

**T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KAYNAĞIN YAKININDA BULUNAN MÜKEMMEL İLETKEN
SAÇICIDAN SAÇILAN ALANLARIN BULUNMASI İÇİN
FİZİKSEL OPTİK İNTEGRALİNİN ZAMAN UZAYINDA
HESAPLANMASI**

**İBRAHİM SONER KARACA
DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**GEBZE
2016**

**T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KAYNAĞIN YAKININDA BULUNAN
MÜKEMMEL İLETKEN SAÇICIDAN
SAÇILAN ALANLARIN BULUNMASI İÇİN
FİZİKSEL OPTİK İNTEGRALİNİN ZAMAN
UZAYINDA HESAPLANMASI**

**İBRAHİM SONER KARACA
DOKTORA TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**DANIŞMANI
PROF. DR. AHMET ARİF ERGİN**

**GEBZE
2016**

T.R.
GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

**COMPUTING THE PHYSICAL OPTICS
INTEGRALS IN THE TIME DOMAIN FOR
EVALUATING THE SCATTERED
ELECTRIC FIELDS SCATTERED FROM A
PERFECT ELECTRICALLY CONDUCTING
SCATTERER LOCATED NEAR THE
SOURCE**

İBRAHİM SONER KARACA
**A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
DOCTOR OF PHILOSOPHY
DEPARTMENT OF ELECTRONIC ENGINEERING**

THESIS SUPERVISOR
PROF. DR. AHMET ARİF ERGİN

GEBZE

2016



GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 14/12/2015 tarih ve 2015/74 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 08/01/2016 tarihinde tez savunma sınavı yapılan İbrahim Soner KARACA'nın tez çalışması Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında DOKTORA tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

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

ÜYE

: Prof.Dr. Alinur BÜYÜKAKSOY

ÜYE

: Prof.Dr. Serkan AKSOY

ÜYE

: Prof.Dr. Yunus Emre ERDEMLİ

ÜYE

: Yrd.Doç.Dr. Fatih ERDEN

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun

...../...../..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Bu tezde, sonsuz küçük dipol tarafından aydınlatılan mükemmel elektrik iletken (MEİ) cisimden saçılan elektrik alan için, fiziksel optik (FO) yöntemi kullanılarak, zaman ve frekans domenlerinde analitik ifadeler türetilmiştir. Yapılan çalışmada elektromanyetik kaynak olarak kullanılan sonsuz küçük dipolün saçıcıdan olan mesafesi (aydınlatma mesafesi) için herhangi bir kısıtlama bulunmazken, gözlemcinin saçıcının uzağında bulunduğu kabul edilmiştir. Saçıcı cisim üçgensel bölgeler ile modellenmiştir. Saçılan elektrik alan için analitik ifadeler türetilirken, dipolün skaler potansiyelinin indüklenen yüzey akımlarına olan katkısı ihmal edilmemiş, skaler ve vektör potansiyellerin katkıları için ayrı ayrı analitik ifadeler elde edilmiştir. Bu çalışmada, yüzey integralleri (iki katlı FO integralleri) Radon Dönüşümü (RD) yorumu kullanılarak tek katlı çizgi integralleri haline getirilmiştir. Saçılan elektrik alan için türetilen analitik ifadelerin doğruluğu ve etkinliği sayısal örneklerle gösterilmiştir. Ayrıca, saçıcı cismin yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu bulunurken skaler potansiyelin katkısının ihmali ile yapılan hatalar incelenerek, skaler potansiyel katkısının önemi gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Sonsuz Küçük Dipol, Fiziksel Optik (FO), Saçılan Elektrik Alan, Zaman Domeni, Frekans Domeni, Radon Dönüşümü (RD).

SUMMARY

In this dissertation, analytical expressions in the time and frequency domains are derived for the electric field scattered from perfect electrically conducting (PEC) object illuminated by an infinitesimal electric dipole via physical optics (PO) method. During the study, it is assumed that the observer resides far from the scatterer while no limitations are imposed for the distance of the illuminating dipole to the scatterer. The scatterer is modeled with triangular facets. While deriving the analytical expressions for the scattered electric field, the scalar potential contribution of the dipole on the induced surface currents is not neglected and the analytical expressions for the scalar and vector potentials contributions are obtained separately. In this study, the surface integrals (PO integrals) are reduced to line integrals by using the Radon Transform (RT) interpretation. The accuracy and the efficacy of the derived analytical expressions are demonstrated through several numerical examples. Additionally, the errors due to the negligence of the scalar potential's contribution to the induced surface current are examined and the importance of the scalar potential's contribution is shown.

Key Words: Infinitesimal Dipole, Physical Optics (PO), Scattered Electric Field, Time Domain, Frequency Domain, Radon Transform (RT).

TEŞEKKÜR

Yüksek öğrenimim süresince bilgisini, tecrübesini ve zamanını paylaşmaktan hiçbir zaman imtina etmeyen ve tuttuğu ışık ile hem akademik, hem sosyal, hem de iş hayatımda hedeflerime yürürken en önemli rehberlerimden biri olan danışmanım Prof. Dr. Ahmet Arif ERGİN'e,

Doktora çalışmam süresince, yoğun çalışma hayatlarına rağmen her ihtiyacım olduğunda bana zaman ayıran, bu sürecin benim için daha kolay hale gelmesi için yardım ve desteklerini esirgemeyen Prof. Dr. Yunus Emre ERDEMLİ ve Prof. Dr. Serkan AKSOY'a,

Yapmış olduğu akademik çalışmalar ile bu çalışmamın filizlenmesinde önemli desteği olan Dr. Hüseyin Arda ÜLKÜ'ye

Başta biricik karım Ömür KARACA ve canım oğlum Durukan KARACA olmak üzere, bu zorlu yolda maddi ve manevi olarak bana her zaman destek veren, bana olan inançlarını ve güvenlerini hiçbir zaman kaybetmeyerek daimi motivasyon kaynağım olan sevgili aileme ve arkadaşlarıma sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ	xvi
TABLolar DİZİNİ	xix
1. GİRİŞ	1
2. TEMEL TANIMLAR ve KONSEPTLER	11
2.1. Elektromanyetik Saçılma Problemine Ait Geometri	11
2.2. Fiziksel Optik (FO) Yöntemi	13
2.3. Saçılan Dalgaya Ait Alanların Bulunması	14
2.4. Elektromanyetik Saçılma Problemine Ait Geometrinin Yorumlanması	15
2.4.1. Uzak-Uzak Durumu	16
2.4.2. Yakın-Yakın Durumu	17
2.4.3. Uzak-Yakın Durumu	18
2.4.4. Yakın-Uzak Durumu	19
2.4.5. Uzak-Yakın Durumu ile Yakın-Uzak Durumu Arasındaki İlişki	20
2.5. Yakın-Uzak Durumu İçin Saçılan Elektrik Alan Şiddeti	20
2.6. Kaynak Olarak Sonsuz Küçük Dipolün Kullanılması	21
3. KAYNAĞIN YAKININDA BULUNAN MÜKEMMEL ELEKTRİK İLETKEN SAÇICIDAN SAÇILAN ELEKTRİK ALAN ŞİDDETİ ve FO İNTEGRALLERİ	23
3.1. FO Yöntemi ile Yakın-Uzak Durumu İçin Saçılan Elektrik Alan İfadesi	23
3.2. Saçıcı Cismin Modellenmesi ve Hesaplama Öncesi Aydınlık Yüzeylerin Belirlenmesi	25
3.2.1. Yüzey Normalinin Belirlenmesi	27

3.2.2. Yüzey Normali Kontrolü ile Yüzü Kaynağa Dönük Üçgenlerin Belirlenmesi	28
3.2.3. Işın Takibi ile Hesaplama Üçgenlerinin Belirlenmesi	29
3.3. Saçılan Elektrik Alan için FO İntegralleri	33
3.3.1. Tek Bir Üçgenden Saçılan Elektrik Alan Şiddeti ve FO İntegralleri	33
3.3.2. Karmaşık Yapıdaki Saçıcıdan Saçılan Elektrik Alan Şiddetinin Hesaplanması	34
4. YAKIN-UZAK DURUMU İÇİN FO İNTEGRALLERİNİN ÇÖZÜMÜ	37
4.1. FO İntegrallerindeki Dirac Delta Fonksiyonu ve RD Yorumu	37
4.2. FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü	42
4.2.1. Çembersel Kesişim Durumu İçin FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü	43
4.2.2. Parabolik Kesişim Durumu İçin FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü	45
4.2.3. Eliptik Kesişim Durumu İçin FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü	46
4.3. FO İntegrallerinin Frekans Domeni Çözümü	48
4.4. İntegral Sınırlarının Belirlenmesi	52
4.4.1. Hesaplama Üçgeni ile Dairesel Paraboloidin Konumsal İlişkisi	53
4.4.2. Hesaplama Üçgeni ile Dairesel Paraboloidin Kesişiminin Belirlenmesi	56
4.4.3. Dönüşüm Parametreleri ve İntegral Sınırlarının Belirlenmesi	67
5. YAKIN-UZAK DURUMU İÇİN NÜMERİK ÖRNEKLER	70
5.1. Zaman Domeninde Yapılan Nümerik Çözümler	70
5.1.1. FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümleri	71
5.1.2. Uzun Aydınlatma Mesafesi İçin Zaman Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması	72
5.1.3. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Zaman Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması	74
5.1.4. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Jenerik RF Güdümlü Mermiden Saçılan Elektrik Alanın Bulunması	77
5.2. Frekans Domeninde Yapılan Nümerik Çözümler	79

5.2.1. Uzun Aydınlatma Mesafesi İçin Frekans Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması	79
5.2.2. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Frekans Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması-I	82
5.2.3. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Frekans Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması-II	83
5.3. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Skaler Potansiyelin Katkılarının İncelenmesi	84
5.3.1. Skaler Potansiyelin Katkısı	84
5.3.2. Kaynağın Konumunun Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi	86
5.3.3. Kaynağın Polarizasyonunun Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi	87
5.3.4. Frekansın Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi	88
5.3.5. Saçıcı Cismin Gövdesinin Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi	89
6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER	91
6.1. Sonuçlar	91
6.2. Öneriler	96
KAYNAKLAR	97
ÖZGEÇMİŞ	100

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u> <u>Kisaltmalar</u>	<u>Açıklamalar</u>
S	: Saçıcı cisim, saçıcı yüzey.
\hat{n}	: Birim uzunlukta yüzey normali.
\mathbf{r}	: Uzayda herhangi bir noktanın konum vektörü.
$\hat{\mathbf{r}}$: Koordinat sisteminin merkezinden uzayda herhangi bir noktaya doğru çizilen birim uzunluktaki vektör, konum vektörü yönünde birim vektör.
r	: Uzayda herhangi bir noktanın koordinat sisteminin merkezine uzaklığı.
t	: Zaman parametresi.
$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t)$: Gelen elektromanyetik dalganın \mathbf{r} noktasında, t anında elektrik alan şiddeti bileşeni.
$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t)$: Gelen elektromanyetik dalganın \mathbf{r} noktasında, t anında manyetik alan şiddeti bileşeni.
$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$: \mathbf{r} noktasında, t anında oluşan elektrik akım yoğunluğu.
$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$: Saçılan elektromanyetik dalganın \mathbf{r} noktasında, t anında elektrik alan şiddeti bileşeni.
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t)$: Saçılan elektromanyetik dalganın \mathbf{r} noktasında, t anında manyetik alan şiddeti bileşeni.
d	: Mesafe, aydınlatma mesafesi, gözlem mesafesi.
D	: Saçıcı cismin en büyük boyutu.
λ	: Dalga boyu.
$\hat{\mathbf{a}}_x$: Kartezyen koordinat sisteminde x-ekseni yönündeki birim (baz) vektör.
$\hat{\mathbf{a}}_y$: Kartezyen koordinat sisteminde y-ekseni yönündeki birim (baz) vektör.
$\hat{\mathbf{a}}_z$: Kartezyen koordinat sisteminde z-ekseni yönündeki birim (baz) vektör.
\mathbf{r}_o	: Gözlem noktasının konum vektörü.

$\hat{\mathbf{r}}_o$: Gözlem noktasının konum vektörü yönünde birim vektör.
r_o	: Gözlem noktasının koordinat sisteminin merkezine uzaklığı.
r_{ox}	: \mathbf{r}_o vektörünün x-ekseni bileşeni.
r_{oy}	: \mathbf{r}_o vektörünün y-ekseni bileşeni.
r_{oz}	: \mathbf{r}_o vektörünün z-ekseni bileşeni.
β	: \mathbf{r} ile \mathbf{r}_o vektörleri arasındaki açı.
\mathbf{k}_s	: Saçılma yönü.
$\hat{\mathbf{k}}_s$: Birim uzunluktaki saçılma yönü.
α	: \mathbf{k}_s ile \mathbf{r}_o vektörleri arasındaki açı.
μ_0	: Serbest uzayın manyetik geçirgenliği.
$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t)$: Saçılan elektromanyetik dalganın gözlem noktasında neden olduğu manyetik vektör potansiyel.
$\delta(\cdot)$: Dirac delta fonksiyonu.
S_{lit}	: Aydınlik yüzey.
c	: Işık hızı, serbest uzayda elektromanyetik dalganın yayılma hızı.
*	: Zamanda konvolüsyon operatörü.
$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t)$: Saçılan elektromanyetik dalganın gözlem noktasında, t anında gözlenen elektrik alan şiddeti .
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_o, t)$: Saçılan elektromanyetik dalganın gözlem noktasında, t anında gözlenen manyetik alan şiddeti bileşeni.
∂_t	: Zamanda türev operatörü.
∂_t^{-1}	: Zamanda integral operatörü.
∇	: Nabla operatörü (“ ∇ ”; gradyan operasyonu, “ $\nabla \cdot$ ”; diverjans operasyonu ve “ $\nabla \times$ ”; rotasyonel operasyonu için kullanılmıştır.).
$V_s(\mathbf{r}_o, t)$: Saçılan elektromanyetik dalganın gözlem noktasında neden olduğu skaler potansiyel.
$\hat{\mathbf{p}}$: Birim uzunluktaki polarizasyon vektörü.
ω	: Açısal frekans.
k	: Dalga sayısı.
j	: Karmaşık (kompleks) uzayda $j^2 = -1$ eşitliğini sağlayan sanal

	(imaginary) birim.
$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega)$: \mathbf{r} noktasında, ω açısal frekansı için manyetik alan şiddeti.
θ	: Silindirik / küresel koordinat sistemlerinde z-ekseni ile yapılan açı.
ϕ	: Silindirik / küresel koordinat sistemlerinde xy düzleminde x-ekseni ile yapılan açı.
$\hat{\mathbf{a}}_\phi$: Silindirik / küresel koordinat sistemlerinde ϕ yönünde birim (baz) vektör.
M_0	: Dipol momenti.
\mathbf{I}_1	: Skaler potansiyelin katkısını veren Fiziksel Optik İntegrali.
\mathbf{I}_2	: Vektör potansiyelin katkısını veren Fiziksel Optik İntegrali.
$\mathcal{J}(\rho, \phi)$: Dönüşüm Jacobian'ı.
$\mathcal{J}_{\text{çember}}(\rho, \phi)$: Çembersel kesişim durumunda dönüşüm Jacobian'ı.
$\mathcal{J}_{\text{parabol}}(\rho, \phi)$: Parabolik kesişim durumunda dönüşüm Jacobian'ı.
$\mathcal{J}_{\text{elips}}(\rho, \phi)$: Eliptik kesişim durumunda dönüşüm Jacobian'ı.
ρ	: Dönüşüm Jacobian'ının parametresi, dairesel paraboloidin tepe noktası ile odak noktası arasındaki mesafe.
\mathbf{I}_{1x}	: \mathbf{I}_1 vektör integralin x-bileşeni.
\mathbf{I}_{1y}	: \mathbf{I}_1 vektör integralin y-bileşeni.
\mathbf{I}_{1z}	: \mathbf{I}_1 vektör integralin z-bileşeni.
\mathbf{I}_{2x}	: \mathbf{I}_2 vektör integralin x-bileşeni.
\mathbf{I}_{2y}	: \mathbf{I}_2 vektör integralin x-bileşeni.
\mathbf{I}_{2z}	: \mathbf{I}_2 vektör integralin x-bileşeni.
\mathbf{r}_c	: Üçgen merkez noktasının konum vektörü.
r_c	: Üçgen merkez noktasının koordinat sisteminin merkezinden uzaklığı.
$h(t)$: Frekans domeni çözümü için zamana bağlı tanımlanan fonksiyon.
$H(\omega)$: $h(t)$ fonksiyonunun Fourier dönüşümü.
A	: Üçgenin alanı.

\mathbf{v}_i	: Üçgenin köşe noktalarının konum vektörleri.
\mathbf{v}_i''	: Üçgenin köşe noktalarının saçılma yönü eksenine izdüşümleri.
d_i	: Üçgenin kenar uzunlukları.
l	: Doğru-paraboloid kesişimi için tanımlanan parametre.
\mathbf{r}_{nokta}	: Doğru ile paraboloidin kesişim noktasına ait konum vektörü.
C_i	: Doğru-paraboloid kesişimi denkleminde katsayılar.
\mathbf{r}_m	: Kapalı eğri (çember ya da elips) kesişim durumunda kesişim eğrilerinin merkez noktasının konum vektörü.
a	: Kürenin yarıçapı.
\mathbf{r}'	: Küre üzerinde saçılmanın gerçekleştiği nokta (noktaların) konum vektörü.
\mathbf{r}_s	: Küreden saçılma probleminde kaynağın konum vektörü.
r_s	: Küreden saçılma probleminde kaynağın koordinat sisteminin merkezinden uzaklığı..
\mathbf{R}	: Küreden saçılma probleminde kaynaktan saçılma noktasına çizilen vektör.
R	: Küreden saçılma probleminde kaynağın saçılma noktasına uzaklığı.
I_o	: Sonlu uzunluklu dipolün (Hertz dipolünün) uyarıldığı genlik.
ΔL	: Sonlu uzunluklu dipolün (Hertz dipolünün) uzunluğu.
$P(.)$: Sonlu uzunluklu dipol (Hertz dipolü) için genlik fonksiyonu.
$u(.)$: Birim basamak fonksiyonu.
v	: Hacim, akım yoğunluğunun dağıldığı hacim.
AZFD	: Ayrık zaman Fourier dönüşümü.
dB	: Decibel.
FD	: Fourier dönüşümü.
FO	: Fiziksel optik.
GHz	: Gigahertz.
Hz	: Hertz.
m	: Metre.
MEİ	: Mükemmel elektrik iletken.

MHz	: Megahertz.
PEC	: Perfect electrically conducting / conductor (mükemmel elektrik iletken, MEİ).
PO	: Physical optics (fiziksel optik, FO).
RD	: Radon dönüşümü.
RF	: Radyo frekansı.
RKA	: Radar kesit alanı.
RT	: Radon transform (Radon dönüşümü, RD).
RWG	: Rao-Wilton-Glisson.
s	: Saniye.

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
1.1: Reflektör antenlere örnek (parabolik reflektör anten).	1
1.2: 150 ft çaplı parabolik reflektör anten, Stanford Üniversitesi, ABD.	2
1.3: ABD Savaş gemisi, USS NORMANDY.	3
1.4: Elektromanyetik saçılma olayının jenerik gösterimi.	4
2.1: Elektromanyetik saçılma problemine ait geometri.	11
2.2: Uzaklık şartının belirlenmesi için kullanılan geometri.	12
2.3: Uzak-uzak durumu.	17
2.4: Yakın-yakın durumu.	18
2.5: Uzak-yakın durumu.	19
2.6: Yakın-uzak durumu.	20
3.1: Üç boyutlu bir cismin üçgenler ile modellenmesi.	26
3.2: Aydınlık yüzeylerin belirlenmesi için kullanılan algoritma.	26
3.3: Modellemede kullanılan jenerik üçgen.	27
3.4: Yüzey normali kontrolü.	29
3.5: Işın takibi yöntemi.	30
3.6: Küçük üçgenlere bölme.	30
3.7: Karmaşık saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanması.	36
4.1: Saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için dairesel paraboloidin gösterimi.	39
4.2: Saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için $z = 20$ düzlemi ile dairesel paraboloidin kesişimi.	39
4.3: Çembersel kesişim.	41
4.4: Parabolik kesişim.	41
4.5: Eliptik kesişim.	42
4.6: Küçük üçgenlere bölme yöntemiyle kesişim eğrisinin modellenmesi.	49
4.7: Farklı zaman değerlerinde oluşan paraboloidler.	53
4.8: Paraboloidin iç ve dış bölgelerinin gösterimi.	54
4.9: Sabit bir üçgen ile farklı zaman değerlerinde oluşan paraboloidlerin konumsal ilişkileri.	55
4.10: Hesaplama üçgeninin jenerik gösterimi.	56

4.11:	Koordinatları bilinen iki noktadan geçen doğru üzerindeki her hangi bir noktanın konumu.	57
4.12:	Üç köşe noktası da dairesel paraboloidin dışında; bir kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.	59
4.13:	Üç köşe noktası da dairesel paraboloidin dışında; iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.	59
4.14:	Üç köşe noktası da dairesel paraboloidin dışında; üç kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.	60
4.15:	Bir köşe noktası dairesel paraboloidin içinde; iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.	60
4.16:	İki köşe noktası dairesel paraboloidin içinde; iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.	60
4.17:	Köşe noktaları için kontrol noktalarının belirlenmesi.	61
4.18:	Üçgen, tepe noktasının gerisinde, kesişimi yok.	62
4.19:	Tüm köşeler (üçgen) dairesel paraboloidin içinde; kesişim yok.	63
4.20:	Üçgenin köşeleri dairesel paraboloidin dışında; kesişim kapalı eğri.	65
4.21:	Kenar/kenarların teğet olduğu durum.	66
4.22:	Hesaplama üçgeni ile dairesel paraboloidin kesişiminin belirlenmesi.	67
4.23:	Kesişim eğrileri ve integral sınırları.	68
4.24:	Kesişim tiplerine göre farklı zaman anlarında elde edilen kesişim eğrisi örnekleri.	69
5.1:	FO integrallerinin zaman domeninde çözümleri.	72
5.2:	Zaman domeninde uzun aydınlatma mesafesi için RKA karşılaştırması.	74
5.3:	Yakın aydınlatma mesafesi için geometri.	75
5.4:	Zaman domeninde yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alan karşılaştırması.	77
5.5:	Jenerik RF güdümlü mermi.	78
5.6:	Jenerik RF güdümlü mermiden saçılan elektrik alan şiddeti.	78
5.7:	Frekans domeninde uzun aydınlatma mesafesi için RKA karşılaştırması.	81
5.8:	Frekans domeninde yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alan karşılaştırması (I).	82

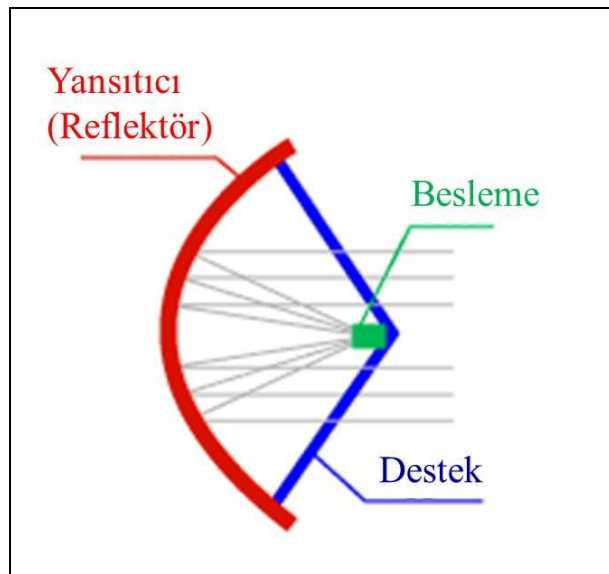
5.9:	Frekans domeninde yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alan karşılaştırması (II).	83
5.10:	Skaler potansiyelin katkısı.	85
5.11:	Skaler potansiyelin ihmalinde yapılan hata.	85
5.12:	Kaynağın konumunun hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.	86
5.13:	Kaynağın polarizasyonunun hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.	87
5.14:	Kaynağın frekansının hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.	88
5.15:	Saçıcı cismin boyutları değiştiğinde saçılan elektrik alan şiddetleri.	90
5.16:	Saçıcı cismin gövdesinin hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.	90

TABLolar DİZİNİ

<u>Tablo No:</u>	<u>Sayfa</u>
3.1: Modellemede kullanılan jenerik üçgen ve yüzey normali için vektör büyüklükler.	28

1. GİRİŞ

Bilinen bir akım dağılımının neden olduğu ışımının hesaplanması temel elektromanyetik problemlerden biridir. Bu hesaplama; anten analizinde, bir antenin ışıma örüntüsünün (paterninin) oluşturulması için yapılabileceği gibi, bir cismin radar kesit alanının (RKA) bulunması problemlerinde olduğu üzere, antenden ışıyan elektromanyetik enerjinin elektrik iletken yapı üzerinde akım indüklemesi sonucu oluşacak ışımının bulunması için de yapılabilmektedir [1]-[16]. Yaygın olarak kullanılan reflektör antenlerde de, aktif elemandan ışıyan elektromanyetik enerji, elektrik iletken yüzey (reflektör yüzey) üzerinde akım indüklemekte ve indüklenen bu akım sonucu gerçekleşen ışıma, reflektör antenin ışıma örüntüsünü oluşturmaktadır [17], [18]. Her iki problemde de aktif elektromanyetik elemandan (kaynaktan) yayılan elektromanyetik alanların yansıtıcı (mükemmel elektrik iletken) yüzey üzerinde indüklediği akım sonucu ortaya çıkan ışıma hesaplandığından, reflektör antenlerin ışıma örüntülerinin belirlenmesi ile radar kesit alanının hesaplanması problemleri, gerçekleşen elektromanyetik olaydaki benzerlik nedeniyle aynı kapsamda ele alınabilir. Şekil 1.1’de örnek olarak parabolik reflektör anten verilmiştir. Parabolik reflektör antenler, reflektör antenler arasında en yaygın olarak kullanılan tiptir. Bu örnekteki “Besleme” reflektör antenin aktif elemanını göstermektedir.



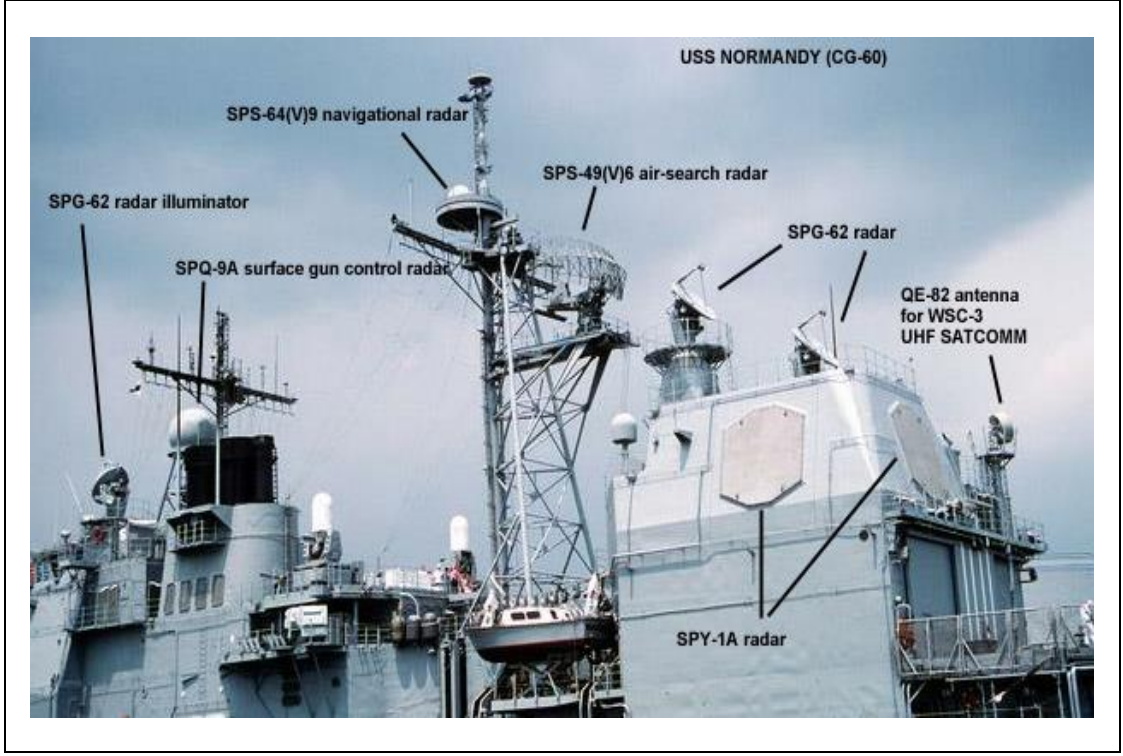
Şekil 1.1: Reflektör antenlere örnek (parabolik reflektör anten).

Bir elektromanyetik kaynağın (antenin) etkisi altında kalan mükemmel elektrik iletken cismin yüzeyinde indüklenen akım, bu yüzeyden her yöne doğru bir elektromanyetik ışımaya neden olur. Bu ışımaya, ışımının aktif bir kaynaktan olmaması nedeniyle saçılma, saçılmaya neden olan mükemmel elektrik iletken cisme ise saçıcı adı verilir. Bu kapsamda, reflektör antenlerde yansıtıcı olarak adlandırılan elektrik iletken yüzeyler genel anlamda birer saçıcıdır [17]-[19].

Işımaya yapan elektromanyetik kaynakları, üzerlerine yerleştirildikleri platformdan ayrı düşünerek, tek başına bağımsız birer unsur olarak görmek ve hesaplamaları bu paralelde yapmak mümkün değildir. Günümüzde hızla yaygınlaşan kablosuz iletişim, uydu iletişimi, televizyon ve radyo yayınları, sivil ve askeri denizcilik/havacılık gibi farklı birçok alanda kullanılan elektromanyetik kaynakların büyük bir çoğunluğu mükemmel iletken platform ya da kaideler üzerine yerleştirilmektedirler. Bu uygulamalar için örnekler Şekil 1.2 ve Şekil 1.3'te verilmiştir.



Şekil 1.2: 150 ft çaplı parabolik reflektör anten, Stanford Üniversitesi, ABD.



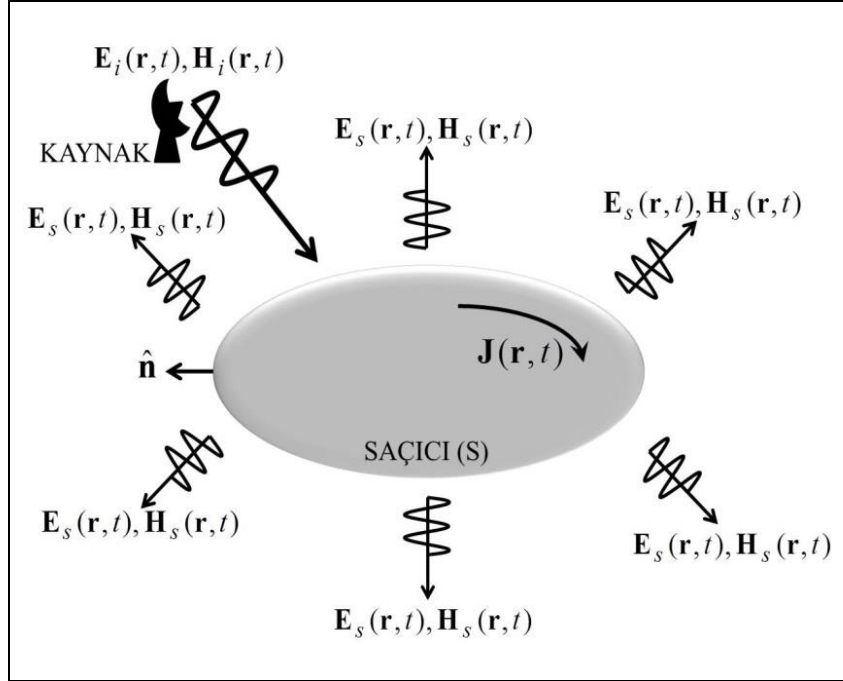
Şekil 1.3: ABD Savaş gemisi, USS NORMANDY.

Herhangi bir elektromanyetik kaynağın verimli çalışabilmesi için konumunun nasıl belirleneceği, hangi güçte ya da hangi frekansta çalışılmasının daha verimli olacağı, bir kaynağın ışınma örüntüsünün çevresindeki saçıcılardan nasıl etkileneceği gibi birçok sorunun cevabını bulabilmek amacıyla, ışınma ve saçılma örüntülerinin hesaplanmasına yönelik çalışmalar yapılmaktadır [1]-[16].

Bu doktora çalışmasında da, aktif ışınma yapan bir kaynaktan yayılan elektromanyetik enerjinin, saçıcı olarak adlandırılan mükemmel iletken yüzey üzerinde indüklediği akımın neden olduğu saçılmaya ait saçılma örüntüsünün en doğru şekilde belirlenmesi amaçlanmıştır. Bu amaç doğrultusunda, öncelik zaman domeninde olmak üzere, hem zaman domeninde, hem de frekans domeninde çalışılmıştır.

Elektromanyetik saçılmaya neden olan yüzey akım yoğunluğunun belirlenmesi için literatürde en yaygın kullanılan yöntemlerden biri “Fiziksel Optik, (FO)” yöntemidir [19]. Bu yöntem kullanılarak yapılan çalışmalarda, yüzeyde indüklenen akım yoğunluğunun neden olduğu saçılan alanlar yüzey integralleri ile tanımlanmaktadır. Saçılan alanları tanımlayan bu integrallere FO integralleri adı verilmektedir. Bu çalışmada da, mükemmel elektrik iletken olduğu kabul edilen saçıcının yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu FO yöntemi kullanılarak

belirlenmiştir. Ele alınan saçılma probleminin ve bu saçılma probleminde kullanılan terimlerin daha iyi anlaşılabilmesi amacıyla, elektromanyetik saçılma olayına ait jenerik gösterim Şekil 1.4’te verilmiştir.



Şekil 1.4: Elektromanyetik saçılma olayının jenerik gösterimi.

Şekil 1.4’te; saçıcı yüzeyi S , birim uzunluktaki yüzey normali \hat{n} , gelen elektromanyetik dalganın elektrik ve manyetik alan bileşenleri sırasıyla $\mathbf{E}_i(\mathbf{r},t)$ ve $\mathbf{H}_i(\mathbf{r},t)$, saçıcı yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu $\mathbf{J}(\mathbf{r},t)$ ve bu akım yoğunluğunun neden olduğu saçılan elektromanyetik dalganın elektrik ve manyetik alan bileşenleri sırasıyla $\mathbf{E}_s(\mathbf{r},t)$ ve $\mathbf{H}_s(\mathbf{r},t)$ ile gösterilmiştir.

Literatürde, elektromanyetik saçılma olayının ele alındığı pek çok çalışma vardır. Çoğu frekans domeninde olan bu çalışmaları, kaynak ile saçıcı ve saçıcı ile gözlem noktası arasındaki mesafelere göre gruplamak ve bu kapsamda incelemek en uygun yaklaşım olacaktır. Bu çalışmada kaynak ile saçıcı cisim arasındaki mesafe aydınlatma mesafesi, saçıcı cisim ile gözlem noktası arasındaki mesafe gözlem mesafesi olarak adlandırılmıştır. Bahse konu mesafelere göre elektromanyetik saçılma problemleri, Uzak-Uzak, Yakın-Yakın, Uzak-Yakın ve Yakın-Uzak olmak üzere dört başlık altında toplanabilir. Bu başlıklarda ilk terim kaynak ile saçıcı arasındaki, ikinci terim ise saçıcı ile gözlem noktası arasındaki mesafeyi ifade

etmektedir. Bu başlıklarda kullanılan uzak terimi, mesafenin uzunluğundan dolayı çözümleri kolaylaştıracak bazı yaklaşıklıkların kullanılabilmesi ya da bazı ihmallerin yapılabileceği durumları belirtmektedir. Bu durumda kullanılan yaklaşıklık ya da yapılan ihmal, büyük bir hataya neden olmamakta, çözümü kolaylaştırırken sonucu büyük oranda etkilememektedir. Yakın terimi ise, kullanılacak yaklaşıkların ya da yapılacak ihmallerin büyük hatalara neden olacağı durumları belirtmektedir. Frekans domeni çalışmalarında monokromatik durum çalışıldığından aydınlatma ya da gözlem mesafesi, çalışılan dalga boyuna göre değerlendirilir. Bu değerlendirme yapılırken literatürde uzak alan kriteri olarak adlandırılan; $d = 2D^2/\lambda$ kriteri kullanılır. Bu kriterde; d mesafeyi, D saçıcı cismin en büyük boyutunu, λ ise çalışılan dalga boyunu göstermektedir. Saçılma problemi geometrisinde mesafenin d 'den büyük olduğu durumlarda uzak alan şartı sağlanmış olur ve uzak alan için tanımlanan yaklaşıklıklar kullanılabilir. Bu durumda yapılan hatalar kabul edilebilir seviyededir. Ancak, karmaşık yapıdaki saçıcı cisimler modellenirken kullanılan yüzey parçalarının her biri ayrı bir saçıcı gibi düşünülüp uzak alan şartı bu küçük yüzey parçaları için uygulandığında, kullanılan uzak alan yaklaşıklıkları büyük hatalara neden olabilmektedir.

Bu doktora çalışması yakın-uzak durumunda saçılan alanları zaman domeninde bulmayı hedeflediğinden, tek bir dalga boyu üzerinden mesafeleri değerlendirmek mümkün değildir. Bu nedenle Bölüm-2'de saçılma problemine ait geometri incelenirken, geometriye bağlı olarak dalga boyundan bağımsız bir uzaklık şartı tanımlanmıştır. Bu çalışma kapsamında saçılma problemi, tanımlanan uzaklık şartını sağlayan gözlem mesafeleri için yakın-uzak durumu olarak, şartın sağlanmadığı mesafeler için ise yakın-yakın durumu olarak adlandırılmış ve yakın-uzak durumu için saçılan alanların bulunduğu zaman ve frekans domeni çözümleri türetilmiştir.

Literatürde, aydınlatma ve gözlem mesafelerinin her ikisinin de uzun olduğu durumda saçılma geometrisi uzak-uzak durumu olarak adlandırılmıştır. Bu durumda kaynak ve gözlem noktasının her ikisinin de saçıcının uzağında bulunduğu kabul edilmektedir. Bu nedenle hem saçıcıya gelen dalganın, hem de gözlem noktasında gözlenen saçılan dalganın düzlemsel dalga olduğu kabul edilir. Radar kesit alanı (RKA) hesaplamaları için yapılan çalışmalar uzak-uzak durumuna örnek verilebilecek çalışmalardır. Aydınlatmanın düzlemsel dalga ile olduğu kabul edilen uzak-uzak durumunda FO integralleri düzlemsel Radon Dönüşümü (RD) yorumu

yöntemi, [2], kullanılarak çizgi integraline dönüştürülebilir ve elde edilen tek katlı integraller nümerik integrasyon yöntemleri ya da kapalı-form analitik ifadeler kullanılarak çözülebilir [1]-[4].

Aydınlatma ve gözlem mesafelerinin kısa olduğu durumda saçılma geometrisi yakın-yakın durumu olarak adlandırılmaktadır. Bu durumda hem gelen, hem de saçılan (gözlenen) dalga küresel dalgadır. Yakın alan radar kesit alanının elde edilmesi için yansız odalarda yapılan ölçümler, yakın-yakın durumunun ana ilgi alanıdır. Aydınlatma ya da gözlem mesafelerinin uzun olduğu durumlarda, gelen ya da gözlenen elektromanyetik dalgalar düzlemsel dalga kabul edilmekte ve çözümlerde bazı yaklaşıklıklar kullanılmakta ya da ihmaller yapılmaktadır. Mesafelerin uzun olduğu durumlarda yaklaşıklıklar ya da ihmaller nedeniyle yapılan hatalar kabul edilebilir seviyede iken, mesafelerin yakın olduğu durumlarda hatalar kabul edilemeyecek kadar büyük olmaktadır. Ayrıca yakın-yakın durumunda gelen ve saçılan dalgalar küresel dalgalardır. Bu nedenle yakın-yakın durumu hesaplamaya dayalı olarak çalışılacak en zor geometridir. Ancak yakın-yakın durumu için türetilen bir çözüm yöntemi, aslında mesafeden bağımsız bir çözüm yöntemi olacağından, diğer tüm durumların çözümünü de kapsayacaktır.

