_{im,i}(\omega) \quad (4.62)$$

(4.53) denkleminde belirtilen Snell yasası kayıplı ortamların olduğu durum için de geçerlidir. Tek fark, kırılma indislerinin kompleks olmasından dolayı dalgaların ortama gelme açılarının kompleks olmasıdır. Çok katmanlı kayıpsız dielektrik film yapısı için elde edilen formülasyon karmaşık kırılma indisi değerleri kullanılarak kayıplı ortamları modelleyebilir hale getirilebilir.

BÖLÜM 5

UYGULAMALAR

Tezin bu bölümünde; levha, küre gibi radar kesit alanı standart formüllerle hesaplanabilen basit kanonik geometriler üzerinde simülasyonlar yapılarak tez kapsamında geliştirilen programın doğruluğu sınanmıştır. Temel hedefler üzerinde tatmin edici doğruluk oranı yakalandıktan sonra füze, helikopter ve savaş uçağı gibi daha gerçekçi hedef geometrileri üzerine farklı malzeme uygulama seçenekleriyle RKA hesabı yapılmıştır. Oluşturulan program, radar sinyali gönderilmesiyle hedef üzerinde indüklenen akımları Fiziksel Optik yaklaşımıyla hesaplarken, saçılan alanları oluşturan yüksek salınımlı integranta sahip radyasyon integrallerini Ludwig metodunu uyarlayarak çözmüştür.

5.1. Basit Kanonik Cisimler

5.1.1. Dikdörtgen Levha Modeli

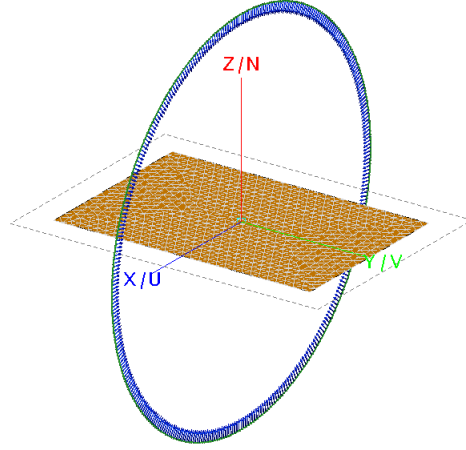
CADFEKO arayüzünde oluşturulmuş modeli Şekil 5.1’de verilmiş olan $10\lambda \times 14\lambda$ (60 cm \times 90 cm) boyutlarında mükemmel elektrik iletken dikdörtgen levha için, 5 GHz operasyon frekansında $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar için monostatik RKA_θ (VV, dikey-dikey polarizasyon) hesabı yapılmıştır. İlgili monostatik RKA_θ (RKA ’nın θ bileşeni) grafiğı Şekil 5.2’de gösterilmiştir. İlgili grafikte bulunan etiketlerin anlamları aşağıda ifade edildiğı gibidir:

PO-tez, tez kapsamında oluşturulmuş programın belirtilen parametrelerle hesaplanmış RKA sonucunu temsil etmektedir.

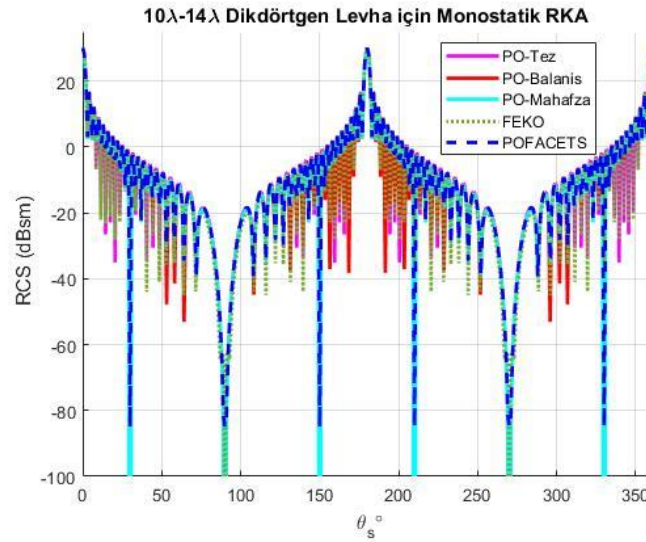
PO-Balanis, C.A. Balanis tarafından geliştirilen standart hesaplama yöntemi esas alınarak hazırlanan kod dizisi ile çözülmüştür [37].

PO-Mahafza, B.R. Mahafza tarafından geliştirilen standart hesaplama yöntemi esas alınarak hazırlanan kod dizisi ile çözülmüştür [2].

POFACETS ve FEKO, POFACETS ve FEKO yazılımlarından elde edilmiştir.



Şekil 5.1: $10\lambda \times 14\lambda$ boyutlu dikdörtgen levhanın, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla değişen dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar kullanılarak modellenmesi



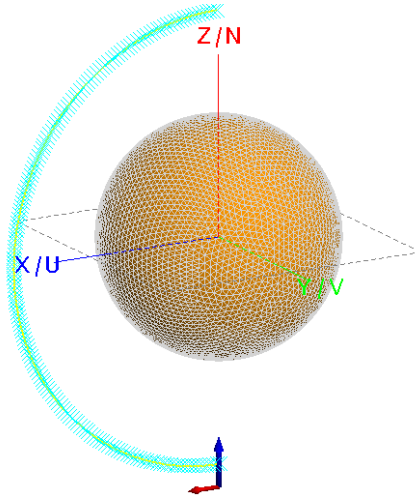
Şekil 5.2 $10\lambda \times 14\lambda$ boyutlarında mükemmel elektrik iletken dikdörtgen levha için, 5 GHz operasyon frekansında $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla değişen dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar için monostatik RKA_θ grafiği.

CADFEKO arayüzünde 3,066 düzlemsel üçgen yüzey kullanılarak modellenmiş dikdörtgen levhanın RKA problemi PO çözücüsü ile çözülmüştür. Fiziksel Optik yaklaşımı yüksek frekanslarda büyük ve kompleks geometrileri modellemek için büyük üçgen yüzeylerle çalışabildiği için kullanışlıdır. Ancak FEKO çözücüsü tarafından

belirtilen frekans ve model için üçgen yüzeyin herhangi bir kenar uzunluğunun 0.03 m'den büyük olmasına izin verilmediğinden dolayı 3066 üçgen yüzey ile modellenmiştir.

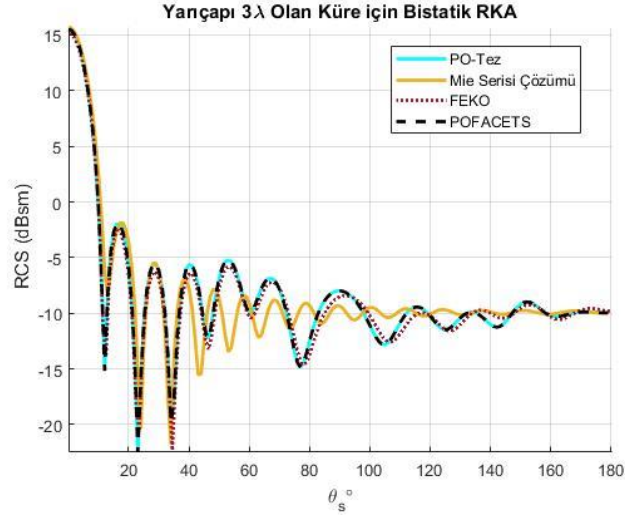
5.1.2. Küre Modeli

Şekil 5.3'te model geometrisi verilen $r = 3\lambda$ (18 cm) yarıçapında olan mükemmel iletken bir küre için, 5 GHz operasyon frekansında, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ -polarizeli (dikey polarizasyonlu) düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılmış ve bistatik RKA $_{\theta}$ hesaplanmış ve sonuçlar Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Kullanılan ağ yapısı ve üçgen yüzey sayısının RKA sonucuna etkisini görebilmek amacıyla, POFACETS ve FEKO yazılımlarından elde edilen küre ağ yapıları ile ayrı ayrı RKA hesaplamaları yapılmıştır.

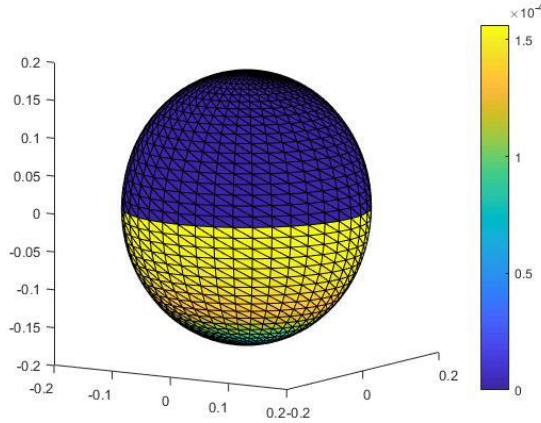


Şekil 5.3: $r = 3\lambda$ yarıçapında olan mükemmel iletken kürenin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması durumunun FEKO arayüzünde modellenmesi.

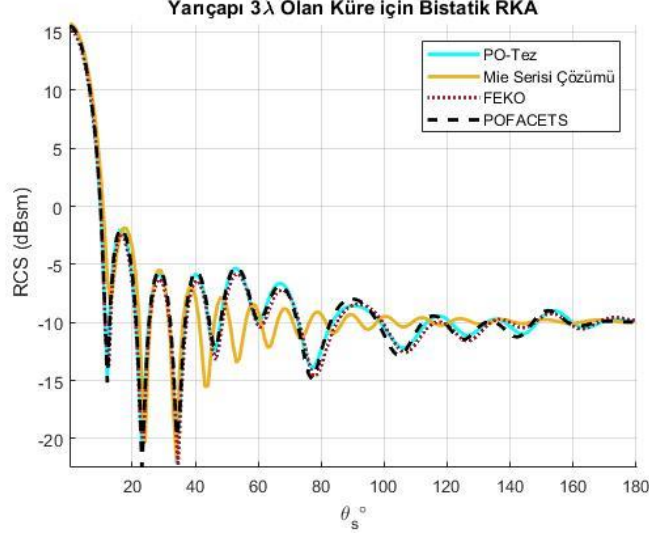
Şekil 5.4'de *Mie Serisi Çözümü* etiketiyle belirtilen grafik, homojen iletken kürenin saçılan alanının Maxwell denklemlerinin Mie serisi çözümü yapılarak analitik yöntemlerle elde edildiği RKA sonucunu gösterir.



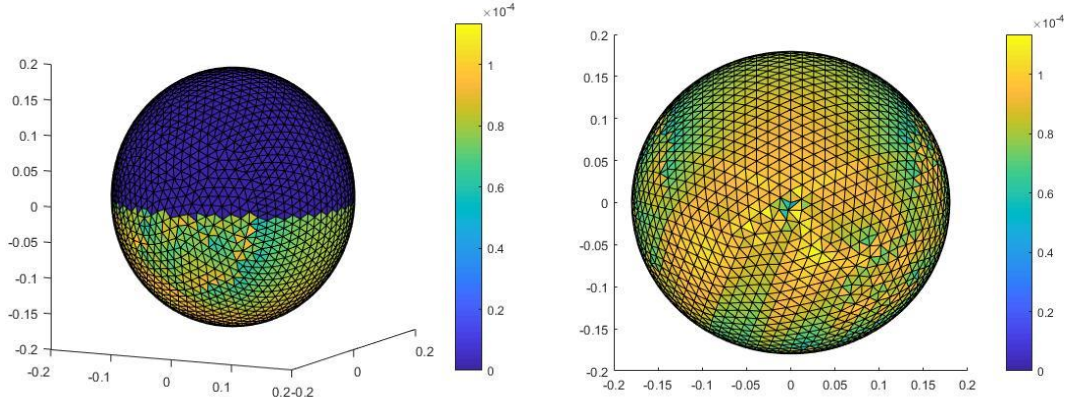
Şekil 5.4: POFACETS küre ağ yapısı kullanılarak oluşturulan yarıçapı $r = 3\lambda$ olan mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ -polarizeli (dikey polarizasyonlu) düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA $_{\theta}$ grafiği.



