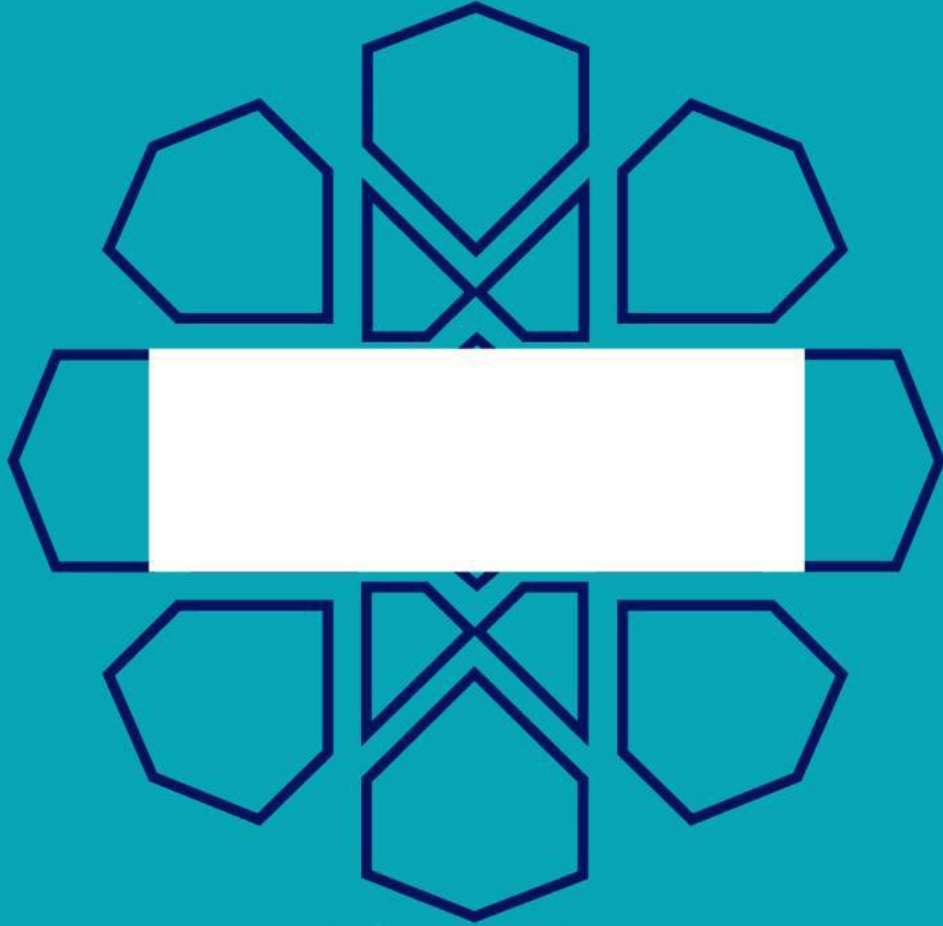




T.C.
Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü



Yüksek Lisans Tezi

**MÜKEMMEL İLETKEN PARABOLİK
REFLEKTÖRDEN SAÇILAN ALANLARIN
GENİŞLETİLMİŞ SINIR KIRINIM DALGASI TEORİSİ
İLE HESABI**

Can ALTINGÖZ



T.C
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MÜKEMMEL İLETKEN PARABOLİK REFLEKTÖRDEN
SAÇILAN ALANLARIN GENİŞLETİLMİŞ SINIR
KIRINIM DALGASI TEORİSİ İLE HESABI

Can ALTINGÖZ

Yrd. Doç. Dr. Uğur YALÇIN
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

BURSA-2014

Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Can Altıngöz tarafından hazırlanan “Mükemmel İletken Parabolik Reflektörden Saçılan Alanların Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi İle Hesabı” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri tarafından oy birliği/ oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Uğur Yalçın

İMZA

Başkan: Yrd. Doç. Dr. Uğur Yalçın
Uludağ Ü. Mühendislik Fakültesi,
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Üye: Prof. Dr. Erdoğan Dilaveroğlu
Uludağ Ü. Mühendislik Fakültesi,
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Üye: Doç. Dr. Atilla Akpınar
Uludağ Ü. Fen Edebiyat Fakültesi,
Matematik Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Ali Osman DEMİR
Enstitü Müdürü
.././2014