Aydınlatma ve gözlem mesafelerinden sadece birinin kısa, diğerinin uzun olduğu durumda saçılma geometrisi uzak-yakın durumu ya da yakın-uzak durumu olarak adlandırılır. Uzak-yakın durumunda kaynak uzakta, gözlem noktası yakında olduğundan gelen dalga düzlemsel dalga iken, saçılan dalga küresel dalgadır. Yakın-uzak durumunda ise kaynak yakında, gözlem noktası uzakta olduğundan gelen dalga küresel dalga iken saçılan dalga düzlemsel dalgadır. Bu durumlar, elektromanyetizmadaki karşılıklık (reciprocity) kuramı nedeniyle aynı kabul edilebilecek durumlardır. Reflektör antenlerin ışınma örüntülerinin çıkarılması ve mükemmel iletken kaide / platformların üzerine konulan antenler için saçılan alanların hesaplanması yakın-uzak durumunda yapılan çalışmaların ana ilgi alanıdır.

Literatürde daha önce yakın-yakın ve yakın-uzak (uzak-yakın) durumları için yapılan çalışmalarda, saçıcı cisim modelleyen yüzey parçaları daha küçük yüzey parçaları elde edilecek şekilde bölünmüş ve böylelikle yerel olarak düzlemsel dalgalar elde edilerek, saçılan alanlar uzak-uzak durumu için türetilen yöntemler kullanılarak yaklaşık olarak bulunmuştur [5]-[11]. Bu çalışmalarda küçük yüzey parçaları uzakta (yapılan çalışmalar frekans domeninde olduğundan “uzak alanda” da denilebilir) kabul edildiklerinden, saçılan alanların saçılma (gözlem) doğrultusuna

paralel bileşenleri, kaynak ya da gözlem noktasının yakında olmasına rağmen ihmal edilmişlerdir. Bu ihmal ve kullanılan uzak alan yaklaşıklığı hesaplamalardaki hataları artırmaktadır.

Saçılan alanların bulunması için FO yöntemi kullanılarak yapılan çözümlerde esas problem, yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğu kullanılarak tanımlanan FO integrallerinin çözülmesidir. Literatürde, FO integralleri gibi zaman domeninde türetilen ve içinde Dirac delta fonksiyonu bulunan çift katlı integrallerin RD yorumu kullanılarak çizgi integralleri haline dönüştürüldüğü çalışmalar bulunmaktadır [2]-[4], [12]-[16] ve [20].

Düzlemsel RD yorumu ilk kez [2]'de uzak-uzak durumu için ortaya konmuştur. Uzak-uzak durumu için çözüm türetilen [3] ve [4]'te de düzlemsel RD yorumu kullanılmıştır. Uzak-uzak durumunda FO integralleri için zaman domeninde gerçekleştirilen ve ilk kez [2]'de kullanılan geometrik değerlendirme yaklaşımının aydınlatma ve gözlem mesafelerinin birinin ya da her ikisinin de kısa olduğu uzak-yakın, yakın-uzak ya da yakın-yakın durumlarında da kullanılabileceği [12] ile gösterilmiştir. [13] ve [14]'te Rao-Wilton-Glisson (RWG) akım kaynağının neden olduğu alanlar hesaplanırken küresel RD yorumu kullanılmıştır. Yakın-yakın durumunda skaler (akustik) dalgaların saçılması problemi çözülürken elipsoidal RD yorumu kullanılmıştır [15]. Yakın-uzak durumunda skaler (akustik) dalgaların saçılması probleminin çözümünde ise paraboloidal RD kullanılmıştır [16]. Skaler dalga için saçılma problemlerinin çözüldüğü [15] ve [16]'da, elektromanyetik saçılma problemlerinde kullanılan FO yaklaşıklığına çok benzeyen Kirchhoff yaklaşıklığı kullanılmıştır.

Elektromanyetik saçılma probleminin çözümünde kullanılan FO integrallerinde, integrandların vektör alanlar olması nedeniyle elektromanyetik saçılma problemi, skaler integrandlara sahip akustik saçılma problemlerine göre çok daha karmaşık yapıdadır. Bu doktora çalışması ile; paraboloidal RD yorumu yakın-uzak durumu için elektromanyetik saçılma problemlerinin çözümünde ilk kez kullanılmış [21], saçıcı yüzeyinde indüklenen ve FO yöntemi kullanılarak belirlenen yüzey akım yoğunluğunun neden olduğu saçılan elektrik alan için aydınlatma mesafesinden bağımsız (hem uzak-uzak, hem de yakın-uzak durumunda geçerli olan) analitik ifadeler zaman domeninde türetilmiştir. Türetilen bu ifadelerde skaler potansiyelin indüklenen yüzey akım yoğunluğuna katkısı, daha önce yakın-uzak durumu için yapılan çalışmalardakinin aksine, ihmal edilmemiştir.

Bu çalışma kapsamında önerilen çözüm yönteminde, skaler potansiyelin ve vektör potansiyelin katkıları ayrı ayrı hesaplanabilmektedir. Bu sayede bu çalışma ile, skaler potansiyelin ihmali sonucunda yapılan hatalar ilk kez hesaplanmış ve görsel olarak sunulmuştur. Yapılan hatalar; frekans, saçıcı cismin boyutu, aydınlatma mesafesi, aydınlatma yönü, polarizasyon gibi farklı parametrelerin değişmesi durumları için incelenmiştir.

Yapılan bu doktora çalışmasında, aydınlatma mesafesinin kısa, saçılma (gözlem) mesafesinin uzun olduğu yakın-uzak durumu için, mükemmel iletken saçıcı üzerinde indüklenen akımın neden olduğu saçılan dalgaya ait saçılma örüntüsünün hesaplanması amaçlanmıştır. Bahse konu saçılma örüntüsünü, antenlerin ışınma örüntülerine benzetmek mümkündür. Saçılma örüntüsünün hesaplanması kapsamında yapılan çalışmalarda gözlemci saçıcının uzağında kabul edilmiş ve gözlem noktasındaki saçılan dalgaya ait elektrik alan şiddeti hesaplanarak saçılma örüntüsü çıkarılmıştır. Üzerinde akımın indüklendiği mükemmel iletken saçıcı, modelleme kolaylığının yanı sıra hesaplamalarda da avantajlı olması nedeniyle üçgenler ile modellenmiştir. Zaman domeninde türetilen çözüm yönteminde modellemede kullanılacak üçgenlerin boyutları için tek kısıt, saçıcının geometrik yapısıdır. Başka bir deyişle, saçıcıyı düzgün modelleyebilecek en büyük üçgenlerin kullanılması mümkündür. Örneğin nümerik örnekler kapsamında çalışılan kare plaka şeklindeki saçıcı, elektriksel boyutuna bakılmaksızın sadece iki adet üçgen ile modellenirken, küre şeklindeki saçıcı için yaklaşık 30000 adet üçgen kullanılmıştır.

Bu doktora çalışması kapsamında saçıcı yüzeyinde akım indüklenmesine neden olan elektromanyetik kaynak, diğer her türlü elektromanyetik kaynağın modellemesinde kullanılabilir olması nedeniyle, birim dürtü (impuls) ile uyarılan sonsuz küçük dipol olarak alınmıştır. Bu sayede karmaşık yapıları antenlerin neden olduğu saçılma problemlerini çözerken, karmaşık yapıları saçıcıların üçgenler ile modellenmesine benzer şekilde, karmaşık yapıdaki elektromanyetik kaynakları sonsuz küçük dipoller ile modellemek ve sonucu toplamsallık (süperpozisyon) kuramını kullanarak bulmak mümkün olacaktır. Bu çalışmada asıl amaç zaman domeninde yeni bir yöntemin türetilmesi olduğundan, karmaşık yapıları kaynaklar için hesaplama yapılmamıştır. Ayrıca, zaman domeninde türetilen çözüm yönteminin literatürde karşılaştırılabileceği bir çalışma bulunmadığından, zaman domeninde elde edilen çözüm, Ayrık Zaman Fourier Dönüşümü (AZFD) kullanılarak frekans

domenine aktarılmış ve frekans domeni çözümleri ile karşılaştırma yapılarak önerilen zaman domeni çözümünün doğruluğu gösterilmiştir.

Bu doktora tezi; Bölüm-1: Giriş, Bölüm-2: Temel Tanımlar ve Konseptler, Bölüm-3: Kaynağın Yakınında Bulunan Mükemmel Elektrik İletken Saçıcıdan Saçılan Elektrik Alan Şiddeti ve FO İntegralleri, Bölüm:4 Yakın-Uzak Durumu İçin FO İntegrallerinin Çözümü, Bölüm-5: Yakın-Uzak Durumu İçin Nümerik Örnekler, Bölüm-6: Sonuçlar ve Öneriler olmak üzere toplam altı bölümden oluşmaktadır.

Bölüm-2’de; elektromanyetik saçılma problemine ait geometri, FO yöntemi, saçılan dalgaya ait alanların belirlenmesi, elektromanyetik saçılma problemine ait geometrinin yorumlanarak uzak-uzak, yakın-yakın, uzak-yakın ve yakın-uzak durumlarının tanımlanması, uzak-yakın durumu ile yakın-uzak durumu arasındaki ilişki, yakın-uzak durumu için saçılan elektrik alan şiddetinin tanımlanması ve kaynak olarak sonsuz küçük dipolün kullanılması konuları açıklanmıştır.

Bölüm-3’te; FO yöntemi ile yakın-uzak durumu için saçılan elektrik alan ifadesinin türetilmesi, saçıcı cismin modellenmesi ve hesaplama öncesi aydınlık yüzeylerin belirlenmesi, bu kapsamda kullanılan yöntem/algoritmanın açıklanması, tek bir üçgenden saçılan elektrik alan şiddetinin ve FO integrallerinin tanımlanması ve karmaşık yapıdaki saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanması için uygulanacak yöntem açıklanmıştır.

Bölüm-4’te; yakın-uzak durumu için FO integrallerinin çözümü kapsamında, FO integrallerindeki Dirac delta fonksiyonu incelenmiş ve integrallerin zaman domeni çözümleri; çembersel, parabolik ve eliptik kesişim durumları için gerçekleştirilerek analitik ifadeler ve bu analitik ifadelerde kullanılacak integral sınırları elde edilmiştir. Bölüm-4’te ayrıca zaman domeninde çözülen FO integrallerinin, frekans domeninde çözümü için de skaler potansiyel katkısının ihmal edilmediği yeni bir yöntem türetilmiştir.

Bölüm-5’te; yakın-uzak durumu için türetilen ancak uzak-uzak durumu için de kullanılabilen olan çözüm yöntemlerinin geçerliliğini/doğruluğunu göstermek amacıyla nümerik örnekler çözülmüş, bu kapsamda zaman ve frekans domeninde türetilen çözüm yöntemleri ile elde edilen sonuçlar, literatürde daha önce çalışılmış ya da bu çalışma kapsamında alternatif çözüm yöntemi geliştirilmiş örnekler ile karşılaştırılmıştır.

Bölüm-5'te ayrıca skaler potansiyelin saçılan elektrik alana katkısı ile, bu katkının ihmal edilmesi durumunda özellikle kısa aydınlatma mesafesi için (yakın-uzak durumu için) gözlenen hata incelenmiştir.

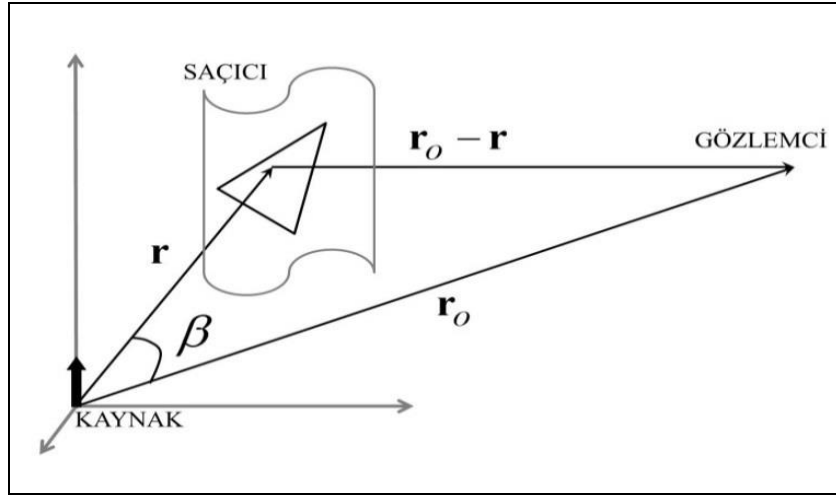
Bölüm-6'da ise bu çalışma kapsamında elde edilen sonuçlar ve bu sonuçlar ışığında gelecekte yapılabilecek çalışmalar için öneriler sunulmuştur.

2. TEMEL TANIMLAMALAR ve KONSEPTLER

Bu bölümde, elektromanyetik saçılma problemine ait geometri, FO yöntemi, saçılan elektromanyetik dalgaya ait alanların bulunması, elektromanyetik saçılma problemine ait geometrinin yorumlanması, kaynak olarak sonsuz küçük dipolün kullanılması konuları açıklanacaktır.

2.1. Elektromanyetik Saçılma Problemine Ait Geometri

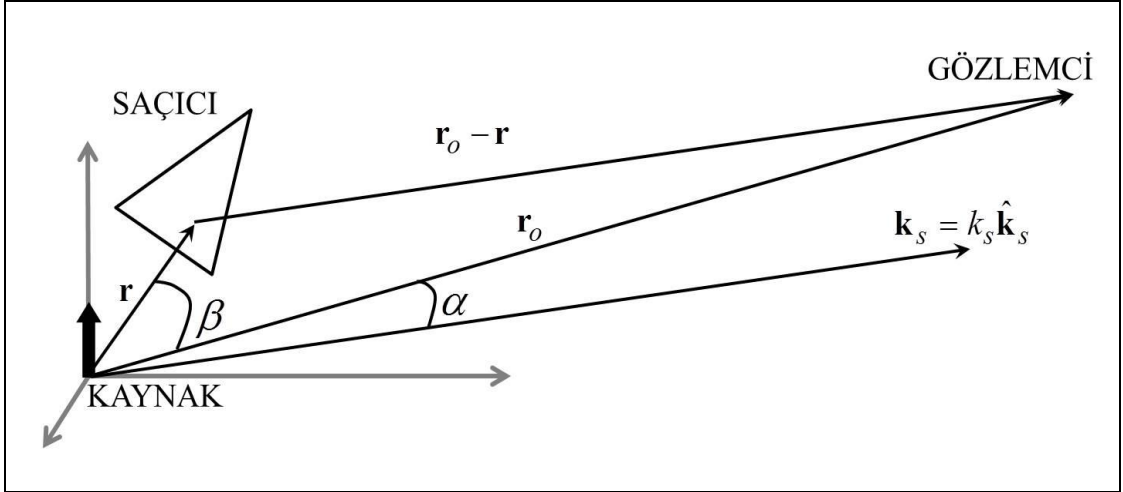
Bir elektromanyetik saçılma probleminde ana aktörler; kaynak (anten), saçıcı cisim ve gözlemcidir. Bu aktörlerin bir araya gelmesi ile oluşacak geometri için jenerik gösterim Şekil 2.1’de verilmiştir. Şekil 2.1’de, birim uzunluktaki yüzey normali \hat{n} olan saçıcının yüzeyindeki her hangi bir noktanın konum vektörü $\mathbf{r} = r\hat{\mathbf{r}}$, gözlemcinin bulunduğu noktanın konum vektörü $\mathbf{r}_o = r_o\hat{\mathbf{r}}_o$ ve bu iki vektör arasındaki açı β ile gösterilmiş ve koordinat sisteminin merkezi, kaynağın bulunduğu noktada alınarak problemin karmaşıklığı azaltılmıştır.



Şekil 2.1: Elektromanyetik saçılma problemine ait geometri.

Zaman domeninde çözüm türetmeyi amaçlayan bu doktora çalışması kapsamında, Şekil 2.1’de verilen geometriyi yakın-uzak durumu olarak adlandırabilmek için, uzaklık şartının belirlenmesi gerekir. Çözümün zaman domeninde olması nedeniyle, literatürde frekans domeni çalışmalarında kullanılan ve

monokromatik durumlar için dalga boyuna bağlı olarak tanımlanmış uzak alan kriteri, $(d = 2D^2/\lambda)$, bu çalışma kapsamında kullanılamamaktadır. Bu çalışma kapsamında, gözlemcinin uzakta olduğuna karar vermek için kullanılan uzaklık şartı, Şekil 2.2 kullanılarak geometrik olarak belirlenmiştir.



Şekil 2.2: Uzaklık şartının belirlenmesi için kullanılan geometri.

Şekil 2.2’de verilen $\mathbf{k}_s = k_s \hat{\mathbf{k}}_s$ vektörü, $\mathbf{r}_o - \mathbf{r}$ vektörüne paraleldir ve saçılma yönü olarak adlandırılabilir. Bu doktora çalışması kapsamında kullanılacak uzaklık kriteri; gözlem noktasının konum vektörü $\mathbf{r}_o = r_o \hat{\mathbf{r}}_o$ ile saçılma yönü $\mathbf{k}_s = k_s \hat{\mathbf{k}}_s$ arasındaki α açısı kullanılarak belirlenecektir. Şekil 2.2’de verilen diğer büyüklükler, Şekil 2.1’de verilenler ile aynıdır. Dalga boyundan (frekanstan) bağımsız uzaklık kriterini belirlemek için Şekil 2.2’de verilen büyüklükleri kullanarak;

$$(\mathbf{r}_o - \mathbf{r}) = \hat{\mathbf{k}}_s |\mathbf{r}_o - \mathbf{r}| \quad (2.1)$$

eşitliğini yazmak mümkündür. Bu eşitlikte $|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}|$ gözlem mesafesidir ve

$$\begin{aligned} |\mathbf{r}_o - \mathbf{r}| &= \hat{\mathbf{k}}_s \cdot (\mathbf{r}_o - \mathbf{r}) = \hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r}_o - \hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r} \\ &= r_o \cos \alpha - r \cos(\beta + \alpha) = r_o \cos \alpha - r(\cos \beta \cdot \cos \alpha - \sin \beta \cdot \sin \alpha) \end{aligned} \quad (2.2)$$

olarak yazılabilir. Şekil 2.2'den görüldüğü üzere, gözlem mesafesi artıkça α açısı azalacaktır. Gözlem noktasının saçıcının uzağında olduğu uzun gözlem mesafesi için bu açı sifira yakınsayacaktır ve \mathbf{r}_o vektörü ile \mathbf{k}_s vektörü paralel kabul edilebilecektir. Öyleyse α açısının sifira yaklaştığı mesafeler, uzak mesafeler olarak kabul edilebilir ve uzaklık şartı,

$$\alpha \rightarrow 0, \cos \alpha \rightarrow 1, \sin \alpha \rightarrow 0 \quad (2.3)$$

olarak tanımlanabilir. Bu şartın sağlandığı durumda, $\hat{\mathbf{r}}_o \approx \hat{\mathbf{k}}_s$ olduğundan gözlem mesafesi,

$$|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}| \cong r_o - r \cos \beta = r_o - \hat{\mathbf{k}}_s \cdot \mathbf{r} \cong r_o - \hat{\mathbf{r}}_o \cdot \mathbf{r} \quad (2.4)$$

yaklaşıklığı ile verilebilir.

Bu doktora çalışması kapsamında zaman domeni çözümlerinde kullanılan bu yaklaşıklık, frekans domeninde tanımlanan uzak alan yaklaşıklığı ile aynıdır, ancak türetilen bu yaklaşıklığa temel teşkil eden kriter, frekans domenindeki uzak alan kriterinde olduğu gibi dalga boyuna bağlı bir kriter değil, sadece geometri kullanılarak tanımlanan bir kriterdir. Gözlem (saçılma) mesafesi için yazılan yaklaşıklığı Binom açılımı kullanarak da türetmek mümkündür. Binom açılımı, problemin geometrisi ile doğrudan ilişkili olmadığından gözlem mesafesinin Binom açılımı ile türetilmesi Bölüm-3'te açıklanacaktır.

2.2. Fiziksel Optik (FO) Yöntemi

Elektromanyetik saçılmaya neden olan yüzey akım yoğunluğunun belirlenmesi için literatürde en yaygın kullanılan yöntemlerden biri FO yöntemidir [19]. Bu çalışmada da mükemmel elektrik iletken olan saçıcı yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu FO yöntemi kullanılarak belirlenmiştir. FO yönteminde, yüzeyde indüklenen akım yoğunluğu, $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$, gelen elektromanyetik dalgaya ait manyetik alan bileşeni, $\mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t)$, kullanılarak,

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cong 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

yaklaşıklık ile bulunur. Bu yaklaşıklığa, FO yaklaşıklık adı verilir. Bu yaklaşıқта kullanılan birim uzunluktaki $\hat{\mathbf{n}}$ vektörü, saçıcının kaynağa bakan yüzey normalini göstermektedir. Fiziksel optik yönteminde, gelen elektromanyetik dalganın mükemmel elektrik iletken cismin sadece aydınlanan yüzeyinde akım indüklediği, cismin gölgede kalan ya da yüzü kaynağa dönük olmayan karanlık yüzeylerinde akım indüklenmediği kabul edilir. Akım yoğunluğunun sadece aydınlık yüzeylerde indüklendiği kabulünü vurgulamak maksadıyla (2.5) ile verilen yaklaşıklık,

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cong \begin{cases} 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t) & , \text{ aydınlık yüzey} \\ 0 & , \text{ karanlık (gölge) yüzey} \end{cases} \quad (2.6)$$

olarak yazılabilir.

2.3. Saçılan Dalgaya Ait Alanların Bulunması

Bir elektromanyetik kaynağın (antenin) etkisi altında kalan mükemmel elektrik iletken cismin aydınlık yüzeyinde indüklenen akım, bu yüzeyden her yöne doğru elektromanyetik ışımaya neden olur. Bu ışımaya, ışımının aktif bir kaynaktan olmaması nedeniyle saçılma, saçılmaya neden olan mükemmel elektrik iletken cisme ise saçıcı adı verilir. Saçıcı yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğunun neden olduğu saçılan dalganın, konum vektörü \mathbf{r}_o olan gözlem noktasında gözlenen elektrik ve manyetik alan bileşenleri, gözlem noktasındaki vektör manyetik potansiyel kullanılarak bulunabilir. Gözlem noktasındaki vektör manyetik potansiyel ise yüzeyde indüklenen akım yoğunluğu, $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ kullanılarak,

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{S_{lit}} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) * \frac{\delta(t - |\mathbf{r}_o - \mathbf{r}|/c)}{|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}|} d\mathbf{r} \quad (2.7)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte, μ_0 serbest uzayın manyetik geçirgenliğini, c elektromanyetik dalganın boşlukta yayılma hızını (ışık hızını), S_{lit} saçıcı cismin

aydınlanan yüzeyini, * zamanda konvolüsyon operatörünü, $|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}|$ saçıcı ile gözlemci arasındaki mesafe olan gözlem (saçılma) mesafesini ve $\delta(\cdot)$ Dirac delta fonksiyonunu göstermektedir.

Gözlem noktasındaki vektör manyetik potansiyel, $\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t)$, kullanılarak saçılan dalgaya ait elektrik alan şiddeti, $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t)$, ve manyetik alan şiddeti, $\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_o, t)$ sırasıyla,

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t) = -\partial_t \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) + c^2 \partial_t^{-1} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t)) , \quad (2.8)$$

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_o, t) = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) \quad (2.9)$$

eşitlikleri ile bulunur. Elektrik alan şiddetinin verildiği (2.8)'de ∂_t operatörü zamana göre türevi, ∂_t^{-1} operatörü ise zamanda integrali göstermektedir. Lorentz Koşulu olarak bilinen ve vektör manyetik potansiyel ile skaler elektrik potansiyel, $V_s(\mathbf{r}_o, t)$ arasındaki ilişkiyi tanımlayan,

$$V_s(\mathbf{r}_o, t) = -c^2 \partial_t^{-1} \nabla \cdot \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) \quad (2.10)$$

eşitliği kullanılarak, saçılan dalgaya ait elektrik alan şiddeti,

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t) = -\partial_t \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) - \nabla V_s(\mathbf{r}_o, t) \quad (2.11)$$

olarak da yazılabilir.

2.4. Elektromanyetik Saçılma Problemine Ait Geometrinin Yorumlanması; Uzak-Uzak, Yakın-Yakın, Uzak-Yakın ve Yakın-Uzak Durumları

Elektromanyetik saçılma problemlerinde saçıcı cismin, kaynağa ve gözlemciye olan mesafelerine bağlı olarak dört farklı durum gözlenmektedir. Bu durumlar;

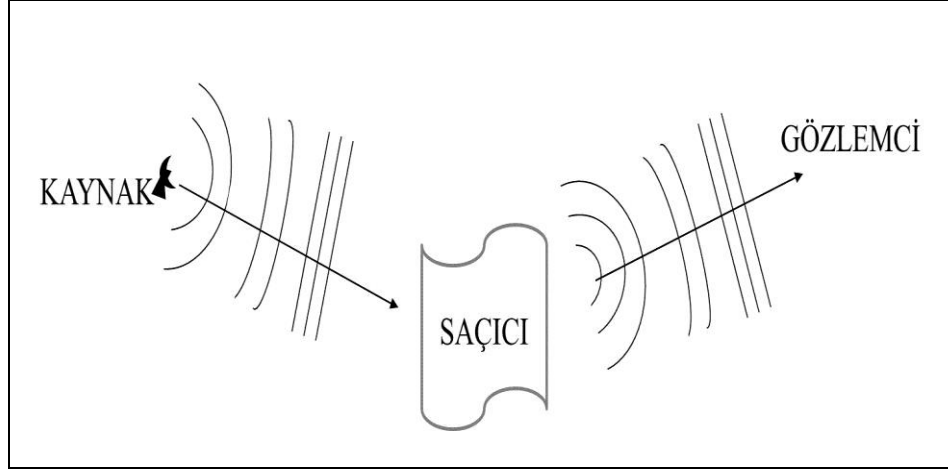
kaynak ile gözlemcinin her ikisinin de saçıcıya uzak olduğu uzak-uzak durumu, kaynak ile gözlemcinin her ikisinin de saçıcıya yakın olduğu yakın-yakın durumu, saçıcının kaynak ile uzak, gözlemci ile yakın olduğu uzak-yakın durumu ve saçıcının kaynak ile yakın, gözlemci ile uzak olduğu yakın-uzak durumu olarak adlandırılır [20]. Bu adlandırmalardaki ilk terim saçıcı ile kaynak arasındaki mesafe olan aydınlatma mesafesi için, ikinci terim ise saçıcı ile gözlemci arasındaki mesafe olan gözlem (saçılma) mesafesi için kullanılmaktadır.

Kaynak ya da gözlemcinin sadece birinin saçıcıya yakın, diğerinin uzak olduğu uzak-yakın ile yakın-uzak durumları, elektromanyetizmadaki karşılıklılık (reciprocity) özelliği nedeniyle aynı durum olarak incelenebilirler. Ancak bu doktora çalışması kapsamında aydınlatma mesafesinin kısa, gözlem mesafesinin uzun olduğu yakın-uzak durumu için saçılan alanların türetilmesi amaçlandığından ve bu amaç doğrultusunda yapılan çalışmalarda karmaşıklığı en düşük seviyede tutmaya çalışıldığından bu iki durum ayrı kabul edilmiştir.

2.4.1. Uzak-Uzak Durumu

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, saçıcı cismin hem kaynağın hem de gözlemcinin uzağında olduğu geometriye uzak-uzak durumu adı verilir. Bu durumda saçıcı cisme gelen ve saçıcı üzerinde akım indüklenmesine neden olan elektromanyetik dalga, düzlemsel dalgadır. Gözlemcinin de saçıcının uzağında olması, saçılan dalgaların gözlem noktasında düzlemsel dalga olarak gözlenmesine neden olur. Bu nedenle, uzak-uzak durumunda hem gelen, hem de saçılan dalgalar düzlemsel dalga olarak kabul edilir ve hesaplamalar bu kabul ile belirli yaklaşımlar kullanılarak yapılır.

Bir cismin radar kesit alanı (RKA) hesaplamaları bu duruma örnek olarak gösterilebilecek çalışmalardır. Gelen dalganın düzlemsel dalga olduğu durumlarda çift katlı FO integrali, düzlemsel RD yorumu ile tek katlı çizgi integrali haline dönüştürülebilir. Tek katlı FO integralinin hesaplanması için hem nümerik yöntemler, hem de analitik çözümler kullanılabilir [1]-[4]. Uzak-uzak durumu için jenerik gösterim Şekil 2.3.'te verilmiştir.



Şekil 2.3: Uzak-uzak durumu.

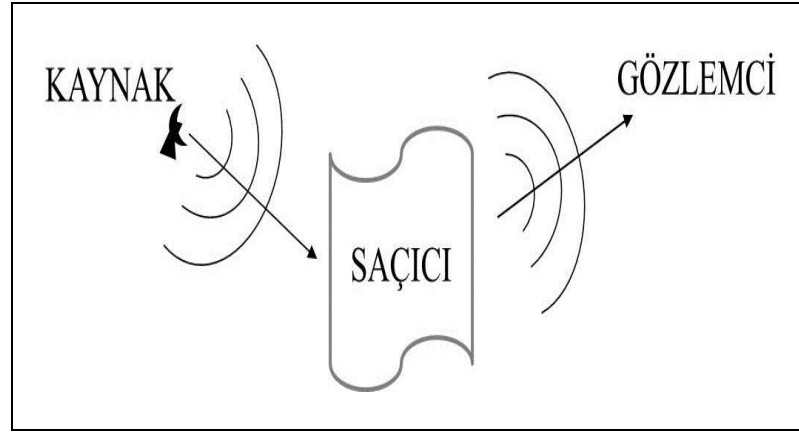
2.4.2. Yakın-Yakın Durumu

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, saçıcı cismin hem kaynağın hem de gözlemcinin yakınında olduğu geometriye yakın-yakın durumu adı verilir. Bu durumda saçıcı cisme gelen ve saçıcı üzerinde akım indüklenmesine neden olan elektromanyetik dalga, küresel dalgadır. Gözlemcinin de saçıcının yakınında olması, saçılan dalgaların gözlem noktasında küresel dalga olarak gözlenmesine neden olur. Bu nedenle, yakın-yakın durumunda hem gelen, hem de saçılan dalgalar küresel dalga olarak kabul edilir. Küresel dalgaların hesaplama zorluğu ve yakın-yakın durumunun deneysel çözümlere uygunluğu nedeniyle yakın-yakın durumu için daha çok ölçüme dayalı çalışmalar bulunmaktadır.

Mesafelerin uzun olduğu durumlarda yaklaşıklıklar ya da ihmaller nedeniyle yapılan hatalar kabul edilebilir seviyede iken, mesafelerin yakın olduğu durumlarda hatalar kabul edilemeyecek kadar büyük olmaktadır. Bu nedenle yakın-yakın durumu hesaplamaya dayalı olarak çalışılacak en zor geometridir. Ancak yakın-yakın durumu için türetilen bir çözüm yöntemi, aslında mesafeden bağımsız bir çözüm yöntemi olacağından, diğer tüm durumların çözümünü de kapsayacaktır.

Yansımaz odalarda yakın alan radar kesit alanının tespiti için yapılan ölçümler bu duruma örnek olarak gösterilebilecek çalışmalardır. Bu çalışmalar dışında kapalı alanlarda, özellikle bina içinde, kablosuz iletişim uygulamalarının performansını belirlemek için yapılan ölçümler yakın-yakın durumuna örnek uygulamalardır. Ayrıca, hücresel/mobil telefon sistemlerindeki baz istasyonu performans ölçümleri de bu duruma örnek olarak verilebilecek açık saha

uygulamalarıdır. Literatürde, elektromanyetik saçılma problemi için yakın-yakın durumunda RD yorumu kullanılarak yapılan bir çözüm bulunmamaktadır. Ancak yakın-yakın durumunda skaler (akustik) saçılma problemi için integral çözümlerinde elipsoidal RD yorumunun kullanılabilirdiği [20] ile gösterilmiştir. Yakın-yakın durumu için jenerik gösterim Şekil 2.4.'te verilmiştir.

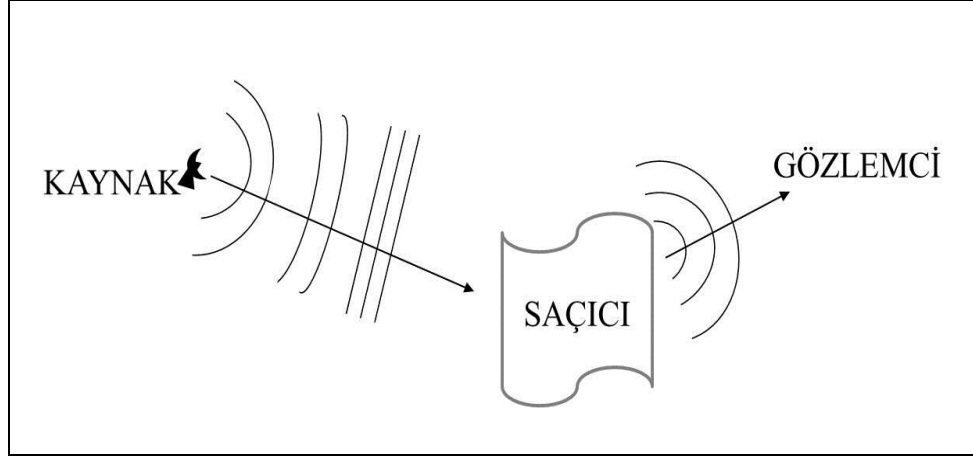


Şekil 2.4: Yakın-yakın durumu.

2.4.3. Uzak-Yakın Durumu

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, saçıcı cismin kaynağa uzak, gözlemciye yakın olduğu geometriye uzak-yakın durumu adı verilir. Bu durumda saçıcı cisme gelen ve saçıcı üzerinde akım indüklenmesine neden olan elektromanyetik dalga, düzlemsel dalgadır. Gözlemcinin saçıcının yakınında olması, saçılan dalgaların gözlem noktasında küresel dalga olarak gözlenmesine neden olur. Bu nedenle, uzak-yakın durumunda gelen dalga düzlemsel dalga, saçılan dalga ise küresel dalga olarak kabul edilir ve hesaplamalar bu kabul ile yapılır.

Alıcı olarak kullanılan reflektör antenlerin alma örüntülerinin hesaplanması uzak-yakın durumuna örnek olarak gösterilebilecek uygulamalardır. Literatürde, elektromanyetik saçılma problemi için uzak-yakın durumunda RD yorumu kullanılarak yapılan bir çözüm bulunmamaktadır. Ancak uzak-yakın durumunda skaler (akustik) saçılma problemi için integral çözümlerinde paraboloidal RD yorumunun kullanılabilirdiği [20] ile gösterilmiştir. Uzak-yakın durumu için jenerik gösterim Şekil 2.5.'te verilmiştir.



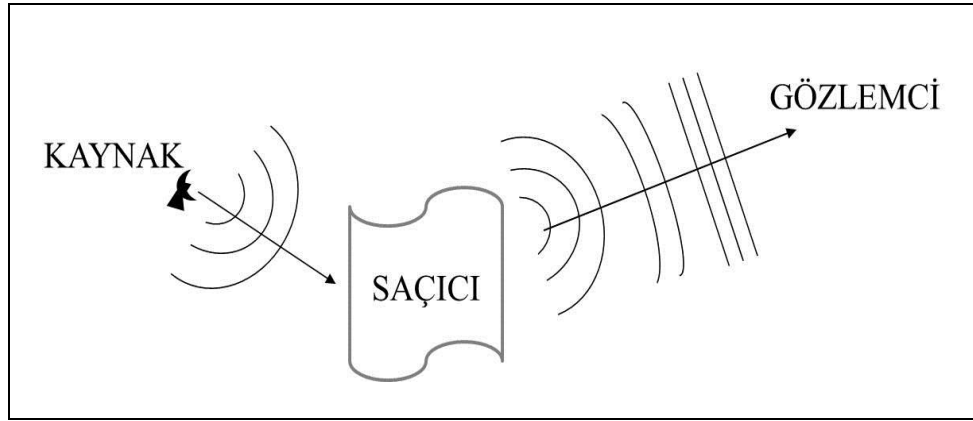
Şekil 2.5: Uzak-yakın durumu.

2.4.4. Yakın-Uzak Durumu

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, saçıcı cismin kaynağa yakın, gözlemciye uzak olduğu geometriye yakın-uzak durumu adı verilir. Bu durumda saçıcı cisme gelen ve saçıcı üzerinde akım indüklenmesine neden olan elektromanyetik dalga, küresel dalgadır. Gözlemcinin saçıcının uzağında olması, saçılan dalgaların gözlem noktasında düzlemsel dalga olarak gözlenmesine neden olur. Bu nedenle, yakın-uzak durumunda gelen dalga küresel dalga, saçılan dalga ise düzlemsel dalga olarak kabul edilir ve hesaplamalar bu kabul ile yapılır.

Verici olarak kullanılan reflektör antenlerin ışınma örüntülerinin hesaplanması ya da mükemmel elektrik iletken platformlar üzerine monte edilmiş verici antenlerin ışınma örüntüleri hesaplanırken, platform üzerinde indüklenen akım nedeniyle gerçekleşen saçılmanın ışınma örüntüsüne etkisinin belirlenmesi gibi çalışmalar yakın-uzak durumuna örnek olarak gösterilebilecek uygulamalardır. Literatürde, elektromanyetik saçılma problemi için yakın-uzak durumunda RD yorumu kullanılarak yapılan ilk çözüm bu doktora çalışmasıdır. Ayrıca yakın-uzak durumunda skaler (akustik) saçılma problemi için integral çözümlerinde paraboloidal RD yorumunun kullanılabilirdiği [20] ile gösterilmiştir. Yakın-uzak durumu için jenerik gösterim Şekil 2.6.'da verilmiştir.

Bu doktora çalışması kapsamında, yakın-uzak durumunda saçılan alanların hesaplanması için öncelik zaman domeninde olmak üzere, hem zaman domeninde, hem de frekans domeninde çalışılmış, her iki domende de çözüm yöntemleri geliştirilmiştir.



Şekil 2.6: Yakın-uzak durumu.

2.4.5. Uzak-Yakın Durumu ile Yakın-Uzak Durumu Arasındaki İlişki

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, kaynak ya da gözlemcinin sadece birinin saçıcıya yakın, diğerinin uzak olduğu geometrilerde hangisinin yakında, hangisinin uzakta olduğuna bakılmaksızın, uzak-yakın ve yakın-uzak durumları elektromanyetizmadaki karşılıklılık (reciprocity) nedeniyle aynı geometri olarak kabul edilebilir ve tek bir başlık altında incelenebilir. Örneğin reflektör antenler dikkate alınacak olursa, aynı anten verici olarak kullanıldığında kaynak saçıcının yakınında iken gözlemci saçıcının uzağında, alıcı olarak kullanıldığında ise kaynak saçıcının uzağında iken gözlemci saçıcının yakınında bulunmaktadır. Farklıymış gibi görünen bu iki geometri için reflektör antenin ışıma ve alma örüntüleri aynıdır.

Bu tez çalışmasında sadece Bölüm-2.4.4'te açıklanan yakın-uzak durumu için çözümler önerilmiş ve önerilen çözümlerin doğruluğunu gösteren nümerik örnekler sunulmuştur. Ancak bu çalışma ile yakın-uzak durumu için türetilen çözümler karşılıklılık (reciprocity) özelliği nedeniyle uzak-yakın durumu içinde kullanılabilir.