Şekil 5.5: POFACETS küre ağ yapısı kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin üç boyutlu gösterimi üzerinde görüntülenmesi.

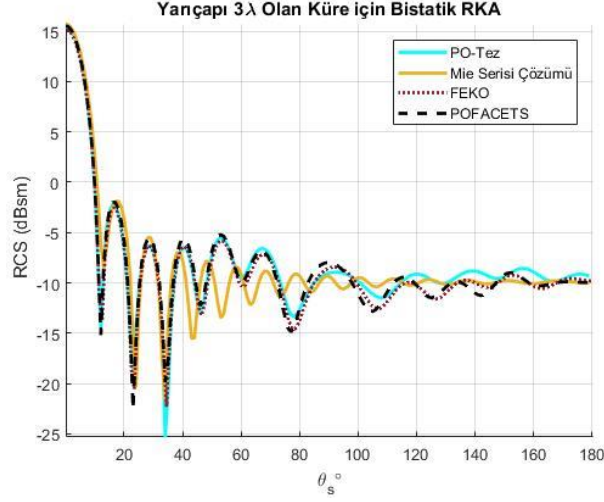


Şekil 5.6: FEKO küre ağ yapısı (16,190 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan yarıçapı $r = 3\lambda$ olan mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA_θ grafiği.

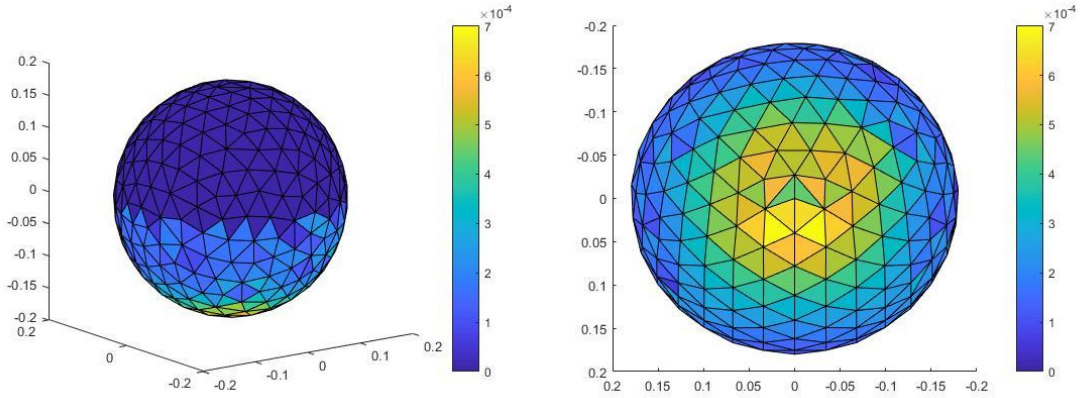


Şekil 5.7: FEKO küre ağ yapısı (16,190 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin iki ve üç boyutlu gösterimleri üzerinde görüntülenmesi.

PO yaklaşımının temel varsayım olan, *hedefin aydınlatılan kısımlarının yüzey akımlarına sahip olup gölge kısımlarında akımın yoksayılması* durumu Şekil 5.5 ve Şekil 5.7’de görülmektedir. Bu yaklaşımda, saçılım mekanizmaları etkileri ihmal edildiğinden aydınlık-karanlık bölge geçişleri keskindir.



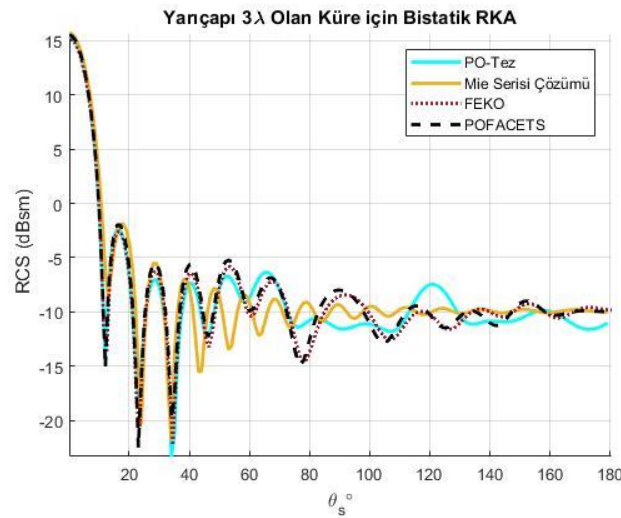
Şekil 5.8: FEKO küre ağ yapısı (618 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgası ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA_θ grafiği.



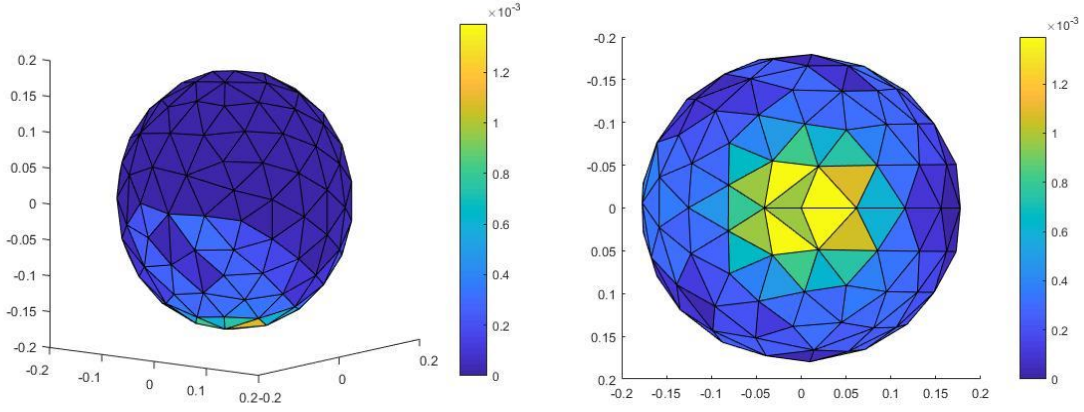
Şekil 5.9: FEKO küre ağ yapısı (618 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgalarının oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin iki ve üç boyutlu gösterimleri üzerinde görüntülenmesi.

PO metodunun öne çıkan özelliklerinden biri büyük üçgen yüzeylerle hesaplama yapabilmesi dolayısıyla hesap yükünün az olmasıdır. Bu sebepten, aynı problem, 618 üçgen yüzeye sahip FEKO ağ yapısı kullanılarak tekrar çözülmüş ve Şekil 5.8'de belirtilen grafik elde edilmiştir.

Aynı problem 272 üçgen yüzey ile oluşturulan FEKO küre ağ yapısı kullanılarak çözüldüğünde, küreyi oluşturan üçgen yüzey sayısının küre modelini oluşturmakta yetersiz kalmaya başlaması sebebiyle *PO-Tez* grafik sonucunda sapmaların arttığı görülebilir.



Şekil 5.10: FEKO küre ağ yapısı (272 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan yarıçapı $r = 3\lambda$ olan mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması sonucu oluşturulan bistatik RKA_θ grafiği.

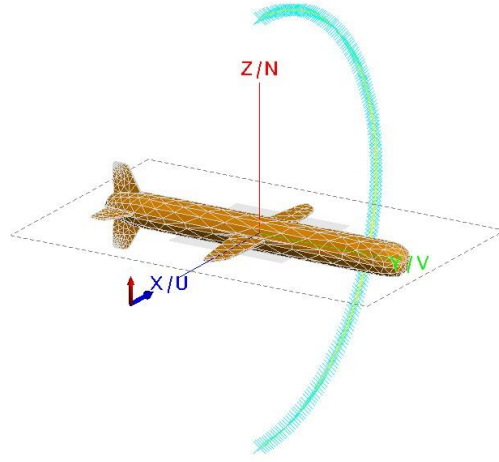


Şekil 5.11: FEKO küre ağ yapısı (618 üçgen yüzey) kullanılarak oluşturulan $r = 3\lambda$ mükemmel iletken küre modeli için, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ -polarizeli (dikey pol.) düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımları genlik büyüklüklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin iki ve üç boyutlu gösterimleri üzerinde görüntülenmesi.

5.2. Karmaşık Geometriler

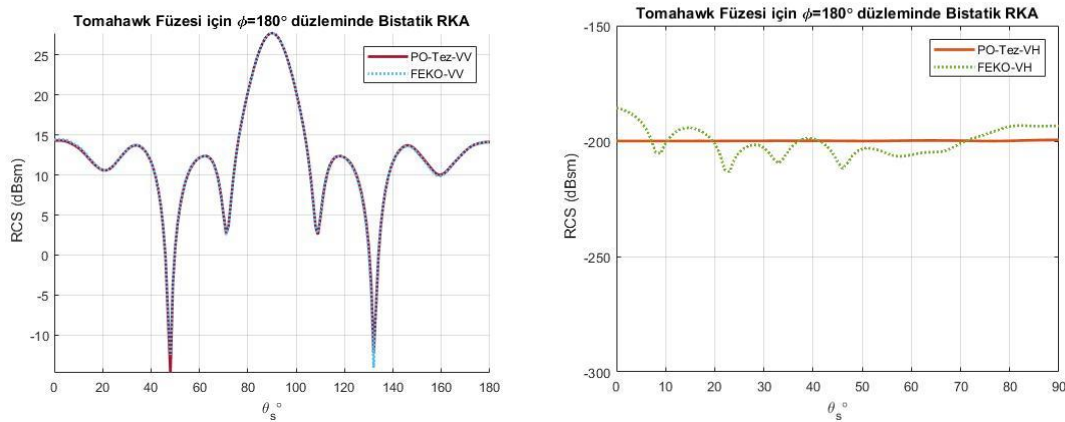
5.2.1. Tomahawk Füzesi

- Füzenin sağ kanadından aydınlatmak olarak da ifade edilebilecek, Şekil 5.12’de görülen $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla ayrı ayrı gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, 5 GHz operasyon frekansında, $\phi_s = 180^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapılarak mükemmel iletken füzenin RKA hesabı yapılmış ve sonuçlar Şekil 5.13’te gösterilmiştir. FEKO arayüzünde kullanılan STL dosya formatlı, 1,860 üçgen yüzey kullanılarak modellenmiş ağ yapısı ile programın kullandığı ağ yapısı aynıdır.