U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

25/06/2014

İmza

Can ALTINGÖZ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

MÜKEMMEL İLETKEN PARABOLİK REFLEKTÖRDEN SAÇILAN ALANLARIN GENİŞLETİLMİŞ SINIR KIRINIM DALGASI TEORİSİ İLE HESABI

Can ALTINGÖZ

Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Uğur YALÇIN

Bu çalışmada mükemmel iletken parabolik reflektörden saçılan alanlar hesaplanmaktadır. Öncelikle kırınan alan ifadesi, sonrasında yansıyan alan ifadesi ayrı ayrı hesaplanmıştır.

Elektromanyetik/Optik kırınım problemlerinin çözümünde Sınır Kırınım Dalgası Teorisi(SKDT) sıklıkla kullanılmaktadır. Ancak SKDT yaklaşımının sadece opak yüzeyler için çözüm sunması, mükemmel iletken ve empedans yüzeyi problemleri için teorinin geliştirilmesi gereğini ortaya çıkarmıştır. Bu çalışmada mükemmel iletken parabolik reflektörden kırınan alanlar SKDT'nin geliştirilmesiyle ortaya çıkan Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi(GSKDT) ile hesaplanmıştır.

Çalışmada çizgisel bir akım kaynağı kullanılmıştır. İlk olarak kırınan alanlar hesaplanmıştır. Vektör potansiyeli ifadesi yeniden elde edilmiş ve gözlem noktasındaki toplam skaler elektrik/manyetik alan dağılımının hesaplanmasında kullanılmıştır. Helmholtz-Kirchoff integrali formunda kullanılan alan ifadesi Stokes teoremi ile kenar kırınımını ifade eden alan ($U_B(P)$) ve geometrik optik ($U_{GO}(P)$) alanın toplamı formuna dönüştürülmüştür. Elde edilen kırınan alan ifadesi uniform olmayan formda sonuç vermektedir. Uniform olmayan alan ifadesi fresnel fonksiyonu yardımıyla uniform hale getirilmiştir.

İkinci olarak mükemmel iletken parabolik reflektörden yansıyan alanlar değiştirilmiş fiziksel optik yönteminden yararlanarak elde edilmiştir. Son olarak farklı geliş açıları ve odak uzaklıkları için gelen, kırınan ve yansıyan alanların değişimleri gözlemlenmiştir. Elde edilen kırınan alan ve yansıyan alanlar literatürle karşılaştırılmıştır. Hesaplanan kırınan alan, yansıyan alan ve gelen alan ifadeleri MatlabTM tabanlı yazılımla sayısal olarak değerlendirilmiş ve davranışları incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: GSKDT, Kırınan Alan, Yansıyan Alan,

2014, i + 56 sayfa.

ABSTRACT

Master of Science Thesis

CALCULATION OF THE SCATTERED FIELDS FROM A PEC PARABOLIC REFLECTOR BY THE EXTENDED BOUNDARY DIFFRACTION WAVE THEORY

Can ALTINGÖZ

Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Uğur YALÇIN

The scattered fields from a perfect conducting parabolic reflector are calculated in this study. First the diffracted fields and then the reflected fields are calculated separately.

Boundary Diffraction Wave Theory(BDWT) is a widely used approach for Electromagnetic/Optic diffraction problems. The theory needed improvements as it does not give satisfactory solutions for diffracted fields from perfect conducting and impedance surfaces, since the theory is based on opaque screen. In this work the diffracted fields from a perfect conducting parabolic reflector are calculated by the Extended Boundary Diffraction Wave Theory(EBDWT) which is developed from BDWT.

A linear current source is used in this study. First the diffracted fields are calculated. A new vector potential is generated and used in the calculation of the scalar electric/magnetic field for the observation point. The field expression is taken in Helmholtz-Kirchoff integral form. By applying the Stokes theorem, the field expression can be written as the sum of the edge diffracted field ($U_B(P)$) and the geometrical optic ($U_{GO}(P)$) field. The obtained diffracted field expression results in a non-uniform structure. The non-uniform field expression is converted to uniform structure by using the fresnel function.