2.5. Yakın-Uzak Durumu İçin Saçılan Elektrik Alan Şiddeti

Bir elektromanyetik kaynağın (antenin) etkisi altında kalan mükemmel elektrik iletken cismin yüzeyinde indüklenen akımın, bu yüzeyden her yöne doğru elektromanyetik ışımaya neden olduğu, bu ışımaya da saçılma adı verildiği Bölüm 2.3'te açıklanmış ve saçılan elektromanyetik dalganın elektrik alan şiddetinin

(2.8) ya da (2.11) ile bulunabileceği belirtilmişti. Bahse konu bu eşitlikler, gözlem (saçılma) mesafesinden bağımsız, tüm konumlarda geçerli ve herhangi bir yaklaşıklık kullanılmadan yazılmış, yüzeyde indüklenen akım yoğunluğu bilindiğinde elektrik alan şiddeti için tam çözüm veren eşitliklerdir. Ancak yakın-uzak durumunda, gözlemcinin saçıcıdan uzakta olması (uzun gözlem mesafesi) nedeniyle bu eşitliklerdeki ikinci terim (skaler potansiyel terimi), ilk terime (vektör potansiyel terimi) göre mesafeye bağlı olarak daha hızlı sönümlendiğinden ihmal edilebilir. Bu durumda gözlem noktasındaki saçılan elektromanyetik dalganın elektrik alan şiddeti,

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t) \cong -\partial_t \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) \quad (2.12)$$

yaklaşıklığı ile verilir [17]-[19].

2.6. Kaynak Olarak Sonsuz Küçük Dipolün Kullanılması

Sonsuz küçük dipoller; pratikte uygulama alanı olmayan, bununla birlikte herhangi bir karmaşık kaynağın modellenmesinde yaygın olarak kullanılmaları nedeniyle, elektromanyetik problem çözümlerinde büyük önemi olan teorik elektromanyetik kaynaklardır. Bu nedenle, bu tez çalışmasında da elektromanyetik ışımaya yapan kaynak olarak sonsuz küçük dipol kullanılmıştır.

Koordinat sisteminin z-ekseni yönündeki birim vektör $\hat{\mathbf{a}}_z$ olmak üzere, koordinat sisteminin merkezine yerleştirilmiş, polarizasyonu $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{a}}_z$ olan ve birim dürtü (impuls) ile uyarılmış sonsuz küçük dipolün, konum vektörü $\mathbf{r} = r\hat{\mathbf{r}}$ olan bir noktada neden olacağı manyetik alan şiddeti frekans domeninde,

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \hat{\mathbf{a}}_\phi \sin \theta \frac{M_0}{4\pi r^2} (1 + jkr) e^{-jkr} \quad (2.13)$$

eşitliği ile verilir [17], [18]. Bu eşitlikte; $k = \omega/c$, dalga sayısını, θ , $\hat{\mathbf{p}}$ ile \mathbf{r} arasındaki açığı ve M_0 dipol momentini göstermektedir. Frekans domeninde verilen

bu eşitliğin ters Fourier Dönüşümü (FD) alınarak sonsuz küçük dipolün manyetik alan şiddetinin zaman uzayı ifadesi,

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{a}}_\phi \sin \theta \frac{M_0}{4\pi} \left(\frac{\delta(t-r/c)}{r^2} + \frac{\partial_t(\delta(t-r/c))}{cr} \right) \quad (2.14)$$

bulunabilir. Bu eşitlikte, $\hat{\mathbf{a}}_\phi \sin \theta$ terimi $\hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{r}}$ olarak değiştirilerek sonsuz küçük dipolün manyetik alan şiddetinin zaman uzayı ifadesi,

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{r}} \frac{M_0}{4\pi} \left(\frac{\delta(t-r/c)}{r^2} + \frac{\partial_t(\delta(t-r/c))}{cr} \right) \quad (2.15)$$

olarak yazılabilir [22].

Kaynak olarak kullanılacak sonsuz küçük dipolün pratikte var olmadığı, ancak tüm kaynakların modellenmesinde kullanılabildiği ve bu nedenle elektromanyetik problemlerin çözümünde büyük önemi olduğu bölümün başında vurgulanmıştı. Pratikte olmayan bu teorik kaynak, aslında Hertz dipolü olarak da bilinen sonlu uzunluklu dipol antenin limit durumudur. Bu doktora çalışması kapsamında, sonlu uzunluklu dipolden ışıyan alanlar zaman domeninde türetilmiş ve bu türetilen alanların limit durumunda sonsuz küçük dipolün alanlarına yakınsadığı [22] ile gösterilmiştir. Bu doktora tezinin temel amacı olan FO integrallerinin hesaplanması ile sonlu uzunluklu dipolden ışıyan alanların zaman domeni ifadelerinin türetilmesi arasında doğrudan bir ilişkisi bulunmamaktadır. Bu nedenle, sonlu uzunluklu dipolden ışıyan alanların zaman domeni ifadelerinin türetilmesi ile ilgili çalışmada teze dahil edilmemiş, yayınlanan çalışmaya, [22], referans verilmiştir.

3. KAYNAĞIN YAKININDA BULUNAN MÜKEMMEL ELEKTRİK İLETKEN SAÇICIDAN SAÇILAN ELEKTRİK ALAN ŞİDDETİ ve FİZİKSEL OPTİK İNTEGRALLERİ

Bu bölümde, yakın-uzak durumu olarak adlandırılan, sonsuz küçük dipolün yakınında bulunan mükemmel elektrik iletken cisimden saçılan ve saçıcıdan uzakta bulunan gözlemci noktasında gözlenen elektromanyetik dalgaya ait elektrik alan şiddeti için zaman uzayında kapalı-form analitik bir ifade türetilecek ve türetilen bu yeni ifadenin çözümü için bir algoritma geliştirilecektir.

3.1. Fiziksel Optik Yöntemi ile Yakın-Uzak Durumu İçin Saçılan Elektrik Alan İfadesi

Bu doktora çalışması kapsamında kaynak olarak sonsuz küçük dipolün kullanılacağı ve sonsuz küçük dipolün yarattığı manyetik alan şiddetinin zaman uzayında (2.15) ile verildiği Bölüm-2'de açıklanmıştı. FO yöntemi ile (2.15) kullanılarak, sonsuz küçük dipolün yakınında bulunan saçıcı cismin S_{lit} ile gösterilen aydınlık yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cong \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{r}} \frac{M_0}{2\pi} \left(\frac{\delta(t-r/c)}{r^2} + \frac{\partial_t(\delta(t-r/c))}{c r} \right) \quad (3.1)$$

ile verilebilir. Burada $\hat{\mathbf{n}}$, aydınlık yüzeyin kaynağa bakan yöndeki birim uzunluktaki yüzey normalidir. Bu akım yoğunluğu (2.7)'de yerine konularak, konum vektörü $\mathbf{r}_o = r_o \hat{\mathbf{r}}_o$ olan gözlem noktasındaki vektör manyetik potansiyel,

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) \cong \frac{\mu_0 M_0}{8\pi^2} \int_{S_{lit}} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{r}} \left(\frac{\delta(t-r/c)}{r^2} + \frac{\partial_t(\delta(t-r/c))}{c r} \right) * \frac{\delta(t-|\mathbf{r}_o-\mathbf{r}|/c)}{|\mathbf{r}_o-\mathbf{r}|} d\mathbf{r} \quad (3.2)$$

bulunur. Saçıcı ile gözlemci arasındaki mesafe olan gözlem (saçılma) mesafesini gösteren $|\mathbf{r}_o-\mathbf{r}|$ teriminin tam çözümü,

$$|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}| = \sqrt{r_o^2 + r^2 - 2r_o r \cos \beta} \quad (3.3)$$

ile verilir. Bu eşitlik Binom açılımı kullanılarak,

$$|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}| = r_o - \hat{\mathbf{r}}_o \cdot \mathbf{r} + (r^2/2r_o) \sin^2 \beta + \dots \quad (3.4)$$

şeklinde yazılabilir. Gözlemcinin saçıcının uzağında olduğu yakın-uzak durumu için $r_o \gg r$ olduğundan ve Bölüm-2.1'de elektromanyetik saçılma probleminin genel geometrisi kullanılarak tanımlanan uzaklık şartı sağlandığından (3.4)'ün yerine, (3.4)'ün ilk iki terimi ile verilen (2.4) yaklaşıklığı kullanılabilir. Gözlem noktasındaki vektör manyetik potansiyeli veren (3.2)'de paydada bulunan gözlem mesafesi terimi, $|\mathbf{r}_o - \mathbf{r}|$, sadece genliği etkiler ve $r_o \gg \hat{\mathbf{r}}_o \cdot \mathbf{r}$ olduğundan mesafe terimi yerine yaklaşık olarak r_o kullanılabilir. Ancak, Dirac delta fonksiyonu içinde bulunan mesafe terimi zamanda gecikmeye karşılık geldiğinden burada çok daha hassas olunmalı ve Dirac delta fonksiyonu içindeki mesafe teriminin yerine yaklaşıklık olarak $r_o - \hat{\mathbf{r}}_o \cdot \mathbf{r}$ ifadesi kullanılmalıdır. Bu yaklaşıklıklar sonrası, $\rho = \mathbf{r} \cdot (\hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{r}}_o) / 2$ olmak üzere, gözlemci noktasındaki vektör manyetik potansiyel,

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, t) \cong \frac{\delta(t - r_o/c) * \mu_0 M_0}{r_o} * \frac{1}{8\pi^2} \cdot \left(\int_{s_{iii}} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{r}} \frac{1}{r^2} \delta\left(t - \frac{2\rho}{c}\right) d\mathbf{r} + \partial_t \left(\int_{s_{iii}} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{r}} \frac{1}{c r} \delta\left(t - \frac{2\rho}{c}\right) d\mathbf{r} \right) \right) \quad (3.5)$$

olarak yazılır. Gözlemci noktasındaki vektör manyetik potansiyel için yazılan bu ifadenin, [23]'te verilen vektör manyetik potansiyel ifadesi ile uyumlu olduğu görülmektedir.

Vektör manyetik potansiyel için elde edilen (3.5), (2.12)'de yerine konulduğunda, Dirac delta fonksiyonun $\delta(\tau t) = \delta(t)/|\tau|$ özelliği de kullanılarak, yakın - uzak durumunda saçılan elektromanyetik dalgaya ait elektrik alan şiddeti için,

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t) \cong \frac{\delta(t-r_o/c)}{r_o} * \frac{-\mu_0 M_0}{8\pi^2} \cdot \partial_t \left(\int_{S_{ii}} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \frac{c\mathbf{r}}{2r^3} \delta\left(\rho - \frac{ct}{2}\right) d\mathbf{r} + \partial_t \left(\int_{S_{ii}} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \frac{\mathbf{r}}{2r^2} \delta\left(\rho - \frac{ct}{2}\right) d\mathbf{r} \right) \right) \quad (3.6)$$

yaklaşıklığı elde edilmiş olur. Bu yaklaşıklıkta parantezin içindeki ilk integral saçıcı cismi aydınlatan sonsuz küçük dipolün indüklenen akım yoğunluğuna skaler potansiyel katkısını, ikinci integral ise vektör manyetik potansiyel katkısını göstermektedir.

Kaynağın, saçıcının yakınında olması nedeniyle sonsuz küçük dipolün skaler potansiyel katkısı ihmal edilmeyerek, saçılan elektrik alan şiddetinin daha doğru olarak hesaplanması sağlanmıştır.

3.2. Saçıcı Cismin Modellenmesi ve Hesaplama Öncesi Aydınlik Yüzeylerin Belirlenmesi

Mükemmel elektrik iletken saçıcı cisimden saçılan elektromanyetik dalgaya ait elektrik alan şiddeti için FO yöntemi kullanılarak türetilen ifadenin pratik yaşamda karşılaşılan saçılma problemlerinde kullanılabilmesi için saçıcının üç boyutlu olarak modellenmesine ihtiyaç duyulmaktadır.

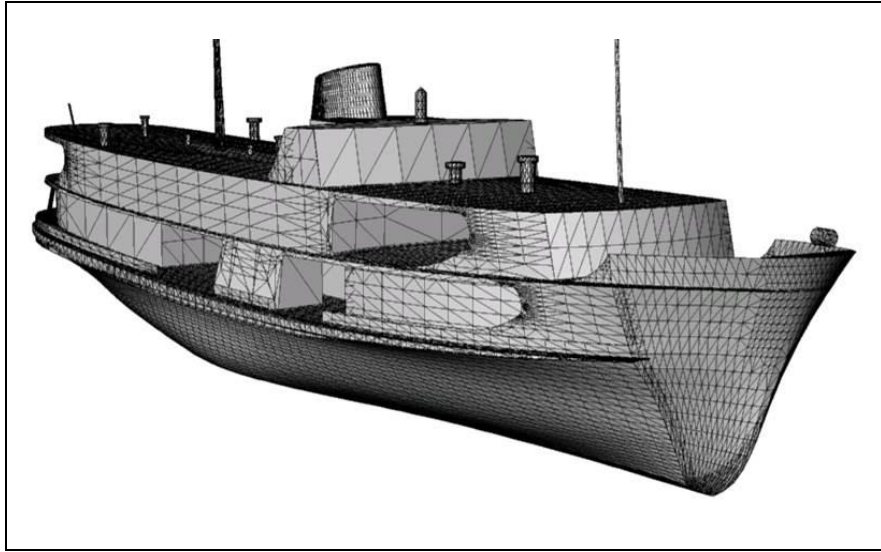
Üç boyut (3D) modellemede birçok yöntem kullanılmaktadır. Ancak FO yönteminde; yüzeyde indüklenen akım yoğunluğunun sadece aydınlık yüzeylerde indüklendiğinin kabul edilmesi, bu nedenle kaynağın aydınlattığı yüzeylerin tespitinin gerekliliği ve yüzeyde indüklenen akım yoğunluğu bulunurken yüzey normalinin kullanılması nedenleriyle, bu tez çalışmasında mükemmel iletken saçıcı cisim, yüzey normalinin hesaplaması kolay olan üçgenler kullanılarak modellenmiştir.

Saçıcı cisimler modellenirken RHINOCEROS yazılımı kullanılmıştır. Şekil 3.1’de gerçek bir yolcu vapuru için RHINOCEROS yazılımı kullanılarak elde edilmiş model örnek olarak gösterilmiştir.

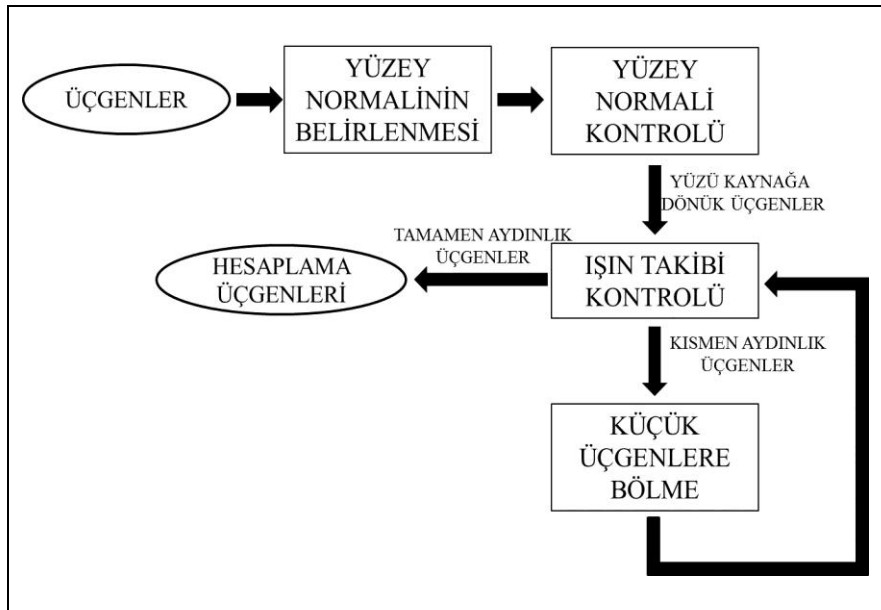
Üçgenler ile modellenen mükemmel elektrik iletken bir saçıcıdan saçılan toplam elektrik alan, modelde kullanılan her bir üçgenden saçılan elektrik alanların toplanması (süperpozisyonu) ile hesaplanır. Bu çalışmada FO yöntemi kullanıldığından, hesaplamalar sadece üzerinde akım indüklendiği kabul edilen

aydınlık yüzeyler kullanılarak yapılmıştır. Bu nedenle, saçılan elektrik alanın hesaplanması öncesinde, saçıcı cismin aydınlık yüzeyleri belirlenmiştir.

Hesaplamalarda kullanılan aydınlık yüzeylerin belirlenmesinde Şekil 3.2’de verilen algoritma kullanılmıştır. Bu algorithmada kullanılan ve Yüzey Normalinin Belirlenmesi, Yüzü Kaynağa Dönük Üçgenlerin Belirlenmesi (Yüzey Normali Kontrolü) ve Hesaplama Üçgenlerinin Belirlenmesi (Işın Takibi Kontrolü) olarak adlandırılan operasyonların detayları müteakip maddelerde açıklanacaktır.



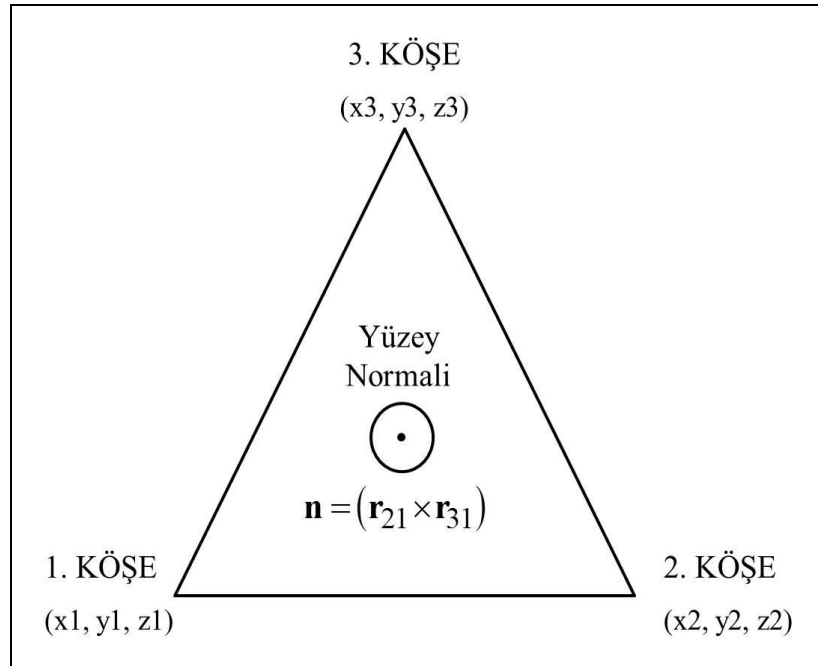
Şekil 3.1: Üç boyutlu bir cismin üçgenler ile modellenmesi.



Şekil 3.2: Aydınlık yüzeylerin belirlenmesi için kullanılan algoritma.

3.2.1. Yüzey Normalinin Belirlenmesi

FO yöntemi kullanılarak yapılacak hesaplamalarda mükemmel elektrik iletken saçıcının yüzey normalini, hem aydınlık yüzeylerin belirlenmesinde, hem de aydınlık yüzeyde indüklenen akım yoğunluğunun belirlenmesinde kullanılmaktadır. Bir üçgenin yüzey normalinin belirlenmesi oldukça basit bir işlemdir. Bu nedenle, FO yöntemine dayalı hesaplamaların yapılacağı bu çalışmada tüm saçıcılar üçgenler ile modellenmiştir. Şekil 3.3'te modellemede kullanılan jenerik bir üçgen ve bu üçgenin yüzey normali gösterilmektedir. Burada dikkat edilmesi gereken, üçgenin köşelerinin sağ el kuralı olarak adlandırılan ve referans bir köşeye göre diğer köşelerin sırasıyla saat yönünün tersi yönde yazılmış olmasıdır. Şekil 3.3'te, köşelere ait Kartezyen koordinat verileri sırasıyla; (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) ve (x_3, y_3, z_3) olarak verilmiştir. Bu veriler ışığında köşelere ait konum vektörleri sırasıyla; $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$, $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$ ve $\mathbf{r}_3 = (x_3, y_3, z_3)$ olarak yazılabilir. Birinci köşeden ikinci köşeye çizilen vektör, $\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ ve birinci köşeden üçüncü köşeye çizilen vektör, $\mathbf{r}_{31} = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1$ olmak üzere, birim uzunluktaki yüzey normalini, bu iki vektörün vektörel (çapraz) çarpımı kullanılarak, $\hat{\mathbf{n}} = (\mathbf{r}_{21} \times \mathbf{r}_{31}) / |\mathbf{r}_{21} \times \mathbf{r}_{31}|$, bulunur.



Şekil 3.3: Modellemede kullanılan jenerik üçgen.

Şekil 3.3'te sayfa düzleminde bir üçgen kullanılmış ve yüzey normali sayfadan okuyucuya doğru olarak bulunmuştur. Şekil 3.3'te kullanılan vektör büyüklükler Tablo 3.1'de açıklanmıştır.

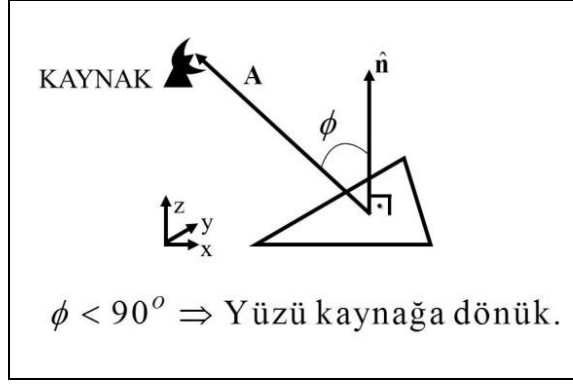
Tablo 3.1: Modellemede kullanılan jenerik üçgen ve yüzey normali için vektör büyüklükler.

Vektör Büyüklük	Açıklama
$\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$	1. Köşenin konum vektörü.
$\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$	2. Köşenin konum vektörü.
$\mathbf{r}_3 = (x_3, y_3, z_3)$	3. Köşenin konum vektörü.
$\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$	\mathbf{r}_1 'den \mathbf{r}_2 'ye çizilen vektör.
$\mathbf{r}_{31} = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1$	\mathbf{r}_1 'den \mathbf{r}_3 'ye çizilen vektör.
$\mathbf{n} = (\mathbf{r}_{21} \times \mathbf{r}_{31})$	\mathbf{r}_{21} ile \mathbf{r}_{31} 'in vektörel (çapraz) çarpımı.
$\hat{\mathbf{n}} = \mathbf{n} / \mathbf{n} $	Birim uzunluktaki yüzey normali.

3.2.2. Yüzey Normali Kontrolü ile Yüzü Kaynağa Dönük Üçgenlerin Belirlenmesi

FO yöntemi kullanılarak yapılan hesaplamalarda mükemmel elektrik iletken saçıcının yüzeyinde akım indüklenebilmesi için yüzeyin aydınlık olması gerekmektedir. Bir yüzeyin aydınlanması için ise ilk şart, yüzünün kaynağa dönük olmasıdır. Bir yüzeyin yüzünün kaynağa dönük olup olmadığını tespiti ise yüzey normali kontrolü ile yapılır. Yüzey normali kontrolünde; yüzeyin (üçgenin) normali, $\hat{\mathbf{n}}$, ile yüzeyden (bu çalışmada üçgenin merkezinden) ışımayı yapan elektromanyetik kaynağa çizilen vektör, \mathbf{A} , arasındaki açığa, ϕ , bakılır. Bu açı 90 dereceden küçükse, bu yüzeyin yüzü kaynağa dönüktür denilir. Yüzü kaynağa dönük olan yüzeyler, aydınlık olma olasılığı olan yüzeylerdir. Ancak, yüzey ile kaynak arasında başka bir yüzey olması durumunda gölgede kalabileceklerinden kesin aydınlıktır denilemez. ϕ açısı 90 dereceden büyük olan yüzeylerin arkası kaynağa dönüktür ve aydınlanma olasılıkları yoktur. Bu nedenle de hesaplamalara katılmazlar.

Yüzey normali kontrolü olarak adlandırılan bu operasyona ait geometri Şekil 3.4'te gösterilmiştir.



Şekil 3.4: Yüzey normali kontrolü.

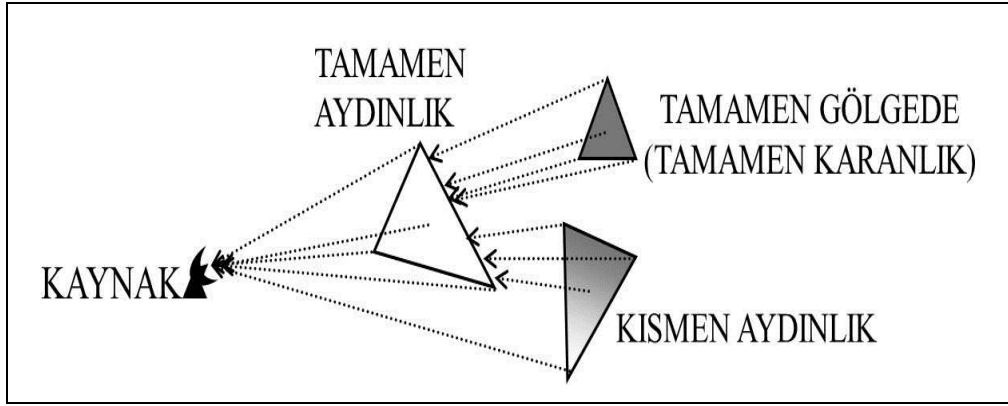
3.2.3. Işın Takibi ile Hesaplama Üçgenlerinin Belirlenmesi

Gemi, uçak ya da güdümlü mermi gibi karmaşık yapılar söz konusu olduğunda, birbirini gölgede bırakabilecek bölümler olabileceğinden sadece yüzey normali kontrolü yapılarak aydınlanan yüzeye karar vermek mümkün değildir. Bu gibi durumlarda ayrıca ışın takibi ya da benzeri algoritmalar kullanılması gerekir [24]. Bu çalışmada karmaşık yapıdaki saçıcılardan saçılan alanların hesaplanmasında, öncelikle yüzey normal kontrolü yapılarak yüzü kaynağa dönük olan yüzeyler (bu yüzeyleri modelleyen üçgenler) tespit edilmiş, müteakiben [24] ile önerilen ışın takibi yöntemi kullanılarak aydınlık yüzeyler belirlenmiştir. Kullanılan ışın takibi yönteminde bilinen bir test ışınının herhangi bir üçgeni kesip kesmediği belirlenebilmektedir.

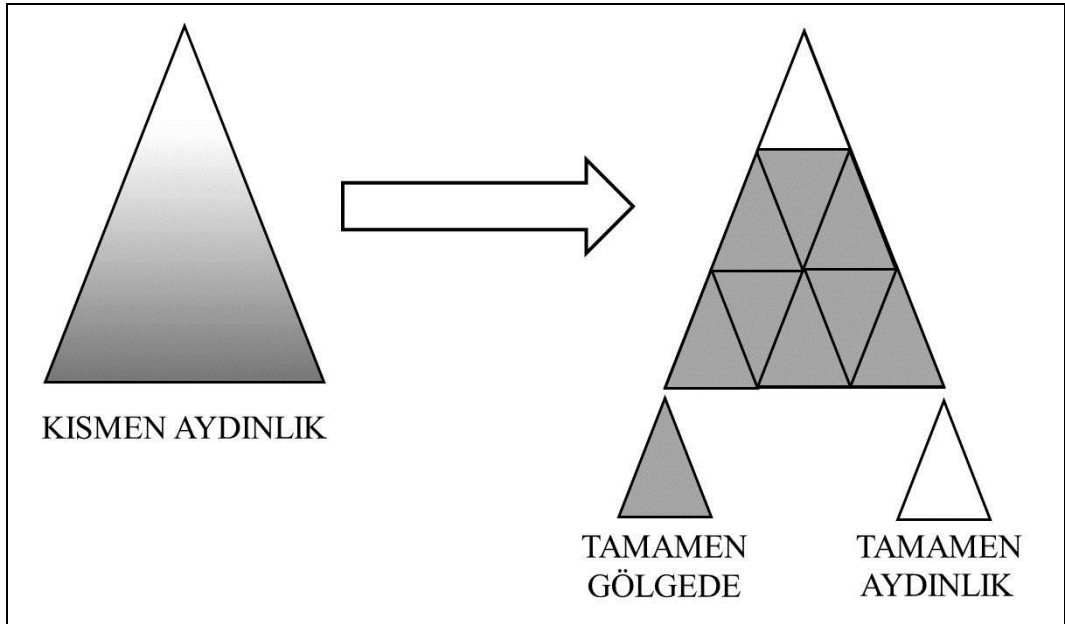
Bu çalışmada test ışını olarak her bir üçgen için başlangıç noktaları, üçgenin köşeleri ile merkezi olan ve bu noktalardan kaynağa çizilen dört farklı ışın kullanılmıştır. Bu ışınların başlangıç noktasından kaynağa ulaşıncaya kadarki yolları üzerinde başka bir üçgen olması durumunda, kullanılan ışın takibi yöntemi ile ışının en az bir üçgeni kestiği, dolayısıyla ışının başladığı noktanın kaynak tarafından aydınlatılmadığı ve bu noktanın gölgede kaldığı tespit edilmektedir. Eğer test ışınlarının başlangıç noktaları olan dört noktadan (üç köşe noktası ile merkez noktası) hepsi gölgede kalıyorsa test edilen bu üçgen tamamen gölgede (tamamen karanlık) kabul edilmiş ve hesaplamalarda kullanılmamıştır. Üçgene ait dört noktadan, başka bir üçgen tarafından gölgede bırakılan herhangi bir nokta olmaması durumunda (dört ışının da yolları kesilmeden başlangıç noktasından kaynağa ulaşması durumunda) test edilen üçgenin tamamen aydınlık olduğu ve üzerinde akım

indüklendiği kabul edilmiştir. Test edilen üçgenin tamamen gölgede kalmadığı ya da tamamen aydınlık olmadığı, dört ışından en az birinin, en fazla üçünün herhangi bir üçgeni kesmediği durumda test edilen üçgen kısmen aydınlık (kısmen gölgede kalmış) olarak kabul edilmiş ve bahse konu üçgen daha küçük üçgenlere bölünerek kontrol tekrarlanmıştır. Bu sayede kısmen aydınlık olan bir üçgenin tamamen aydınlık olarak kabul edilerek hesaplamalara dahil edilmesi ya da tamamen gölgede kabul edilerek hesaplama dışında tutulması önlenmiştir.

Kullanılan ışın takibi yönteminin jenerik gösterimi Şekil 3.5'te ve kısmen aydınlık üçgenlerin daha küçük üçgenlere bölünerek aydınlık yüzeylerin daha doğru olarak modellenmesini gösteren jenerik gösterim Şekil 3.6'da sunulmuştur.



Şekil 3.5: Işın takibi yöntemi.



Şekil 3.6: Küçük üçgenlere bölme.

Bu çalışmada kullanılan ışın takibi yönteminde test için kullanılan $\mathbf{R}(l)$ ışını; başlangıç noktası (orjini) \mathbf{O} ve birim uzunluktaki yön vektörü $\hat{\mathbf{D}}$ olmak üzere,

$$\mathbf{R}(l) = \mathbf{O} + l\hat{\mathbf{D}} \quad (3.7)$$

eşitliği ile tanımlanan bir ışındır. Başlangıç noktasını gölgede bırakıp bırakmadığı kontrol edilecek üçgenin (başlangıç noktası ile kaynak arasında olup olmadığı kontrol edilecek üçgenin) köşe noktaları \mathbf{r}_1 , \mathbf{r}_2 ve \mathbf{r}_3 konum vektörleri ile verildiğinde, $u \geq 0$, $v \geq 0$ ve $(u+v) \leq 1$ olmak üzere, (u, v) Barycentric koordinatları kullanılarak bu üçgen üzerindeki bir nokta,

$$\mathbf{T}(u, v) = (1-u-v) \cdot \mathbf{r}_1 + u \cdot \mathbf{r}_2 + v \cdot \mathbf{r}_3 \quad (3.8)$$

eşitliği ile tanımlanır. Test için kullanılacak $\mathbf{R}(l)$ ışınının, kontrol edilen üçgeni kestiği durumda $\mathbf{R}(l) = \mathbf{T}(u, v)$ olacağından,

$$\mathbf{O} + l\hat{\mathbf{D}} = (1-u-v) \cdot \mathbf{r}_1 + u \cdot \mathbf{r}_2 + v \cdot \mathbf{r}_3 \quad (3.9)$$

yazılabilir. Bu ifade $\mathbf{r}_{21} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ ve $\mathbf{r}_{31} = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1$ olmak üzere yeniden düzenlenirse,

$$\left[-\hat{\mathbf{D}}, \mathbf{r}_{21}, \mathbf{r}_{31} \right] \cdot \begin{bmatrix} l \\ u \\ v \end{bmatrix} = \mathbf{O} - \mathbf{r}_1 = \mathbf{N} \quad (3.10)$$

elde edilir. Bu doğrusal (linear) denklemin çözümü ile kesişim noktasının (u, v) Barycentric koordinatları ve test ışınının başlangıç noktasından olan mesafesini veren l parametresi bulunabilir. (3.9)'un çözümünde Cramer Kuralı kullanılarak,

$$\begin{bmatrix} l \\ u \\ v \end{bmatrix} = \frac{1}{|-\hat{\mathbf{D}}, \mathbf{r}_{21}, \mathbf{r}_{31}|} \cdot \begin{bmatrix} |\mathbf{N}, \mathbf{r}_{21}, \mathbf{r}_{31}| \\ |-\hat{\mathbf{D}}, \mathbf{N}, \mathbf{r}_{31}| \\ |-\hat{\mathbf{D}}, \mathbf{r}_{21}, \mathbf{N}| \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

yazılabilir.

Lineer cebirden biliyoruz ki, $|\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}| = -(\mathbf{A} \times \mathbf{C}) \cdot \mathbf{B} = -(\mathbf{C} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{A}$ 'dir. Bu bilgi ışığında (3.10) ile verilen eşitliği, $\mathbf{P} = (\hat{\mathbf{D}} \times \mathbf{r}_{31})$ ve $\mathbf{Q} = (\mathbf{N} \times \mathbf{r}_{21})$ olmak üzere,

$$\begin{bmatrix} l \\ u \\ v \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{r}_{21}} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}_{31} \\ \mathbf{P} \cdot \mathbf{N} \\ \mathbf{Q} \cdot \hat{\mathbf{D}} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

şeklinde yeniden yazmak mümkündür. Bu denklemin çözümü ile elde edilen l , u ve v değerlerine bakarak kontrol edilen üçgenin, ışının başlangıç noktasını gölgede bırakıp bırakmadığı söylenebilir. Şöyle ki, $0 \leq u \leq 1$, $v \geq 0$ ve $(u + v) \leq 1$ şartlarının sağlandığı durumda, ışının başlangıç noktası ile kaynak arasındaki mesafe, d , $d \geq l \geq 0$ şartını sağlıyorsa kontrol edilen üçgen, ışının başlangıç noktası ile kaynak (anten) arasındadır ve kontrol edilen üçgen ışının başlangıç noktasını gölgede bırakıyordur.

Bu çalışmada karmaşık yapıdaki saçıcı cisimler için hesaplama yapılırken, aydınlık yüzeylerin belirlenmesinde daha hızlı çözüm elde edebilmek maksadıyla z-buffer yaklaşımı kullanılmıştır. Bu yaklaşımda kaynağa daha yakın olan üçgenlerin diğer üçgenleri gölgede bırakma olasılığının daha yüksek olması nedeniyle üçgenler kaynağa olan mesafelerine göre (üçgenin merkezi ile kaynak arasındaki mesafeye göre) sıralanmış ve bir üçgene ait kontrol noktalarının (dört nokta) gölgede kalıp kalmadığını kontrol ederken kontrollere kaynağa en yakın üçgenden başlanmıştır.

Işın takibi yöntemi sonrası, dört kontrol noktası da aydınlık olarak belirlenen (kısmen aydınlık üçgenlerin aydınlık kısımlarının, üçgenleri küçük üçgenlere bölerek ayıklanması sonrası) tamamen aydınlık üçgenler, saçılan dalgaya ait elektrik alan şiddetinin hesaplanmasında kullanılacaklarından hesaplama üçgenleri olarak adlandırılmıştır.

3.3. Saçılan Elektrik Alan İçin Fiziksel Optik İntegralleri

Mükemmel elektrik iletken saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddeti Bölüm 3.1’de (3.6) ile verilmişti. Bu yaklaşıklıkta, aydınlık yüzeyler üzerinde tanımlı olan iki yüzey integrali görülmektedir. Bölüm 3.2’de anlatılan algoritma ve operasyonlar kullanılarak bu integrallerin tanımlı olduğu aydınlık yüzeyleri modelleyen üçgenler belirlenmiş ve hesaplama üçgenleri olarak adlandırılmıştı. Bu bölümde ise belirlenen aydınlık üçgenler (hesaplama üçgenleri) kullanılarak, saçılan elektromanyetik dalgaya ait elektrik alan şiddeti için yazılan ve (3.6)’da verilen yüzey integralleri düzenlenecektir.

Bölüm 3.2’de, her bir aydınlık üçgen için saçılan elektrik alanın hesaplanacağı, toplam saçılan elektrik alan şiddetinin her bir aydınlık üçgen için bulunan sonuçların toplamı (süperpozisyonu) ile bulunacağı belirtilmişti. Bu bilgi ışığında (3.6)’da verilen integraller, yapılan işlemlerin daha basit ve anlaşılır olması amacıyla, saçıcının tek bir üçgenden oluştuğu kabulü ile düzenlenecek ve müteakiben saçıcının karmaşık bir yapıda olduğu genel durumda bu integrallerin nasıl kullanılacağı açıklanacaktır.

3.3.1. Tek Bir Üçgenden Saçılan Elektrik Alan Şiddeti ve Fiziksel Optik İntegralleri

Sonsuz küçük dipol olan elektromanyetik kaynağımızın yakınında, boyut sınırlaması olmayan ve yüzü kaynağa dönük tek bir üçgen ile modelleyebildiğimiz mükemmel elektrik iletken bir saçıcımızın olduğunu kabul edelim. Bu geometride koordinat sistemini; merkezi kaynağımızın bulunduğu noktada, z-ekseni üçgenimizin yüzey normali, $\hat{\mathbf{n}}$, yönünde ve x-ekseni gözlemcinin bulunduğu noktanın konum vektörü olan $\mathbf{r}_o = r_o \hat{\mathbf{r}}_o$ vektörüne dik olacak şekilde yerleştirelim. Tek bir üçgen için saçılan elektrik alanın hesaplamalarında kullanılacak bu koordinat sistemini Hesaplama Koordinat Sistemi olarak adlandıralım. Hesaplama koordinat sisteminde, $\hat{\mathbf{a}}_z$ koordinat sistemimizin z-ekseni, $\hat{\mathbf{a}}_x$ ise koordinat sistemimizin x-ekseni olmak üzere, $\hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{a}}_z$ ve $\mathbf{r}_o \times \hat{\mathbf{a}}_x = 0$ olacaktır.

Hesaplama koordinat sisteminde kaynağımızın polarizasyonunu genel olarak $\hat{\mathbf{p}}$ ile gösterdiğimizde, tek bir üçgen için polarizasyon ve yüzey normali sabit olacağından, (3.6)'deki $\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}}$ terimini $\hat{\mathbf{a}}_z \times \hat{\mathbf{p}}$ olarak yazabilir ve bu terimi integral dışına alabiliriz. Bu değişimler sonrasında, (3.6) ile verilen elektrik alan şiddetini,

$$\mathbf{I}_1 = \int_{S_{ii}} \frac{\mathbf{r} c \delta\left(\rho - \frac{ct}{2}\right)}{2r^3} d\mathbf{r}, \quad (3.13)$$

$$\mathbf{I}_2 = \int_{S_{ii}} \frac{\mathbf{r} \delta\left(\rho - \frac{ct}{2}\right)}{2r^2} d\mathbf{r}. \quad (3.14)$$

olmak üzere,

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, t) \cong \frac{\delta(t - r_o/c)}{r_o} * \frac{-\mu_0 M_0}{8\pi^2} \hat{\mathbf{a}}_z \times \hat{\mathbf{p}} \times \partial_t [\mathbf{I}_1 + \partial_t (\mathbf{I}_2)], \quad (3.15)$$

şeklinde sadeleştirebiliriz. Bu çalışmada saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanmasında kullanılan ve (3.13), (3.14) ile verilen integraller FO integralleri olarak adlandırılmıştır. Bu integrallerden (3.13) sonsuz küçük dipolün yüzeyde indüklenen akım yoğunluğuna skaler potansiyel katkısını, (3.14) ise vektör potansiyel katkısını göstermektedir. FO integrallerinin çözümü bu tezin temel amacını oluşturmaktadır. Bu integrallerin çözümünde, çözümün anahtarı integrallerdeki Dirac delta fonksiyonudur. Bu fonksiyonun özellikleri sayesinde hem zaman, hem de frekans domeninde çözüm üretmek mümkün olmaktadır.