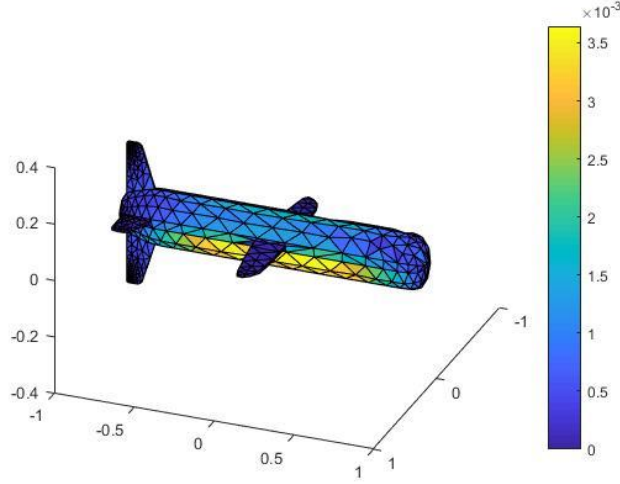


Şekil 5.12: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 180^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı problemin CADFEKO arayüzünde modellenmesi.

RKA hesaplaması 4 farklı kombinasyon halinde yapılabilir. Yatay polarizasyonlu düzlem dalga gönderilip RKA'nın yatay bileşenine bakılıyorsa, diğer deyişle RKA'nın ϕ bileşenine bakılıyorsa, HH (yatay-yatay) polarizasyon durumu (co-polarization) oluşmuş demektir. Benzer şekilde, dikey polarizasyonlu düzlem dalga gönderilip RKA'nın yatay bileşenine bakılıyorsa, VH (dikey-yatay) polarizasyon durumu oluşmuştur.



Şekil 5.13: Tomahawk Füze modelinin dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla aydınlatılması durumunda $\phi_s = 180^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılarak oluşturulan RKA_θ (VV, dikey-dikey polarizasyon) ve RKA_ϕ (VH, dikey-yatay polarizasyon) grafikleri.

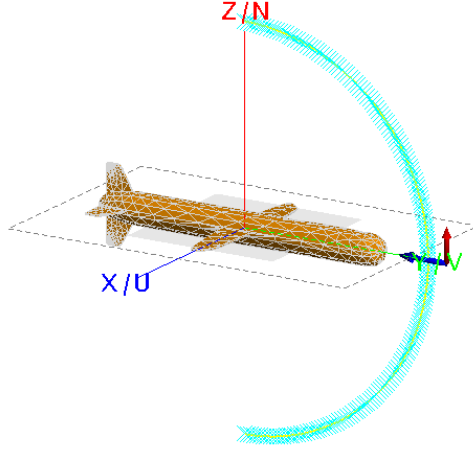


Şekil 5.14: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalgaların oluşturduğu yüzey akımlarının genliklerinin tez kapsamında oluşturulan programda hedef geometrisinin üç boyutlu modeli üzerinde görüntülenmesi.

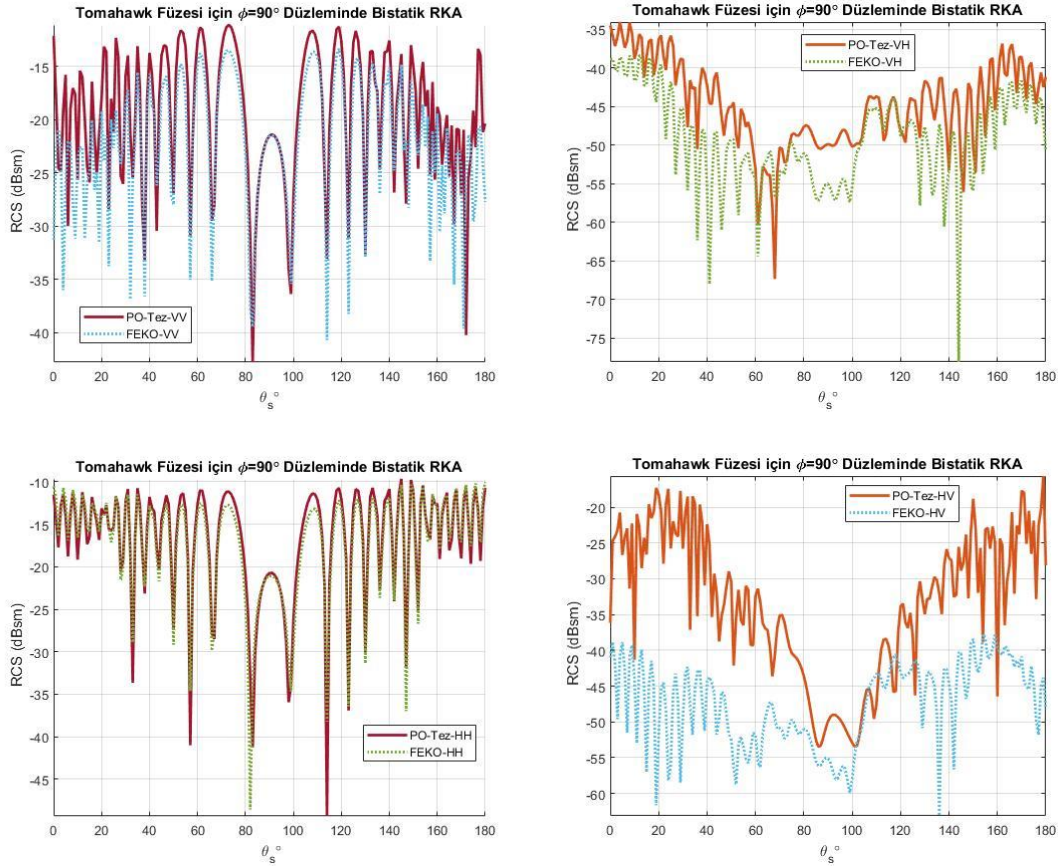
- Füzenin ön tarafından aydınlatmak olarak da ifade edilebilecek, $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 90^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile, $\phi_s = 90^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° er derece aralıklarla gözlem yapıldığı durum Şekil 5.15'te modellenmiş olup bu modele ait RKA grafikleri Şekil 5.16'da verilmiştir. Tomahawk Füze gövdesinin tamamına; 5 GHz operasyon frekansında Çizelge 5.1'de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.

Çizelge 5.1: 5 GHz frekansta, UD-14502 ve PU isimli dielektrik malzemelerin elektriksel özellikleri

| | ϵ_r | μ_r | $\delta_{\epsilon r}$ | $\delta_{\mu r}$ |
|-----------------|--------------|---------|-----------------------|------------------|
| UD-14502 | 8.7 | 2.03 | 0.149425 | 0.384236 |
| PU | 3.0 | 1.00 | 0.000000 | 0.000000 |



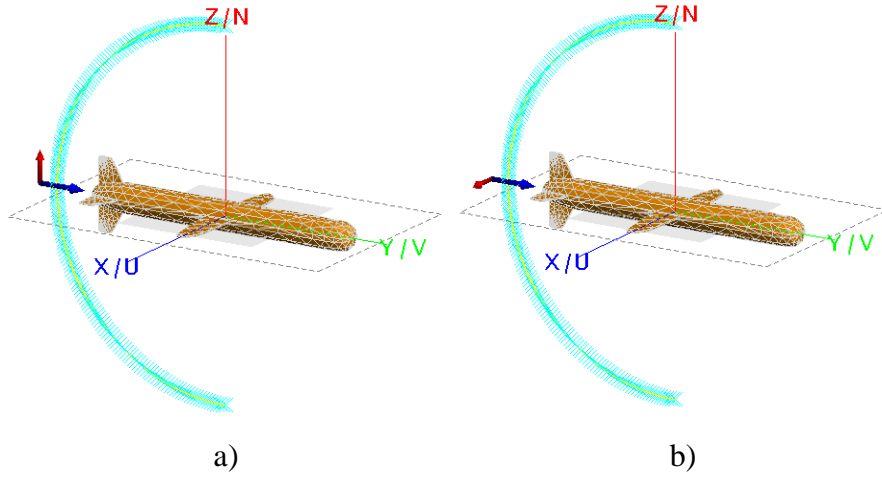
Şekil 5.15: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 90^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 90^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı problemin CADFEKO arayüzünde modellenmesi.



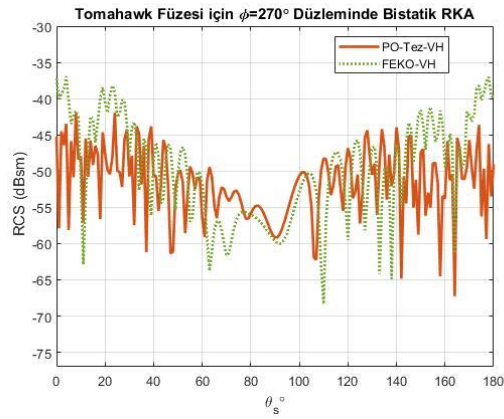
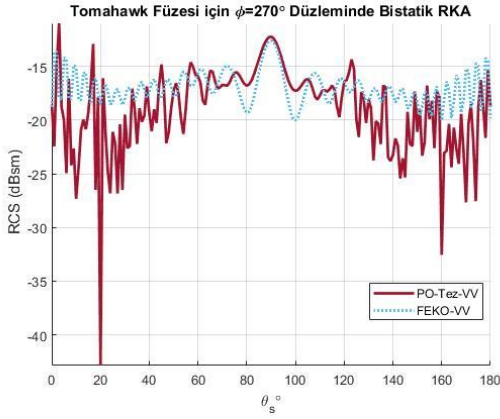
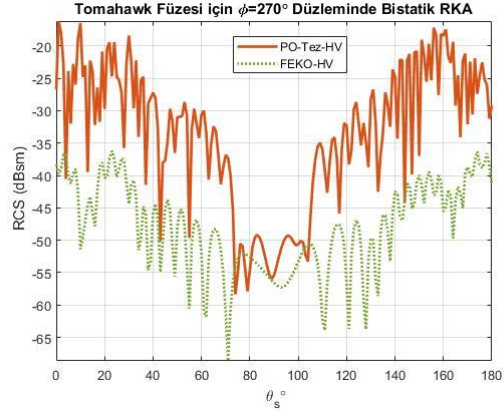
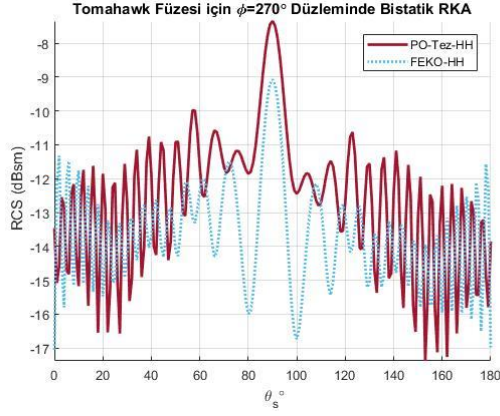
Şekil 5.16: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 90^\circ$ gelme açısıyla gönderilen yatay ve dikey polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda $\phi_s = 90^\circ$

düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° ’er derece aralıklarla gözlem yapıldığı, UD-14502 ve PU malzemelerinin sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında iki katmanlı yapı olarak hedef geometrisine uygulandığı durumda VV (dikey-dikey), VH (dikey-yatay), HH (yatay-yatay) ve HV (yatay-dikey) kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri.