Secondly, the reflected field is calculated by the modified theory of physical optics approach. Finally, variation of the incoming, diffracted and reflected fields are observed for different incoming angles and different focus lengths. The diffracted and reflected fields are compared with the literature. The diffracted, reflected and the incoming fields are examined numerically by MatlabTM.

Anahtar Kelimeler: ETBDW, Diffracted Field, Reflected Field,

2014, ii + 56 pages.

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca sağladığı tüm katkılardan ötürü tez danışmanım Yrd. Doç. Dr. Uğur YALÇIN'a saygı ve teşekkürlerimi sunarım.

Türk Telekom ailesinde başta Sn. Demet Yılmaz olmak üzere, yüksek lisans yapmama destek olan saygıdeğer yöneticilerime teşekkür ederim.

Bana olan desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen çok değerli arkadaşım Sn. Sevil Ceylan'a itici gücüm olduğu için çok teşekkür ederim.

Teknik destekleri ve ilham kaynağı olduğum için biricik ablam Ceren Altıngöz'e, üzerimde sonsuz emekleri olan çok değerli anne ve babama bana sundukları tüm olanaklar için çok çok teşekkür ederim.

Can ALTINGÖZ

25/06/2014

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER VE TABLOLAR DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	2
3. MATERYAL VE YÖNTEM	4
3.1 Işın Temelli Kırınım Teknikleri.....	4
3.1.1 Geometrik optik	4
3.1.2 Kırınımın geometrik teorisi.....	9
3.1.3 Kırınımın üniform teorisi	12
3.2 Akım Temelli Kırınım Teknikleri.....	15
3.2.1 Fiziksel optik.....	15
3.2.2 Kırınımın fiziksel teorisi	18
3.2.3 Eşdeğer (kenar) akım	19
3.2.4 Değiştirilmiş fiziksel optik teorisi.....	21
3.2.5 Sınır kırınım dalgası teorisi.....	24
3.2.6 Genişletilmiş sınır kırınım dalgası teorisi	30
3.3 Problemin Çözümü	32
4. SAYISAL SONUÇLAR	40
5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR	49
KAYNAKLAR	50
EK-1.....	53
ÖZGEÇMİŞ	56

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
\vec{A}	Vektör potansiyeli
$A(\rho_c, l)$	Mekansal zayıflama katsayısı
\bar{D}	Diyadik kırınım katsayısı
D_{\parallel}	Diyadik kırınım katsayısının paralel bileşeni
D_{\perp}	Diyadik kırınım katsayısının dikey bileşeni
$D_{\parallel}(L, \phi, \phi')$	Paralel yönlü kırınım katsayısı
$D_{\perp}(L, \phi, \phi')$	Dikey yönlü kırınım katsayısı
$ \vec{E} $	Elektrik alan büyüklüğü
$ \vec{E}_0 $	$l = 0$ noktasındaki referans büyüklük
$E_0^g(Q_y)$	Yansıma noktasındaki gelen elektrik alan
$E^g(Q_K)$	Referans noktasındaki gelen elektrik alan ifadesi
\vec{E}^K	Kırınan elektrik alan
\vec{E}^{KGT}	Kırınımın Geometrik Teorisi için elektrik alan
E_K^k	Keller kırınım katsayısı kullanılarak hesaplanan kırınan alan
E_{FO}^k	Fiziksel optik ile hesaplanan kırınan alan
\vec{E}^{GO}	Geometrik Optik teorisi için elektrik alan
E^{nu}	Üniform olmayan alan ifadesi
E^u	Üniform alan ifadesi
$E_0^y(Q_y)$	Yansıma noktasındaki elektrik alan
E_{GO}^y	Geometrik optik için yansıyan alan
E_{FO}^y	Fiziksel optik ile hesaplanan yansıyan alan
E_{FO}	Fiziksel optik ile hesaplanan saçılan alan
\vec{E}^s	Uzak elektrik alan
E_{toplam}^s	Toplam saçılan alan
\vec{E}_{gs}	Gelen alandan saçılan elektrik alan
\vec{E}_{ys}	Yansıyan alandan saçılan elektrik alan
E_z	Elektrik alanın z bileşeni
E_z^g	Gelen elektrik alanın z bileşeni
$F(\xi)$	Fresnel integrali
G	Green fonksiyonu
\vec{H}_{total}	Manyetik alan (toplam)
\vec{H}^g	Gelen alanın manyetik bileşeni
H_z^g	Gelen manyetik alanın z bileşeni
$H_0^{(2)}(k\rho)$	İkinci nevi Hankel fonksiyonu
H_z	Manyetik alanın z bileşeni
\vec{H}_{gs}	Gelen alandan saçılan manyetik alan
\vec{H}_{ys}	Yansıyan alandan saçılan manyetik alan
I^e	Elektrik akımı
I^m	Manyetik akım
\vec{J}_{es}	Yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğu

\vec{J}_{FO}	Fiziksel optik için yüzey akım yoğunluğu
L	Uzaklık parametresi
Q_Y	Yansıma noktası
\bar{R}	Diyadik yansıma katsayısı
S	Birim alandaki güç
$U_B(P)$	Kenar kırınımından elde edilen alan ifadesi, P noktasında
$U_{Bg}(P)$	Kırınan alan ifadesinin gelen alandan oluşan kısmı, P noktasında
$U_{GO}(P)$	Geometrik alan ifadesi, P noktasında
U_y	Yansıyan alan
$U_g(P)$	Gelen alan ifadesi, P noktasında
$U_{ts}(P)$	Toplam saçılan alan ifadesi, P noktasında
$\vec{W}(Q, P)$	Vektör potansiyali ifadesi
Y_k	Yansıma katsayısı
c	Işığın boşluktaki yayılma hızı
$e^{j\phi_0}$	$l = 0$ noktasındaki referans faz
e^{-jkl}	Ortamdaki faz gecikme faktörü
k	Dalga sayısı
$n(s)$	Kırılma indeksi
\vec{n}	Normal vektörü
\vec{n}_1	Gerçek yüzey normal vektörü
\vec{n}_2	Açıklık yüzeyi normal vektörü
\vec{t}	Teğetsel birim vektörü
v	Işığın ortamdaki yayılma hızı
δ	Değişimsel diferansiyel
∇t	Zaman farkı
∇l	Dalganın yer değişimi
$\psi_n(x, y, z)$	Dalga cephesi denklemi
ε	Elektrik alan geçirgenliği
μ	Manyetik alan geçirgenliği
η	Empedans
θ_g	Gelen ışın ile yüzey normali arasındaki açı
θ_y	Yansıyan ışın ile yüzey normali arasındaki açı
ρ_1^y, ρ_2^y	Yansıma noktasından yansıyan dalga cephesinin eğrilik yarıçapları
ρ	Kaynak ile gözlem noktası arasındaki mesafe
ρ_c	Referans noktası ile kırınan ışınların 2.kostiği arasındaki mesafe
ϕ'	Geliş açısı
ψ	Skaler elektrik alan
ω	Açısal frekans
α	Geliş açısı
ξ_g	Gelen alan için tanımlanan detour parametresi
ξ_y	Yansıyan alan için tanımlanan detour parametresi

Kısaltmalar	Açıklama
BDWT	Boundary Diffraction Wave Theory
DFOT	Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi
EAY	Eşdeğer Akım Yöntemi
EBDWT	Extended Boundary Diffraction Wave Theory
FO	Fiziksel Optik
GO	Geometrik Optik
GSKDT	Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi
KGT	Kırınımın Geometrik Teorisi
KUT	Kırınımın Üniform Teorisi
KFT	Kırınımın Fiziksel Teorisi
SKDT	Sınır Kırınım Dalgası Teorisi