3.3.2. Karmaşık Yapıdaki Saçıcıdan Saçılan Elektrik Alan Şiddetinin Hesaplanması

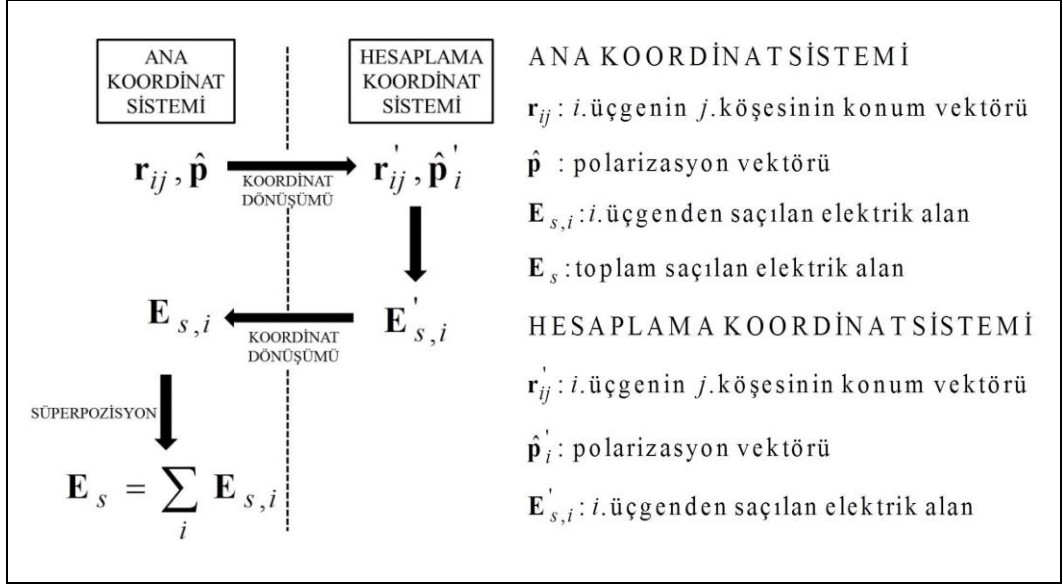
Sonsuz küçük dipolün kaynak olarak kullanıldığı saçılma problemleri tanımlanırken, sadece kaynağın (sonsuz küçük dipolün) konumunun, saçıcıyı modelleyen üçgenlerin (köşe noktalarının konumlarının) ve kaynağın

polarizasyonunun bilinmesine ihtiyaç duyulmaktadır. İhtiyaç duyulan tüm bu veriler vektörel büyüklüklerdir ve problem tanımlanırken bir koordinat sistemi ile verilir. Geometrinin tanımlandığı bu koordinat sisteminde kaynağın, koordinat sisteminin merkezinde olması, gösterimde kolaylıklar sağlayacak ve bizi hesaplamalarda fazla işlem yapmaktan kurtaracaktır. Kaynağın koordinat merkezinde olmadığı durumlarda tüm konum vektörlerinden kaynağın konum vektörü çıkarılarak kaynağın merkeze alınması sağlanabilir. Bu çalışmada kaynağın merkezde olduğu ve tüm geometrinin tanımlandığı koordinat sistemi Ana Koordinat Sistemi olarak adlandırılmıştır.

Saçılma problemi, ana koordinat sisteminde verilmiş olmakla beraber, hesaplama yaparken sadece bu koordinat sistemini kullanmak işlemlerin karmaşıklaşmasına neden olacaktır. Oysa biliyoruz ki, tek bir üçgenimiz olsa ve koordinat sistemi bu üçgene göre seçilmiş olsa saçılan dalganın elektrik alan şiddeti (3.15) ile (FO integrallerinin çözülmesi ile) hesaplanabilecektir. Öyleyse karmaşık yapıdaki saçıcılar (birden fazla üçgen ile modellenen saçıcılar) için yapılması gereken, hesaplama yapacağımızı her bir üçgen için yeni bir koordinat sistemi tanımlamak olacaktır. Tanımlanan bu koordinat sisteminde merkez, ana koordinat sisteminin merkezi ile aynı olacak, sadece eksenler dönmüş olacaktır. Tanımlanan bu yeni koordinat sistemi hesaplamanın yapılacağı koordinat sistemi olduğundan Hesaplama Koordinat Sistemi olarak adlandırılmıştır.

Hesaplama koordinat sistemi ile ana koordinat sistemi arasında geçişler bir dönüşüm matrisi kullanılarak kolaylıkla yapılabilmektedir [25],[26]. Hesaplama koordinat sisteminde kaynak merkezde kalacak, hesaplama üçgenini tanımlayan köşe noktalarının konum vektörleri ile polarizasyon vektörü dönüşüm matrisi kullanılarak ana koordinat sisteminden, hesaplama koordinat sistemine aktarılacaktır. Hesaplama koordinat sisteminde bulunan saçılan elektrik alan şiddeti vektörel bir büyüklük olduğundan yine dönüşüm matrisi (ters dönüşüm) kullanılarak ana koordinat matrisine alınacaktır. Her bir üçgen için hesaplama koordinat sisteminde bulunan saçılan elektrik alan şiddeti, ana koordinat sistemine aktarıldıktan sonra hesaplama üçgeninden saçılan elektrik alan şiddeti, toplamsallık (süperpozisyon) kuramı kapsamında daha önce diğer üçgenler için hesaplanan toplam saçılan elektrik alan şiddetine eklenecektir.

Karmaşık yapıdaki saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanmasında kullanılan algoritma Şekil 3.7'de gösterilmiştir. “ ' ” işareti, hesaplama koordinat sisteminde olduğunu göstermek için kullanılmıştır.



Şekil 3.7: Karmaşık saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanması.

4. YAKIN - UZAK DURUMU İÇİN FİZİKSEL OPTİK İNTEGRALLERİNİN ÇÖZÜMÜ

Yakın-uzak durumu için saçılan elektromanyetik dalgaya ait elektrik alan şiddeti ifadesi (3.15) ile, bu ifadede yer alan ve FO integralleri olarak adlandırılan iki yüzey integrali de (3.13) ve (3.14) ile Bölüm-3'te verilmişti. Bu bölümde, FO integrallerindeki Dirac delta fonksiyonu incelenecek ve FO integrallerinin hem zaman, hem de frekans domenlerinde analitik çözümleri verilecektir. Ayrıca bu integraller için sınırların nasıl belirleneceği de bu bölümde anlatılacaktır.

4.1. FO İntegrallerindeki Dirac Delta Fonksiyonu ve RD Yorumu

Bölüm 3'te, yakın-uzak durumu için yazılan FO integrallerindeki Dirac delta fonksiyonu çözümün anahtarını oluşturmaktadır. Bu fonksiyon sayesinde Radon dönüşümü yorumu kullanılarak yüzey integrallerinin çizgi integrali haline getirilmesi mümkün olmaktadır. Dikkat edilmelidir ki; burada kullanılan yöntemde bir Radon Dönüşümü uygulanmamaktadır. Ancak iki boyutlu integrallerin tek boyutlu integraller cinsinden ifade edilmesini sağlayan RD'nde sıkça rastlanan teknikler kullanılarak FO integrallerinin kapalı-form sonuçları elde edilmektedir. Bu yüzden "integraller Radon Dönüşümü ile çözülmektedir" ifadesi kullanılmamakta, "Radon Dönüşümü yorumu kullanılarak integrallerin sonuçlarının bulunduğu" belirtilmektedir. Literatürde elektromanyetik saçılma problemlerinde uzak-uzak durumu için RD yorumu ilk kez [2]'de kullanılmıştır. Ayrıca akustik saçılmalar için de hem uzak-uzak, hem yakın-yakın, hem de yakın-uzak durumlarında RD yorumlarının kullanıldığı çalışmalar bulunmaktadır [13]-[16]. Ancak bu doktora çalışması, elektromanyetik saçılma problemlerinde yakın-uzak durumunda RD yorumunun kullanıldığı ilk çalışmadır [21]. RD yorumunda esas, integralin tanımlandığı yüzey (ki bu doktora çalışmasında üçgen) ile integralin içindeki Dirac delta fonksiyonu ile tanımlanan yüzeyin kesişiminin belirlenmesidir. Bu kesişim, FO integrallerinin sıfırdan farklı değer alabilecekleri zaman-konum ilişkisini vermektedir.

FO integrallerinde bulunan Dirac delta fonksiyonundaki $\rho = \mathbf{r} \cdot (\hat{\mathbf{r}} - \hat{\mathbf{r}}_o) / 2$ parametresinde ve Şekil 2.1'de elektromanyetik saçılma problemine ait geometrinin

gösteriminde kullanılan, fiziksel olarak sırasıyla saçıcı üzerindeki saçılma noktasının konumu ile saçılma yönünü gösteren $\mathbf{r} = r\hat{\mathbf{r}}$ ve $\hat{\mathbf{r}}_o = \mathbf{r}_o / r_o$ vektörlerini Kartezyen koordinat sistemi kullanarak,

$$\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{a}}_x + y\hat{\mathbf{a}}_y + z\hat{\mathbf{a}}_z, \quad (4.1)$$

$$\hat{\mathbf{r}}_o = r_{ox}\hat{\mathbf{a}}_x + r_{oy}\hat{\mathbf{a}}_y + r_{oz}\hat{\mathbf{a}}_z \quad (4.2)$$

şeklinde yeniden yazabiliriz. Bu vektörler kullanılarak (x, y, z) uzayında, FO integrallerindeki Dirac delta fonksiyonun argümanını $t = 2\rho/c$ anı için sıfır yapan noktaların,

$$\begin{aligned} (r_{ox}^2 - 1)x^2 + 2r_{ox}r_{oy}xy + (r_{oy}^2 - 1)y^2 \\ + 2(2\rho + r_{oz}z)(r_{ox}x + r_{oy}y) + (2\rho + r_{oz}z)^2 - z^2 = 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

denklemini sağladığı gösterilebilir. Bu denklem gözlem noktasına doğru (saçılma yönünde) açılan ve simetri eksenine saçılma yönü olan dairesel paraboloid denklemi olup, paraboloidin odak uzaklığı (tepe noktası ile odak noktası arasındaki mesafe) $\rho = ct/2$ eşitliği ile bulunabilir. Denklemi (4.3) ile verilen dairesel paraboloidin, saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için gösterimi Şekil 4.1'de sunulmuştur. Saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için, $r_{oy} = 1$ ve $r_{ox} = r_{oz} = 0$ 'dir.

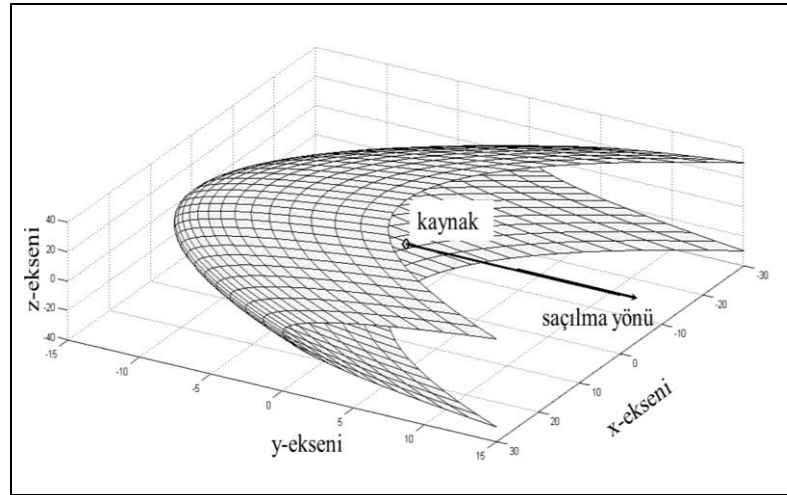
Hesaplamaların her bir üçgen için hesaplama koordinat sistemi kullanılarak ayrı ayrı yapılacağı ve bulunan sonuçların problemin tanımlandığı ana koordinat sisteminde toplamsallık (süperpozisyon) kuramı kullanılarak birleştirileceği Bölüm-3'te açıklanmıştı. Bu nedenle FO integrallerinin çözümleri, her bir üçgen için hesaplama koordinat sistemi kullanılarak ayrı ayrı yapılacaktır. RD yorumu ile; FO integrallerinin tanımlı olduğu (sıfırdan farklı olduğu) noktaların, hesaplama yapılacak üçgen ile (4.3) eşitliğiyle tanımlanan dairesel paraboloidin kesişimi olduğu söylenebilir.

Hesaplama yapılacak üçgen için tanımlanan hesaplama koordinat sisteminde, z-ekseni hesaplama üçgeninin yüzey normali yönünde seçildiğinden $z = z_o$ ve

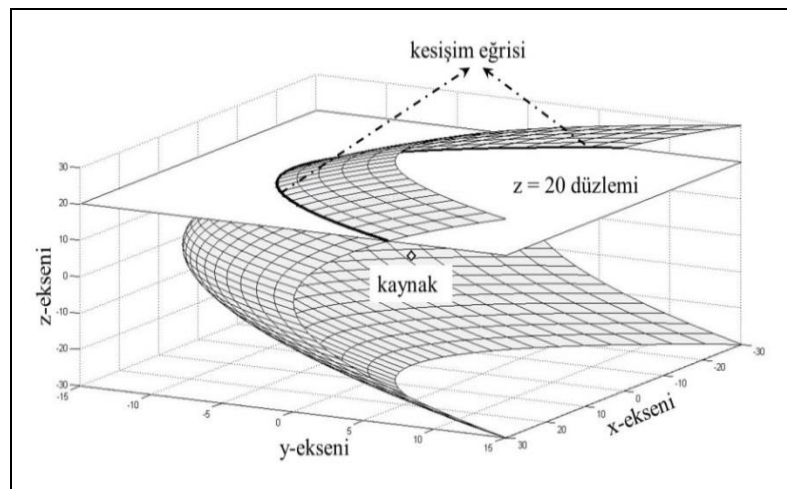
x-ekseni saçılma yönüne dik seçildiğinden $r_{ox} = 0$ olur. Bu eşitlikler ile verilen değerler, (4.3) ile verilen dairesel paraboloid denkleminde yerine konulduğunda kesişim eğrisini veren eşitlik,

$$x^2 + r_{oz}^2 y^2 - 2r_{oy} (2\rho + r_{oz}z_0) y = (2\rho + r_{oz}z_0)^2 - z_0^2 \quad (4.4)$$

elde edilir. Elde edilen bu denklem kesişim eğrisi denklemi olarak adlandırılmıştır. Şekil 4.2’de saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için $z = 20$ düzlemi ile dairesel paraboloidin kesişimi gösterilmiştir.



Şekil 4.1: Saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için dairesel paraboloidin gösterimi.



Şekil 4.2: Saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$ için $z = 20$ düzlemi ile dairesel paraboloidin kesişimi.

Dairesel paraboloid ile hesaplama üçgeninin üzerinde bulunduğu $z = z_0$ düzleminin kesişiminde üç farklı durum ortaya çıkmaktadır. Yüzey normali ile saçılma yönünün birbirine paralel olduğu $|\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{r}}_o| = 0$ durumunda $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_z$, yani $r_{oz} = 1$ ve $r_{ox} = r_{oy} = 0$ olur. Bu durumda (4.4) ile verilen kesişim eğrisi denklemi,

$$x^2 + y^2 = 4\rho^2 + 4\rho z_0 \quad (4.5)$$

halini alır. Bulunan bu denklem bir çember denklemdir. Bu nedenle bu çalışmada $|\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{r}}_o| = 0$ eşitliğinin sağlandığı duruma çembersel kesişim durumu adı verilmiştir.

Yüzey normali ile saçılma yönünün birbirine dik olduğu $|\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{r}}_o| = 1$ durumunda $\hat{\mathbf{r}}_o = \hat{\mathbf{a}}_y$, yani $r_{oy} = 1$ ve $r_{ox} = r_{oz} = 0$ olur. Bu durumda (4.4) ile verilen kesişim eğrisi denklemi,

$$y = (x^2 + z_0^2 - 4\rho^2) / (4\rho) \quad (4.6)$$

halini alır. Bulunan bu denklem bir parabol denklemdir. Bu nedenle bu çalışmada $|\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{r}}_o| = 1$ eşitliğinin sağlandığı duruma parabolik kesişim durumu adı verilmiştir. Bu iki limit durumun dışında kalan $0 < |\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{r}}_o| < 1$ şartının sağlandığı durumda $r_{ox} = 0$ ve $r_{oy}^2 + r_{oz}^2 = 1$ olur. Bu durumda (4.4) ile verilen kesişim eğrisi denklemi,

$$y_0 = r_{oy} (2\rho + r_{oz} z_0) / r_{oz}^2, \quad (4.7)$$

$$\alpha^2 = (4\rho^2 + 4\rho r_{oz} z_0) / r_{oz}^4, \quad (4.8)$$

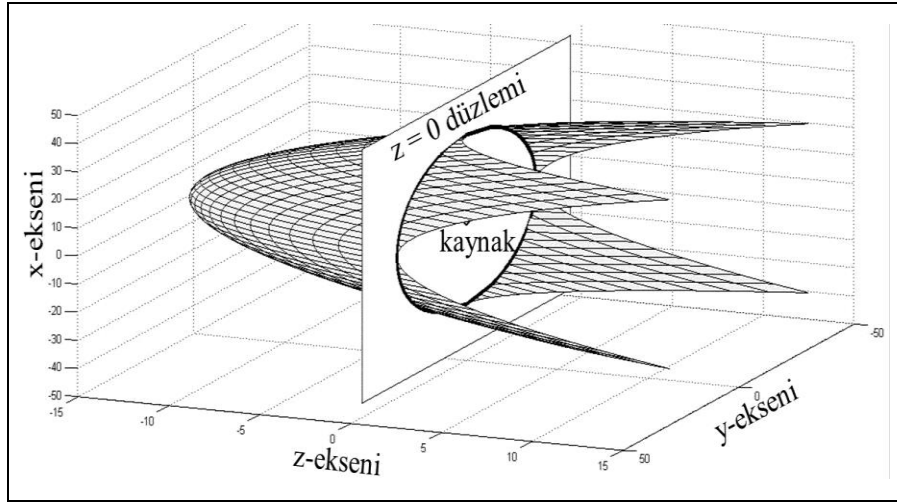
$$\beta^2 = (\alpha r_{oz})^2 \quad (4.9)$$

olmak üzere

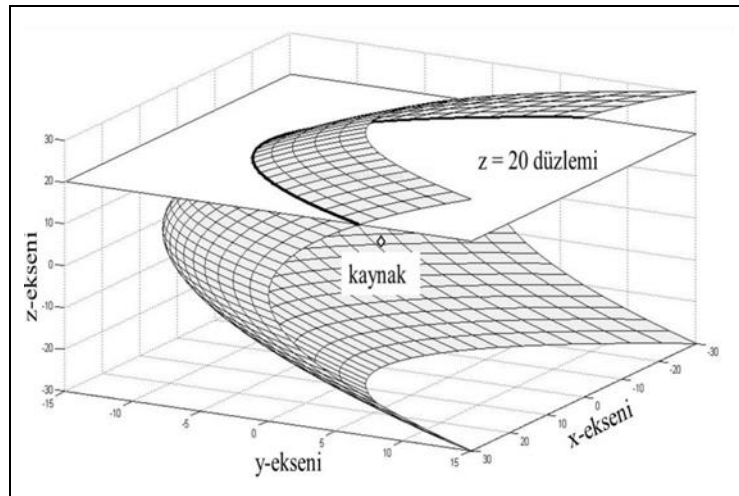
$$\frac{x^2}{\beta^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\alpha^2} = 1 \quad (4.10)$$

halini alır. Bulunan bu denklem bir elips denklemdir. Bu nedenle bu çalışmada $0 < |\hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{r}}_o| < 1$ şartının sağlandığı duruma eliptik kesişim durumu adı verilmiştir.

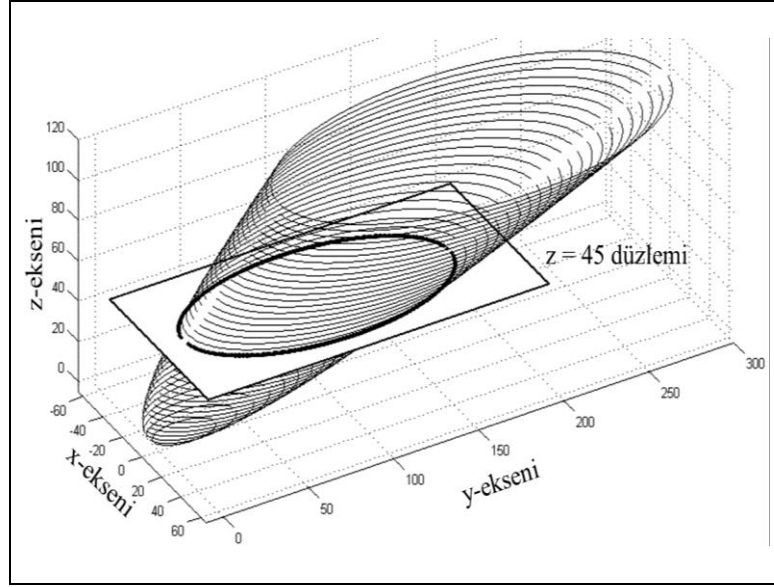
Bu çalışma kapsamında kesişim eğrilerinin geometrik yapılarına bakılarak adlandırılan üç farklı kesişim durumu için genel olarak kesişim tipi ifadesi de kullanılmıştır. Kesişim tipi olarak da adlandırılan bu üç farklı kesişim durumuna ait örnekler sırasıyla çembersel, parabolik ve eliptik olmak üzere Şekil 4.3, Şekil 4.4 ve Şekil 4.5'te sunulmuştur.



Şekil 4.3: Çembersel kesişim.



Şekil 4.4: Parabolik kesişim.



Şekil 4.5: Eliptik kesişim.

Müteakip bölümlerde, elde edilen kesişim eğrisi denklemi, (4.4), yardımıyla yakın-uzak durumu için yazılan ve RD yorumu yöntemi ile tek katlı (çizgi, kontur) integralleri haline getirilecek olan FO integrallerinin hem zaman, hem de frekans domenlerindeki çözümlerinin nasıl yapıldığı anlatılacaktır. Zaman domeninde FO integrallerinin çözümü için analitik ifadeler ilk kez bu çalışmada türetilmiş ve saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanmasında kullanılmıştır [21]. Frekans domeni çözümünde ise, uzak-uzak durumundaki elektromanyetik saçılma problemlerinde kullanılan çözümün, yakın-uzak durumu için en doğru şekilde nasıl kullanılabileceği gösterilmiştir.

4.2. FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü

Hesaplama koordinat sisteminde, hesaplama yapılacak üçgen $z = z_0$ düzleminde ve FO integrallerindeki $d\mathbf{r}$ ifadesi $dx \cdot dy$ olarak yazılabilir. Parametre dönüşümü ile $\int_{S_{it}} \dots d\mathbf{r} = \iint_{S_{it}} \dots dx \cdot dy$ formundaki FO integralleri $\iint_{S_{it}} \dots \mathcal{J}(\rho, \phi) d\rho \cdot d\phi$ formunda yazılabilir. Bu dönüşümde kullanılan $\mathcal{J}(\rho, \phi)$ terimi dönüşüm Jacobian'ı olarak adlandırılır ve

$$\mathcal{J}(\rho, \phi) = \begin{vmatrix} \partial x / \partial \rho & \partial x / \partial \phi \\ \partial y / \partial \rho & \partial y / \partial \phi \end{vmatrix} \quad (4.11)$$

ile hesaplanır.

FO integrallerinin her bir kesişim durumu (kesişim tipi) için zaman domenindeki analitik çözümleri ilk kez bu çalışma kapsamında elde edilmiş olup, müteakip bölümlerde bu ifadelerin nasıl bulunduğu anlatılacaktır.

4.2.1. Çembersel Kesişim Durumu İçin FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü

Çembersel kesişim durumu için (4.4) ile verilen genel kesişim eğrisi denklemini sadeleştirilerek (4.5) elde edilmişti. (4.5) eşitliği için,

$$x = 2\sqrt{\rho^2 + \rho z_0} \cos \phi, \quad y = 2\sqrt{\rho^2 + \rho z_0} \sin \phi \quad (4.12)$$

parametre dönüşümleri kullanılarak dönüşüm Jacobian'ı,

$$\mathcal{J}_{\text{çember}}(\rho, \phi) = 2(2\rho + z_0) \quad (4.13)$$

hesaplanır. Bu dönüşümler sonrası, (4.1) kullanılarak, RD yorumu yöntemi ile (Dirac delta fonksiyonunun yardımıyla) FO integralleri; (3.13) ve (3.14),

$$\mathbf{I}_1 = \frac{c\sqrt{(ct)^2 + 2ctz_0}}{(ct + z_0)^2} \left(\hat{\mathbf{a}}_x \int_{\phi_1}^{\phi_2} \cos \phi \, d\phi + \hat{\mathbf{a}}_y \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sin \phi \, d\phi \right) + \hat{\mathbf{a}}_z \frac{cz_0}{(ct + z_0)^2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi, \quad (4.14)$$

$$\mathbf{I}_2 = \frac{\sqrt{(ct)^2 + 2ctz_0}}{(ct + z_0)} \left(\hat{\mathbf{a}}_x \int_{\phi_1}^{\phi_2} \cos \phi \, d\phi + \hat{\mathbf{a}}_y \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sin \phi \, d\phi \right) + \hat{\mathbf{a}}_z \frac{z_0}{(ct + z_0)} \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \quad (4.15)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

Çembersel kesişim durumunda FO integrallerinin çift katlı yüzey integrallerinden tek katlı çizgi integralleri haline getirilmesini sağlayan RD yorumu yöntemi, Dirac delta fonksiyonun argümanını sıfır yapan konumlar kümesinin paraboloid olması nedeniyle paraboloidal RD yorumu olarak adlandırılır [16], [20]. (4.14) ve (4.15) eşitliklerindeki her bir bileşeni ayrı ayrı ele alacak olursak,

$$\mathbf{I}_{1x} = \hat{\mathbf{a}}_x \frac{c\sqrt{(ct)^2 + 2ctz_0}}{(ct + z_0)^2} (\sin \phi)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.16)$$

$$\mathbf{I}_{1y} = \hat{\mathbf{a}}_y \frac{-c\sqrt{(ct)^2 + 2ctz_0}}{(ct + z_0)^2} (\cos \phi)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.17)$$

$$\mathbf{I}_{1z} = \hat{\mathbf{a}}_z \left(\frac{cz_0\phi}{(ct + z_0)^2} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.18)$$

$$\mathbf{I}_{2x} = \hat{\mathbf{a}}_x \frac{\sqrt{(ct)^2 + 2ctz_0}}{(ct + z_0)} (\sin \phi)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.19)$$

$$\mathbf{I}_{2y} = \hat{\mathbf{a}}_y \frac{-\sqrt{(ct)^2 + 2ctz_0}}{(ct + z_0)} (\cos \phi)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.20)$$

$$\mathbf{I}_{2z} = \hat{\mathbf{a}}_z \left(\frac{z_0\phi}{(ct + z_0)} \right)_{\phi_1}^{\phi_2} \quad (4.21)$$

elde edilmiş olur.

Bu eşitlikler, yakın-uzak durumunda çembersel kesişim için FO integrallerinin zaman uzayında kapalı-form analitik çözümüdür ve sırasıyla, (4.16)-(4.18) eşitlikleri (3.13)'ün x, y ve z yönlerindeki bileşenlerini, (4.19)-(4.21) eşitlikleri (3.14)'ün x, y ve z yönlerindeki bileşenlerini ifade etmektedir.

4.2.2. Parabolik Kesişim Durumu İçin FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü

Parabolik kesişim durumu için (4.4) ile verilen genel kesişim eğrisi denklemi sadeleştirilerek (4.6) elde edilmişti. (4.6) eşitliği için, $\zeta^2 = z_0^2 + (ct)^2$ olmak üzere,

$$x = \phi, \quad y = (\phi^2 + z_0^2 - 4\rho^2)/4\rho \quad (4.22)$$

parametre dönüşümleri kullanılarak dönüşüm Jacobian'ı,

$$\mathcal{J}_{parabol}(\rho, \phi) = (\phi^2 + \zeta^2)/4\rho^2 \quad (4.23)$$

hesaplanır. Bu dönüşümler sonrası, (4.1) kullanılarak, RD yorumu yöntemi ile (Dirac delta fonksiyonunun yardımıyla) FO integralleri; (3.13) ve (3.14),

$$\mathbf{I}_1 = \hat{\mathbf{a}}_x \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{4c^2 t \phi d\phi}{(\phi^2 + \zeta^2)^2} + \hat{\mathbf{a}}_y \left(\int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{2c d\phi}{\phi^2 + \zeta^2} - \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{4c(ct)^2 d\phi}{(\phi^2 + \zeta^2)^2} \right) + \hat{\mathbf{a}}_z \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{4c^2 t z_0 d\phi}{(\phi^2 + \zeta^2)^2}, \quad (4.24)$$

$$\mathbf{I}_2 = \hat{\mathbf{a}}_x \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{2\phi d\phi}{\phi^2 + \zeta^2} + \hat{\mathbf{a}}_y \left(\int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{d\phi}{ct} - \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{2ct d\phi}{\phi^2 + \zeta^2} \right) + \hat{\mathbf{a}}_z \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{2z_0 d\phi}{\phi^2 + \zeta^2} \quad (4.25)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

Parabolik kesişim durumunda FO integrallerinin çift katlı yüzey integrallerinden tek katlı çizgi integralleri haline getirilmesini sağlayan RD yorumu yöntemi, Dirac delta fonksiyonun argümanını sıfır yapan konumlar kümesinin paraboloid olması nedeniyle paraboloidal RD yorumu olarak adlandırılır [16], [20]. (4.24) ve (4.25) eşitliklerindeki her bir bileşeni ayrı ayrı ele alacak olursak,

$$\mathbf{I}_{1x} = \hat{\mathbf{a}}_x \left(\frac{-2c^2 t}{(\phi^2 + \zeta^2)} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.26)$$

$$\mathbf{I}_{1y} = \hat{\mathbf{a}}_y \left(\left(\frac{2cz_0^2}{\zeta^3} \right) \tan^{-1} \left(\frac{\phi}{\zeta} \right) - \frac{2c^3 t^2 \phi}{(\phi^2 + \zeta^2)} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.27)$$

$$\mathbf{I}_{1z} = \hat{\mathbf{a}}_z \frac{2c^2 t z_0}{\zeta^3} \left(\frac{\phi \zeta}{(\phi^2 + \zeta^2)} + \tan^{-1} \left(\frac{\phi}{\zeta} \right) \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.28)$$

$$\mathbf{I}_{2x} = \hat{\mathbf{a}}_x \ln \left(\phi^2 + \zeta^2 \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.29)$$

$$\mathbf{I}_{2y} = \hat{\mathbf{a}}_y \left(\frac{\phi}{ct} - \frac{2ct}{\zeta} \tan^{-1} \left(\frac{\phi}{\zeta} \right) \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.30)$$

$$\mathbf{I}_{2z} = \hat{\mathbf{a}}_z \frac{2z_0}{\zeta} \tan^{-1} \left(\frac{\phi}{\zeta} \right)_{\phi_1}^{\phi_2} \quad (4.31)$$

elde edilmiş olur.

Bu eşitlikler, yakın-uzak durumunda parabolik kesişim için FO integrallerinin zaman domeninde kapalı-form analitik çözümdür ve sırasıyla, (4.26)-(4.28) eşitlikleri (3.13)'ün x, y ve z yönlerindeki bileşenlerini, (4.29)-(4.31) eşitlikleri (3.14)'ün x, y ve z yönlerindeki bileşenlerini ifade etmektedir.

4.2.3. Eliptik Kesişim Durumu İçin FO İntegrallerinin Zaman Domeni Çözümü

Eliptik kesişim durumu için (4.4) ile verilen genel kesişim eğrisi denklemini sadeleştirilerek (4.10) elde edilmişti. (4.10) eşitliği için, $\xi = y_0 / (\alpha r_{oy}^2)$ olmak üzere,

$$x = \beta \cos \phi, \quad y = \alpha \sin \phi + y_0, \quad (4.32)$$

parametre dönüşümleri kullanılarak dönüşüm Jacobian'ı,

$$\mathcal{J}_{elips}(\rho, \phi) = \frac{2r_{oy}}{r_{oz}} \alpha(\xi + \sin \phi), \quad (4.33)$$

hesaplanır. Bu dönüşümler sonrası, (4.1) kullanılarak, RD yorumu yöntemi ile (Dirac delta fonksiyonunun yardımıyla) FO integralleri; (3.13) ve (3.14),

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_1 = & \hat{\mathbf{a}}_x \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{c\beta \cos \phi}{r_{oz} r_{oy}^2 \alpha^2(\xi + \sin \phi)^2} d\phi + \hat{\mathbf{a}}_y \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{c(\alpha \sin \phi + y_0)}{r_{oz} r_{oy}^2 \alpha^2(\xi + \sin \phi)^2} d\phi \\ & + \hat{\mathbf{a}}_z \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{cz_0}{r_{oz} r_{oy}^2 \alpha^2(\xi + \sin \phi)^2} d\phi \end{aligned}, \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_2 = & \hat{\mathbf{a}}_x \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{\beta \cos \phi}{r_{oz} r_{oy} \alpha(\xi + \sin \phi)} d\phi + \hat{\mathbf{a}}_y \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{(\alpha \sin \phi + y_0)}{r_{oz} r_{oy} \alpha(\xi + \sin \phi)} d\phi \\ & + \hat{\mathbf{a}}_z \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{z_0}{r_{oz} r_{oy} \alpha(\xi + \sin \phi)} d\phi \end{aligned} \quad (4.35)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

Eliptik kesişim durumunda FO integrallerinin çift katlı yüzey integrallerinden tek katlı çizgi integralleri haline getirilmesini sağlayan RD yorumu yöntemi, Dirac delta fonksiyonun argümanını sıfır yapan konumlar kümesinin paraboloid olması nedeniyle paraboloidal RD yorumu olarak adlandırılır [16], [20]. (4.34) ve (4.35) eşitliklerindeki her bir bileşeni ayrı ayrı ele alacak olursak,

$$\mathbf{I}_{1x} = \hat{\mathbf{a}}_x \left(\frac{-c}{r_{oy}^2 \alpha(\xi + \sin \phi)} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.36)$$

$$\mathbf{I}_{1y} = \hat{\mathbf{a}}_y \left(\frac{2c(r_{oy}^2 \xi^2 - 1) \tan^{-1} \left(\frac{\xi \tan(\phi/2) + 1}{\sqrt{\xi^2 - 1}} \right)}{r_{oz} r_{oy}^2 \alpha (\xi^2 - 1)^{3/2}} - \frac{c r_{oz} \xi \cos \phi}{r_{oy}^2 \alpha (\xi^2 - 1) (\xi + \sin \phi)} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.37)$$

$$\mathbf{I}_{1z} = \hat{\mathbf{a}}_z \left(\frac{c z_0 \cos \phi}{r_{oz} r_{oy}^2 \alpha^2 (\xi^2 - 1) (\xi + \sin \phi)} + \frac{2c z_0 \xi \tan^{-1} \left(\frac{\xi \tan(\phi/2) + 1}{\sqrt{\xi^2 - 1}} \right)}{r_{oz} r_{oy}^2 \alpha^2 (\xi^2 - 1)^{3/2}} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.38)$$

$$\mathbf{I}_{2x} = \hat{\mathbf{a}}_x \left(\ln(\xi + \sin \phi) / r_{oy} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.39)$$

$$\mathbf{I}_{2y} = \hat{\mathbf{a}}_y \left(\frac{\phi}{r_{oz} r_{oy}} - \frac{2r_{oz} \xi \tan^{-1} \left(\frac{\xi \tan(\phi/2) + 1}{\sqrt{\xi^2 - 1}} \right)}{r_{oy} \sqrt{\xi^2 - 1}} \right)_{\phi_1}^{\phi_2}, \quad (4.40)$$

$$\mathbf{I}_{2z} = \hat{\mathbf{a}}_z \left(\frac{2z_0}{r_{oz} r_{oy} \alpha \sqrt{\xi^2 - 1}} \tan^{-1} \left(\frac{\xi \tan(\phi/2) + 1}{\sqrt{\xi^2 - 1}} \right) \right)_{\phi_1}^{\phi_2} \quad (4.41)$$

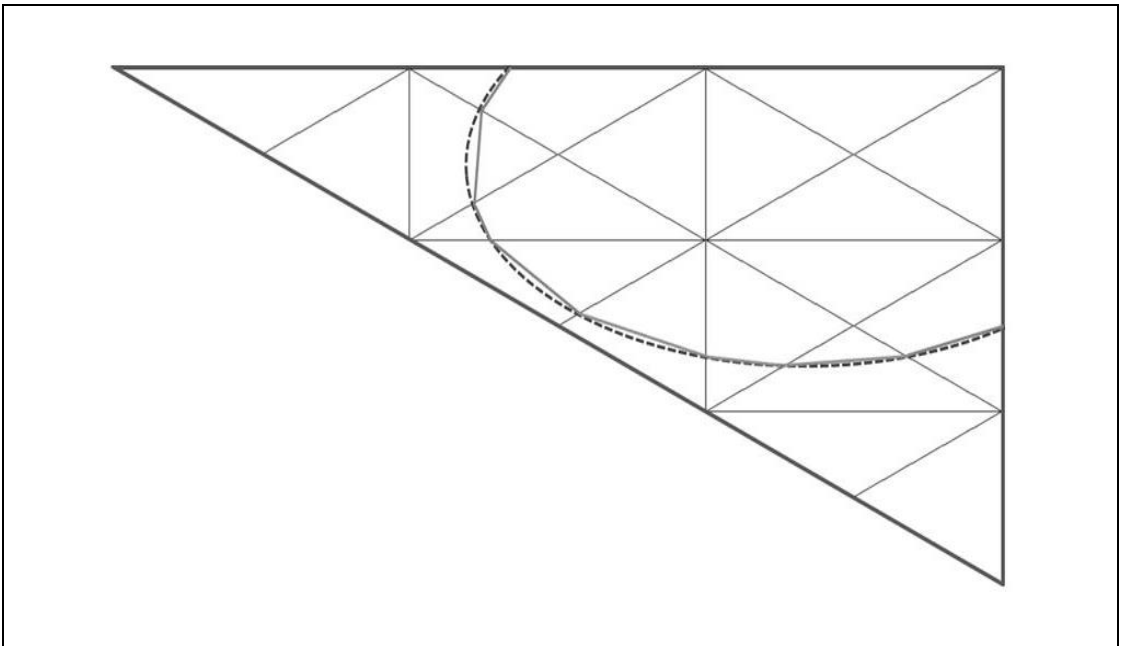
elde edilmiş olur. Bu eşitlikler, yakın-uzak durumunda eliptik kesişim için FO integrallerinin zaman domeninde analitik kapalı-form çözümüdür ve sırasıyla, (4.36)-(4.38) eşitlikleri (3.13)'ün x, y ve z yönlerindeki bileşenlerini, (4.39)-(4.41) eşitlikleri (3.14)'ün x, y ve z yönlerindeki bileşenlerini ifade etmektedir.

4.3. FO İntegrallerinin Frekans Domeni Çözümü

FO integrallerinin tam çözümü için dairesel paraboloid ile hesaplama üçgeninin kesişimi kullanılarak zaman uzayında türetilen analitik ifadelerin

kullanılmasının yanı sıra, FO integralleri saçıcıyı modelleyen üçgenlerin küçük üçgenlere bölünmesi sonrası kesişim eğrisinin doğru parçaları ile modellenmesiyle yaklaşık olarak da çözülebilir. Ancak, zaman domeni çözümünün en büyük avantajlarından biri olan saçıcı cismin mümkün olan en büyük üçgenlerle modellenmesi imkanı ile küçük üçgenlere bölme yönteminin tezat oluşturması nedeniyle küçük üçgenlere bölme yöntemi sadece frekans domeninde uygulanacaktır.