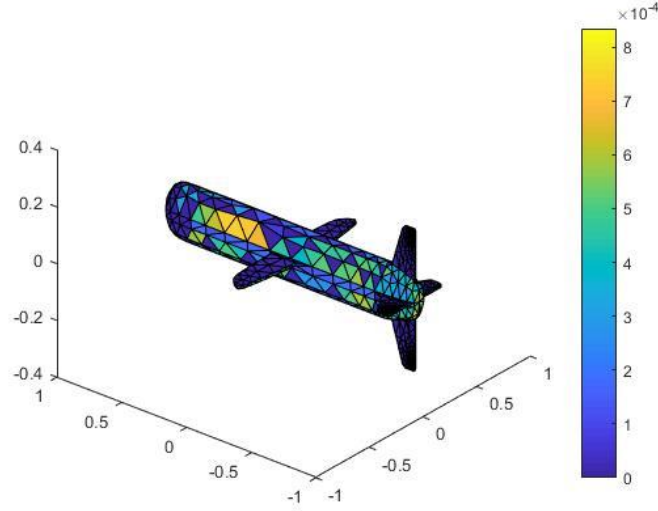
- Şekil 5.17’de modelleri verilen, füzenin kuyruk kısmından aydınlatılmak olarak ifade edilebilecek, $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ ve ϕ (sırasıyla dikey ve yatay) polarizeli düzlem dalgaları aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° ’er derece aralıklarla gözlem yapılarak RKA hesaplanmış ve sonuçlar Şekil 5-18’de gösterilmiştir. Tomahawk Füze gövdesinin tamamına; 5 GHz operasyon frekansında, detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır. Bu modelin yüzey akım genlikleri Şekil 5.19’da model üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 5.17: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen a) dikey b) yatay polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1° ’er derece aralıklarla gözlem yapıldığı problemin CADFEKO arayüzünde modellenmesi



Şekil 5.18: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarıyla aydınlatılması durumunda $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı, UD-14502 ve PU malzemelerinin sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında iki katmanlı yapı olarak hedef geometrisine uygulandığı durumda HH, HV, VV ve VH kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri.



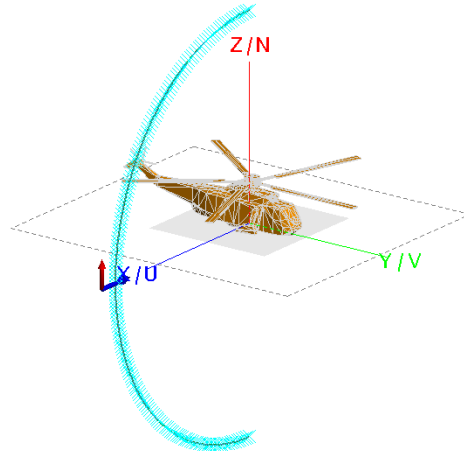
Şekil 5.19: Tomahawk Füze modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 270^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatılması durumunda $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapıldığı, UD-14502 ve PU malzemelerinin sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanarak iki katmanlı yapı oluşturduğu durum için yüzey akım genliklerinin üç boyutlu hedef geometrisi üzerinde görüntülenmesi.

Şekil 5.16 ve Şekil 5.18'de verilen HV polarizasyon RKA grafiklerinde, program sonuçlarının referans değerlerinden çok sapsmış gibi görünmesine karşın durum böyle değildir. Örneğin; referans değer -65 dB olduğu durumda, program ile -15 dB elde ediliyor olsun. Arada -50 dB fark olan bu durumun m^2 karşılığı 10^{-5} 'e karşılık gelir ki bu çok çok küçük bir değerdir. Bu sebepten, dB grafik sonuçları yorumlanırken, bu bağlamda değerlendirilmelidir.

5.2.2. Helikopter

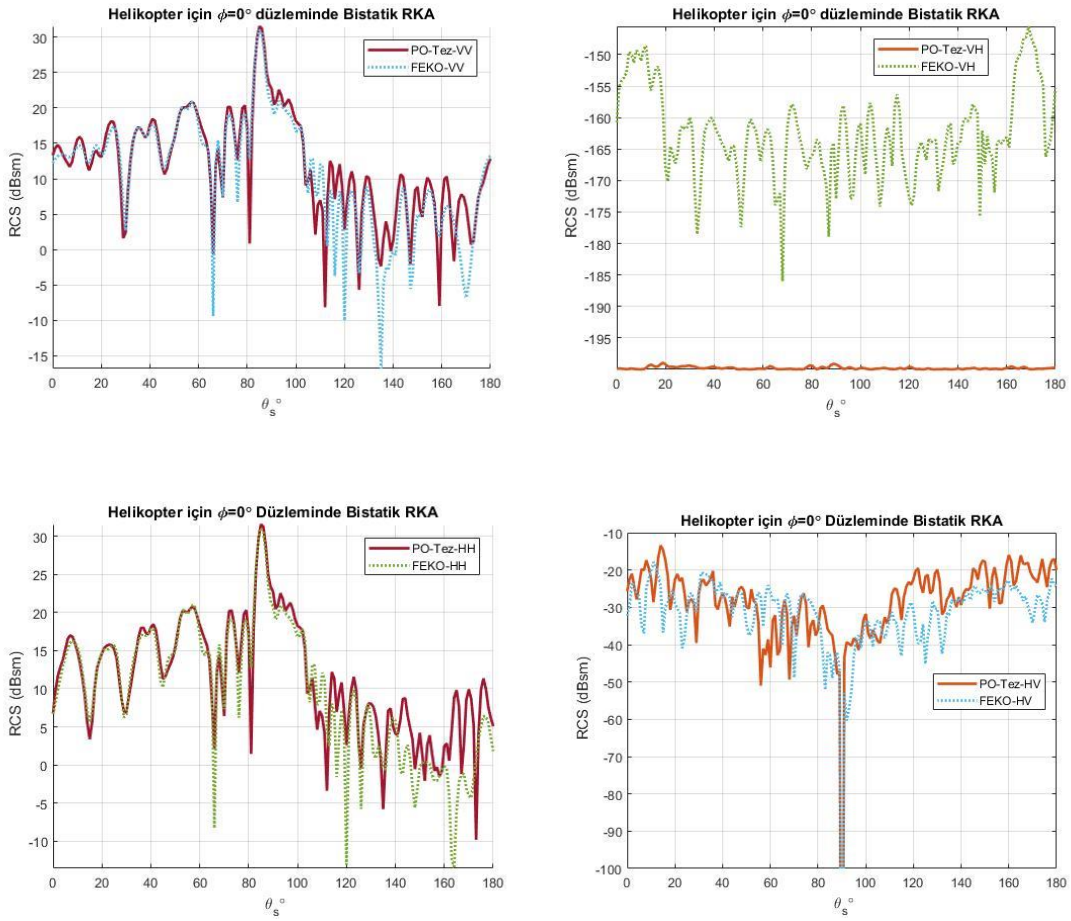
Şekil 5.20’de modeli verilen helikopter, $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ ve ϕ polarizeli düzlem dalgalar ile aydınlatıldığında, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapıldığı durumlar için VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında helikopter gövdesinin tamamına; mükemmel elektrik iletken, iki katmanlı dielektrik yapı ve mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik yapı gibi farklı malzeme seçenekleri uygulanarak RKA hesaplanmıştır.

RKA sonuçları; mükemmel iletken malzemeyle kaplama durumu için Şekil 5.21, iki katmanlı dielektrik malzemeyle kaplama durumu için Şekil 5.22 ve mükemmel iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzemeyle kaplama durumu için Şekil 5.23’te verilmiştir.



Şekil 5.20: Helikopter modeli $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey polarizasyonlu düzlem dalga ile aydınlatıldığında, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapıldığı durum için problemin modellenmesi.

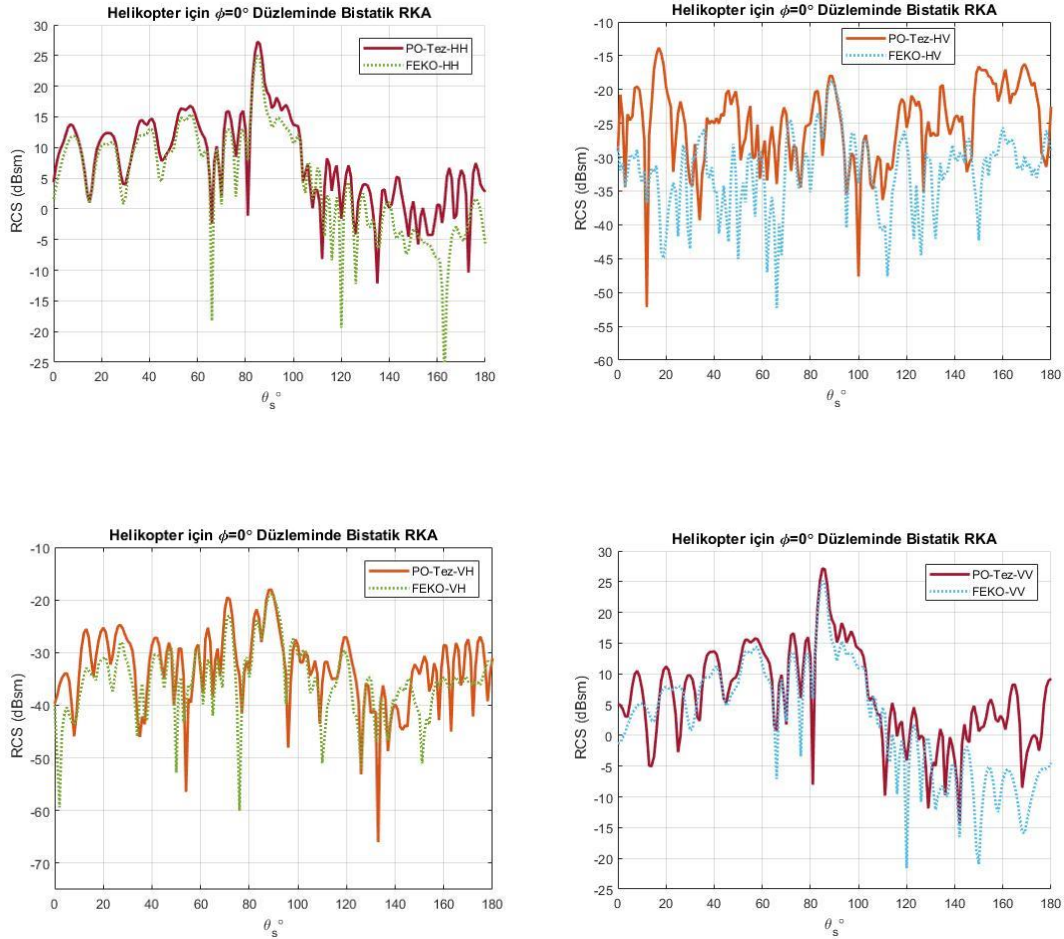
➤ Helikopter gövdesine mükemmel iletken malzeme uygulanması:



Şekil 5.21: Mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplanmış Helikopter modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalar ile aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılması durumu için VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri.