ŞEKİLLER VE TABLOLAR DİZİNİ

ŞEKİLLER

Şekil 3.1 Dalga Cephesi Oluşumu Geometrisi.....	6
Şekil 3.2 Düzlemsel ve Küresel Dalga İçin Eikonel Yüzeyler	7
Şekil 3.3 Geometrik Optik Alan Geometrisi.....	7
Şekil 3.4 Geometrik Optik Yansıma Geometrisi	8
Şekil 3.5 Kavisli Kenar Kırınım Geometrisi.....	10
Şekil 3.6 Düz Kenar Kırınım Geometrisi.....	11
Şekil 3.7 Fiziksel Optik Geometrisi	15
Şekil 3.8 Uzak Alan Geometrisi	17
Şekil 3.9 Değiştirilmiş Fiziksel Optik Geometrisi	23
Şekil 3.10 Helmholtz-Kirchhoff Geometrisi.....	28
Şekil 3.11 Sınır Kırınım Dalgası Teorisi	29
Şekil 3.12 GSKDT Geometrisi	31
Şekil 3.13 Kırınım Geometrisi	33
Şekil 3.14 Yansıyan Alan Geometrisi.....	38
Şekil 4.1 Tek Kenar Üniorm Olmayan Kırınan Alan Değişimi	40
Şekil 4.2 Gelen Alandan Üniorm Kırınan Alan Değişimi	41
Şekil 4.3 Yansıyan Alandan Üniorm Kırınan Alan Değişimi	41
Şekil 4.4 Tek Kenar Üniorm Kırınan Alan Değişimi	42
Şekil 4.5 Farklı Geliş Açılıarı İçin Üniorm Kırınan Alan Değişimi.....	43
Şekil 4.6 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Üniorm Kırınan Alan Değişimi.....	43
Şekil 4.7 Polar Formda Tek Kenar Üniorm Kırınan Alan Değişimi	44
Şekil 4.8 Farklı Geliş Açılıarı İçin Üniorm Kırınan Alan Değişimi.....	44
Şekil 4.9 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Üniorm Kırınan Alan Değişimi.....	45
Şekil 4.10 Yansıyan Alan.....	45
Şekil 4.11 Yansıyan Alan-Polar Form	46
Şekil 4.12 Farklı Geliş Açılıarı İçin Yansıyan Alan Değişimi.....	46
Şekil 4-13 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Yansıyan Alan Değişimi	47
Şekil 4.14 Gelen Alan	47
Şekil 4.15 Farklı Geliş Açılıarı İçin Gelen Alanlar.....	48
Şekil 4.16 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Gelen Alanlar.....	48

TABLULAR

Tablo 1 Kırınım Teknikleri	4
----------------------------------	---

1. GİRİŞ

Işığın yayılımını inceleyen Optik alanında, elektromanyetik bakış açısı Maxwell tarafından işaret edilmiştir. Işığın dalga boyu etkileştiği objelerden küçük olduğu için yayılımı da düşük frekans yayılımı incelemelerinden çok farklıdır. Saçılma problemlerinde elektromanyetik yüksek frekans metotları sıklıkla kullanılmaktadır. Saçılım hesaplarında önceleri yansıyan alan hesabı yapılırken, sonraları kırınan alan terimi de hesaplamalarda yerini almıştır. Işın temelli bir yaklaşım olan “Geometrik Optik” yaklaşımı yalnızca yansıyan alanların hesaplanmasında kullanılırken, Keller tarafından geliştirilen “Kırınımın Geometrik Teorisi” ile kırınan alanlar da hesaplanmış ve birçok saçılım probleminin çözümü elde edilmiştir. Ancak bu kez de üniform olmayan alan ifadeleri ortaya çıkmış, ve bunun üzerine Kouyoumjian ve Pathak tarafından “Kırınımın Üniform Teorisi” geliştirilmiştir. Bu çalışmalar alan bazlı metotlar olup akım hesaplaması gerektirmemektedir.

Akım bazlı hesaplamalar Fiziksel Optik ve türevlerinde kullanılmaktadır. Birçok durumda “Fiziksel Optik” hesaplamaları yetersiz sonuçlar vermiş olup üniform olmayan ikinci bir akım tanımlanması gerektiği ortaya çıkmıştır. “Kırınımın Fiziksel Teorisi” üniform olmayan akım bileşenini tanımlayarak kesin çözümün hesaplanmasına olanak sağlamıştır. “Eşdeğer Akım” yöntemi, kavisli yüzeyler için kırınan alanların hesabında kullanılmakta olup, etkileşim yüzeyi üzerinde reel olmayan indüklenmiş akımlar olduğunu varsaymaktadır. “Değiştirilmiş Fiziksel Optik” teorisi kenar kırınımını hesaplamakta yetersiz olan “Fiziksel Optik” metodu geliştirilerek elde edilmiştir.