Küçük üçgenlere bölme yönteminde modellemede kullanılan üçgenler, kesişim eğrisinin doğru parçaları ile modellenebileceği kadar küçük olacak şekilde düzenlenir. Bu durum Şekil 4.6'da gösterilmiştir.



Şekil 4.6: Küçük üçgenlere bölme yöntemiyle kesişim eğrisinin modellenmesi.

Şekil 4.6'da kesikli çizgi, dairesel paraboloid ile üçgenin kesişim eğrisini (kapalı-form analitik zaman domeni çözümünde bu eğri kullanılmaktadır) gösterirken, düz çizgiler üçgenin daha küçük üçgenlere bölünmesi sonrası kesişim eğrisini modelleyen doğru parçalarını göstermektedir.

Literatürde küçük üçgenlere bölme yöntemi, saçıcıyı modelleyen küçük üçgenlerin uzak alanda kalmasını ve gelen elektromanyetik dalganın yerel olarak düzlemsel dalga olarak kabul edilmesini kullanarak saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanması için kullanılmıştır [6]-[8]. Bu doktora çalışması ile literatürdeki çalışmaların temel farkı, bu çalışmada yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğu

hesaplanırken skaler potansiyel katkısının ihmal edilmemesidir. Bu yönü ile bu çalışma literatürdeki ilk çalışmadır.

Bu çalışmada saçıcıyı modelleyen üçgenlerin daha küçük üçgenlere bölünmesi sonrasında, her bir küçük üçgen için gelen elektromanyetik dalganın geliş yönü, kaynağın koordinat sisteminin merkezinde olması nedeniyle küçük üçgenin merkez noktasının konum vektörü, \mathbf{r}_c ,

$$\hat{\mathbf{r}}_c = \mathbf{r}_c / r_c \quad (4.42)$$

olarak kabul edilmiştir. (4.42)'de kullanılan $r_c = |\mathbf{r}_c|$ terimi küçük üçgenin merkezi ile kaynak (koordinat sisteminin merkezi) arasındaki mesafeyi (aydınlatma mesafesini) göstermektedir.

Küçük üçgenler için FO integralleri, genlik terimlerinde \mathbf{r} yerine \mathbf{r}_c ve r yerine r_c kullanılarak,

$$h(t) = \int_{s_{ii}} \delta \left(\frac{\mathbf{r} \cdot (\hat{\mathbf{r}}_c - \hat{\mathbf{r}}_o) - ct}{2} \right) d\mathbf{r} \quad (4.43)$$

olmak üzere

$$\mathbf{I}_1 \cong \frac{c\mathbf{r}_c}{2r_c^3} h(t), \quad (4.44)$$

$$\mathbf{I}_2 \cong \frac{\mathbf{r}_c}{2r_c^2} h(t) \quad (4.45)$$

yaklaşıklıkları ile verilebilir. (4.43) ile verilen integral için, [2]'de analitik bir çözüm türetilmiştir. [2], gelen dalganın düzlemsel dalga olduğu uzak-uzak durumunda saçılan elektrik alan şiddetinin RD yorumu yöntemi kullanılarak hesaplandığı ilk çalışma olup, bu çalışmada

$$h(t) = \begin{cases} \frac{c A(t-t_1)}{(t_3-t_1)(t_2-t_1)} & ; t_1 < t \leq t_2 \\ \frac{c A(t-t_3)}{(t_3-t_1)(t_2-t_3)} & ; t_2 < t \leq t_3 \\ 0 & ; \text{diğer} \end{cases} \quad (4.46)$$

olarak türetilmiştir. (4.46)'de kullanılan A , hesaplama üçgeninin alanını ve $i=1,2,3$ olmak üzere, \mathbf{v}_i , hesaplama üçgeninin köşe noktalarını göstermektedir. (4.46)'deki t_i terimi; c , ışık hızı olmak üzere,

$$t_i = 2c^{-1}\hat{\mathbf{r}}_c \cdot \mathbf{v}_i, \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.47)$$

olarak tanımlanır. (4.46) ile verilen fonksiyonun Fourier dönüşümü (FD),

$$H(\omega) = \frac{c A}{(t_3-t_1)\omega^2} \cdot \left[\frac{e^{-j\omega t_1}}{(t_1-t_2)} + \frac{e^{-j\omega t_2}(t_3-t_1)}{(t_2-t_1)(t_3-t_2)} + \frac{e^{-j\omega t_3}}{(t_2-t_3)} \right] \quad (4.48)$$

olarak bulunur [2]-[4], [8]. Bu eşitlik kullanılarak, yakın-uzak durumu için saçılan elektrik alan şiddeti frekans domeninde,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, \omega) &\cong \frac{e^{-j\omega r_o/c}}{r_o} \cdot \frac{-\mu_0 M_0}{8\pi^2} \cdot j\omega \frac{(1+j\omega r_c/c)}{r_c^3} H(\omega) \hat{\mathbf{a}}_z \times \hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{r}_c \\ &\cong \frac{e^{-j\omega r_o/c}}{r_o} \cdot \frac{-\mu_0 M_0}{8\pi^2} \cdot j\omega \frac{(1+j\omega r_c/c)}{r_c^3} \hat{\mathbf{a}}_z \times \hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{r}_c \\ &\quad \cdot \frac{c A}{(t_3-t_1)\omega^2} \cdot \left[\frac{e^{-j\omega t_1}}{(t_1-t_2)} + \frac{e^{-j\omega t_2}(t_3-t_1)}{(t_2-t_1)(t_3-t_2)} + \frac{e^{-j\omega t_3}}{(t_2-t_3)} \right] \end{aligned} \quad (4.49)$$

yaklaşıklığı ile verilebilir. Bu yaklaşıklıkta $(1+j\omega r_c/c)$ terimindeki “1”, skaler potansiyelin indüklenen akım yoğunluğuna katkısından gelmektedir. Bundan önceki çalışmalarda ihmal edilen skaler potansiyelin indüklenen akım yoğunluğuna katkısı,

ve bu katkının ihmal edilmesi durumunda yapılan hata numerik sonuçlar kapsamında incelenecektir.

4.4. İntegral Sınırlarının Belirlenmesi

Bir elektromanyetik saçılma probleminde FO integrallerinin bu doktora çalışması kapsamında zaman domeninde türetilen ve Bölüm-4.2’de verilen analitik ifadeler kullanılarak hesaplanabilmesi için integral sınırlarının, yani anlık olarak hesaplama üçgeni ile Dirac delta fonksiyonunun argümanının oluşturduğu yüzeyin kesişim noktalarının belirlenmesi gerekmektedir. Bu bölümde integral sınırlarının nasıl bulunduğu açıklanacak ve farklı kesişim durumları için hem bu sınırların, hem de bu sınırlar arasındaki kesişim eğrilerinin farklı zaman değerleri için örnekleri gösterilecektir.

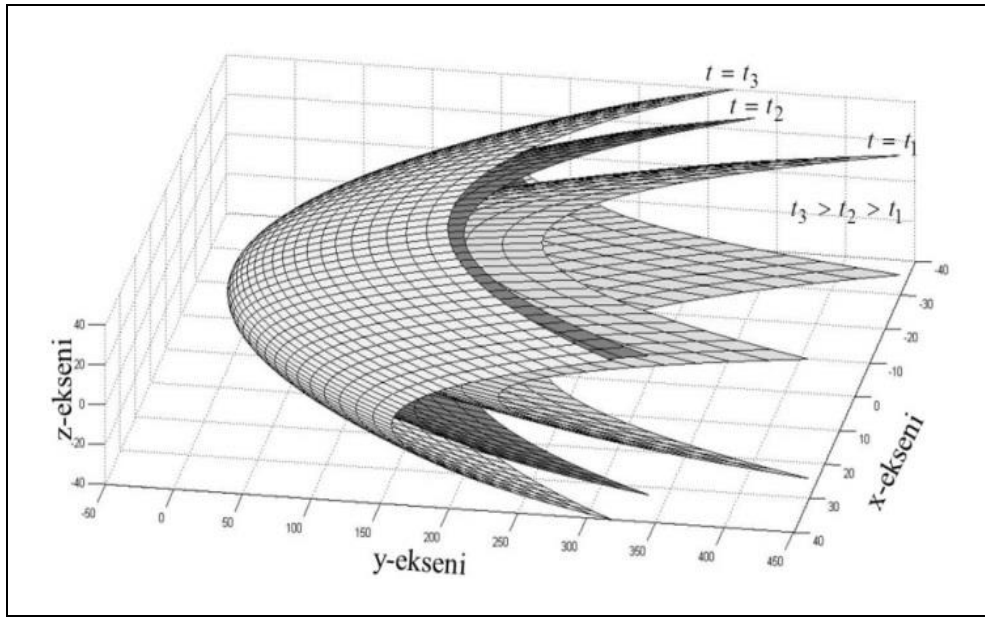
Bölüm-4.1’de FO integrallerinin sıfırdan farklı bir değer alabilmesi için dairesel paraboloid ile hesaplama üçgeninin kesişiyor olması gerektiği açıklanmıştı. Bu durumda, hesaplama işlemlerine başlamadan önce ilk aşama olarak kesişimin olup olmadığının belirlenmesi gerektiği açıktır. Kesişimin olduğu durumda ikinci aşama, integralin sınırlarını veren kesişim eğrisinin başlangıç ve bitiş noktalarının belirlenmesidir. Bu süreç integral sınırlarının belirlenmesi olarak adlandırılmıştır.

RD yorumunu kullanarak hesaplama yapabilmek için sadece integral sınırlarını belirlemek yeterli değildir, hesaplama üçgeni üzerinde kalan kesişim eğrilerinin de belirlenmesi gerekmektedir. Bu nedenle Bölüm-4.1’de kesişim eğrilerinin tiplerinin (çembersel, parabolik ya da eliptik) nasıl belirleneceği açıklanmış ve Bölüm-4.2’de de bu kesişim tipleri için parametre dönüşümü kullanılarak FO integralleri için analitik ifadeler elde edilmiştir.

Bölüm-4.3’te frekans domeni çözümünde üçgenlerin daha küçük üçgenlere bölünmesi ile kesişim eğrileri doğru parçaları ile modellenmiş, böylelikle [2] ile uzak-uzak durumu için RD kullanılarak tanımlanan ve integral sınırına ihtiyaç duymadan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanmasına imkan sağlayan analitik ifade yardımıyla hesaplamalar yapılmıştır. Frekans domeni çözümünde integral sınırlarının belirlenmesine ihtiyaç olmaması nedeniyle integral sınırlarının belirlenmesi işlemi sadece zaman domeni çözümünde yapılmaktadır.

4.4.1. Hesaplama Üçgeni ile Dairesel Paraboloidin Konumsal İlişkisi

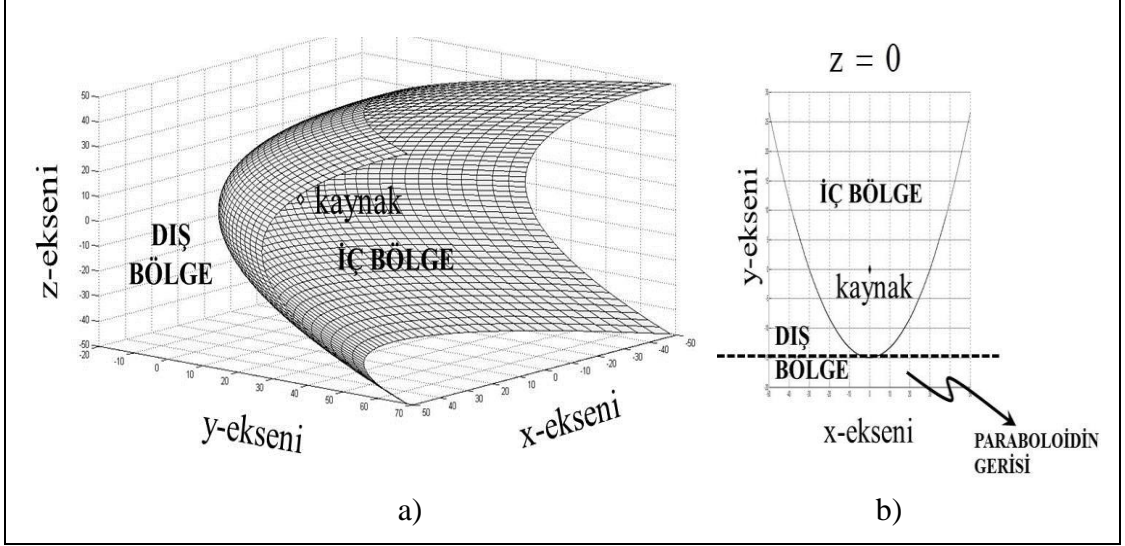
Dairesel paraboloid denkleminin, (4.3), $t = 2\rho/c$ ilişkisi kullanılarak farklı zaman değerleri için, $t_3 > t_2 > t_1$ olmak üzere, çizdirilmesiyle elde edilen görseller Şekil 4.7’de verilmiştir. Şekil 4.7 göstermiştir ki; ışımının başladığı sıfır anından itibaren zaman geçtikçe daha büyük paraboloidler oluşmaktadır. Dolayısıyla her anlık değer için kesişimin olup olmadığının incelenmesi ve kesişim olması durumunda integral sınırları için hesaplama yapılması kaçınılmazdır.



Şekil 4.7: Farklı zaman değerlerinde oluşan paraboloidler.

Bu çalışmada dairesel paraboloidin fiziksel yapısı dikkate alınarak, bulunulan noktaya göre paraboloidin iç bükey gözüktüğü konumlar paraboloidin içi ve bulunulan noktaya göre paraboloidin dış bükey gözüktüğü konumlar paraboloidin dışı olarak adlandırılmıştır. Bu bilgiler ışığında ışımının başladığı sıfır anında tüm üçgenlerin paraboloidin dışında olacağı, geçen zamanla üçgenlerin paraboloid ile kesişeceği ve sonrasında üçgenlerin paraboloidin içinde kalacağı söylenebilir. Ayrıca, koordinat sisteminin merkezinde bulunan kaynağımızın (ki bu nokta paraboloidin odak noktasıdır) her zaman adımında paraboloidin içinde kalacağı kesindir. Belirli bir zaman anında oluşan paraboloidin iç ve dış bölgelerinin gösterimi Şekil 4.8’de verilmiştir. Dış bölgenin bir kısmı, saçılma yönündeki simetri

ekseni olan \hat{r}_0 ekseninin üzerinde bulunan dairesel paraboloidin tepe noktasına göre daha geride kalmaktadır. Bahse konu bu bölge, bu çalışma kapsamında paraboloidin gerisi olarak adlandırılmıştır. Şekil 4.8’de, anlaşılabilirliğin artırılması amacıyla dairesel paraboloidin üç boyutlu gösteriminin yanı sıra oluşan paraboloidin $z = 0$ düzlemindeki kesiti de kullanılmıştır.

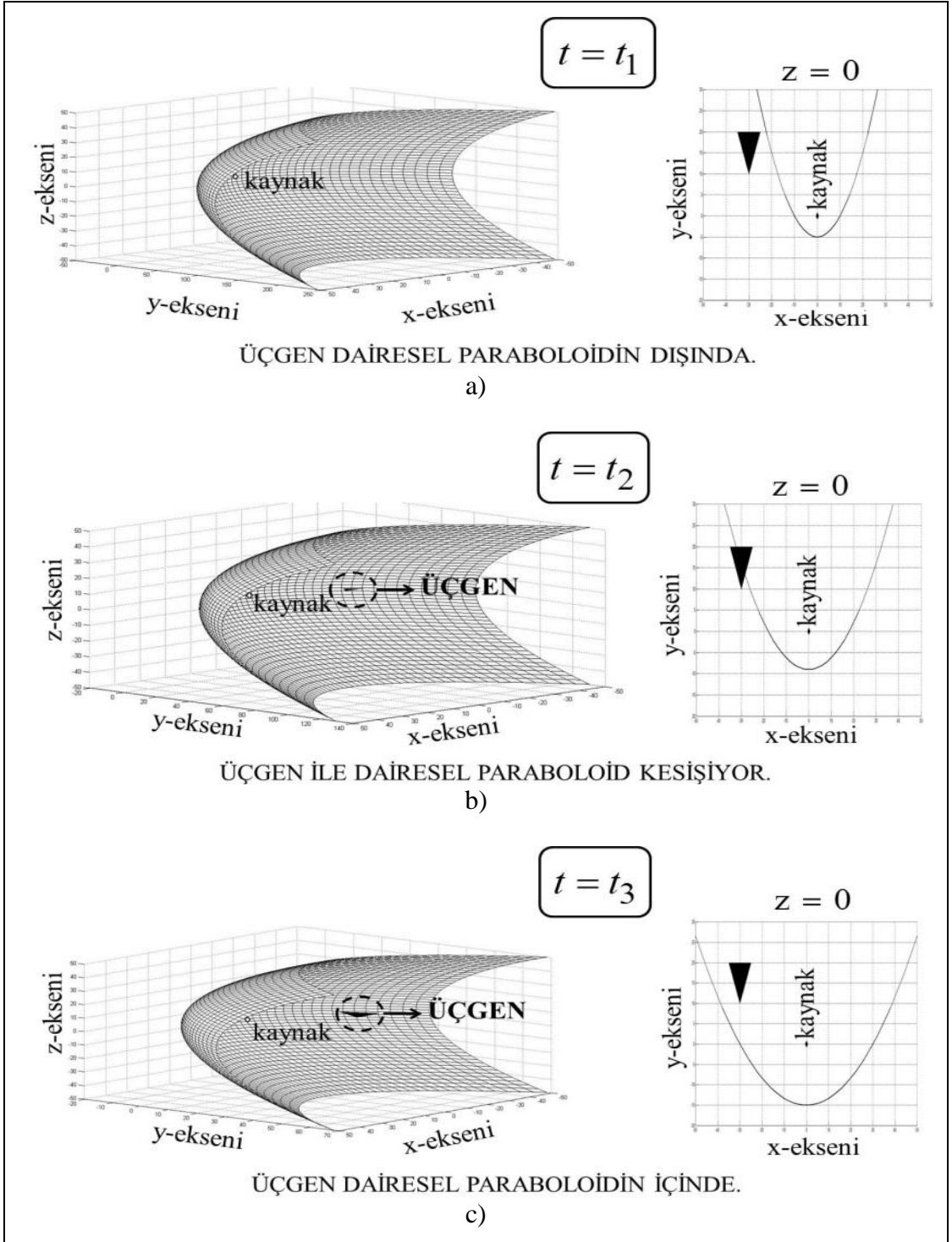


Şekil 4.8: Paraboloidin iç ve dış bölgelerinin gösterimi. a) üç boyutlu gösterim, b) iki boyutlu gösterim.

Dairesel paraboloid denklemini, (4.3), elektromanyetik saçılma problemini tanımladığımız geometriyi de dikkate alarak inceleyecek olursak; dairesel paraboloidin odak noktasının koordinat sisteminin merkezinde olduğu (ki elektromanyetik ışınımı yapan kaynağımız da bu noktadır), kaynağın ışımaya başlamasıyla paraboloidin ortaya çıktığı, zaman geçtikçe simetri eksenine saçılma yönünde sabit kalan dairesel paraboloidin daire çapının giderek genişlediği görülür. Bu durum, önceleri dairesel paraboloidin dışında kaldığı için paraboloidle kesilmeyen hesaplama üçgenlerinin zamanla kesişeceğini ve bir süre sonra da üçgenin dairesel paraboloidin içinde kalması nedeniyle kesişimin tekrar sonlanacağını göstermektedir.

Sabit bir üçgen ile farklı zaman değerlerinde oluşan paraboloidlerin konumsal ilişkileri Şekil 4.9 ile görselleştirilmiştir. Şekil 4.9’da hesaplama üçgeni ile dairesel paraboloidin konumsal ilişkisinin anlaşılabilirliğinin artırılması amacıyla, geometrinin üç boyutlu gösteriminin yanı sıra, oluşan paraboloidin $z = 0$ düzlemindeki kesiti de kullanılmıştır. Şekil 4.9’da da, Şekil 4.7’de olduğu gibi,

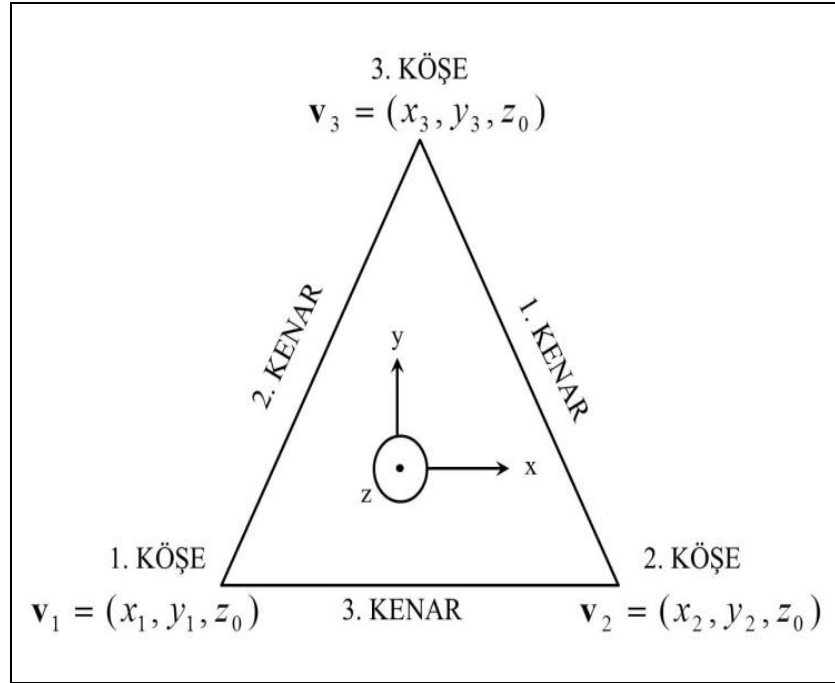
$t = 2\rho/c$ ilişkisi kullanılarak $t_3 > t_2 > t_1$ olmak üzere farklı zaman değerleri için paraboloidler oluşturulmuştur.



Şekil 4.9: Sabit bir üçgen ile farklı zaman değerlerinde oluşan paraboloidlerin konumsal ilişkileri. a) üçgen dairesel paraboloidin dışında, b) üçgen ile dairesel paraboloid kesişiyor, c) üçgen dairesel paraboloidin içinde.

4.4.2. Hesaplama Üçgeni ile Dairesel Paraboloidin Kesişiminin Belirlenmesi

Hesaplama üçgeni dikkate alındığında, üçgenin kenarlarını oluşturan doğru parçalarını kullanarak üçgen ile paraboloidin kesişip kesişmediğini belirlemek mümkündür. Bunun için üçgenin köşe noktalarının koordinatlarından faydalanılır. Bu çalışmada her köşenin karşısındaki kenar, o köşenin numarası ile adlandırılmıştır. Hesaplama üçgeni hesaplama koordinat sisteminde $z = z_0$ düzleminde olduğundan, üçgenin köşe noktaları, $i = 1, 2, 3$ olmak üzere, $\mathbf{v}_i = (x_i, y_i, z_0)$ olarak verilebilir. Hesaplama üçgeninin jenerik gösterimi Şekil 4.10'da verilmiştir.

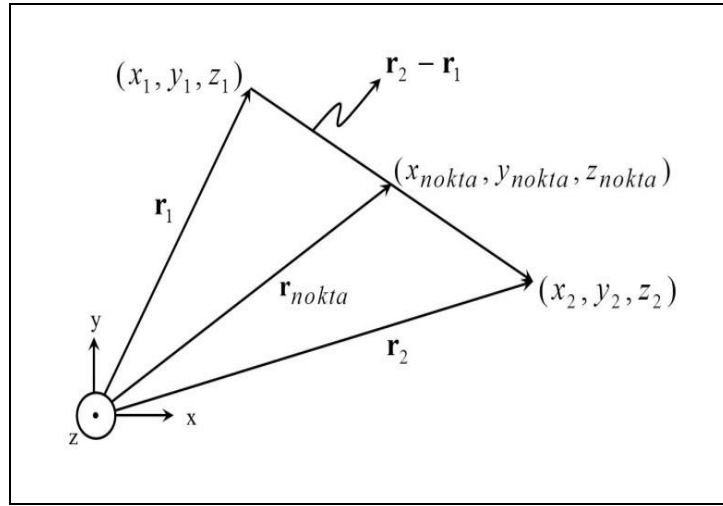


Şekil 4.10: Hesaplama üçgeninin jenerik gösterimi.

Bir üçgenin dairesel paraboloid ile kesişip kesişmediğinin belirlenebilmesi için, koordinatları bilinen iki nokta arasındaki doğru parçasının (ki üçgenin kenarları bu tanıma uymaktadır) dairesel paraboloidi kesip kesmediğini belirleyebileceğimiz bir çözüme ihtiyaç vardır. Koordinatları bilinen noktaları $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ ve $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$ konum vektörleri ile gösterirsek; bu noktalardan geçen doğru üzerindeki herhangi bir noktanın konum vektörü, \mathbf{r}_{nokta} , l parametresi kullanılarak;

$$\begin{aligned}
\mathbf{r}_{nokta} &= (x_{nokta}, y_{nokta}, z_{nokta}) = \mathbf{r}_1 + l \cdot (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \\
&= (x_1 + l \cdot (x_2 - x_1), y_1 + l \cdot (y_2 - y_1), z_1 + l \cdot (z_2 - z_1))
\end{aligned}
\tag{4.50}$$

eşitliği ile verilebilir. Bu eşitlikle verilen noktanın, iki nokta arasında çizilen doğru parçası üzerinde olması için l parametresinin $0 \leq l \leq 1$ şartını sağlıyor olması gerekmektedir. Limit durumdaki $l=0$ için nokta, $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ noktası, $l=1$ için nokta, $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$ noktasıdır. (4.50) eşitliğinin geometrik gösterimi Şekil 4.11'de verilmiştir.



Şekil 4.11: Koordinatları bilinen iki noktadan geçen doğru üzerindeki her hangi bir noktanın konumu.

Hesaplama koordinat sisteminde (4.50) eşitliği ile genel olarak yazılan nokta, üçgenin üzerinde bulunduğu $z = z_0$ düzleminde bir nokta olduğundan doğru parçasının sınır noktaları $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_0)$ ve $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_0)$ olur ve (4.50) ile verilen konum vektörü,

$$\mathbf{r}_{nokta} = (x_{nokta}, y_{nokta}, z_0) = (x_1 + l \cdot (x_2 - x_1), y_1 + l \cdot (y_2 - y_1), z_0) \tag{4.51}$$

olarak yazılabilir. (4.4) ile verilen kesişim eğrisi denkleminde, (4.51) ile verilen \mathbf{r}_{nokta} noktasına ait koordinat değerleri kullanılarak zamana bağlı l parametresi,

$$C_1 = (x_2 - x_1)^2 + r_{oz}^2 (y_2 - y_1)^2, \quad (4.52)$$

$$C_2 = 2x_1(x_2 - x_1) + (2r_{oz}^2 y_1 - 2r_{oy}(2\rho + r_{oz}z_0))(y_2 - y_1), \quad (4.53)$$

$$C_3 = x_1^2 + r_{oz}^2 y_1^2 - 2r_{oy}(2\rho + r_{oz}z_0)y_1 - (2\rho + r_{oz}z_0)^2 + z_0^2 \quad (4.54)$$

olmak üzere,

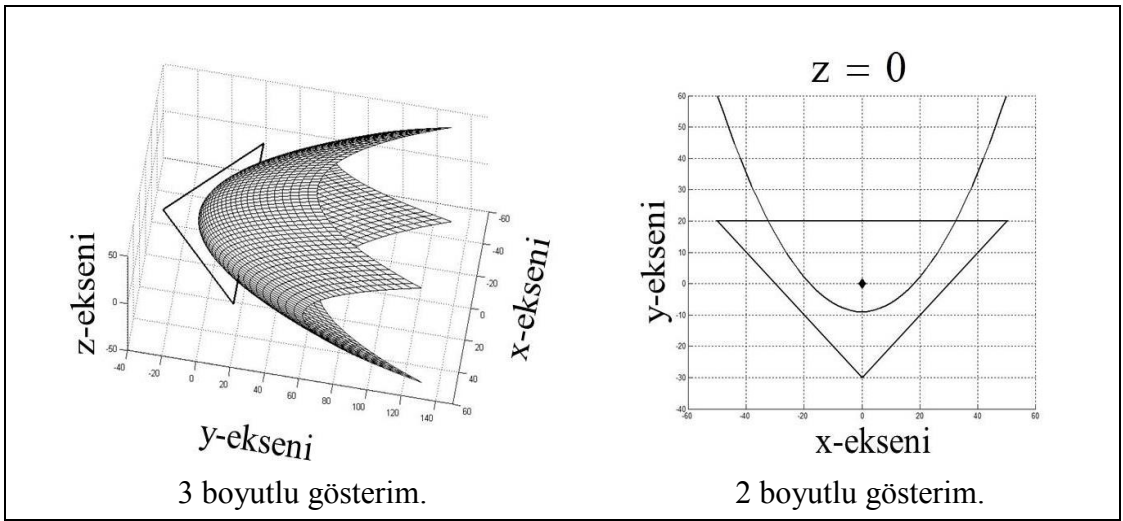
$$C_1 \cdot l^2 + C_2 \cdot l + C_3 = 0 \quad (4.55)$$

eşitliği çözümlenerek bulunur. Bulunan l parametresinin değeri $0 \leq l \leq 1$ şartını sağlıyor ise bulunan değer (4.51)'de yerine konularak $z = z_0$ düzlemi üzerindeki $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_0)$ ve $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_0)$ noktalarından geçen doğrunun dairesel paraboloidi kestiği noktanın koordinatları, dolayısıyla konum vektörü bulunur. $z = z_0$ düzlemi üzerindeki $\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_0)$ ve $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_0)$ noktaları olarak hesaplama üçgeninin köşe noktaları kullanıldığında, kenarların dairesel paraboloidi kesip kesmediği ve kesiyor ise kesişim noktasının koordinatları bulunur. Böylelikle, üçgenin dairesel paraboloid ile kesiştiğinde ortaya çıkacak kesişim eğrisinin (eğrileri parçalarının) sınır noktaları belirlenmiş olur. Bölüm-4.1'de kesişim tipi olarak adlandırılan durumlar için elde edilen kesişim eğrisi eşitlikleri, (4.5), (4.6) ve (4.10) kullanılarak sınırlar arasındaki eğri parçaları elde edilebilir.

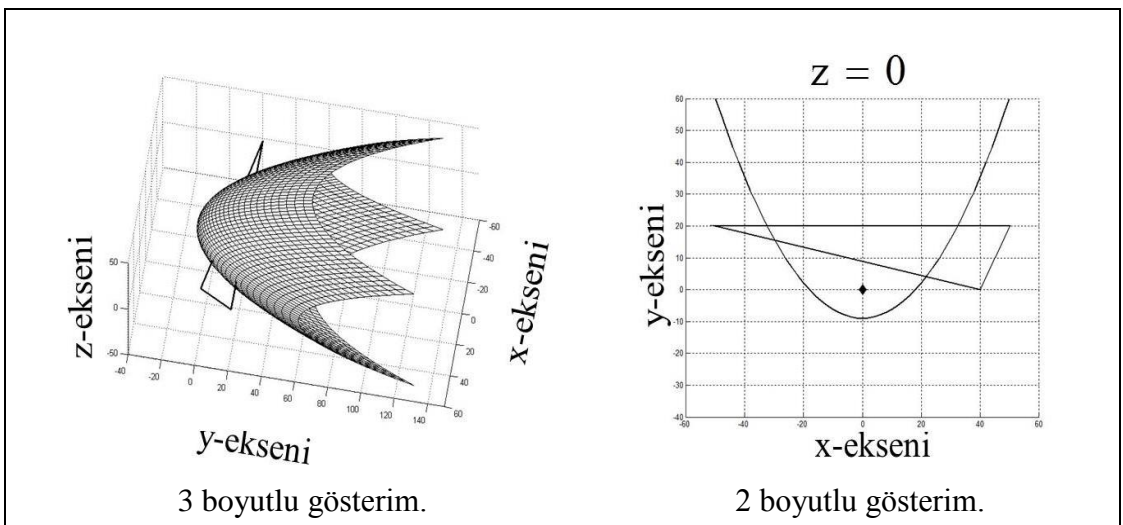
Hesaplama üçgeninin kenar ya da kenarlarının dairesel paraboloidi kesmesi için üçgenin en az bir köşesinin dairesel paraboloidin dışında olması gerekmektedir. Üçgenin üç köşesinin de paraboloidin dışında olduğu durumda oluşabilecek kesişimler; sadece bir kenarın dairesel paraboloidi kestiği, iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği ve üç kenarın dairesel paraboloidi kestiği durumlar olmak üzere sırasıyla Şekil 4.12, Şekil 4.13 ve Şekil 4.14'te verilmiştir. Verilen görseller incelendiğine tüm köşelerin paraboloidin dışında olduğu ve kenarın/kenarların paraboloidi kestiği bu örneklerde paraboloidi kesen kenarın iki farklı noktada paraboloidi kesmesi gerektiği görülmektedir.

Tüm köşelerin paraboloidin dışında olduğu bu üç durumdan sonra dördüncü olarak köşelerden sadece birinin paraboloidin içinde kaldığı durum Şekil4-15'te gösterilmiştir. Bu durumda içerideki köşenin numarası ile adlandırılan kenar haricindeki diğer iki kenarın birer noktada dairesel parboloidi kestiği görülmektedir.

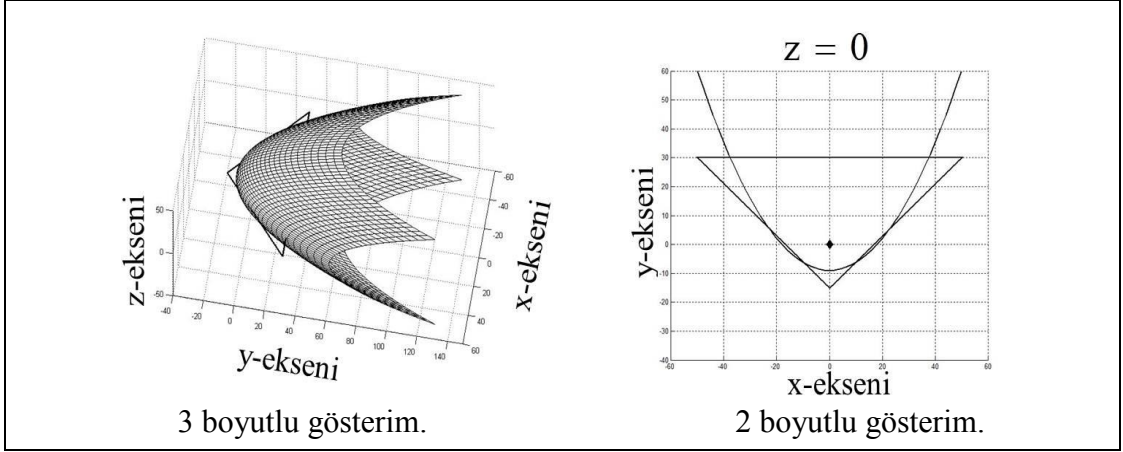
Beşinci ve son olarak köşelerden sadece birinin paraboloidin dışında kaldığı durum Şekil 4.16'da gösterilmiştir. Bu durumda dışarıdaki köşenin numarası ile adlandırılan kenar haricindeki diğer iki kenarın birer noktada dairesel parboloidi kestiği görülmektedir.



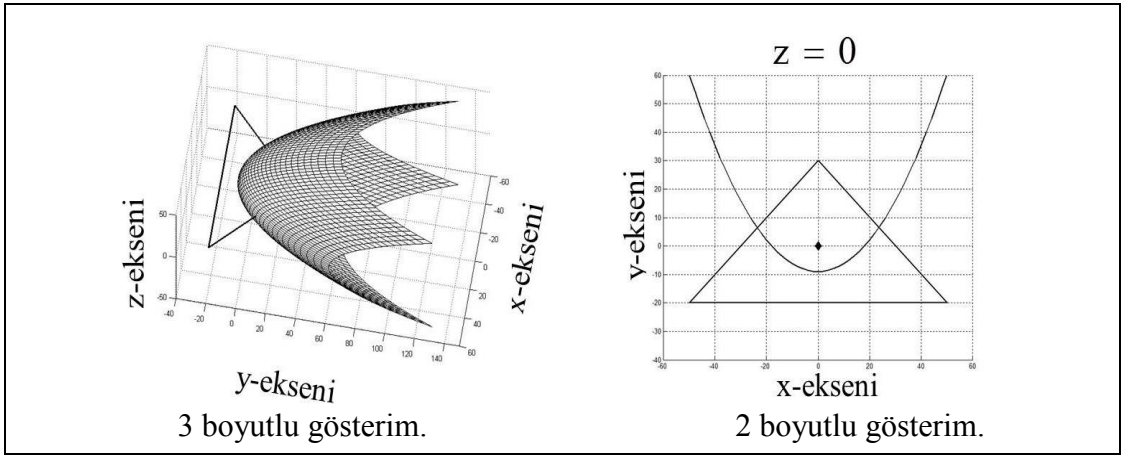
Şekil 4.12: Üç köşe noktası da dairesel paraboloidin dışında; bir kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.



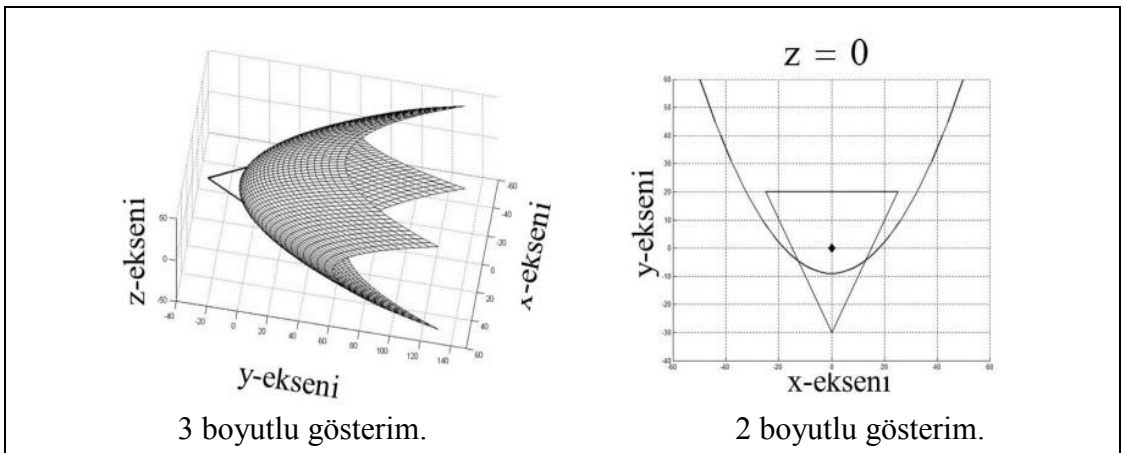
Şekil 4.13: Üç köşe noktası da dairesel paraboloidin dışında; iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.



Şekil 4.14: Üç köşe noktası da dairesel paraboloidin dışında; üç kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.



Şekil 4.15: Bir köşe noktası dairesel paraboloidin içinde; iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.



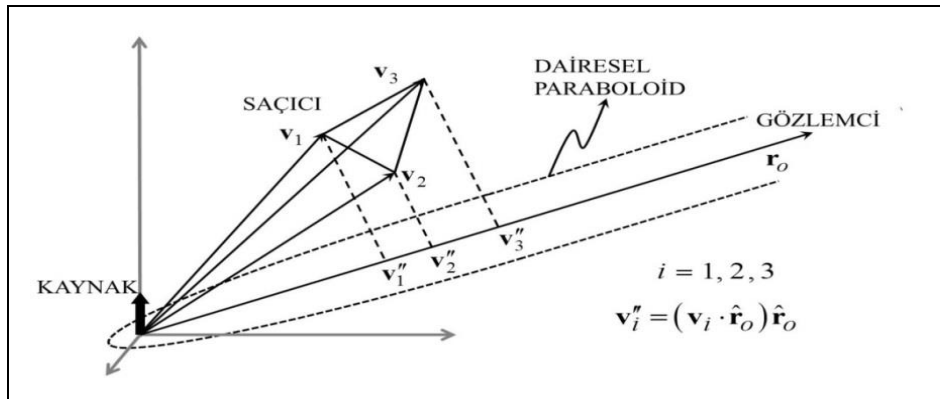
Şekil 4.16: İki köşe noktası dairesel paraboloidin içinde; iki kenarın dairesel paraboloidi kestiği durum.