➤ Helikopter gövdesine iki katmanlı dielektrik malzeme uygulanması:

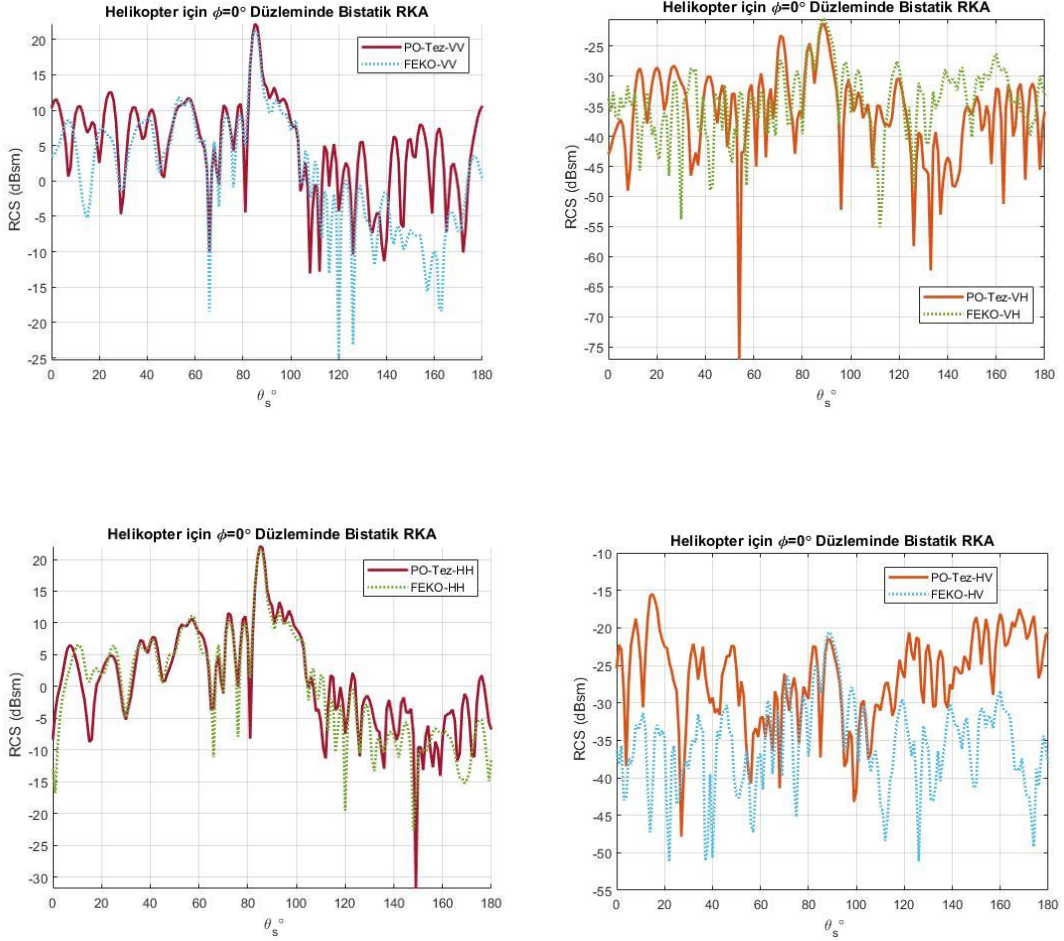
Detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.



Şekil 5.22: İki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Helikopter modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapılarak VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri.

- Helikopter gövdesine mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme uygulanması:

Helikopter mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplandıktan sonra detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.

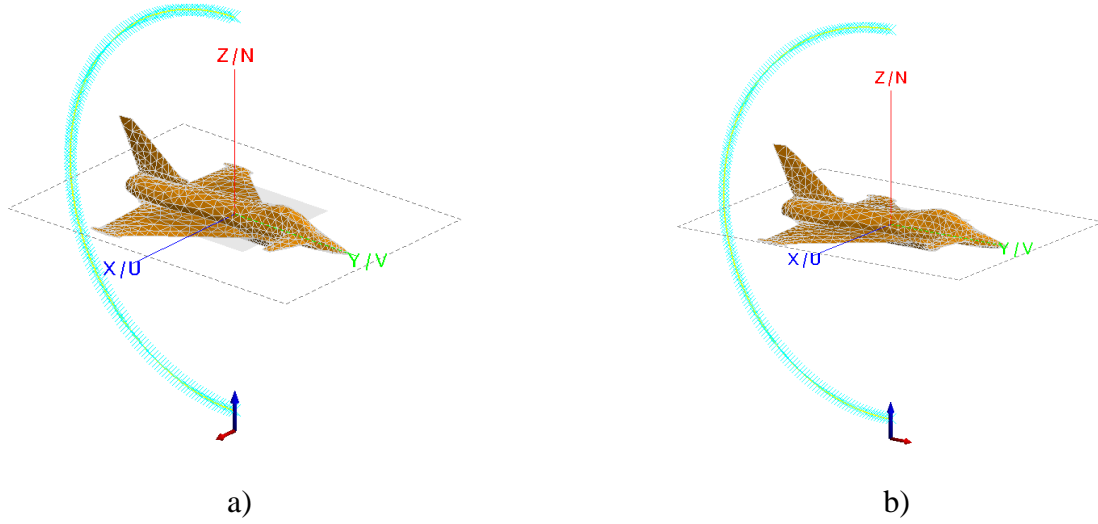


Şekil 5.23: Mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Helikopter modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 0^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapılarak VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında oluşturulan RKA grafikleri.

5.2.3. Eurofighter Typhoon Savaş Uçağı

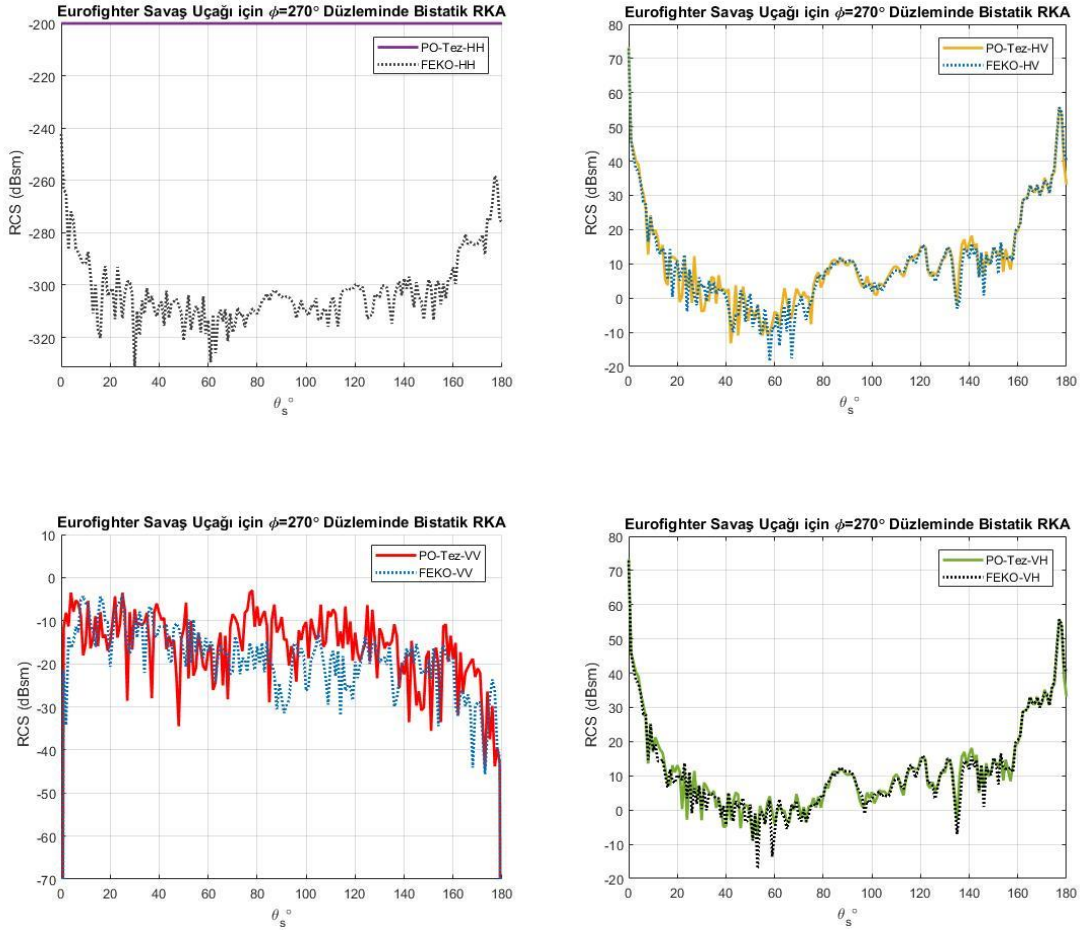
Şekil 5.18’de modeli verilen Eurofighter Typhoon Savaş Uçağının, 5 GHz operasyon frekansında, $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen θ ve ϕ polarizeli düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapılmasıyla VV, VH, HV ve HH kombinasyonlarında uçak gövdesinin tamamına; mükemmel elektrik iletken, iki katmanlı dielektrik yapı ve mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik yapı gibi farklı malzeme seçenekleri uygulanarak RKA hesaplanmıştır.

RKA sonuçları; mükemmel iletken malzemeyle kaplama durumu için Şekil 5.25, iki katmanlı dielektrik malzemeyle kaplama durumu için Şekil 5.26 ve mükemmel iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzemeyle kaplama durumu için Şekil 5.27’te verilmiştir.



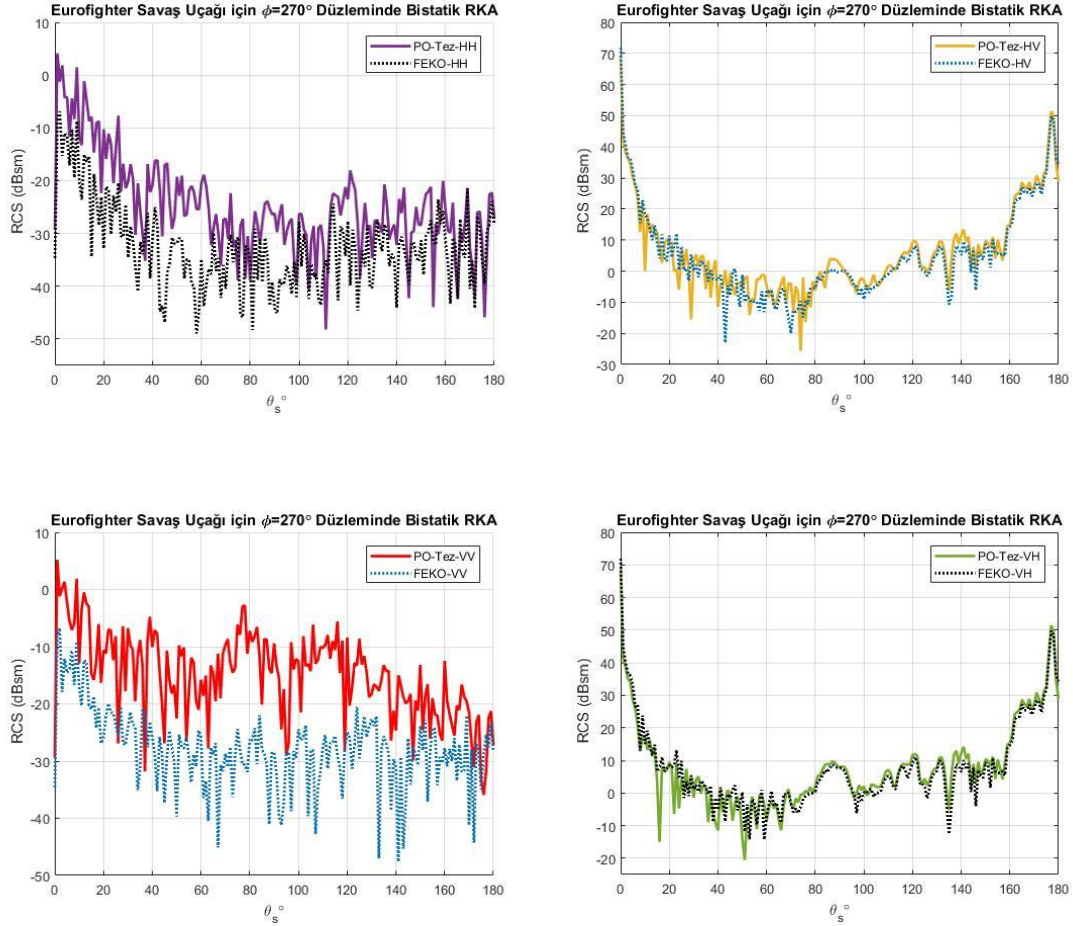
Şekil 5.24: Eurofighter Typhoon Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen a) dikey b) yatay polarizasyonlu düzlem dalga ile $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlem yapıldığı durum için problemin modellenmesi.