Sınır Kırınım Dalgası Teorisi, yutucu açıklık yüzeyleri için kırınan alanların hesaplanmasında sıklıkla kullanılan bir metottur. Düzlemsel ve küresel kaynaklar için sunulan çözümlerden farklı olarak, silindirik dalga gelişi için yutucu kesik silindirik yüzeyden kırınan alanların hesabı da Sınır Kırınım Dalgası Teorisi ile yapılmıştır (Altıngöz ve Yalçın 2013). Mükemmel elektrik iletken, mükemmel manyetik iletken ve empedans yüzeylerine yönelik kırınan alanların hesaplanması amacıyla, Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi elde edilmiştir (Yalçın 2009a,b, 2011). Bu çalışmada, mükemmel iletken parabolik reflektörden saçılan alanlar silindirik dalga gelişi için Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası teorisiyle ilk kez incelenmektedir.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Işığın yayılımının incelenmesinde kırınım olayı ilk kez Grimaldi tarafından dile getirilmiştir (Grimaldi 1665). Kırınım olayını açıklamaya yönelik ilk adım, ışığın dalga teorisinin destekleyicisi Huygens tarafından atılmıştır (Longhurst 1968). Aynı yıllarda Newton'un ışığın parçacık yaklaşımı üzerine çalışmaları, dalga yaklaşımı modelinin önünü kesmiştir. 19. yüzyılın başlarında Thomas Young ışığın dalga teorisini destekleyen bir çok teorik çalışma yürütmüştür. Young, girişim olayını çift yarık deneyiyle ışığın dalga modelini kullanarak açıklamıştır (Born ve Wolf 1999). Augustin Jean Fresnel 1818 yılında Huygens prensibi ile Young'ın girişim prensibini kullanarak, kırınım olayının dalga teorisi ile açıklanabileceğini ileri sürmüştür. Kırınım olayının incelenmesinde bu yeni prensip Huygens-Fresnel prensibi olarak adlandırılmıştır (Fresnel 1819). Maxwell 1860 yılında ışığı elektromanyetik dalga olarak tanımlamıştır. Gustav Kirchhoff 1882 yılında Fresnel ve Maxwell'in görüşlerini birlikte değerlendirmiş, kırınan alan hesabının matematiksel ifadesini yüzey integrali formunda elde etmiştir.

Maggi-Rubinowicz ayrı ayrı Kirchhoff yüzey integralini çizgisel forma getirmiş, Young'ın görüşlerine dayanan Sınır Kırınım Dalgası Teorisi'nin temellerini oluşturmuşlardır (Maggi 1888 ve Rubinowicz 1917). Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (SKDT) açıklık yüzeylerinden kırınan alanların hesaplanmasında sıklıkla kullanılan bir metottur. SKDT yaklaşımında farklı dalga gelişleri için genel potansiyel fonksiyonu Miyamoto ve Wolf tarafından elde edilmiştir (Miyamoto ve Wolf 1962). SKDT yaklaşımını bir problem üzerinde ilk kez Otis ve Lit kullanmıştır (Otis ve Lit 1975). Düzlemsel dalga için SKDT yaklaşımı ile uniform sonuca ilk kez Ganci ulaşmıştır (Ganci 1995-1997).

SKDT opak yüzeyler için geçerli sonuçlar sunmakta olup mükemmel elektrik iletken, mükemmel manyetik iletken ve empedans yüzeyleri için çözüm sunmamaktadır. Sınır Kırınım Dalgası Teorisi önce mükemmel elektrik iletken yüzeyler için Yalçın tarafından geliştirilmiştir. Vektör potansiyeli ifadesi yeniden elde edilerek kırınan alanlar hesaplanmıştır (Yalçın 2009). Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (GSKDT) sonradan mükemmel manyetik iletken yüzeyler için de kırınan alanların

hesaplanmasında kullanılmıştır (Yalçın 2009). Empedans yüzeylerinden saçılma problemlerine uygun olarak yöntem yeniden geliştirilmiş ve üniform ifadelerle GSKDT yaklaşımıyla ulaşılmıştır (Yalçın 2011).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Elektromanyetikte yüksek frekans metotları olarak da bilinen teknikler, elektromanyetik/optik saçılma problemlerinin çözümlenmesinde sıklıkla kullanılmaktadır. Işın Temelli ve Akım Temelli olarak iki şekilde gruplandırılabilir metotlar Tablo-1’de gösterilmiştir. Çözüm metodu olarak farklı seçenekler sunmakla birlikte, probleme göre çözüm tekniği seçilmektedir.