Kenarlardan en az birinin dairesel paraboloidi kestiği durumlara ait görseller incelendiğinde, kenar ya da kenarların dairesel paraboloidi kesmesi durumunda kesişim eğrilerinin eğri parçası olduğu görülmektedir. Ancak üçgenin kenarlarının dairesel paraboloidi kesmemesi kesişimin olmadığı anlamına gelmemektedir. Özellikle çok büyük üçgenler ile modellenebilen saçıcılar için ve ya ışınımın yeni başladığı ve paraboloidin çok büyük olmadığı durumlarda, üçgenin tüm köşe noktalarının paraboloidin dışında olması ve kenarların paraboloidi kesmemesine rağmen üçgen ile dairesel paraboloid arasında bir kesişimin olması mümkün olabilir.

Bir üçgenin kenarlarından herhangi biri dairesel paraboloidi kesmediğinde iki olası durum vardır; (I) tüm köşelerin paraboloidin içinde kaldığı durum, (II) tüm köşelerin paraboloidin dışında olduğu durum. Bu iki durumdan hangisinin olduğunun belirlenmesi için üçgenin her bir köşe noktası için yardımcı birer kontrol noktası belirlenir. Bu kontrol noktaları, köşe noktalarının dairesel paraboloidin simetri eksenine olan $\hat{\mathbf{r}}_o$ eksenine izdüşümleridir. $i = 1, 2, 3$ olmak üzere, kontrol noktalarının konum vektörleri \mathbf{v}_i'' , köşe noktalarının konum vektörleri $\mathbf{v}_i = (x_i, y_i, z_i)$ ve saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = r_{ox}\hat{\mathbf{a}}_x + r_{oy}\hat{\mathbf{a}}_y + r_{oz}\hat{\mathbf{a}}_z$ kullanılarak;

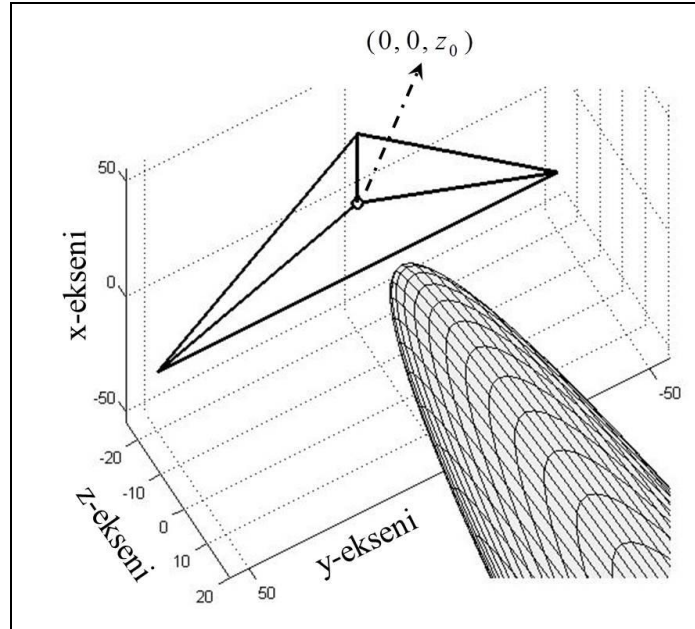
$$\mathbf{v}_i'' = (\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) \hat{\mathbf{r}}_o \quad (4.56)$$

eşitliği ile bulunur. Üçgenin köşelerinin dairesel paraboloidin neresinde olduğunu kontrol etmemizi sağlayacak kontrol noktalarının belirlenmesi işleminin geometrik gösterimi Şekil 4.17'de gösterilmiştir.



Şekil 4.17: Köşe noktaları için kontrol noktalarının belirlenmesi.

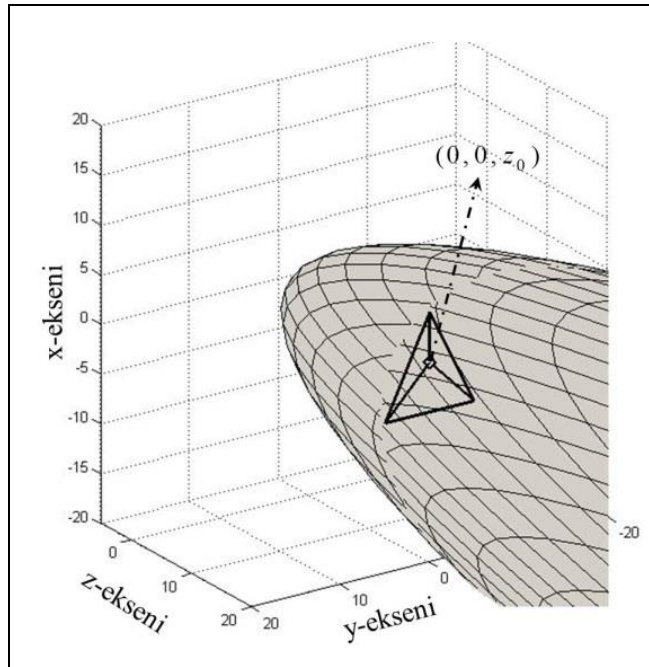
(4.3) eşitliği ile verilen dairesel paraboloidin odak uzaklığının (tepe noktası ile odak noktası arasındaki mesafenin) $\rho = ct/2$ olduğu ve bu paraboloidin odağının kaynağın bulunduğu noktada, yani koordinat sisteminin merkezinde olduğu Bölüm-4.1’de açıklanmıştır. Şekil 4.17’nin de yardımıyla, dairesel paraboloid için simetri eksenini olan $\hat{\mathbf{r}}_o$ ekseninin üzerine dairesel paraboloidden düşürülen izdüşümlerde en geride tepe noktasının kalacağı kolaylıkla söylenebilir. Eğer hesaplama üçgeni için belirlenen kontrol noktalarının (üçgenin köşe noktalarının $\hat{\mathbf{r}}_o$ eksenine izdüşümlerinin) tamamı tepe noktasından geride ise, yani $(\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) < -\rho$ şartı sağlanıyorsa, üçgenin tüm noktaları dairesel paraboloidin dışında ve $\hat{\mathbf{r}}_o$ eksenine göre tepe noktasının (paraboloidin) gerisindedir. Bu durumda kesişim olmayacağı için herhangi bir hesaplama yapılmaz. $(\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) < -\rho$ şartının sağlandığı, üçgenin $\hat{\mathbf{r}}_o$ eksenine göre tepe noktasının gerisinde kaldığı geometri için örnek gösterim Şekil 4.18’de verilmiştir. Bu şekilde karmaşıklığı azaltmak amacıyla saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = r_{oz} \hat{\mathbf{a}}_z$ olarak alınmıştır. Bu durumda hesaplama koordinat sisteminde hesaplama yapılan üçgen, $z = z_0$ düzleminde bulunduğundan, köşeler için kullanılacak kontrol noktası tektir ve tüm köşeler için $(0, 0, z_0)$ noktasıdır.



Şekil 4.18: Üçgen, tepe noktasının gerisinde, kesişimi yok.

Eğer hesaplama üçgeni için belirlenen kontrol noktalarından herhangi biri tepe noktasından ileride ise, yani $(\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) < -\rho$ şartı sağlanmıyorsa, üçgen ile dairesel paraboloid arasında bir kesişim olabilir. Bu nedenle üçgenin köşe noktalarının dairesel paraboloidin dışında mı yoksa içinde mi olduğu kontrol edilmelidir.

$(\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) \geq -\rho$ durumunda üçgenin köşelerinden, köşelere ait kontrol noktalarına çizilen doğru parçalarının dairesel paraboloidi kesip kesmediği incelenerek köşe noktalarının dairesel paraboloidin içinde olup olmadığı söylenebilir. Şöyle ki; çizilen doğru parçalarından herhangi biri dairesel paraboloidi kesmiyor ise tüm köşeler paraboloidin içindedir (üçgen paraboloidin içindedir). Bu durumda üçgen ile dairesel paraboloid arasında bir kesişim söz konusu değildir ve bu durum için hesaplama yapılmaz. Üçgenin tüm köşelerinin dairesel paraboloidin içinde kaldığı duruma ait geometri Şekil 4.19'da verilmiştir. Bu şekilde karmaşıklığı azaltmak maksadıyla saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = r_{oz} \hat{\mathbf{a}}_z$ olarak alınmıştır. Bu durumda hesaplama koordinat sisteminde hesaplama yapılan üçgen, $z = z_0$ düzleminde bulunduğu için köşeler için kullanılacak kontrol noktası tektir ve tüm köşeler için $(0, 0, z_0)$ noktasıdır.



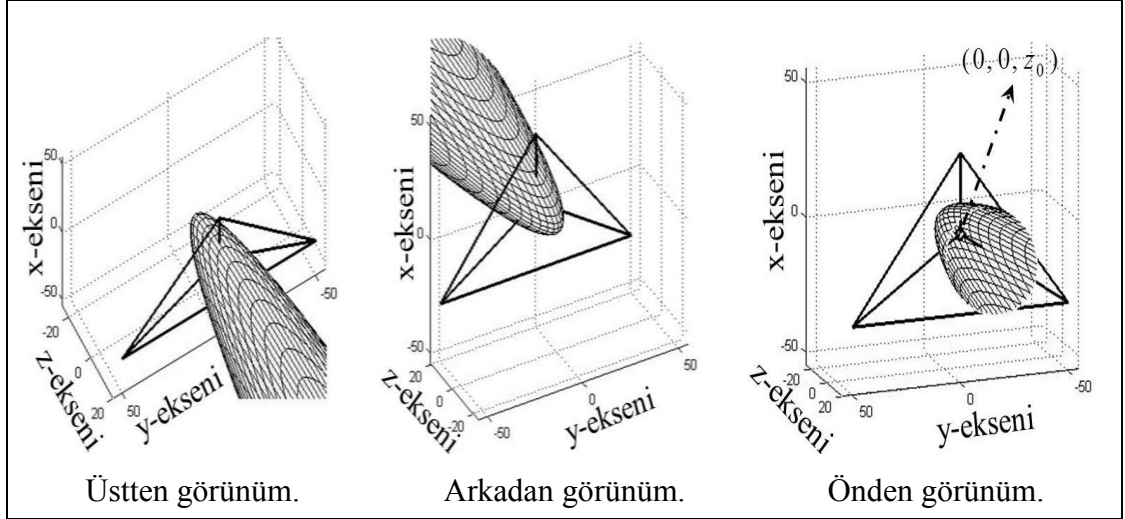
Şekil 4.19: Tüm köşeler (üçgen) dairesel paraboloidin içinde; kesişim yok.

$(\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) \geq -\rho$ durumunda köşe noktalarından, kontrol noktalarına çizilen doğru parçalarının tümünün (üçünün) dairesel paraboloidi kesmesi durumunda tüm köşeler paraboloidin dışındadır. Üçgenin tüm köşelerinin dairesel paraboloidin dışında ve köşe noktalarının izdüşümlerinin tepe noktasının ilerisinde, $(\mathbf{v}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_o) \geq -\rho$, olduğu durumda iki olası geometri vardır: (I) Üçgen dairesel paraboloidin dışındadır ve üçgen ile dairesel paraboloid arasında kesişim yoktur. Şekil 4.17’de verilen geometri bu duruma örnektir. (II) Üçgen ile dairesel paraboloid arasında kesişim vardır ve bu kesişim bir kapalı eğridir. Bu duruma örnek geometri Şekil 4.20’de verilmiştir. Kesişimin olduğu durumda kesişim eğrisi; kesişim tipine göre çember ya da elips olur. Bu kapalı eğrilerin merkezleri, $\mathbf{r}_m = (x_m, y_m, z_m)$, kesişim eğrisi denklemi, (4.4), yardımıyla,

$$\mathbf{r}_m = (x_m, y_m, z_m) = \left(0, r_{oy} \cdot (2\rho + r_{oz}z_0) / r_{oz}^2, z_0\right) \quad (4.57)$$

olarak bulunur. Kesişim tipinin çember olduğu $\hat{\mathbf{r}}_o = r_{oz} \hat{\mathbf{a}}_z$ durumunda, $r_{oy} = 0$ olduğundan (4.57) sadeleşir ve çemberin merkezi $(0, 0, z_0)$ noktası olur. Kesişimin olup olmadığı, (4.57) ile verilen çember ya da elipsin merkezinin, üçgenin üzerinde olup olmadığı kontrol edilerek belirlenir. Bu kontrollerde, Barycentric koordinatlar kullanılır. Eğer (4.57) ile elde edilen kapalı eğrinin merkezi, köşe noktaları dairesel paraboloidin dışında olan ve kenarları dairesel paraboloidi kesmeyen hesaplama üçgenin üzerinde ise kesişim vardır, kapalı eğridir ve integral sınırları herhangi bir hesaplamaya gerek kalmadan $0-2\pi$ olarak alınır.

Üçgenin tüm köşelerinin dairesel paraboloidin dışında olduğu ve üçgen ile dairesel paraboloid arasındaki kesişimin kapalı eğri olduğu duruma ait geometri (üç farklı bakış açısından) Şekil 4.20’de sunulmuştur. Bu şekilde karmaşıklığı azaltmak amacıyla saçılma yönü $\hat{\mathbf{r}}_o = r_{oz} \hat{\mathbf{a}}_z$ olarak alınmıştır. Bu durumda hesaplama koordinat sisteminde hesaplama yapılan üçgen, $z = z_0$ düzleminde bulunduğu için, köşeler için kullanılacak kontrol noktası tektir ve tüm köşeler için $(0, 0, z_0)$ noktasıdır. Bu nokta aynı zamanda kesişim eğrisi olan çemberin merkezidir.



Şekil 4.20: Üçgenin köşeleri dairesel paraboloidin dışında; kesişim kapalı eğri.

Bu çalışma kapsamında belirli bir noktanın, hesaplama üçgeninin üzerinde olup olmadığı kontrol edilirken; kontrol edilen nokta ile üçgenin köşeleri arasında doğru parçaları çizilerek üç adet üçgen oluşturulmuş ve bu üçgenlerin toplam alanı ile hesaplama üçgeninin alanı karşılaştırılmıştır. Eğer hesaplama üçgeninin alanı, kontrol edilen nokta ile köşeler arasında çizilen doğru parçaları kullanılarak oluşturulan üç üçgenin alanları toplamına eşit ise kontrol edilen nokta hesaplama üçgeninin üzerindedir. Bu çalışmada kapsamında, bir noktanın hesaplama üçgeni üzerinde olup olmadığını kontrol edildiği işleme nokta kontrolü adı verilmiştir.

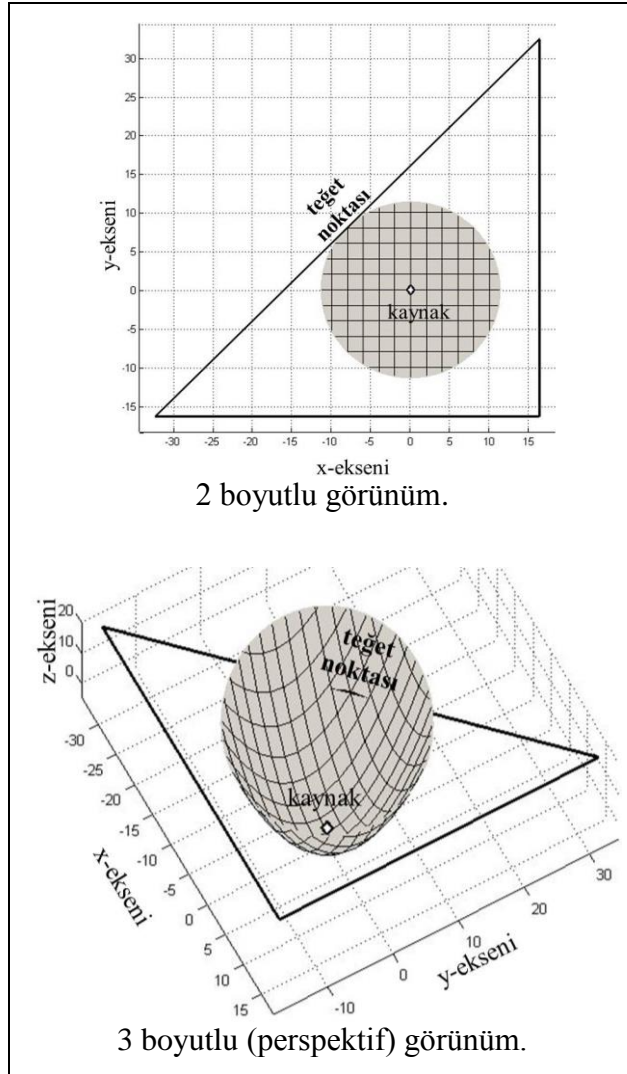
Köşelerin dairesel paraboloidin dışında olup olmadığını belirlerken kullanılan doğru parçalarından sadece birinin ya da ikisinin dairesel paraboloidi kesmesi köşe noktalarından bir ya da ikisinin dairesel paraboloidin içinde ya da dışında olması anlamına gelir ki, bu durum kenarların dairesel paraboloidi kesmesi demektir. Üç köşenin de paraboloidin dışında olduğu ancak kenar/kenarlarda sadece bir/birer kesişim noktasının bulunduğu durumda hesaplama üçgeninin kenarı/kenarları dairesel paraboloidde teğettir. Teğet olan kenara ait köşeler dairesel paraboloidin dışındadır (geometrik bir zorunluluk olarak). Dolayısıyla üçgenin iki ya da üç kenarı dairesel paraboloidde teğet ise üçgenin üç köşesi de dairesel paraboloidin dışındadır. Üçgenin iki ya da üç kenarının teğet olması durumunda (köşe noktalarının teğet olması durumu hariç) kesişim vardır, kapalı eğridir ve integral sınırları herhangi bir hesaplama gerektirmeden $0-2\pi$ olarak alınır. Kenarlardan sadece biri teğet olduğunda, üçgenin üç köşesinin de dairesel paraboloidin dışında olduğu ancak kenarların dairesel paraboloidi kesmediği durum için yapılan kontrol işlemi

yapılarak, kesişim olup olmadığı belirlenmelidir. Kesişim var ise bu kesişim kesinlikle kapalı eğridir ve integral sınırları herhangi bir hesaplama gerektirmeden $0-2\pi$ olarak alınır.

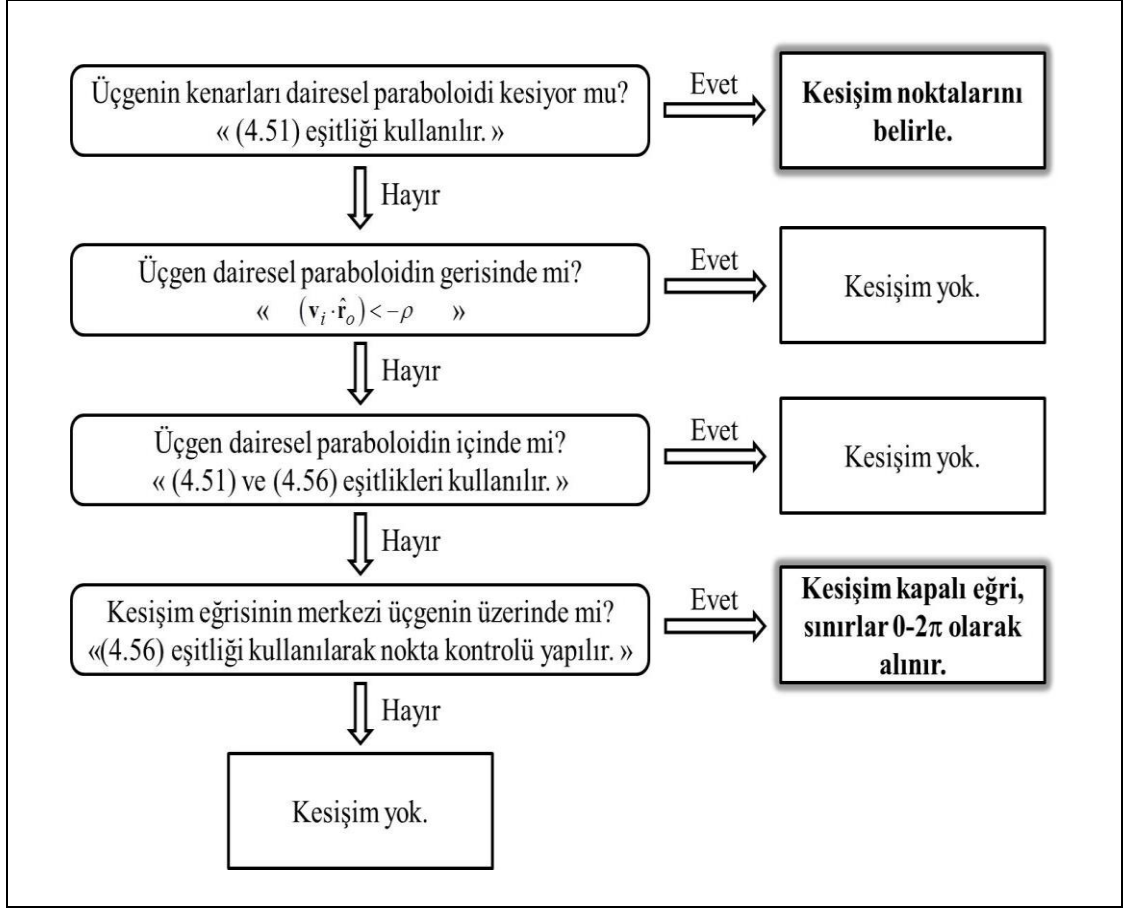
Kenar/kenarların dairesel paraboloid teğet olduğu duruma örnek olarak tek kenarın teğet olduğu geometriye ait farklı açılardan gösterimler Şekil 4.21’de verilmiştir.

Hesaplama üçgeninin kenarlarının dairesel paraboloidi kesmediği ve kesişimin kapalı eğri olmadığı diğer durumlarda üçgen ile paraboloidin kesişmediğini söylemek mümkündür.

Hesaplama üçgeni ile dairesel paraboloidin kesişiminin belirlenmesi için yapılan işlemleri gösteren algoritma Şekil 4.22’de gösterilmiştir.



Şekil 4.21: Kenar/kenarların teğet olduğu durum.



Şekil 4.22: Hesaplama üçgeni ile dairesel paraboloidin kesişiminin belirlenmesi.

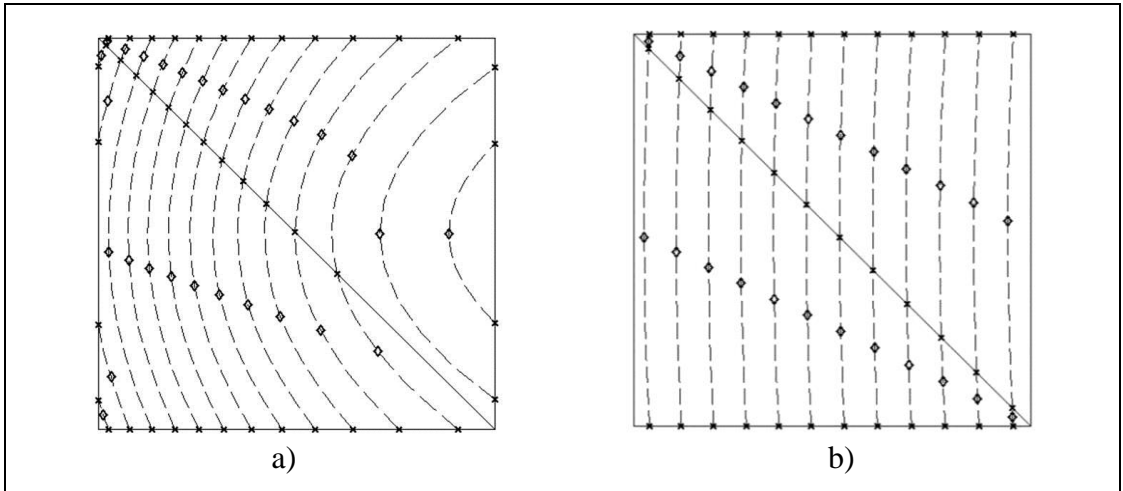
4.4.3. Dönüşüm Parametreleri ve İntegral Sınırlarının Belirlenmesi

Bölüm-4.3.2’de, üçgenin köşelerinden (4.56) ile verilen kontrol noktalarına çizilen doğru parçalarının tümünün (üçünün) dairesel paraboloidi kesmesi durumunda, üçgenin tüm köşelerinin paraboloidin dışında olduğu ve (4.57) ile verilen kesişim eğrisinin merkezinin üçgenin üzerinde olduğu durumda kesişimin kapalı eğri (çember ya da elips) olduğu belirtilmiş, bu durumda integral sınırlarının herhangi bir hesaplama gerektirmeden $0-2\pi$ olarak alınabileceği açıklanmıştı. Bu durumda, integrallerin analitik çözümlerinin kullanılabilmesi için atılacak son adım, Bölüm-4.1’de açıklanan kesişim tipine bakılarak, doğru analitik ifadenin seçilmesidir.

Ancak, tüm köşelerin dairesel paraboloidin dışında ya da içinde kalmadığı, üçgenin kenarlarından en az birinin dairesel paraboloidi kestiği (teğet durumlar hariç) durumda integral sınırlarının hesaplanmasına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu

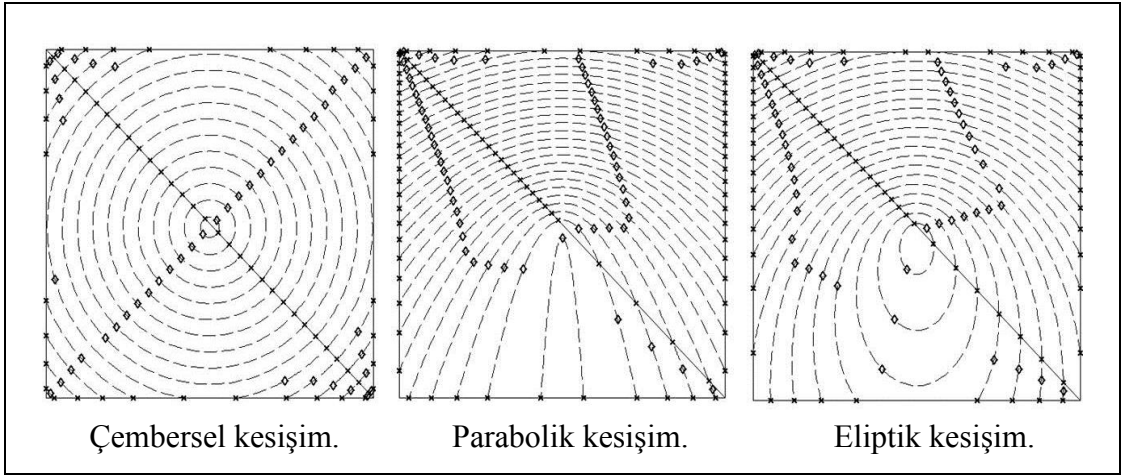
durumda kenarların dairesel paraboloidi kestiği noktaların (x, y, z_0) koordinat değerleri, Bölüm-4.1’de açıklanan kesişim tipine bakılarak, uygun kesişim tipi için Bölüm-4.2’de verilen dönüşüm parametreleri eşitliklerinde, (4.12), (4.22) ve (4.32), kullanılır ve integral sınırlarının tanımlı olduğu ϕ parametresi için integral sınırları elde edilebilir.

İntegral sınırlarına karar verebilmek için, kenarların dairesel paraboloidi kestiği kesişim noktaları, ϕ değerlerine bakılarak ardışık olarak sıralanır. Ardışık her iki ϕ değerinin arasındaki eğrinin, üçgenin üzerinde olup olmadığı, yani ardışık bu iki değer için bir integral sınırı olup olmadığı, iki değer arasında alınan bir üçüncü ϕ değeri için elde edilen noktanın üçgenin üzerinde olup olmadığına bakılarak belirlenir. Bu kontrollerde, Barycentric koordinatlar kullanılır. Eğer iki ardışık ϕ değeri için belirlenen kontrol noktası üçgenin üzerinde ise bu iki ardışık ϕ değeri integral sınırıdır ve Bölüm-4.1’de açıklanan kesişim tipine bakılarak seçilen analitik ifadede yerine konular ve integralin sonucu bulunur. Farklı zaman değerlerinde, kaynağın saçıcı cisme yakın olduğu kısa aydınlatma mesafesi için ve kaynağın saçıcı cisme uzak olduğu uzun aydınlatma mesafesi için elde edilen kesişim eğrileri ile integral sınırları Şekil 4.23’te gösterilmiştir. Kesişim eğrilerinin ortasında bulunan eşkenar dörtgen, iki ardışık ϕ değeri arasında alınan ve kontrol için kullanılan üçüncü ϕ değerine karşılık gelen kontrol noktasıdır.



Şekil 4.23: Kesişim eğrileri ve integral sınırları. a) kaynak saçıcı cismin yakınında (kısa aydınlatma mesafesi), b) kaynak saçıcı cismin uzağında (uzun aydınlatma mesafesi).

Bölüm-4.1’de kesişim tipleri; çembersel kesişim, parabolik kesişim ve eliptik kesişim olarak verilmişti. Bu kesişim tipleri (farklı saçılma yönleri) için, kaynağın yakınında bulunan kare plaka şeklindeki saçıcı ile dairesel paraboloidin farklı zaman anlarındaki kesişimlerini gösteren kesişim eğrileri ve bu eğrilerin sınır noktaları (integral sınırlarını veren noktalar) Şekil 4.24’te örnek olarak verilmiştir. Kesişim eğrilerinin ortasında bulunan eşkenar dörtgenler, iki ardışık ϕ değeri arasında alınan ve kontrol için kullanılan üçüncü ϕ değerine karşılık gelen kontrol noktasıdır.



Şekil 4.24: Kesişim tiplerine göre kaynağın yakınında bulunan saçıcı için farklı zaman anlarında elde edilen kesişim eğrisi örnekleri.

5. YAKIN-UZAK DURUMU İÇİN NÜMERİK ÖRNEKLER

Yakın-uzak durumu için saçılan elektromanyetik dalgaya ait elektrik alan şiddeti ifadesi (3.15) ile, bu ifadede yer alan ve FO integralleri olarak adlandırılan iki yüzey integrali de (3.13) ve (3.14) ile verilmişti. Bölüm-4'te ise FO integrallerindeki Dirac delta fonksiyonu kullanılarak Radon dönüşümü yorumu ile FO integrallerinin hem zaman, hem de frekans domenlerinde analitik çözümleri çıkarılmış ve zaman domeni çözümünde integraller için sınırlar belirlenmişti. Bu bölümde de bu doktora çalışması kapsamında türetilen çözümlerin doğruluğunu gösteren nümerik örnekler incelenecek ve jenerik bir radyo frekansı (RF) güdümlü mermi için zaman domeninde çözüm yapılacaktır. Ayrıca saçıcının yakınında bulunan kaynak için, skalar potansiyelin indüklenen yüzey akımına katkısının saçılan alana etkisi ve bu katkının ihmal ile yapılan hatalar çözülen nümerik örnekler ile incelenecektir.

5.1. Zaman Domeninde Yapılan Nümerik Çözümler

Bu bölümde öncelikle zaman domeninde türetilen analitik çözümler kullanılarak FO integralleri için elde edilen zaman domeni sonuçları (zaman dizisi olarak) gösterilecek ve FO integrallerinin çözümü için zaman domeninde türetilen analitik ifadelerinin doğruluğunun gösterilmesi amacıyla iki örnek problem incelenecektir. İlk örnek, [19]'da çalışılmış bir uzak-uzak problemi olan kare plaka saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanmasıdır. İkinci örnek, bu doktora çalışması kapsamında türetilmiş bir yakın-uzak problemi olup, kaynağın yakınında bulunan küre şeklindeki bir saçıcıdan saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanmasıdır. İki örnek problem için sonuçların karşılaştırılmasını müteakip, son olarak da, jenerik bir RF güdümlü mermi için mermi üzerinde indüklenen akım yoğunluğunun neden olduğu saçılma için saçılan elektrik alan şiddeti hesaplanacaktır.

Zaman domeninde türetilen analitik ifadelerin doğruluğunu göstermek için çözülen örneklerde, frekans domeninde çözülmüş problemlerle karşılaştırma yapabilmek amacıyla zaman domeninde elde edilen sonuçlar (zaman dizileri) için Ayrık Zaman Fourier Dönüşümü (AZFD) kullanılarak zaman domeninden, frekans

domenine geçiş sağlanmıştır. Jenerik RF güdümlü mermi için yapılan çözümde de saçılan elektrik alan şiddetinin anlık verileri kullanılarak AZFD ile frekans domeninde saçılma örüntüsü oluşturulmuştur.

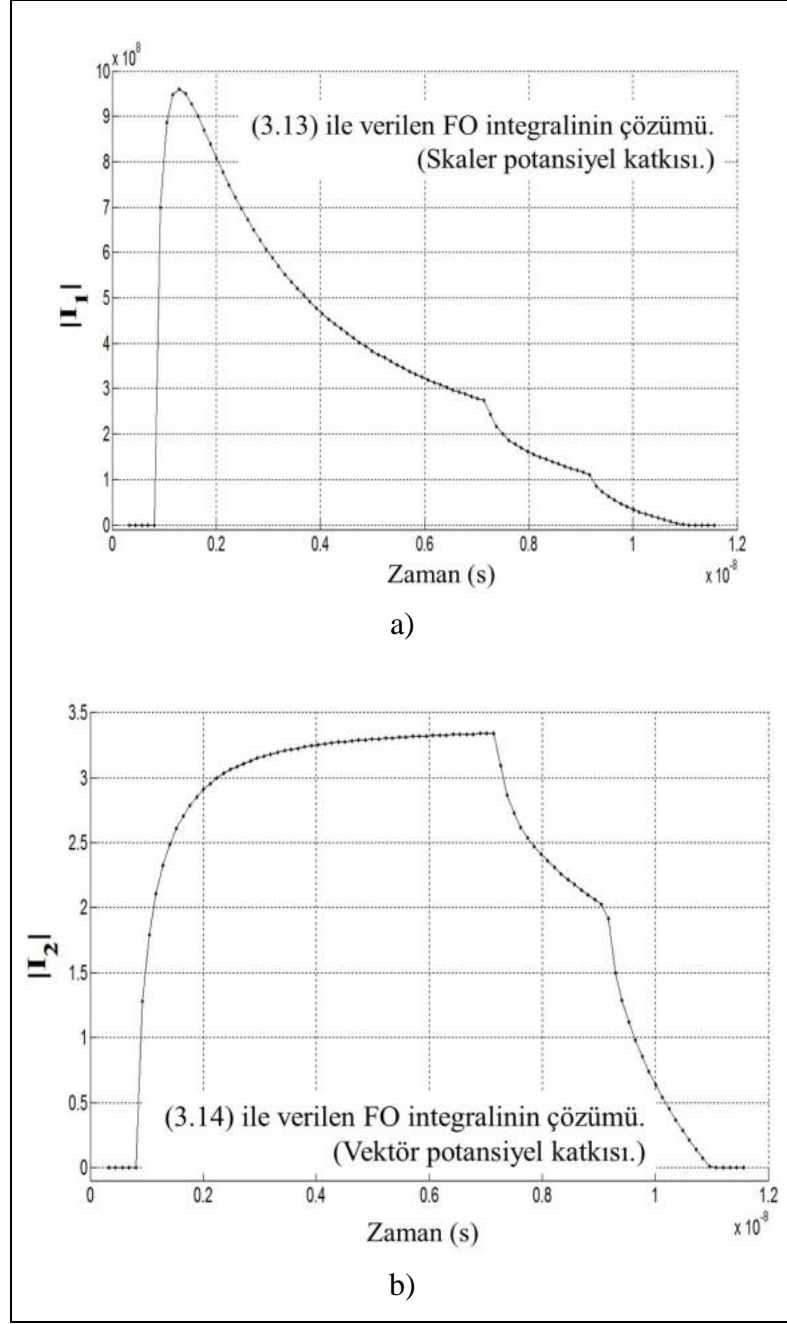
Zaman domeni çözümlerinde, (3.15)'in çözümünde zamanda türev işlemleri için iki farklı çözüm yöntemi uygulanmıştır. İlk yöntemde zaman domeninde elde edilen integral sonuçları (zaman dizileri) kullanılarak zamanda türev nümerik olarak alınmıştır. Zaman domeninde zaman dizisi olarak elde edilen elektrik alan şiddeti, son operasyon olarak AZFD ile frekans domenine taşınmıştır. İkinci yöntemde ise zaman domeninde elde edilen integral sonuçları AZFD ile frekans domenine taşınmış ve zamanda türev operasyonu, $j\omega$ ile çarpım haline getirilmiştir. Saçılan elektrik alan şiddeti doğrudan frekans domeninde hesaplanmıştır.

Zamanda türevin nümerik olarak alındığı ilk yöntem ile integral sonuçlarının AZFD ile frekans domenine alınması sonrası zamanda türev yerine $j\omega$ ile çarpımın kullanıldığı ikinci yöntem arasında mkemmел bir uyum gözlenmiştir. Ancak, nümerik türev alma işlemi, zamanda örnek sayısının çok olması nedeniyle çözüm maliyetini artırmaktadır. Bu nedenle müteakip bölümlerde verilen çözümlerde sadece ikinci yöntem ($j\omega$ ile çarpıma yöntemi) ile elde edilen sonuçlar kullanılmıştır.

5.1.1. FO İntegrallerinin Zaman Domeni özmleri

Bu çalışmanın ana katkısı (3.13) ve (3.14) ile verilen FO integrallerinin çözümü için türetilen analitik ifadelerdir. Bu ifadeler kullanılarak, belirli zaman aralıklarındaki saçıcı cisim - dairesel paraboloid kesişimleri için FO integrallerinin çözümleri hesaplanarak, saçılan elektrik alanın zaman domeni çözümleri elde edilebilmektedir.

şekil 5.1'de, boyutları $5m \times 5m$ olan kare şeklindeki saçıcının, sonsuz küçük dipol ile aydınlatılması sonucunda saçılan elektrik alanın hesaplanmasında kullanılan FO integrallerinin zaman domeni çözümleri olan zaman dizileri gösterilmiştir. Bu problemde saçıcı cisim, merkezi orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine ve sonsuz küçük dipol de $(x = 0, y = 3, z = 0)$ noktasına yerleştirilmiştir. şekil 5.1'de FO integrallerinin çözümü ile elde edilen zaman dizileri (her bir integral için x, y ve z bileşenleri) kullanılarak hesaplanan anlık genliklerin gösterilmektedir.



Şekil 5.1: FO integrallerinin zaman domeninde çözümleri. a) skaler potansiyel katkısı, b) vektör potansiyel katkısı.