- Eurofighter T. Savaş Uçağı gövdesine mükemmel iletken malzeme uygulanması:



Şekil 5.25: Mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalar aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gözlem yapılmasıyla oluşturulan VV, VH, HV ve HH kombinasyonlarında RKA grafikleri.

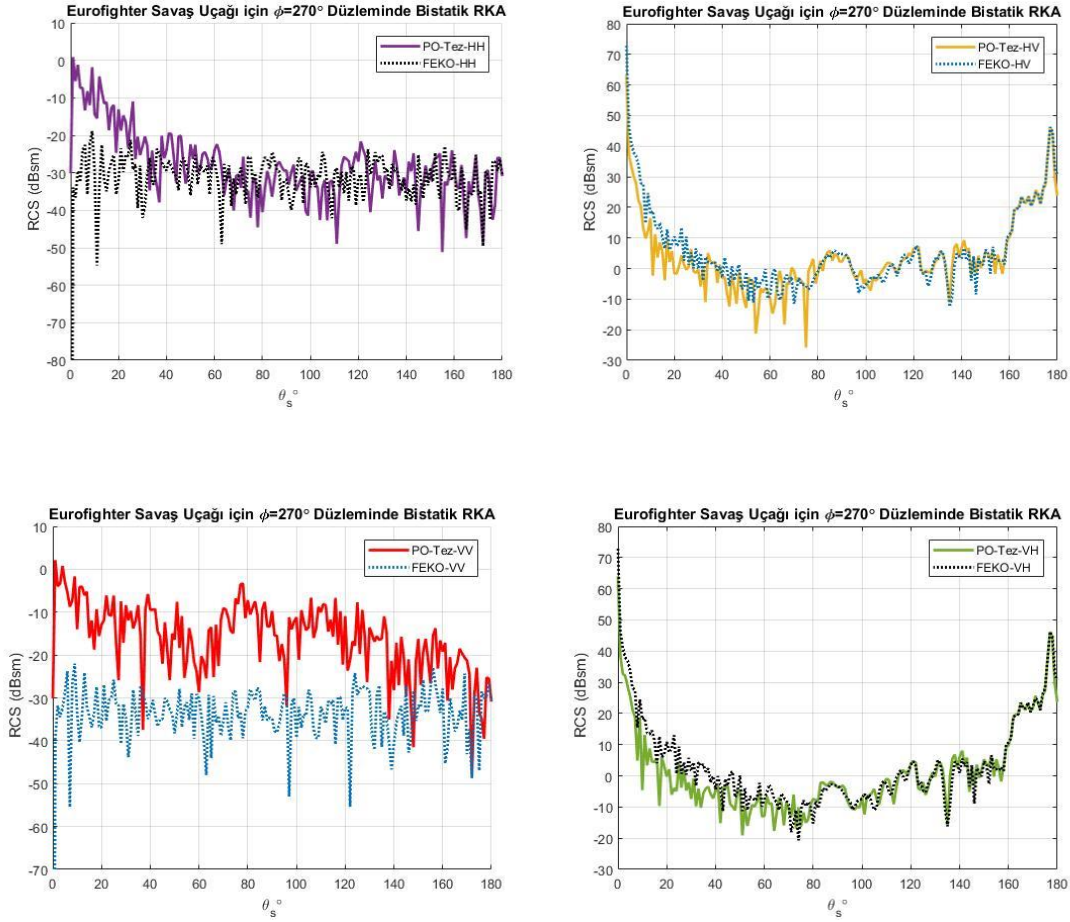
- Eurofighter T. Savaş Uçağı gövdesine iki katmanlı dielektrik malzeme uygulanması:
Detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.



Şekil 5.26: İki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlenmesiyle oluşturulan VV, VH, HV ve HH kombinasyonlarında RKA grafikleri.

- Eurofighter T. Savaş Uçağı gövdesine mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme uygulanması:

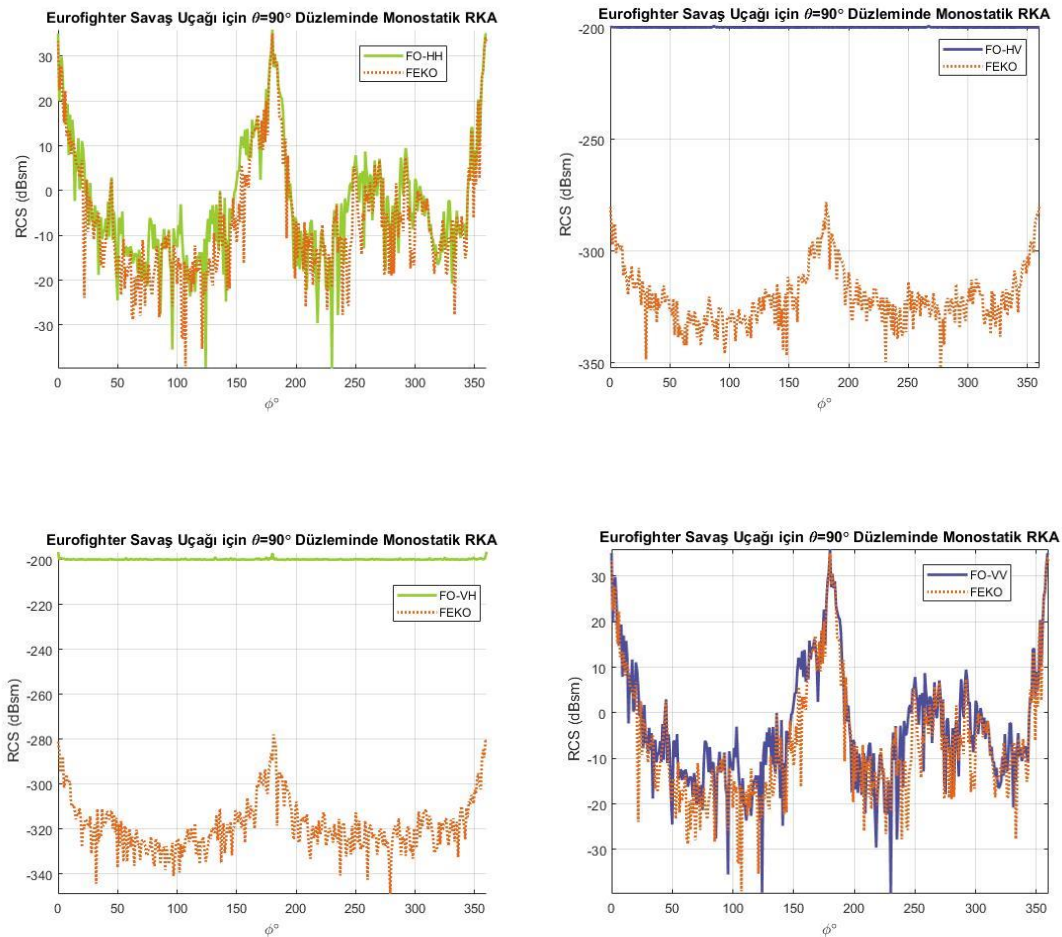
Eurofighter T. Savaş Uçağı mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplandıktan sonra detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.



Şekil 5.27: Mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlenmesiyle oluşturulan VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında RKA grafikleri.

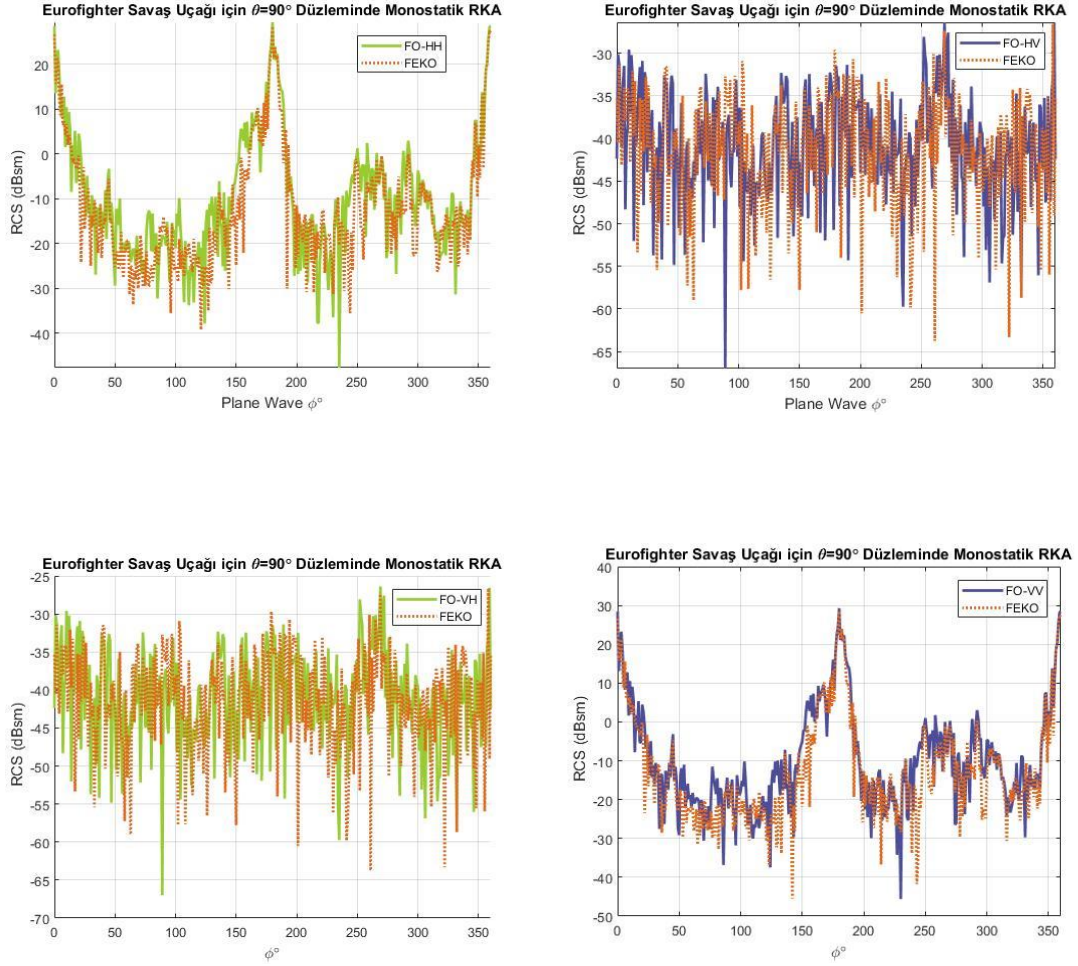
- Eurofighter Typhoon Savaş Uçağına, 10 GHz operasyon frekansında $\theta_i = 90^\circ$ düzleminde, $\phi_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1'er derece aralıklarla gönderilen yatay ve dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar için HH (yatay-yatay), HV (yatay-dikey), VH (dikey-yatay), VV (dikey-dikey) polarizasyon kombinasyonlarında uçak gövdesinin tamamına; mükemmel elektrik iletken, iki katmanlı dielektrik yapı ve mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik yapı gibi farklı malzeme seçenekleri uygulanarak monostatik RKA hesabı yapılmıştır. Oluşan grafikler Şekil 5.28, 5.29 ve 5.30'da verilmiştir.