5.1.2. Uzun Aydınlatma Mesafesi İçin Zaman Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması

Düzlemsel dalga ile aydınlatılan kare plaka şeklindeki bir saçıcıdan saçılan alanların hesaplanması literatürde iyi bilinen bir problemdir ve belirli bir frekans için bu problemin FO çözümü [19]'da verilmiştir. Kaynağın saçıcının uzağında olduğu (aydınlatma mesafesinin uzun olduğu) durumda, saçıcı üzerine gelen dalgaların

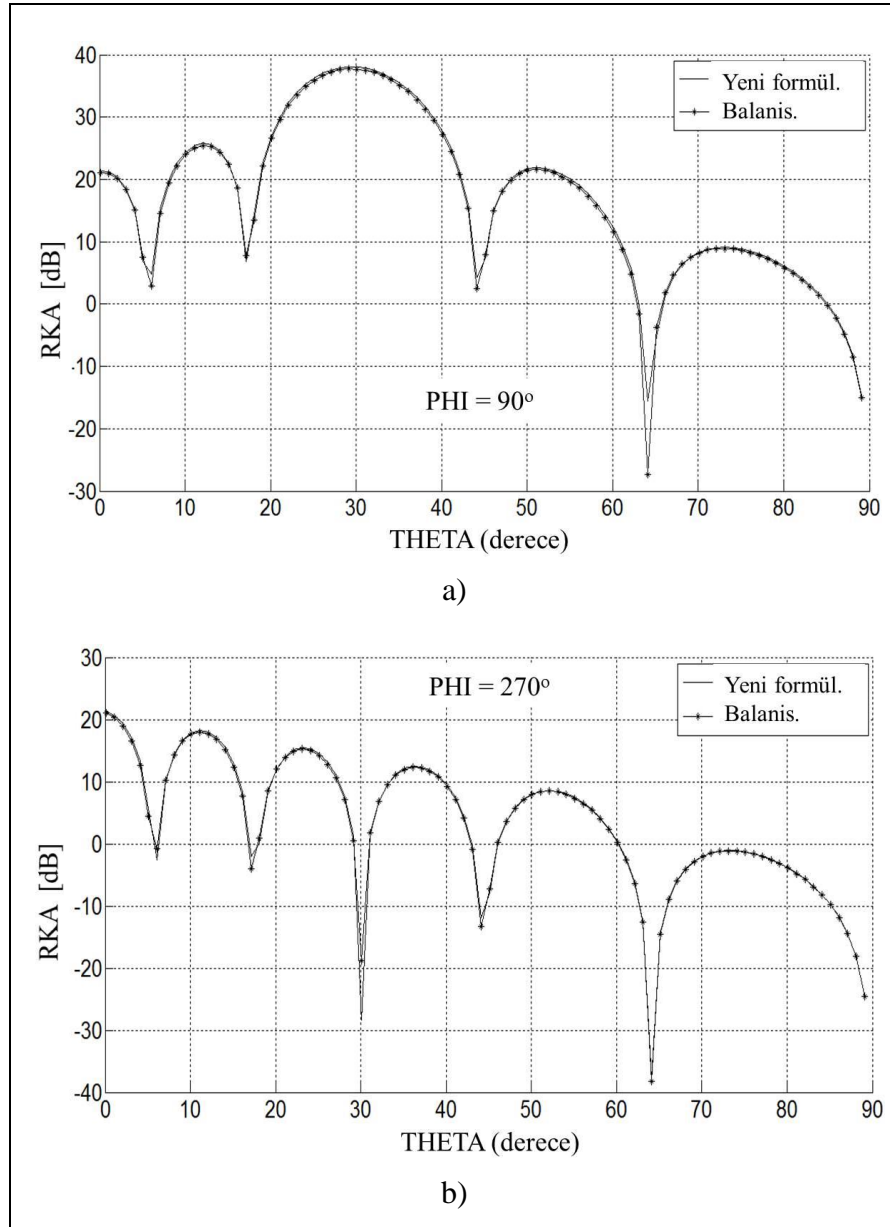
saçıcı üzerinde indükleyeceği akım yoğunluğunda, skaler potansiyelin katkıları, (3.13); vektör potansiyelin katkılarına, (3.14), kıyasla çok daha az olacaktır. Bunun nedeni, r aydınlatma mesafesi olmak üzere, skaler potansiyelin katkısının aydınlatma mesafesine bağımlılığı $1/r^3$ iken, vektör potansiyelin katkısının aydınlatma mesafesine bağımlılığının $1/r^2$ olmasıdır. Bu bilgi ışığında, bu doktora çalışması kapsamında türetilen çözüm önerisinin uzun aydınlatma mesafesi için [19]'da verilen probleme yakınsaması gerekmektedir.

[19]'da verilen problemde, boyutları $5\text{m} \times 5\text{m}$ olan kare şeklindeki saçıcı, $\hat{\mathbf{k}} = (\hat{\mathbf{a}}_y - \sqrt{3}\hat{\mathbf{a}}_z)/2$ yönünde yayılan, $\hat{\mathbf{p}} = (\sqrt{3}\hat{\mathbf{a}}_y + \hat{\mathbf{a}}_z)/2$ polarizasyonlu düzlemsel dalga ile 300 MHz frekansında aydınlatılmış ve bu durum için saçıcının radar kesit alanı, FO yöntemi kullanılarak analitik olarak hesaplanmıştır.

Bu tez çalışması kapsamında türetilen çözüm yönteminin, [19]'da çözölen problem ile benzeştirilmesi kapsamında, boyutları $5\text{m} \times 5\text{m}$ olan kare şeklindeki saçıcı, merkezi orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine yerleştirilmiş ve $(x = 0, y = 5000, z = 5000\sqrt{3})$ noktasına yerleştirilmiş $\hat{\mathbf{p}} = (\sqrt{3}\hat{\mathbf{a}}_y + \hat{\mathbf{a}}_z)/2$ polarizasyonlu sonsuz küçük dipol ile aydınlatılmıştır. Bu durumda, orijin noktası ile kaynak arasındaki mesafe (aydınlatma mesafesi) 10.000 metredir. (3.13) ve (3.14) için çözümler zaman domeninde yapılmış, AZFD ile (3.13) ve (3.14)'ün frekans domeni karşılıkları hesaplanmış ve zamanda türev almak yerine frekans domeninde $j\omega$ ile çarpma işlemi yapılarak saçılan elektrik alan şiddeti, (3.15), hesaplanmıştır.

Saçılan elektrik alan kullanılarak hesaplanan radar kesit alanı, Şekil 5.2'de [19]'da verilen çözüm ile karşılaştırılmıştır. Şekil 5.2'de düz çizgiler, bu doktora çalışması kapsamında türetilen çözüm ile elde edilen sonuçları, işaretleyicili (markerli) çizgiler [19]'da verilen sonuçları göstermektedir. Beklendiği üzere, [19]'da verilen sonuçlar ile bu tez çalışması kapsamında türetilen çözüm yöntemi kullanılarak elde edilen sonuçlar arasında mükemmel bir uyum vardır. Şekil 5.2'de kullanılan PHI; x-ekseni ile saçılma yönünün $z = z_0$ düzlemine izdüşümü arasında kalan açıyı, THETA ise z-ekseni ile saçılma yönü arasında kalan açıyı göstermektedir.

Şekil 5.2 göstermiştir ki; aydınlatma mesafesinin uzun olduğu durumlarda bu doktora çalışması kapsamında zaman domeninde önerilen çözüm, literatürde uzak-uzak olarak çalışılan duruma yakınsamaktadır.

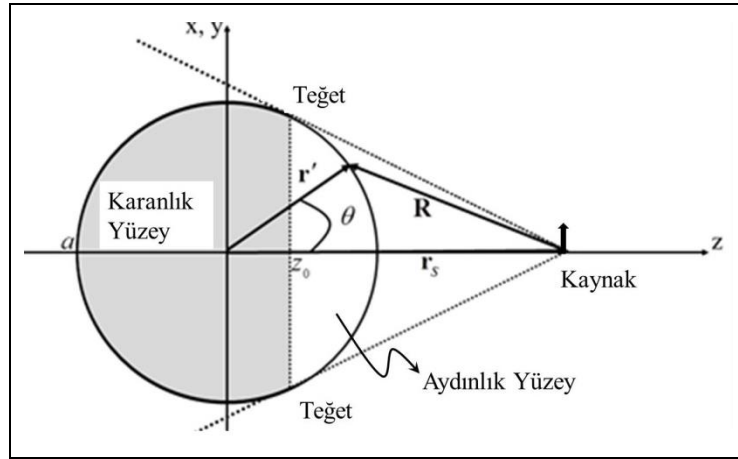


Şekil 5.2: Zaman domeninde uzun aydınlatma mesafesi için RKA karşılaştırması.
a) PHI açısı 90 derece, b) PHI açısı 270 derece.

5.1.3. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Zaman Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması

Yakın aydınlatma mesafesi için literatürde karşılaştırma yapılabilecek bir örnek bulunamadığından, bu doktora çalışması kapsamında sonsuz küçük dipol tarafından aydınlatılan ve yarıçapı a olan mükemmel elektrik iletken bir küreden saçılan elektrik alan için analitik bir formül türetilmiştir. Bu saçılma probleminde kaynak olarak kullanılan sonsuz küçük dipol, saçıcı kürenin merkezi ve gözlem noktası aynı

doğru üzerinde bulunmaktadır. Kaynak, saçıcı küre yüzeyinin yakınında, gözlem noktası ise saçıcının uzağında bulunmaktadır. Kaynağın polarizasyonu; kaynak, saçıcının merkezi ve gözlem noktasının üzerinde bulunduğu doğruya diktir. İncelenen probleme ait geometri Şekil 5.3'te verilmiştir. Bu şekilde saçılmanın gerçekleştiği saçılma noktası \mathbf{r}' ile ve aydınlık yüzeyin başladığı z değeri ise z_0 ile gösterilmektedir. Gözlem noktası, z -ekseni üzerinde (kaynak, saçıcının merkezi ile gözlem noktası arasında kalacak şekilde) saçıcıdan uzakta bulunmaktadır.



Şekil 5.3: Yakın aydınlatma mesafesi için geometri.

(2.5)'te verilen FO yaklaşıklığı ile (2.13)'te verilen sonsuz küçük dipolün manyetik alan şiddeti kullanılarak, sonsuz küçük dipolün aydınlattığı kürenin aydınlık yüzeyinde (teğet noktaları arasında kalan ve yüzey normali kaynağa bakan yüzeyde) indüklenen akım yoğunluğu,

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega) \cong \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{R}} \frac{M_0}{2\pi R^2} (1 + jkR) e^{-jkR} \quad (5.1)$$

yaklaşıklığı ile verilebilir. Bu yaklaşıklıkta kaynak ile saçıcı nokta arasındaki mesafe,

$$R = |\mathbf{R}| = \sqrt{a^2 - 2z'r_s + r_s^2} \quad (5.2)$$

eşitliği ile bulunur. (5.1) ile verilen akım yoğunluğunun, gözlem noktasında neden olduğu manyetik vektör potansiyel,

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, \omega) \cong \frac{e^{-jkr_o}}{r_o} \cdot \frac{\mu_0 M_0}{8\pi^2} \cdot \left(\int_{S_{ii}} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{R} \frac{(1+jkR)}{R^3} e^{-jkR} e^{-jk\mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}_o} ds \right) \quad (5.3)$$

olarak bulunur. (5.3)'da yer alan $ds = \rho d\phi dz'$ ve $\rho = \sqrt{a^2 - z'^2}$ olarak tanımlanır. Ayrıca $\hat{\mathbf{n}} = \hat{\mathbf{a}}_r$ olduğundan $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{a}}_x$ için (5.3) ile verilen manyetik vektör potansiyeli,

$$\mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, \omega) \cong \hat{\mathbf{a}}_x \frac{e^{-jkr_o}}{r_o} \cdot \frac{\mu_0 M_0}{8\pi a} \cdot \int_{z_0}^a (a^2 + z'^2 - 2z'r_s) \frac{\rho(1+jkR)}{R^3} e^{-jk(R+z')} dz' \quad (5.4)$$

olarak yazılır. Gözlem noktası, saçıcının uzağında bulunduğundan saçılan elektrik şiddeti,

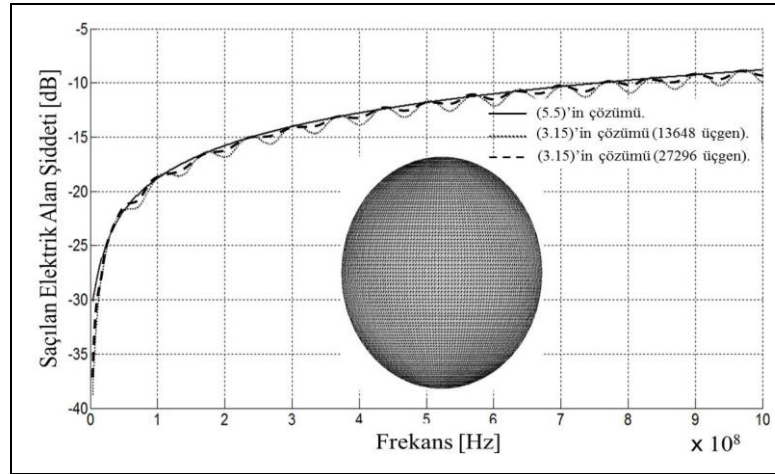
$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s(\mathbf{r}_o, \omega) &\cong -j\omega \mathbf{A}_s(\mathbf{r}_o, \omega) \\ &\cong -j\omega \hat{\mathbf{a}}_x \frac{e^{-jkr_o}}{r_o} \cdot \frac{\mu_0 M_0}{8\pi a} \cdot \int_{z_0}^a (a^2 + z'^2 - 2z'r_s) \frac{\rho(1+jkR)}{R^3} e^{-jk(R+z')} dz' \end{aligned} \quad (5.5)$$

olarak hesaplanır [19]. Yakın aydınlatma mesafesi için küreden saçılan elektrik alan şiddetinin hesaplanması amacıyla türetilen bu frekans domeni çözümü, (5.5), literatürde ilk kez bu çalışma kapsamında türetilmiş ve kullanılmıştır.

Yarıçapı 3 metre (m), $a = 3\text{ m}$, olan ve kürenin merkezine 9 m uzaklıktaki ($x = 0, y = 0, z = 9$) noktasına yerleştirilmiş, $r_s = 9\text{ m}$, $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{a}}_x$ polarizasyonlu sonsuz küçük dipol tarafından aydınlatılan küreden saçılan elektrik alan şiddeti için hem (5.5) kullanılarak, hem de bu çalışma kapsamında zaman domeninde türetilen ve Bölüm-3'te verilen (3.15) kullanılarak çözümler yapılmıştır. (5.5)'in kullanıldığı frekans domeni çözümünde integralin çözümü nümerik integrasyon ile yapılmış, (3.15)'in kullanıldığı çözümlerde ise zaman domeninde analitik ifadeler kullanılarak bulunan zaman dizileri AZFD sonrası frekans domenine alınarak sonuçlar elde edilmiştir.

Bu doktora çalışması kapsamında zaman domeninde türetilen yöntemin, (3.15)'in, kullanıldığı çözümlerde üçgenlerle modellenmenin etkisini göstermek amacıyla küre önce 13648 üçgenle, daha sonra 27296 üçgenle modellenmiştir.

Elde edilen sonuçlar, karşılaştırmak amacıyla Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Bu tez kapsamında türetilen zaman domeni çözümü, (3.15), ile elde edilen grafiklerdeki dalgalanmalar haricinde iki çözüm arasındaki uyum kabul edilebilir seviyededir. Zaman domeninde türetilen (3.15) ile elde edilen sonuçlardaki dalgalanma, küre şeklindeki saçıcının modellenmesinde kullanılan üçgenlerden kaynaklanmaktadır. Daha küçük üçgenler ile modelleme yapıldığında dalgalanmalardaki yüksekliklerin azaldığı görülmüştür.



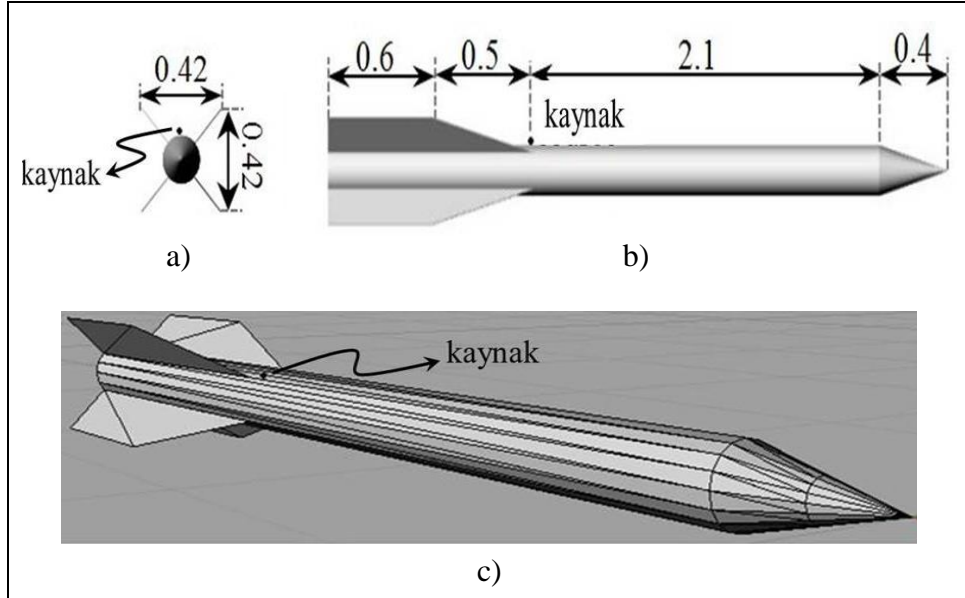
Şekil 5.4: Zaman domeninde yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alan karşılaştırması.

Bu çalışmanın ana konusu modelleme olmadığından bu tezde sadece, modelleme üçgenlerinin maksimum seviyede homojen olduğu ve boyutlarının küre yüzeyini kabul edilebilir şekilde modelleyebildiği en uygun üçgenlerin kullanıldığı modele ait sonuçlar gösterilmiştir. Ancak diğer modelleme durumları için yapılan çalışmalarda elde edilen sonuçlar göstermiştir ki aynı üçgen sayısı ya da boyutları kullanılsa dahi uygun modelleme yapılmadığında sonuçlar dramatik şekilde değişebilmektedir.

5.1.4. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Jenerik RF Güdümlü Mermiden Saçılan Elektrik Alanın Bulunması

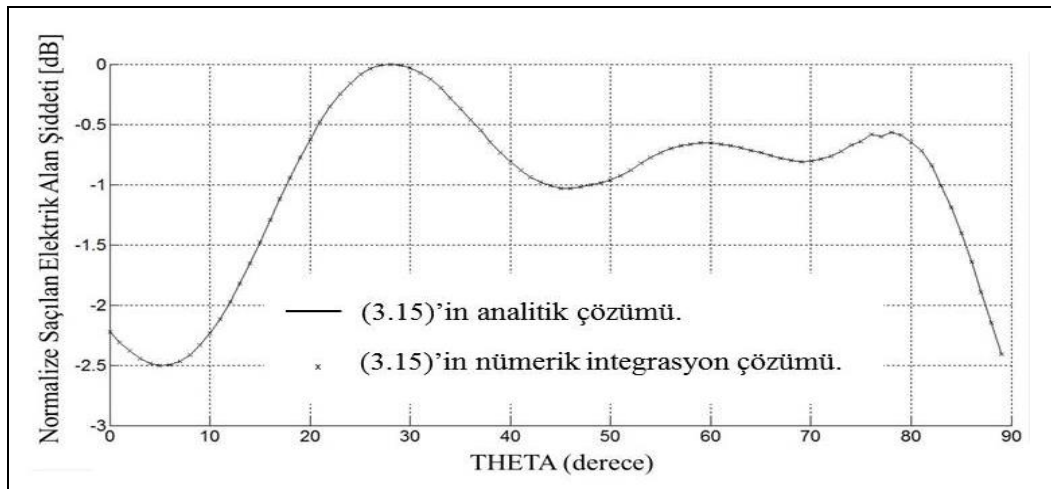
Yakın aydınlatma mesafesi için sonsuz küçük dipol tarafından 300 MHz frekansında aydınlatılan jenerik bir RF güdümlü mermiden saçılan elektrik alan şiddeti, bu doktora çalışması kapsamında türetilen ve Bölüm-3'te (3.15) ile verilen çözüm kullanılarak hesaplanmıştır. Kaynak olarak kullanılan sonsuz küçük dipol,

mermi eksenine dik polarizasyona sahiptir ve Şekil 5.5'te verilen geometride gösterildiği şekilde yerleştirilmiştir. Mermi ile dipol arasındaki en kısa mesafe 0.02 metredir.



Şekil 5.5: Jenerik RF güdümlü mermi. a) önden görünüm, b) yandan görünüm, c) üçgenlerle modellenmiş perspektif görünüm.

Şekil 5.5'te verilen geometri için saçılan elektrik alan şiddeti, hem bu çalışma kapsamında türetilen analitik ifadeler kullanılarak, hem de nümerik integrasyon yöntemi ile hesaplanmış, bulunan sonuçlar Şekil 5.6'da sunulmuştur. Şekil 5.6'da verilen sonuçlar arasındaki uyum beklendiği üzere mükemmeldir.



Şekil 5.6: Jenerik RF güdümlü mermiden saçılan elektrik alan şiddeti.

5.2. Frekans Domeninde Yapılan Nümerik Çözümler

Zaman domeninde birim dürtü (impuls) ile uyarılan sonsuz küçük dipolün mükemmel iletken saçıcı yüzeyinde indüklediği akım yoğunluğu sonucu, saçıcının çok uzağında bulunan gözlem noktasında gözlenen saçılan elektrik alan şiddeti için analitik zaman domeni çözümleri Bölüm-4.2’de verilmişti. Bu çözümlerde, sabit zaman aralığı ile alınan örnekler sonucu FO integralleri için zaman dizileri elde edilmekte ve bu zaman dizilerinin AZFD’leri sonrası frekans domeni çözümleri elde edilebilmektedir. Zaman dizileri tüm frekans bileşenleri için bilgi barındırdığından, AZFD ile istenilen herhangi bir frekans için saçılan elektrik alanın hesaplanması mümkün olmaktadır. Bu sayede zaman domeninde türetilen analitik çözümler kullanılarak elde edilen sonuçlar, frekans domeninde elde edilen sonuçlarla karşılaştırılabilmektedir. Ancak tek bir frekans için (monokromatik durum) inceleme yapılacağında, zaman uzayı çözümü sonrası AZFD ile frekans domenine geçiş yapılması hesaplama maliyeti yönünden etkin bir yöntem değildir. Bunun yerine tek frekans için yapılacak incelemelerde, Bölüm-4.3’te açıklanan frekans domeni çözümünün kullanılması çok daha etkindir.

Bu bölümde, frekans domeni çözüm yönteminin doğruluğunun gösterilmesini müteakip, tek frekanslı aydınlatma (monokromatik) durumunda farklı problemler için frekans domeni çözüm yöntemi ile hesaplamalar yapılacak, elde edilen sonuçlar gösterilecektir. Bu örnekler kapsamında, gelen elektromanyetik dalgaya ait skaler potansiyelin yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğuna katkısı da incelenecektir. Skaler potansiyelin katkısı için yapılan bu inceleme çalışması literatürde ilk kez yapılmış bir çalışmadır.

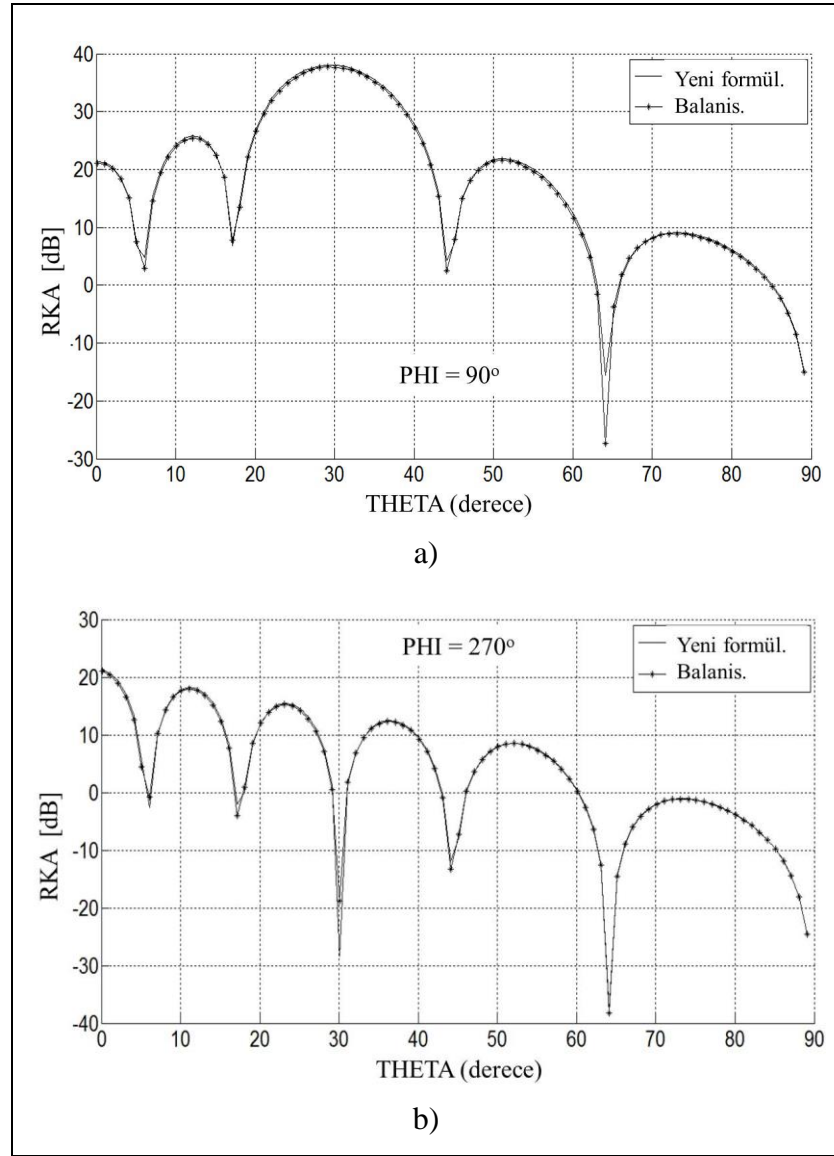
5.2.1. Uzun Aydınlatma Mesafesi İçin Frekans Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması

Bölüm-5.1.2’de, zaman domeninde türetilen analitik çözümlerin doğruluğunun incelenmesi maksadıyla uzak-uzak durumu (kaynak ve gözlem noktalarının her birinin saçıcıdan uzakta olduğu durum) için literatürde iyi bilinen bir problem olan ve [19]’da FO yöntemi kullanılarak analitik çözümü elde edilen kare plakadan saçılma problemi kullanılmıştı. Bu bölümde de aynı problem, frekans domeninde

türetilen ve yakın-uzak durumu için önerilen çözümün, kaynağın saçıcıdan uzakta olduğu uzak-uzak durumu çözümüne yakınsadığının gösterilmesi için kullanılacaktır.

[19]'da verilen saçılma problemini hatırlarsak; boyutları $5m \times 5m$ olan kare şeklindeki saçıcı, $\hat{\mathbf{k}} = (\hat{\mathbf{a}}_y - \sqrt{3}\hat{\mathbf{a}}_z)/2$ yönünde yayılan, $\hat{\mathbf{p}} = (\sqrt{3}\hat{\mathbf{a}}_y + \hat{\mathbf{a}}_z)/2$ polarizasyonlu düzlemsel dalga ile 300 MHz frekansında aydınlatılmakta ve bu durum için saçıcının radar kesit alanı, FO yöntemi kullanılarak analitik olarak hesaplanmaktaydı. Dikkat edilirse bu problemde tek bir frekans için (300 MHz) çözüm yapılması yeterlidir. Bu nedenle Bölüm-4.3'te açıklanan frekans domeni çözümü yeterli olacaktır. 300 MHz dışında farklı bir frekans için çözüm istenirse frekans domeni çözümünü baştan sona tekrarlamak gerekmektedir. Ancak bahse konu problem için zaman domeninde yapılan çözümde, elde edilen zaman dizileri kullanılarak istenilen herhangi bir frekans için sadece AZFD kullanılarak istenilen frekans için sonucu elde etmek mümkündür.

Bu tez çalışması kapsamında türetilen zaman domeni çözüm yönteminin, [19]'da çözülen problem ile benzeştirilmesi kapsamında, boyutları $5m \times 5m$ olan kare şeklindeki saçıcı, merkezi orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine yerleştirilmiş ve $(x = 0, y = 5000, z = 5000\sqrt{3})$ noktasına yerleştirilmiş $\hat{\mathbf{p}} = (\sqrt{3}\hat{\mathbf{a}}_y + \hat{\mathbf{a}}_z)/2$ polarizasyonlu sonsuz küçük dipol ile aydınlatılmıştı. Orijin noktası (kare plakanın merkezi) ile kaynak arasındaki mesafenin (aydınlatma mesafesi) 10.000 metre olduğu bu geometri için zaman domeninde elde edilen radar kesit alanı, [19]'da verilen radar kesit alanı ile karşılaştırılmış, sonuçlar arası uyumun mükemmel olduğu görülmüştü. Aynı saçılma problemi için frekans domeni çözüm yöntemi ile (4.49)'i kullanarak yaptığımız çözümde elde ettiğimiz radar kesit alanı da, yöntemin doğruluğunun incelenmesi amacıyla [19]'da verilen çözüm ile karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırma Şekil 5.7'de görselleştirilmiştir. Şekil 5.7'de düz çizgiler, bu tez çalışması kapsamında frekans domeninde türetilen çözüm yöntemi ile elde edilen sonuçları, işaretleyicili (markerli) çizgiler [19]'da verilen sonuçları göstermektedir. Beklendiği üzere, [19]'da verilen sonuçlar ile bu tez çalışması kapsamında türetilen frekans domeni çözüm yöntemi ile elde edilen sonuçlar arasında mükemmel bir uyum vardır. Şekil 5.7'de kullanılan PHI; x-ekseni ile saçılma yönünün $z = z_0$ düzlemine izdüşümü arasında kalan açıyı, THETA ise z-ekseni ile saçılma yönü arasında kalan açıyı göstermektedir.



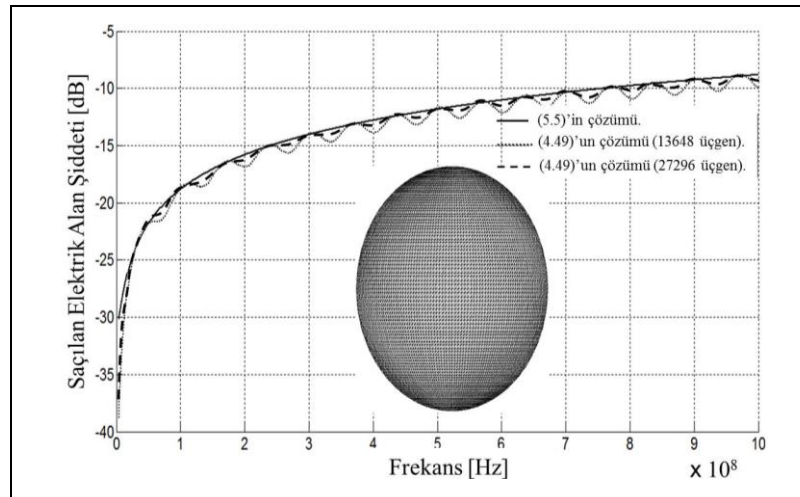
Şekil 5.7: Frekans domeninde uzun aydınlatma mesafesi için RKA karşılaştırması.
a) PHI açısı 90 derece, b) PHI açısı 270 derece.

Şekil 5.7 göstermiştir ki; aydınlatma mesafesinin uzun olduğu durumlarda, bu doktora çalışması kapsamında frekans domeninde önerilen çözüm, literatürde uzak-uzak olarak çalışılan duruma yakınsamaktadır.

Frekans domeninde önerilen çözüm ile elde edilen sonuçlar, zaman domeninde önerilen çözüm ile elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında, frekans domeni çözüm önerisinde kullanılan küçük üçgenlerin boyutları uygun büyüklükte alındığında (saçıcı cisim basit olduğundan sadece boyutsal uygunluk yeterlidir) her iki domende elde edilen sonuçların birebir aynı olduğu görülmüştür.

5.2.2. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Frekans Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması-I

Yakın-uzak durumu için zaman domeninde önerilen çözüm yönteminin karşılaştırılması maksadıyla, bu doktora çalışması kapsamında sonsuz küçük dipol tarafından aydınlatılan ve yarıçapı a olan mükemmel elektrik iletken küreden saçılan elektrik alan için analitik bir formül türetilmiş, (5.5), ve Şekil 5.3'te verilen bu geometri için elde edilen sonuçlar Bölüm-5.1.3'te karşılaştırılmıştı. Bu bölümde aynı saçılma problemi için, frekans domeninde önerilen çözüm yöntemi, (4.49), kullanılarak sonuçlar elde edilmiş ve elde edilen sonuçlar Şekil 5.8'de karşılaştırılmıştır. Bu örnek problemde de frekans domeninde önerilen çözüm yöntemi ile elde edilen sonuçların, zaman domeninde önerilen çözüm yöntemi ile elde edilen sonuçlarla birebir aynı olduğu gözlenmiştir. Sonuçların aynı olması nedeniyle zaman domeninde yapılan yorum, frekans domeni için de yapılabilir.



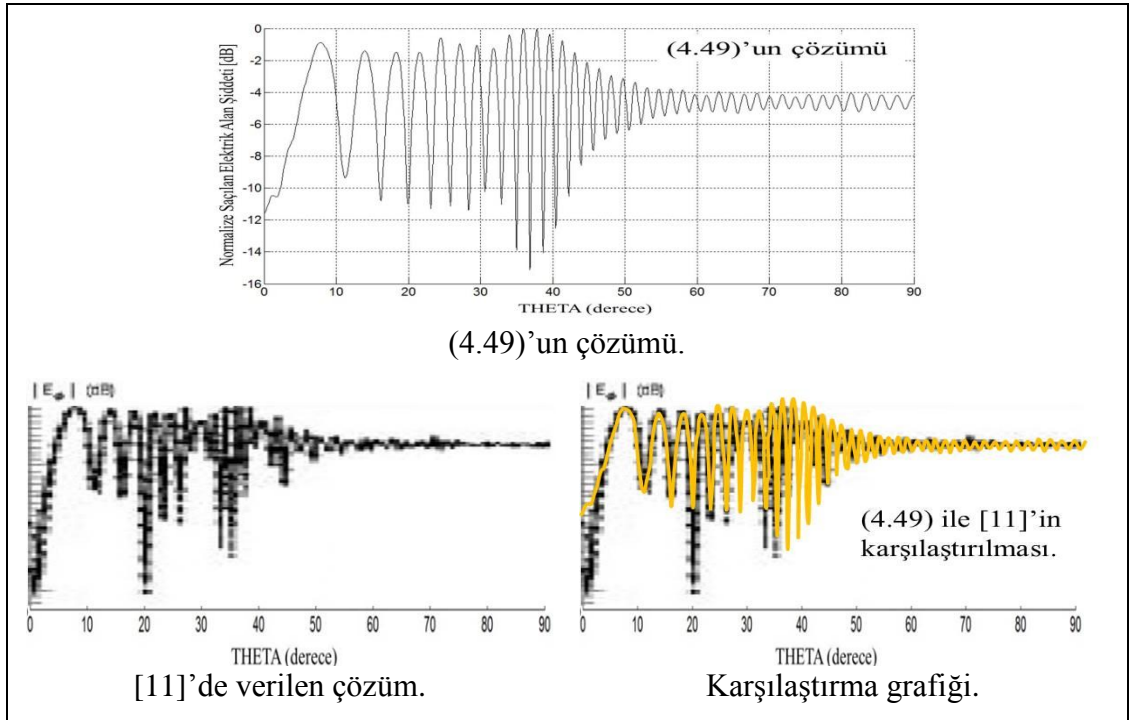
Şekil 5.8: Frekans domeninde yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alan karşılaştırması (I).

Frekans domeninde yapılan çalışmalarda görülmüştür ki; (4.49) kullanılarak yapılan çözümlerin doğruluğu küçük üçgenlerin boyutları ile doğrudan ilişkilidir. Bu çözüm yönteminde esas olan kesişim eğrisinin doğru parçaları ile doğru olarak modellenebilmesidir. Bunun sağlanabilmesi maksadıyla tek frekans için çözüm yapılan frekans domeni çözüm yönteminde, küçük üçgenlerin kenar uzunluklarının, d_i , çalışılan dalga boyunun, λ , en fazla onda biri uzunluğunda, $\max(d_i) < \lambda/10$, olması gerektiği söylenebilir.

5.2.3. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Frekans Domeni Çözümlerinin Karşılaştırılması-II

Yakın-uzak durumu için saçılma problemlerini çözmek bu doktora çalışmasının temel amacıdır. Bu nedenle bu çalışma kapsamında türetilen çözüm önerilerinin doğruluğunun pekiştirilmesi maksadıyla, literatürde yakın-uzak durumunda tek frekans (monokromatik durum) için durağan faz yöntemi kullanılarak çözülmüş bir başka saçılma problemi [11], bu doktora çalışması kapsamında türetilen frekans domeni çözüm yöntemi ile çözülmüştür. Çözülen saçılma probleminde, λ dalga boyu olmak üzere, boyutları $5\lambda \times 5\lambda$ olan kare şeklindeki saçıcının, merkezinin 25λ üzerine yerleştirilmiş ve yüzey normaline dik yönde (paralel) polarizasyona sahip sonsuz küçük dipol ile aydınlatılmaktadır.

Bahse konu problem için bu doktora çalışması kapsamında önerilen frekans domeni çözümü, (4.49), kullanılarak elde edilen sonuç ile [11]'de verilen sonuç grafik programı kullanılarak üst üste çizdirilmek suretiyle karşılaştırılmış olup, sonuçlar ve karşılaştırma grafiği Şekil 5.9'da verilmiştir. Yapılan karşılaştırmada sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir. Şekil 5.9'da yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.



Şekil 5.9: Frekans domeniinde yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alan karşılaştırması (II).

Yapılan çalışmalarda zaman ve frekans domenlerinde elde edilen sonuçların, türetilen çözüm yöntemlerinin doğru kullanıldığında (zamanda örneklerin uygun aralıklarla alınması, modellemenin doğru yapılması, frekans domeninde küçük üçgenlerin boyutlarının doğru belirlenmesi gibi) aynı sonuçları verdiği görüldüğünden ve tek frekans için frekans domeni çözüm yönteminin hesaplama maliyeti yönünden avantajlı olması nedeniyle monokromatik durumlarda saçılan elektrik alan şiddeti frekans domeni çözüm yöntemi kullanılarak hesaplanmıştır.

5.3. Yakın Aydınlatma Mesafesi İçin Skaler Potansiyelin Katkısının İncelenmesi

Bu doktora çalışması kapsamında zaman ve frekans domenlerinde türetilen çözüm yöntemlerinin en büyük katkılarından biri de, indüklenen akım yoğunluğunun neden olduğu saçılan elektrik alan şiddeti hesaplanırken, kaynağın skaler potansiyelinin indüklenen akım yoğunluğuna katkısının ihmal edilmemesidir. Bu katkı, FO integrallerinden (3.13) ile verilen integraldir.

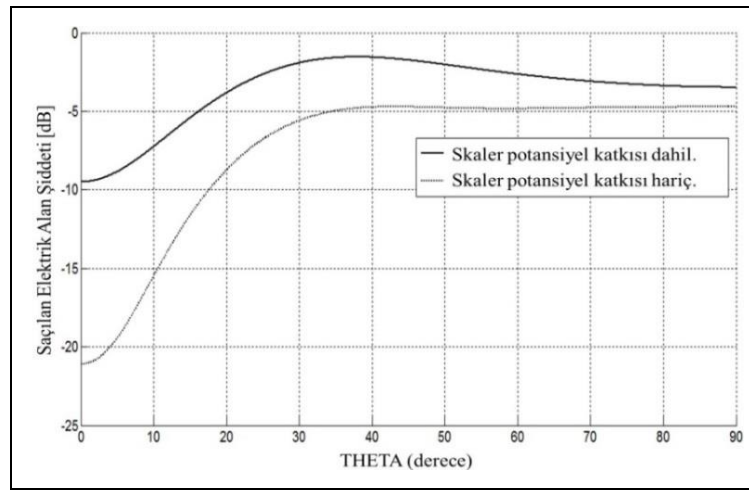
Bu bölümde (3.13) ile verilen skaler potansiyel katkısının, saçılma problemlerinde saçılan alanları doğrudan etkileyen bazı parametrelerin değişmesi durumunda nasıl etkilendiği incelenecek ve bu katkının ihmal edilmesi durumunda yapılan hatalar belirlenecektir. Skaler potansiyelin katkısı için çalışmalar yapılırken monokromatik durum için sonuç üretileceğinden hesaplama maliyetinin daha düşük olması nedeniyle frekans domeni çözüm yöntemi kullanılmıştır.