➤ Eurofighter T. Savaş Uçağı gövdesine mükemmel iletken malzeme uygulanması:



Şekil 5.28: Mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ - 360^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalar için VV (dikey-dikey), VH (dikey-yatay), HV (yatay-dikey) ve HH (yatay-yatay) kombinasyonlarında RKA grafikleri.

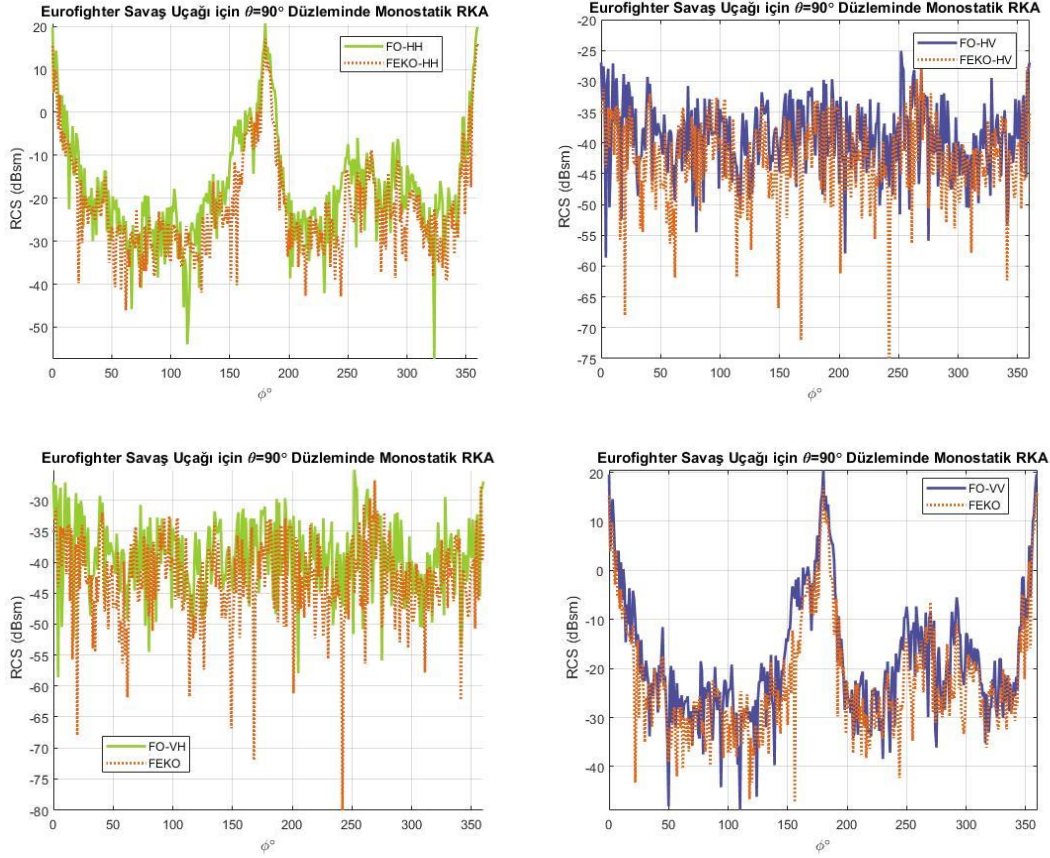
- Eurofighter T. Savaş Uçağı gövdesine iki katmanlı dielektrik malzeme uygulanması: Detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.



Şekil 5.29: İki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 90^\circ$, $\phi_i = 0^\circ - 360^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gönderilen yatay ve dikey polarizasyonlu düzlem dalgalar için HH, HV, VH, VV polarizasyon kombinasyonlarında monostatik RKA grafikleri.

- Eurofighter T. Savaş Uçağı gövdesine mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme uygulanması:

Eurofighter T. Savaş Uçağı mükemmel elektrik iletken malzeme ile kaplandıktan sonra detayları Çizelge 5.1’de verilen UD-14502 ve PU malzemeleri sırasıyla 2 mm ve 4.6 mm kalınlıklarında uygulanmıştır.



Şekil 5.30: Mükemmel elektrik iletken üzerine iki katmanlı dielektrik malzeme ile kaplanmış Eurofighter T. Savaş Uçağı modelinin $\theta_i = 180^\circ$, $\phi_i = 0^\circ$ gelme açısıyla gönderilen dikey ve yatay polarizasyonlu düzlem dalgalarla aydınlatılması durumunda, $\phi_s = 270^\circ$ düzleminde, $\theta_s = 0^\circ - 180^\circ$ arasında 1’er derece aralıklarla gözlenmesiyle oluşturulan VV, VH, HV ve VV kombinasyonlarında RKA grafikleri.

BÖLÜM 6

SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, radar sistemlerinin performans analizi ve radar soğurucu malzemelerin operasyonel etkinliklerinin analizi gibi farklı pratik uygulamalarda kullanılabilmesi amaçlanan, rastgele geometriye sahip üç boyutlu karmaşık hedeflerin Radar Kesit Alanını (RKA) Fiziksel Optik yaklaşımını esas alarak geliştirilmiş olan MATLAB tabanlı program tanıtılmıştır.

Geliştirilen bu programın, herhangi bir bilgisayar destekli grafik tasarım (CAD) yazılımıyla üçgen yüzeyler kullanılarak modellenmiş STL dosya formatlı hedef ağ yapısını kullanarak monostatik ve bistatik RKA hesaplama kabiliyetine sahip olduğu, hedef geometrisine gönderilecek olan düzlem dalganın polarizasyonunun yatay ve dikey olarak seçilebileceği ve RKA sonuçlarının HH (yatay-yatay), HV (yatay-dikey), VH (dikey-yatay) ve VV (dikey-dikey) olmak üzere 4 farklı polarizasyon kombinasyonunda görüntülenebileceği, hedef geometrisi üzerinde indüklenen kompleks yüzey akımlarının genliklerinin üç boyutlu hedef geometrisi üzerinde akım yoğunluğuna bağlı olarak farklı renklerde görüntülenebileceği farklı kompleks modeller üzerinde uygulamalarla gösterilmiştir. Radar soğurucu özelliği bulunan dielektrik malzemelerle kaplanmış hedeflerin RKA analizlerini yapabilmek amacıyla programın kendi kütüphanesinde tanımlı dielektrik malzemelerin seçilerek istenilen kalınlıkta uygulanabileceği gibi, kütüphanede tanımlı olmayan ancak uygulanması istenen malzemelerin eklenebileceğinden bahsedilmiştir. Seçilen malzemelerin model geometrisi üzerine mükemmel elektrik iletken, çok katmanlı dielektrik ve mükemmel elektrik iletken üzerine çok katmanlı dielektrik malzeme olmak üzere üç değişik malzeme uygulama seçeneğiyle uygulanarak RKA hesabı yapılabileceği gösterilmiştir. Malzeme uygulamasının tüm hedef modeli üzerine olabileceği gibi, istenilen üçgen yüzeyler üzerine uygulanarak da hesaplama yapılabileceği belirtilmiştir.

Bölüm 5'te elde edilen sonuçlar yorumlanacak olursa, şu çıkarımlar yapılabilir:

Hedef ağ yapısının hangi eleman tipi kullanılarak, kaç elemanla, nasıl bir algoritma ile modellendiği oldukça önemlidir. Eğer geometri iyi modellenemezse, problemi çözmek için uygulanacak teori ne kadar doğru olursa olsun, sonuç hatalı çıkacaktır. Eğimli yüzeylere sahip geometrileri düzlem üçgen yüzeyler basit ve etkili olarak modelleyebilir. Bölüm 5.1.2. Küre Modeli başlığı altındaki örnekler incelendiğinde, farklı ağ yapısı kullanmanın ve üçgen yüzey sayısının artmasıyla küre geometrisini daha iyi modellemenin bir sonucu olarak RKA sonuçlarındaki iyileşme görülmektedir. Tez kapsamında geliştirilen yazılımla elde edilen sonuçlarla birlikte FEKO ve POFACETS yazılımlarında da Fiziksel Optik yöntemi kullanılarak çözümler yapılmış olduğundan, kürenin saçılan alanını Mie serileriyle analitik olarak hesaplayarak elde edilmiş olan *Mie Serisi Çözümü* sonuçları ile tam uyum sağlanmadığı gözlenmiştir. Bununla birlikte, Fiziksel Optik yaklaşımında yüzey üzerindeki üçgen boyutunun dalga boyuna göre küçük olma şartı olmadığı için düz yüzeylere sahip geometrilerde dalga boyuna göre büyük üçgenler seçmek ve bu sayede üçgen sayısını az tutmak hesaplama yükünü azaltacaktır.

Fiziksel Optik yaklaşımında, düzgün yansıma bölgesinden uzaklaştıkça sonucun gerçekten uzaklaşmaya başladığı gerçeği göz önüne alındığında bu sonuçlar sürpriz değildir. Fiziksel Optik yöntemi, çoklu yansımalar ve kırınım gibi, hedef geometrisinin şekline bağlı olarak RKA sonuçlarını ciddi oranda etkileyebilecek saçılım mekanizmalarının etkisini ihmal ettiğinden bu sapmalar oluşmaktadır.

Üç boyutlu hedef geometrileri üzerinde, üçgen yüzeylerin içerdiği akımın genliğine göre farklı renklendirildiği yüzey akımı genlik modeli incelendiğinde, Fiziksel Optik yaklaşımının temeli olan, hedefin radar sinyaliyle aydınlatılan kısımlarının akıma sahip olurken gölge kısımlarında akımın sıfır olduğu varsayımı, aydınlık-karanlık bölge geçişlerinde gri alanların olmayacağı (saçılım etkilerinin ihmal edilmesi) sonucunu getirir.

Radar operasyon frekansının artmasıyla, hedef geometrisi radar dalga boyuna göre büyümekte olduğundan, bu tip durumlarda tek başına tam dalga çözüm yöntemleriyle sonuç elde etmek neredeyse olanaksızdır. Bu durum yaklaştırma yöntemleri kullanma gereksinimi doğurur. Büyük ve karmaşık hedef geometrilerinin yüksek frekanslı

radarlarla aydınlatılması durumunda Fiziksel Optik yöntemi nümerik hesap yükü açısından oldukça büyük kolaylık sağlar. Frekans arttıkça saçılım mekanizmalarının etkilerinin azalması dolayısıyla Fiziksel Optik yaklaşımının dezavantajlı yanının etkisi azalır. Bununla birlikte Fiziksel Optik yaklaşımının büyük üçgen yüzeylerle çözüm yapabilmek için elverişli olmasından dolayı bu yaklaşım oldukça yaygın olarak kullanılmaktadır.

Kompleks geometrilerle yapılan simülasyonlar incelendiğinde ilk olarak monostatik RKA sonuçlarının bistatik RKA sonuçlarına göre doğruluk oranlarının daha yüksek olduğu görülmektedir. Bunun sebebi düzgün yansıma bölgelerinden uzaklaştıkça, geniş açılarda saçılan alanların yeterince iyi modellenememesidir.