5.3.1. Skaler Potansiyelin Katkısı

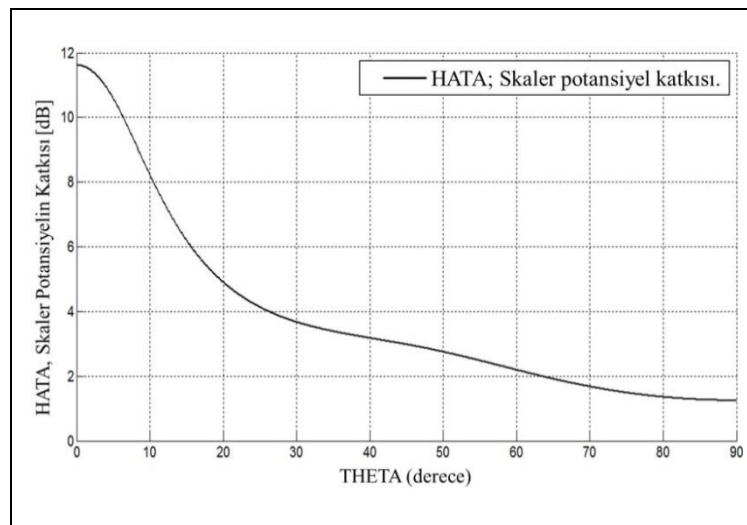
Bu doktora çalışması kapsamında zaman ve frekans domenlerinde türetilen çözüm önerilerinin temel katkısı saçıcı yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğu hesaplanırken skaler potansiyel katkısının hesaplamalara dahil edilmesidir. (3.13) ile verilen skaler potansiyel katkısı özellikle yakın aydınlatma mesafesi için saçılan alanda büyük değişikliğe neden olmaktadır.

Skaler potansiyelin katkısını göstermek amacıyla, boyutları $2\lambda \times 2\lambda$ olan kare şeklindeki saçıcı, merkezinin 0.1λ üzerine yerleştirilmiş ve yüzey normaline dik yönde (paralel) polarizasyona sahip sonsuz küçük dipol ile 300 MHz frekansında aydınlatılarak saçılan elektrik alan şiddeti; hem skaler potansiyelin katkısı dahil

edilerek, hem de dahil edilmeden hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 5.10'da verilmiştir. Şekil 5.10'da yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır. Şekil 5.10'da verilen iki grafik arasındaki fark, skaler potansiyelin saçılan alana katkısıdır ve hesaplamalara dahil edilmediğinde yapılan hatadır. Çalışılan geometri için yapılan hesaplamadaki hata Şekil 5.11'de verilmiştir. Saçılma yönüne bağlı olarak yapılan hata çok büyük olabilmektedir. Şekil 5.11'de hatanın 12 dB'ye kadar çıktığı görülmektedir. Bu örnek skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmemesi gerektiğini göstermektedir. Şekil 5.11'de yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.



Şekil 5.10: Skaler potansiyelin katkısı.

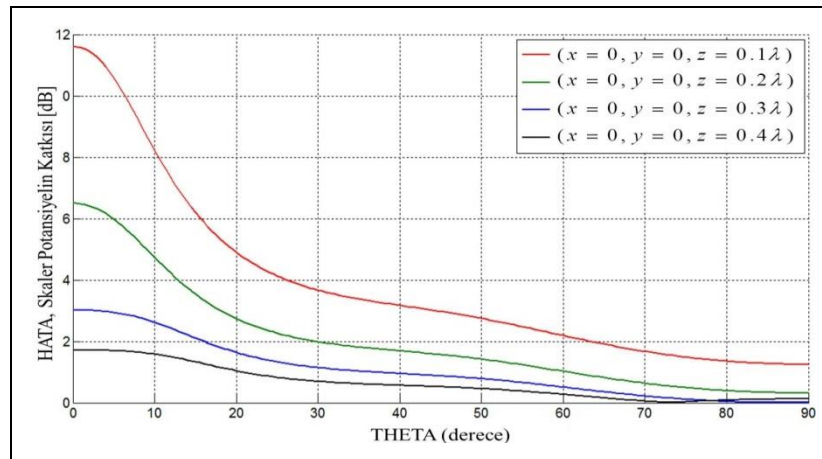


Şekil 5.11: Skaler potansiyelin ihmalinde yapılan hata.

5.3.2. Kaynağın Konumunun Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi

Doktora çalışmasının bu bölümünde, kaynağın yerleştirildiği konumun (saçıcının yakınında olmak koşulu altında), skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmesi ile yapılan hataya etkisi incelenecektir. Bu incelemede, boyutları $2\lambda \times 2\lambda$ olan kare şeklindeki saçıcı, merkezi orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine yerleştirilmiş ve sırasıyla $(x=0, y=0, z=0.1\lambda)$, $(x=0, y=0, z=0.2\lambda)$, $(x=0, y=0, z=0.3\lambda)$ ve $(x=0, y=0, z=0.4\lambda)$ konumlarına yerleştirilmiş paralel polarizasyonlu sonsuz küçük dipoller kullanılarak 300 MHz frekansında aydınlatılmıştır.

Elde edilen hatalar (skaler potansiyelin katkıları) Şekil 5.12’de verilmiştir. En basit konum değişikliği olan yüksekliğin değişiminde dahi, yapılan hataların konumun değişiminden nasıl etkilendiği Şekil 5.12’de görülmektedir. Bu örnek antenin konumunun saçılan elektrik alanı nasıl etkilediğini gösteren önemli bir örnektir. Antenin konumunun değişmesi; gelen dalganın geliş yönünün ve saçıcıyı modelleyen üçgenler ile kaynağın arasındaki mesafenin değişmesi anlamına gelmektedir ki, bu değişimler skaler potansiyelin katkısını ve dolayısıyla saçılan elektrik alan şiddetini doğrudan etkiler. Şekil 5.12 ile verilen grafikleri yorumlayacak olursak, aydınlatma mesafesi arttıkça skaler potansiyelin katkısının azaldığını ve skaler potansiyelin katkısının saçılma yönüne bağlı olarak değiştiğini söyleyebiliriz.



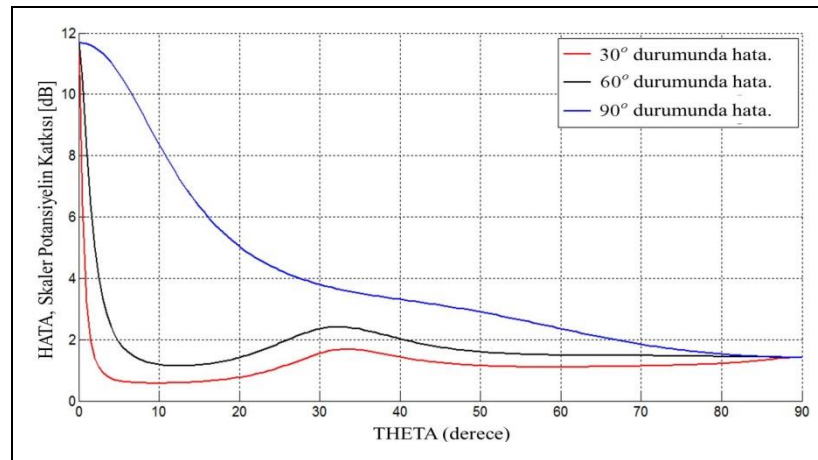
Şekil 5.12: Kaynağın konumunun hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.

Şekil 5.12 gösteriyor ki, saçılan elektrik alan hesaplanırken, skaler potansiyelin katkısı mesafeye, elektromanyetik dalganın geliş yönüne ve saçılma yönüne bağlı olarak değişim gösterdiğinden dolayı, skaler potansiyel için sabit bir hata kabulü yapılamaz ve skaler potansiyelin katkısı her durum için mutlaka hesaplanmalıdır. Şekil 5.12’de yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.

5.3.3. Kaynağın Polarizasyonunun Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi

Doktora çalışmasının bu bölümünde, kaynağın polarizasyonunun skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmesi ile yapılan hataya etkisi incelenecektir. Bu incelemede, boyutları $2\lambda \times 2\lambda$ olan kare şeklindeki saçıcı, merkezi orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine yerleştirilmiş ve $(x=0, y=0, z=0.1\lambda)$ konumuna yerleştirilmiş sonsuz küçük dipol kullanılarak 300 MHz frekansında aydınlatılmıştır. Farklı polarizasyonlar elde etmek amacıyla, x-ekseni ile \hat{p} polarizasyon vektörü arasındaki ϕ açısı 90° olarak sabit tutulurken, z-ekseni ile \hat{p} polarizasyon vektörü arasındaki θ açısı 30° , 60° ve 90° olarak değiştirilmiştir.

Elde edilen hatalar (skaler potansiyelin katkıları) Şekil 5.13’te verilmiştir. Bu örnek kaynağın polarizasyonunun, saçılan elektrik alanı nasıl etkilediğini gösteren önemli bir örnektir. Şekil 5.13 ile verilen grafikleri yorumlayacak olursak, paralel polarizasyon için skaler potansiyelin katkısı çok daha etkili olmaktadır.



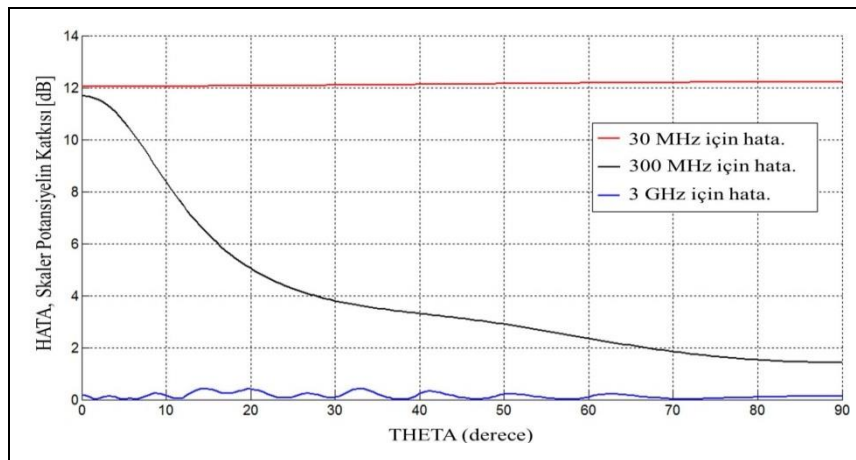
Şekil 5.13: Kaynağın polarizasyonunun hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.

Şekil 5.13 gösteriyor ki, skaler potansiyelin katkısı, polarizasyona ve saçılma yönüne bağlı olarak değişim göstermektedir ve skaler potansiyel için önceden belirlenebilecek sabit bir hata kabulü yapılamaz. Bu nedenle saçılan elektrik alan hesaplanırken, skaler potansiyelin katkısı her durum için mutlaka hesaplanmalıdır. Şekil 5.13'te yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.

5.3.4. Frekansın Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi

Doktora çalışmasının bu bölümünde, kaynağın çalışma frekansının skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmesi ile yapılan hataya etkisi incelenecektir. Bu incelemede, boyutları $2\text{m} \times 2\text{m}$ (m; metre) olan kare şeklindeki saçıcı, merkezi orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine yerleştirilmiş ve $(x = 0, y = 0, z = 0.1\text{m})$ konumuna yerleştirilmiş paralel polarizasyonlu sonsuz küçük dipol kullanılarak sırasıyla, 30 MHz, 300 MHz ve 3 GHz frekanslarında aydınlatılmıştır.

Elde edilen hatalar (skaler potansiyelin katkıları) Şekil 5.14'te verilmiştir. Frekansın arttığı durumda, dalga boyunun küçülmesi nedeniyle, saçıcının boyutları ile aydınlatma mesafesi elektriksel uzunluk (λ , dalga boyu) cinsinden artmaktadır. Bu örnek, saçıcının gerçek boyutlarının sabit olduğu durumda, frekansın değiştirilmesi sonucu elektriksel boyutlardaki değişimin saçılan elektrik alanı nasıl etkilediğini gösteren önemli bir örnektir. Şekil 5.14'te yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.



Şekil 5.14: Kaynağın frekansının hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.

Şekil 5.14 ile verilen grafikleri yorumlayacak olursak, skaler potansiyelin katkısının, alçak frekanslarda yüksek frekanslardaki katkıya oranla çok daha fazla olduğunu söyleyebiliriz. Ancak Şekil 5.14 gösteriyor ki, özellikle orta frekanslarda skaler potansiyelin katkısının homojen bir yapısı yoktur ve saçılma yönüne bağlı olarak değişim göstermektedir. Bu nedenle skaler potansiyel için önceden belirlenebilecek sabit bir hata kabulü yapılamaz ve saçılan elektrik alan hesaplanırken skaler potansiyelin katkısı her durum için mutlaka hesaplanmalıdır.

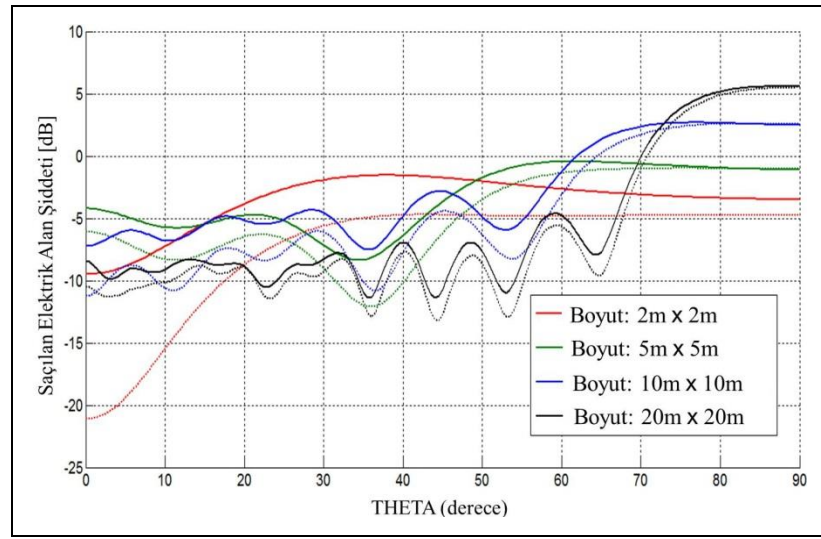
5.3.5. Saçıcı Cismin Gövdesinin Hataya (Skaler Potansiyelin Katkısına) Etkisi

Doktora çalışmasının bu bölümünde, saçıcı cismin gövdesinin skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmesi ile yapılan hataya etkisi incelenecektir. Bu incelemede, saçıcı cismin gövdesinde en kolay yapılabilecek değişiklik, saçıcı cisim olarak belirlenen kare plakanın boyutlarının değiştirilmesi olduğundan, sırasıyla kenar uzunlukları 2m, 5m, 10m ve 20m (m; metre) olan kare şeklindeki saçıcılar, merkezleri orijin noktasında olacak şekilde $z = z_0$ düzlemine yerleştirilmiş ve $(x = 0, y = 0, z = 0.1\lambda)$ konumuna yerleştirilmiş paralel polarizasyonlu sonsuz küçük dipol kullanılarak 300 MHz frekansında aydınlatılmıştır.

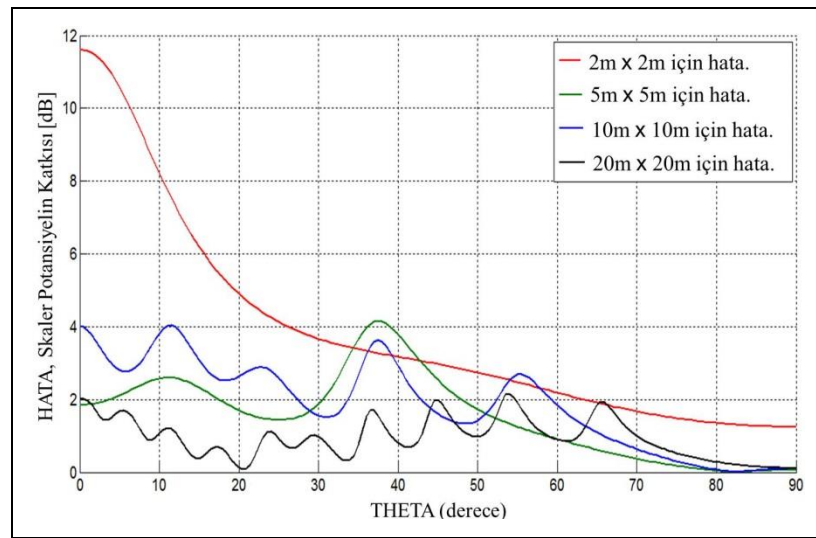
Saçılan elektrik alan şiddeti, hem skaler potansiyelin katkısı dahil edilerek, hem de dahil edilmeden hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 5.15'te verilmiştir. Şekil 5-15'teki kesikli çizgiler skaler potansiyelin katkısının dahil edilmediği, kesiksiz çizgiler ise skaler potansiyelin katkısının dahil edildiği durumdaki saçılan elektrik alanı göstermektedir. Beklendiği üzere saçılan elektrik alanların örüntülerindeki değişimler, saçılma yönünün açısı artıkça artmaktadır. Şekil 5.15'te yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.

Ayrıca skaler potansiyelin ihmal edilmesi durumunda yapılan hataları daha net görebilmek amacıyla, her bir durum için yapılan hatalar (skaler potansiyelin katkıları) Şekil 5.16'da verilmiştir. Çalışılan bu örnek, en basit gövde değişikliği olan boyutların değişiminde dahi, gövde değişikliğinin saçılan elektrik alanı nasıl etkilediğini gösteren önemli bir örnektir. Frekans sabit tutulurken saçıcının boyutlarının değiştirilmesi saçıcının elektriksel boyutlarının değiştirilmesi olarak da düşünülebilir. Bu kapsamda boyut değişiminde yapılan hataları, saçıcının gerçek boyutlarının sabit tutularak frekansın değiştirildiği Bölüm-5.3.4'teki hatalara

benzetebiliriz. Şekil 5.16 ile verilen grafikleri yorumlayacak olursak, boyutların büyüdüğü durumda hataların; saçılma yönüne bağlı olarak dalgalanma yaptığı, bazı açılarda yüksek iken bazı açılarda düşük olduğu ve homojen bir hata örüntüsünün olmadığı görülmektedir. Şekil 5.16 gösteriyor ki, saçılan elektrik alan hesaplanırken, skaler potansiyelin katkısı saçıcı cismin gövdesine ve saçılma yönüne bağlı olarak değişim gösterdiğinden dolayı, skaler potansiyel için sabit bir hata kabulü yapılamaz ve skaler potansiyelin katkısı her durum için mutlaka hesaplanmalıdır. Şekil 5.16'da yer alan THETA, saçılma yönü ile saçıcının yüzey normali arasındaki açıdır.



Şekil 5.15: Saçıcı cismin boyutları değiştiğinde saçılan elektrik alan şiddetleri.



Şekil 5.16: Saçıcı cismin gövdesinin hataya (skaler potansiyelin katkısına) etkisi.

6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu doktora çalışmasının temel amacı, kaynağın yakınında bulunan mükemmel iletken saçıcıdan saçılan alanları hesaplamak maksadıyla bir yöntem geliştirmektir. Bu kapsamda, her ne kadar tezin başlığından zaman domeninde (uzayında) çalışılacağı belirtilse de, zaman domeninde yapılan çalışmaları desteklemek maksadıyla frekans domeninde de çalışılmış ve hem zaman domeninde, hem de frekans domeninde saçılan alanların hesaplanması için çözüm yöntemleri geliştirilmiştir.

Bu bölümde öncelikle önceki bölümlerin özeti verilerek elde edilen sonuçlar değerlendirilecek, müteakiben gelecekte yapılabilecek çalışmalara destek olabilecek ya da yön gösterebilecek öneriler sunulacaktır.

6.1. Sonuçlar

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, saçıcı yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğunun belirlenmesi çözüm için atılacak ilk adımdır. FO yöntemi, bu akım yoğunluğunun belirlenmesinde kullanılan en yaygın yöntemlerden biridir. Bu yöntemle, saçıcı yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu, saçıcı yüzeyine gelen elektromanyetik dalgaya ait manyetik alan şiddeti kullanılarak bulunur. FO yönteminde, akım yoğunluğunun sadece aydınlık yüzeylerde indüklendiği kabul edilir. Bu nedenle FO yöntemi kullanılarak yapılan çözümlerde bir yaklaşıklık vardır ve bu yaklaşıklığa FO yaklaşıklığı adı verilir. Bu doktora çalışması kapsamında saçıcı cismin yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu FO yaklaşıklığı kullanılarak hesaplanmıştır. FO yöntemi ve yaklaşıklığı ile aydınlık yüzeyler hakkında detaylı bilgi Bölüm-2’de verilmiştir.

Bölüm-2’de ayrıca, FO yaklaşıklığı ile elde edilen akım yoğunluğunun neden olduğu saçılma neticesinde, kaynaktan uzakta bulunan gözlem noktasında gözlenen saçılan elektrik alan şiddeti için genel bir zaman domeni ifadesi elde edilmiştir. Saçılma problemine ait geometri ve bu geometrinin mesafelere bağlı olarak yorumlanması yine Bölüm-2’de ele alınmıştır.

Elektromanyetik saçılma problemlerinde, aydınlatma mesafesi olarak tanımlanan kaynak ile saçıcı arasındaki mesafeye ve gözlem mesafesi olarak

tanımlanan gözlem noktası ile saçıcı arasındaki mesafeye bağlı olarak geometri dört farklı durumda incelenebilir. Bu çalışmada bahse konu durumlar, uzak-uzak durumu, yakın-yakın durumu, uzak-yakın durumu ve yakın-uzak durumu olarak adlandırılmıştır. Bu isimlendirmelerde ilk terim aydınlatma mesafesini, ikinci terim gözlem mesafesini belirtmektedir. Bu doktora çalışmasında tüm durumlar için geometri kısaca açıklanmıştır, ancak, çalışmanın amacı kaynağın yakınındaki saçıcıdan saçılan alanlara ait saçılma örüntüsünün çıkarılması olduğundan, sadece yakın-uzak durumu için çözüm yöntemi türetilmiştir.

Yakın-uzak durumunda gerçekleşecek saçılmanın FO yöntemi kullanılarak hesaplanabilmesi için saçıcı yüzey üzerine gelen manyetik alan şiddetinin bilinmesi gerekmektedir. Bu nedenle elektromanyetik kaynağın belirlenmesi ve çözümlerin bu kaynağa göre yapılması şarttır. Bir problem için çözüm yöntemi geliştirirken, çözüm yönteminin mümkün olan en geniş kullanım alanının olması esastır. Bu nedenle bu çalışmada, diğer tüm kaynak (anten) tiplerinin modellenmesinde kullanılabilen sonsuz küçük dipol, kaynak olarak seçilmiş ve çözüm yöntemleri birim dürtü (impuls) ile uyarılmış sonsuz küçük dipol için türetilmiştir. Kaynak olarak kullanılan sonsuz küçük dipol hakkında detaylı bilgi Bölüm-2’de verilmiştir. Saçılma problemlerini, girişi gelen dalga ve çıkışı saçılan dalga olan bir sistem olarak düşünürsek; bu doktora tezi kapsamında yapılan çalışma, sistemin birim dürtü (impuls) cevabı olarak kabul edilebilir.

Bölüm-3’te FO yaklaşıklığı ile sonsuz küçük dipol için, Bölüm-2’de yakın-uzak durumu için zaman domeninde genel olarak verilen saçılan elektrik alan şiddeti ifadesi yeniden düzenlenmiştir. Gözlem noktasındaki saçılan elektrik alan şiddeti, saçıcı yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğunun neden olduğu saçılma neticesinde oluşacağından, saçılan elektrik alan için yazılan yeni ifadede iki adet yüzey integrali bulunmaktadır. FO integrali olarak adlandırılan bu integrallerden ilki, kaynağın skaler potansiyel katkısını, ikincisi ise manyetik vektör potansiyel katkısını ifade etmektedir.

FO integralleri, FO yaklaşıklığından dolayı sadece aydınlık yüzeyler için tanımlıdır. Bu nedenle bu yöntemle bir saçılma problemi çözülürken saçıcının modellenmesi ve aydınlık yüzeylerin belirlenmesi gerekir. Bu doktora çalışmasında saçıcı, üçgenler kullanılarak modellenmiş ve hesaplamaların yapılacağı aydınlık yüzeyler, yüzey normali kontrolü ve ışın takibi yöntemi kullanılarak belirlenmiştir. Kısmen aydınlanan üçgenler, hatanın minimize edilmesi amacıyla daha küçük

üçgenlere bölünmüş ve aydınlık yüzeylerin belirlenmesindeki hassasiyet artırılmıştır. Modelleme ve aydınlık yüzeylerin belirlenmesi hakkında detay bilgi Bölüm-3'te verilmiştir.

Çözüm yöntemi geliştirilirken öncelikle saçıcının tek bir üçgen ile modellenebilen basit yapıda olduğu kabul edilmiş ve jenerik bir çözüm yöntemi geliştirilmiştir. Karmaşık yapıya sahip saçıcılar için hesaplama yapılırken, tek bir üçgen için geliştirilen jenerik yöntemin toplamsallık (superpozisyon) kuramı kullanılarak nasıl uygulanacağı Bölüm-3'te açıklanmıştır.

Yakın-uzak durumunda gerçekleşecek saçılma neticesinde gözlem noktasındaki elektrik alan şiddetinin FO yöntemi kullanılarak hesaplanabilmesi için FO integralleri olarak adlandırılan çift katlı integrallerin çözülmesi gerekmektedir. FO integrallerinin içindeki, zamanda gecikmenin matematiksel karşılığı olan, Dirac delta fonksiyonları çözümün anahtarı durumundadır. FO integralleri, Radon Dönüşümü (RD) yorumu ile tek katlı çizgi integralleri haline dönüştürülebilmektedir. Bu dönüşümler, Bölüm-4'te Dirac delta fonksiyonu kullanılarak tanımlanmış olup, özetle Dirac delta fonksiyonunun argümanının tanımladığı konumsal şart ile integralin tanımlandığı yüzeyin (bu çalışmada saçıcıyı modelleyen üçgenlerden her biri, hesaplama üçgeni) kesiştirilerek tek katlı integral elde edilir. Elde edilen tek katlı çizgi integrallerinin hesaplanması, saçılma problemlerinin çözümünde asıl çalışma alanıdır.

Yakın-uzak durumunda Dirac delta fonksiyonunun argümanı zamanla değişen (yarıçapı büyüyen) bir dairesel paraboloid tanımlamaktadır. Saçılma yönüne (gözlem noktasına) bağlı olarak dairesel paraboloidin oryantasyonu değişmektedir. Hesaplama üçgeni ile dairesel paraboloidin kesişimi tek katlı integralin tanımlı olduğu eğriyi vermektedir. Dairesel paraboloidin oryantasyonuna ve hesaplama üçgeninin üzerinde bulunduğu düzleme bağlı olarak kesişim üç farklı eğri olabilmektedir. Bu kesişim durumları; çembersel, parabolik ve eliptik kesişim durumlarıdır. Bu doktora çalışması kapsamında her bir kesişim durumu için FO integrallerinin zaman domeni çözümleri analitik olarak türetilmiş olup, konu hakkındaki detay bilgi Bölüm-4'te verilmiştir.

Kaynağın yakınındaki mükemmel iletken saçıcıdan saçılan alanların FO yöntemi ile zaman domeninde hesaplanması maksadıyla türetilen bu analitik çözümler, doktora tezinin başlığı ile verilen ve tezin temel amacını oluşturan çözümlerdir. Zaman domeninde elde edilen analitik ifadelerle FO integrallerinin tam

ve kesin çözümleri yapılabilmektedir. Bu nedenle bu çözüm yönteminde sadece FO yaklaşıklığından ve saçıcı cismin üçgenler ile modellenmesinden gelen bir hata vardır. Ayrıca zaman domeni çözümlerinde elde edilecek sonuçların doğruluğu, saçıcının modellenmesine bağlı olduğu kadar, zamanda doğru örnek alınmasına da bağlıdır. Doğru zaman aralıkları ile alınan örnekler ile elde edilecek zaman dizileri, Ayrık Zaman Fourier Dönüşümü (AZFD) kullanılarak herhangi bir frekansta saçılan alanın örüntüsünün bulunmasını sağlayabilmektedir.

Belirli tek bir frekansta (monokromatik durum) aydınlatma yapıldığında zaman domeni çözümünün maliyeti, çözümün tüm frekans bileşenlerini kapsamasından dolayı yüksektir. Bu nedenle bu doktora çalışması kapsamında, özellikle monokromatik durumda kullanılması maksadıyla FO integrallerinin çözümüne yönelik frekans domeni çözüm yöntemi de geliştirilmiştir. Detay bilgileri Bölüm-4'te verilen frekans domeni yönteminde FO integrallerinin çözümü, modellemede kullanılan üçgenlerin kenar boylarının dalga boyuna oranla çok küçük alınarak, kesişim eğrilerinin doğru parçaları ile modellenmesi esasına dayanmaktadır. Bu yöntemde, zaman domeni çözümünden farklı olarak, kesişimlerin doğru parçaları ile modellenmesi nedeniyle, FO yaklaşımı ve saçıcının modellenmesi ile yapılan hataya ilave hata yapılmaktadır. Ancak üçgenlerin dalga boyuna oranla çok küçük boyutlarda düzenlenmesi bu ilave hatayı minimize etmektedir. Bununla birlikte, özellikle yüksek frekanslarda dalga boyunun çok küçük olması, tek bir üçgenle dahi modellenebilecek bir saçıcının çok fazla miktarda üçgen ile modellenmesini gerektirmekte ve hesaplama maliyetini artırabilmektedir.

Bölüm-4'te ayrıca zaman domeni yönteminde kullanılmak üzere integral sınırlarının belirlenmesi konusu detaylı olarak açıklanmıştır.

Bölüm-5'te bu doktora çalışması kapsamında çözülen nümerik örnekler sunulmuştur. Bu örneklerle öncelikle türetilen çözüm yöntemlerinin doğruluğunun gösterilebilmesi amaçlanmıştır. Bu amaçla her iki çözüm yöntemi için de, hem uzak-uzak durumu, hem de yakın-uzak durumu için literatürde daha önce çalışılmış saçılma problemleri çözülmüş ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu doktora çalışması kapsamında türetilen çözümler ile elde edilen sonuçların, literatürdeki sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür. Bu çalışmalar esnasında her iki yöntemle elde edilen sonuçların (yöntemlerin doğru uygulanması durumunda) birebir aynı olduğu görülmüştür.

Literatürde yakın-uzak durumu için karşılaştırma yapılabilecek yeterli çalışma bulunmamaktadır. Bu nedenle bu çalışma kapsamında yakın-uzak durumu için özel bir saçılma problemi tanımlanmıştır. Bu problemde kaynağın yakınında bulunan küreden saçılan elektrik alan şiddeti için analitik bir ifade türetilmiştir. Türetilen bu ifadede yer alan integralin numerik çözümü ile elde edilen sonuç, bu doktora çalışması kapsamında önerilen hem zaman domeni, hem de frekans domeni çözümleri kullanılarak hesaplanan sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Tüm sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür. Bu doktora çalışması kapsamında türetilen yöntemler, literatürde yakın-uzak durumu için örnekleri bulunmadığından zaman uzayında sonlu farklar (ZUSF) yöntemi ya da sonlu elemanlar yöntemi gibi nümerik yöntemlerle karşılaştırılamamıştır. Yapılan bu çalışma, yakın-uzak durumu için numerik yöntemler kullanılarak yapılacak çalışmalarda da referans olarak kullanılabilir. Nümerik yöntemlerle yakın-uzak durumu için yapılacak çalışmaların, bu çalışmayla türetilen yöntemlerin doğrulanması kapsamında da faydalı olacağı değerlendirilmektedir.

Geliştirilen çözüm yöntemlerinin doğruluğunun gösterilmesini müteakip, zaman domeninde jenerik bir RF güdümlü mermi için saçılma problemi çözülmüş ve sonuçlar Bölüm-5'te verilmiştir.

Bu doktora çalışmasının en büyük katkılarından biri, türetilen çözüm yöntemlerinde, saçıcının yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğu hesaplanırken skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmemesidir. Bu katkının ihmal edilmesi durumunda, ihmalin saçılan elektrik alan şiddetine ve saçılma örüntüsüne etkisinin gösterilmesi amacıyla çözülen örnekler Bölüm-5'te incelenmiştir. Bu incelemeler neticesinde, yakın-uzak durumunda, indüklenen akım yoğunluğu hesaplanırken skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmemesinin gerekliliği çok açık bir şekilde görülmektedir. Literatürde, skaler potansiyelin katkısını ihmal etmeden, durağan faz yöntemi kullanarak frekans domeninde çözüm üreten çalışmalar bulunmakla birlikte, bu doktora çalışması kapsamında zaman domeninde türetilen çözüm yöntemi, skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmediği tek zaman domeni çözüm yöntemidir.

Bu doktora çalışması kapsamında kaynak olarak pratikte var olmayan, ancak tüm kaynakların modellenmesinde kullanılabilen sonsuz küçük dipol kullanılmıştır. Pratikte olmayan bu teorik kaynak, aslında Hertz dipolü olarak da bilinen sonlu uzunluklu dipol antenin limit durumudur.

6.2. Öneriler

Bu doktora çalışmasının en büyük katkılarından biri olan skaler potansiyelin saçıcının yüzeyinde indüklenen akım yoğunluğuna katkısının, saçılan elektrik alan şiddetine ve saçılma örüntüsüne etkisi ile yakın-uzak durumunda skaler potansiyelin katkısının ihmal edilmesinin neden olduğu hatalar, literatürde daha önce incelenmemiş olup, sadece bu doktora çalışması kapsamında ele alınmıştır. Doktora çalışması kapsamında ilk kez yapılan bu çalışmaların derlenerek uluslararası bir ortamda yayımlanabileceği değerlendirilmektedir.

Bu doktora çalışması kapsamında elektromanyetik kaynak olarak sonsuz küçük dipol kullanılmıştır. Pratikte var olmayan bu kaynak yerine, pratikte kullanılan bir kaynağın sonsuz küçük dipollerle modellenerek saçılan alanların hesaplanabileceği değerlendirilmektedir.

Bu doktora çalışmasında yakın-uzak durumu çalışılmıştır. Mükemmel iletken saçıcı üzerine yerleştirilmiş bir antenin ışınma örüntüsü çıkarılırken ya da reflektör antenlerin ışınma örüntüleri bulunurken bu çalışma ile türetilen çözümler kullanılabilir. Benzer şekilde, günümüzde yakın-yakın durumu için de bina içi kablosuz haberleşme uygulamaları ya da yansız odada radar kesit alanı ölçümleri gibi pek çok uygulama söz konusudur. Yapılan bu çalışma, yakın-yakın durumu için yol gösterici olabilir niteliktedir.

KAYNAKLAR

- [1] Gordon W. B., (1975), "Far-field approximations to the Kirchhoff-Helmholtz representations of scattered fields", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 23 (4), 590-592.
- [2] Bölükbaş D., Ergin A. A., (2005), "A radon transform interpretation of the physical optics integral", Microwave and Optical Technologies Letters, 44 (3), 284-288.
- [3] Serim H. A., Ergin A. A., (2008), "Computation of the physical optics integral on NURBS surfaces using a radon transform interpretation", IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 7, 70-73.
- [4] Zhou X., Cui T. J., (2012), "A closed-form representation of time domain far fields based on physical optics", IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 11, 965-968.
- [5] Pouliguen P., Gadenne P., Marty J. Y., (1996), "Radar reflectivity of a target illuminated by a spherical wave", AGARD Conference on Radar Signature Analysis and Imaging of Military Targets, 19-32, Ankara, Turkey, 07-10 October.
- [6] Bourlier C., Pouliguen P., (2009), "Useful analytical formulae for near-field monostatic radar cross section under the physical optics: far-field criterion", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 57 (1), 205-214.
- [7] Burkholder R. J., Lee T.-H., (2005), "Adaptive sampling for fast physical optics numerical integration", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 53 (5), 1843-1845.
- [8] S. Karaca, (2004), "Computing The Effect Of Antenna Locations On The Radiation Pattern On Board Complex Platforms", Yüksek Lisans Tezi, Deniz Harp Okulu.
- [9] Chen M., Zhang Y., Zhao X.-W., C.-H. Liang, (2007), "Analysis of antenna around NURBS surface with hybrid MoM-PO technique", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 55 (2), 407-413.
- [10] Huang K., He Z.-L., Liang C.-H., (2010), "Efficient analysis of antenna around electrically large NURBS platform with accelerating MoM-PO method", IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 9, 134-137.
- [11] Conde O. M., Perez J., Catedra M. F., (2001), "Stationary phase method application for the analysis of radiation of complex 3-D conducting structures", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 49 (5), 724-731.

- [12] Serim H. A., Ulku H. A., Karaca S., Ozturk H., Ergin A. A., (2008), "Geometric evaluation of physical optics integrals using a time-domain approach", IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium and USNC/URSI National Radio Science Meeting, San Diego, CA, USA, 05-11 July.
- [13] Yucel A.C. , Ergin A. A., (2006), "Exact evaluation of retarded-time potential integrals for the RWG bases", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 54 (5), 1492-1502.
- [14] Ülkü H.A., Ergin A. A., (2007), "Analytical evaluation of the transient magnetic fields due to RWG current bases", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 55 (12), 3565-3575.
- [15] Ülkü H.A., A. A. Ergin, (2009), "Radon transform interpretation of physical optics integral for scalar waves: the near-near field case", Progress In Electromagnetics Research Symposium, 767-768, Moscow, Russia, 18-21 August.
- [16] Ülkü H.A., A. A. Ergin, (2010), "Radon transform interpretation of the physical optics integral and application to near and far field acoustic scattering problems", IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium and USNC/URSI National Radio Science Meeting, Toronto, Ontario, Canada, 11-17 July.
- [17] Balanis C. A., (2005), "Antenna Theory", 3rd Edition, Wiley.
- [18] Kraus J. D., Marhefka R. J., (2003), "Antennas: For All Applications", 3rd Edition, McGraw Hill.
- [19] Balanis C. A., (1989), "Advanced Engineering Electromagnetics", 1st Edition, Wiley.
- [20] Ülkü H.A., (2011), "Işıma İntegrallerinin Radon Dönüşümü Yorumu Ve Zaman Uzayı Saçılma Problemleri", Doktora Tezi, Gebze Teknik Üniversitesi.
- [21] Karaca S., Ergin A. A., (2015), "Closed-form time domain PO expressions of the electric field scattered from PEC objects illuminated by an electric dipole", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 63 (10), 4477-4485.
- [22] Ergin A. A., Karaca S., (2010), "An exact time domain evaluation for radiated fields from a Hertz dipole", 10th Mediterranean Microwave Symposium (MMS), 70-72, Güzelyurt, TRNC, 25-27 August.
- [23] Bladel J. V., (2007), "Electromagnetic Fields", 2nd Edition, Wiley-IEEE Press.

- [24] Möller T., Trumbore B., (1997), “Fast, minimum storage ray-triangle intersection”, *Journal of Graphics Tools*, 2 (1), 21-28.
- [25] Kreyszig E., (2010), “Advanced Engineering Mathematics”, 10th Edition, John Wiley & Sons.
- [26] Jeffrey A., (2002), “Advanced Engineering Mathematics”, 1st Edition, Harcourt/Academic Press.
- [27] Smith G. S., (1997), “An Introduction to Classical Electromagnetic Radiation”, 1st Edition, Cambridge University Press.
- [28] Stratton J.A., (2007), “Electromagnetic Theory”, 1st Edition, John Wiley & Sons.
- [29] Stutzman W. L., Thiele G. A., (2012), “Antenna Theory and Design”, 3rd Edition, Wiley.
- [30] Bladel J. V., (1991), “Singular Electromagnetic Fields and Sources”, 1st Edition, Oxford University Press.
- [31] Hoskins R. F., (2009), “Delta Functions: An Introduction To Generalised Functions”, 2nd Edition, Woodhead Publishing Limited.
- [32] Oppenheim A. V., Willsky A. S., (1997), “Signals and Systems”, 2nd Edition, Prentice Hall.

ÖZGEÇMİŞ

İbrahim Soner KARACA, 1977 yılında İstanbul'da doğdu. 1999 yılında Deniz Harp Okulu'ndan deniz subayı ve elektrik-elektronik mühendisi olarak mezun oldu. 2004 yılında Deniz Bilimleri ve Mühendisliği Enstitüsü'nde Elektronik Sistemleri yüksek lisans programını tamamladı. Halen Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda doktora eğitimine devam eden İbrahim Soner KARACA, Deniz Kuvvetleri Komutanlığı'nda elektronik mühendisi olarak görev yapmaktadır.