Elde edilen sonuçlardaki polarizasyon etkileri incelenecek olursa, örneğin; dikey polarizasyonlu gönderilen düzlem dalga için RKA'nın dikey polarizasyonlu bileşenine bakıldığında alınan sinyaller daha kuvvetlidir. Dikey polarizasyonlu düzlem dalga gönderildiği durumda RKA'nın yatay bileşenine bakıldığında oldukça güçsüz sinyaller alındığı gözlenmiştir. Bu beklenen bir durumdur. Çünkü gelen düzlem dalga yansırken aynı polarizasyonla yansır, ancak fazı değişir. Dolayısıyla gözlem noktasında gönderilen dalganın polarizasyonunda daha güçlü yansımalar olmaktadır.

Elde edilen sonuçlardaki malzeme uygulama etkileri incelemek için, hedef geometrisinin mükemmel iletken malzeme ile kaplandığı durum, çok katmanlı dielektrik kaplama ve mükemmel iletken üzerine çok katmanlı dielektrik uygulama durumlarıyla kıyaslanabilir. Grafiklerin tepe noktaları incelendiğinde, en yüksek RKA değerlerinin sırasıyla mükemmel iletken, çok katmanlı dielektrik kaplama ve mükemmel elektrik iletken üzerine çok katmanlı dielektrik kaplama uygulaması şeklinde olduğu görülmektedir. Hedefin radar ekranındaki görünürlüğü olarak tanımlanan Radar Kesit Alanını azaltmanın amaçlandığı düşünüldüğünde, hedef geometrisini radar soğurucu malzeme ile kaplamanın bu amaç doğrultusunda uygun bir karar olduğu görülmektedir.

Bölüm 5'te elde edilen RKA verileri, dBsm logaritmik ölçeği ile verilmiştir. Aralarında oldukça büyük farklar varmış gibi görünen grafikler incelenirken bu bilgi ışığında yorum yapıldığında geliştirilen programla elde edilen RKA sonuçlarının referanstan sapma miktarı hakkında daha gerçekçi yorum yapılabilir. Örneğin; iki grafik arasındaki fark -30 dB ise, bu farkın m^2 karşılığı 0,0001 olmaktadır. Bu bağlamda elde edilen sonuçların oldukça tutarlı olduğu görülmektedir.

Fiziksel Optik yaklaşımıyla, bir üçgen yüzey üzerinde oluşan alanın, yalnızca radardan gelen düzlem dalgalarından kaynaklanmış olduğu varsayımı yapılarak, gelen dalgaların başka üçgen yüzey üzerinden saçılması sonucu bahsedilen üçgen yüzey üzerinde oluşturacağı alan ihmal edilmiş, bir başka deyişle çoklu yansımalar hesaba katılmamıştır. Çoklu yansımalar ve diğer saçılım mekanizmalarını dahil edecek gelecek çalışmaları yapılarak, RKA hesaplamalarının hata oranı azaltılabilir.

Saçılan alanları oluşturan yüksek salınımlı integranta sahip radyasyon integralleri tez kapsamında Ludwig metodu uyarlanarak çözülmüştür. Gelecek çalışması olarak, Ludwig metodu yerine daha az hesap yüküyle daha hızlı işlem yapabilecek bir yöntem kullanılabilir. Örneğin, dörtgen elemanlarla modellenen Levin metodu, üçgen yüzeylerle modellenmiş integral tanım kümeleri için uygun hale getirilerek Fiziksel Optik yöntemiyle birlikte kullanılabilir.

Tez kapsamında hedef ağ yapısının üçgen yüzeylerden oluştuğu modeller üzerinde çalışmalar yapılmıştır. Hedefin parçalar halinde ele alınabildiği durumlar için tasarlanmış düz kısımlarının daha çok dörtgen yüzeylerle, girintili ve dairesel kısımların ise üçgen yüzeylerle modellenbildiği hibrit hedef ağ modelleri için, RKA hesaplamalarını dörtgenlerden oluşan tanım kümesini ele alabilecek şekilde genişletecek gelecek çalışmaları yapılabilir.

BÖLÜM 7

KAYNAKLAR

- [1] E.F. Knott, J.F. Shaeffer, and M.T. Tuley, Radar Cross Section, 2nd ed., SciTech Publishing, Inc., Raleigh, N.C., 2004.
- [2] B.R. Mahafza, Radar Systems Analysis and Design Using MATLAB, Chapman&Hall CRC, Washington, D.C., 2000.
- [3] D.C. Jenn, Radar and Laser Cross Section Engineering, AIAA, Inc., Washington, D.C., 1995.
- [4] D.C. Jenn, Geometrical Optics and the Geometrical Theory Of Diffraction (EC3630 Radiowave Propagation), Monterey, California, 2020.
- [5] R. A. Ross, Radar Cross Section of Rectangular Flat Plate as a function of Aspect Angle, IEEE Trans., 8(14):320-321, 1966.
- [6] D. Kouteas, Investigation of High Frequency Ship Radar Cross Section Reduction by means of Shaping, Master's Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, September 1998.
- [7] E.F. Knott, J.F. Shaeffer and M.T. Tuley, Radar Cross Section Its Prediction, Measurement And Reduction, Artech House, Inc, 1985.
- [8] E.F. Knott, A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques, Proceedings of IEEE, Vol.73 No.2, February 1985.
- [9] N.I. Faros, Radar Cross Section Synthesis for Planar Resistive Surfaces, Master's Thesis, Naval Postgraduate School, California, 1994.
- [10] N. Altın, Kompleks Hedeflerin Radar Kesit Alanı Analizi, Doktora Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2011.
- [11] T. Okan, Fiziksel Optik Yöntemi Kullanılarak Basit ve Karmaşık Şekilli Nesnelerin Radar Kesit Alanı Hesaplanması, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2012.
- [12] Ö. Özgün, M. Kuzuoğlu, Computational Methods in Electromagnetics, Hacettepe University E.E.E. Lecturer Notes, 2018.

- [13] C. Pay, Dönüşüm Elektromanyetiği Kavramına Dayanan Radar Kesit Alanı Azaltma Tekniklerinin Geliştirilmesi, Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2018.
- [14] S. Cheng, W. Cheng, T.K.Dey, J.R. Shewchuk, Delaunay Mesh Generation, Chapman&Hall/ CRC, Boca Raton, 2013.
- [15] E. Yağcı, N.C. Engin, İ.İ. Esat, YSA'ların Voronoi Diyagramıyla Yapılandırılması, Yıldız Teknik Üniversitesi
- [16] M. Yanalak, "Yüzey Modellemede Üçgenleme Yöntemleri", Harita Dergisi, 126, sayfa 58 – 69 (2001).
- [17] D.N. Maynard, J.D. Hibbeler, Measurement and reduction of critical area using Voronoi diagrams, Advanced Semiconductor Manufacturing Conference and Workshop, 2005 IEEE/SEMI, vol., no., pp.243-249, 11- 12 April 2005.
- [18] L. Guibas, and J. Stolfi, Primitives for the Manipulation of General Subdivisions and the Computation of Voronoi Diagrams, ACM Transactions on Graphics, Vol.4, No.2, April 1985, pages 74-123.
- [19] M. Çınar, Çözüm Ağı Üretim Yöntemleri ve Geliştirilen Program Kullanılarak Hareketli Çözüm Ağı Üretimi, Bitlis Eren Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi, c. 6, sayı. 2, ss. 1-14, Ara. 2017.
- [20] R. Dittrich, W. Scholz, D. Suess, H. Forster, V. Tsiantos, T. Schrefl, J. Fidler, Finite element simulation of discrete media with granular structure, IEEE International Magnetism Conference, 2002. INTERMAG Europe 2002. Digest of Technical Papers. vol., no., pp. FP12-, 2002
- [21] N. Faros, Radar Cross Section Synthesis for Planar Resistive Surfaces, Naval Postgraduate School Masters Thesis, December 1994.
- [22] E. Öztürk, Comparison of Two Physical Optics Integration Approaches for Electromagnetic Scattering, Yüksek lisans tezi, Bilkent Üniversitesi Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2008.
- [23] F. Chonghua, Z. Xiaonan, L. Qian, An Improved Physical Optics Method for the Computation of Radar Cross Section of Electrically Large Objects, IEEE, 722 – 725 (2008).

- [24] M.A. Plonus, R. Williams, S.C.H. Wang, Radar Cross Section of Curved Plates Using Geometrical and Physical Diffraction Techniques, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-26 No.3, May 1978.
- [25] E.E. Garrido, Graphical User Interface for a Physical Optics Radar Cross Section Prediction Code, Master's Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 2000.
- [26] F. Chatzigeorgiadis, Development of Code for a Physical Optics Radar Cross Section Prediction and Analysis Application, Master's Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 2004.
- [27] H. Oraizi, M. Afsahi, Analysis of Planar Dielectric Multilayers as FSS by Transmission Line Transfer Matrix Method (TlTmm), Progress In Electromagnetics Research, Vol. 74, 217-240, 2007.
- [28] A.C. Durgun, Computation of Radar Cross Sections of Complex Targets by Physical Optics with Modified Surface Normals, Yüksek Lisans Tezi, Orta Doğu Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2008.
- [29] E.A. Flinn, A Modification of Filon's Method of Numerical Integration, Journal of the ACM, Vol.7, Issue 2, April 1960.
- [30] F.J.S. Moreira, and A. Prata, A Self Predictor-Corrector Algorithm for Efficient Evaluation of Reflector Antenna Radiation Integrals, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 42, No.2, February 1994, p.246.
- [31] A.C. Ludwig, Computation of Radiation Patterns Involving Numerical Double Integration, IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-16, No.6, pp. 767-769, Nov. 1968.
- [32] L. Filon, On a quadrature formula for trigonometric integrals, Proc. Roy., Sot. Edinburgh 49, 38-47 (1928).
- [33] R.J. Burkholder, T. Lee, Adaptive Sampling for Fast Physical Optics Numerical Integration, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2005.
- [34] S. Olver, Numerical Approximation of Highly Oscillatory Integrals, PHD Thesis, University of Cambridge, 2008.

- [35] L. Kaya, Bazı Yüksek Salımlı İntegraller için Uygun Gauss ve Filon Tipi İntegrasyon Metotları, Yüksek Lisans Tezi, Gaziantep Üniversitesi Matematik Bölümü, Gaziantep, 2009.
- [36] T. Mohammed, İki Boyutlu Mükemmel İletkenlerin Radar Kesit Alanı Hesabı, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 2008.
- [37] C.A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics, 2nd Edition, John Wiley&Sons, Inc, Arizona State University, 2012.
- [38] S.J. Orfanidis, Electromagnetic Waves and Antennas, Vol.1-Waves, Rutgers University, 2016.
- [39] B.W. Ashworth, Scatter Matrix Analysis of Plane Waves in a Layered Media, Master's Thesis, School Of Mines And Metallurgy of the University Of Missouri, Rolla, Missouri, 1961.
- [40] S. Li, Q. Zhang, B-C. Ahn, Wave-Amplitude Transmission Matrix Approach to the Analysis of the Electromagnetic Planewave Reflection and Transmission at Multilayer Material Boundaries, 2019.
- [41] R.M. O'Donnell, Radar Systems Engineering Radar Cross Section (Lecture 7 Part 1 and Part 2), IEEE AES Society, 2010.