Tablo 1 Elektromanyetik Kırınım Teknikleri

Işın Temelli Kırınım Teknikleri	Akım Temelli Kırınım Teknikleri
Geometrik Optik	Fiziksel Optik
Kırınımın Geometrik Teorisi	Kırınımın Fiziksel Teorisi
Kırınımın Üniform Teorisi	Eşdeğer (Kenar) Akım
	Değiştirilmiş Fiziksel Optik
	Sınır Kırınım Dalgası Teorisi
	Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi

3.1 Işın Temelli Kırınım Teknikleri

Işın temelli kırınım teknikleri olarak; Geometrik Optik (GO), Kırınımın Geometrik Teorisi (KGT) ve Kırınımın Uniform Teorisi (KUT) kabul edilmektedir.

3.1.1 Geometrik optik

Geometrik optik gelen, yansıyan ve kırılan alanların yayılımını inceleyen bir yüksek frekans metodu yaklaşımıdır. Geometrik optik, ışığın dalga yaklaşımının ele alınmadığı, yüksek frekanslardaki yayılımını inceleme amaçlı geliştirilmiş olup saçılma problemlerinde etkin çözüm sunmaktadır. Işığın tanecik yada dalga yapısında ele alınmasından bağımsız, bir noktadan başka bir noktaya transfer olan enerji değerlendirilmiştir. (Balanis 2012)

Klasik geometrik optike göre ışın iki nokta(P_1, P_2) arasındaki mesafeyi en kısa yol üzerinden tamamlar. Fermat prensibine göre bu

$$\delta \int_{P_1}^{P_2} n(s) ds = 0 \quad (3.1)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Burada “ δ ” değişimsel diferansiyel ve “ $n(s)$ ” kırılma indeksidir. Kayıpsız, izotropik, homojen bir ortamda kırılma indeksi “ $n(s)$ ”

$$n(s) = n = \frac{c}{v} \quad (3.2)$$

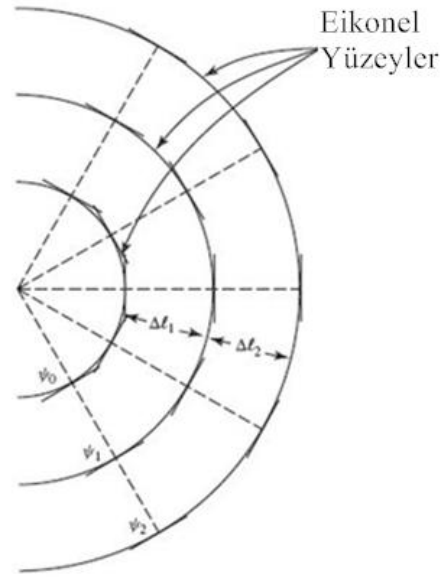
şeklinde ifade edilip sabit bir değere sahiptir. Burada “ c ” ışığın boşluktaki yayılma hızı ve “ v ” ışığın ortamdaki hızıdır. Homojen bir ortamda enerji, düz ışınlar şeklinde hareket eder. Geometrik optik bakış açısının, t_{n+1} anındaki dalga cephesini t_n anındaki dalga cephesine dayanarak elde etme ve iki noktadaki alan ve güç yoğunluğunu birbiri cinsinden elde etme gibi kazanımları vardır. “ ∇t ” zaman diliminde

$$\nabla t = t_1 - t_0 \quad (3.3)$$

olmak üzere, dalğanın yer değiştirmesi

$$\nabla l = v \nabla t \quad (3.4)$$

olarak hesaplanabilmektedir. Dalga cephelerinin birbirlerinden oluşumu Şekil 3.1’de gösterilmiştir.

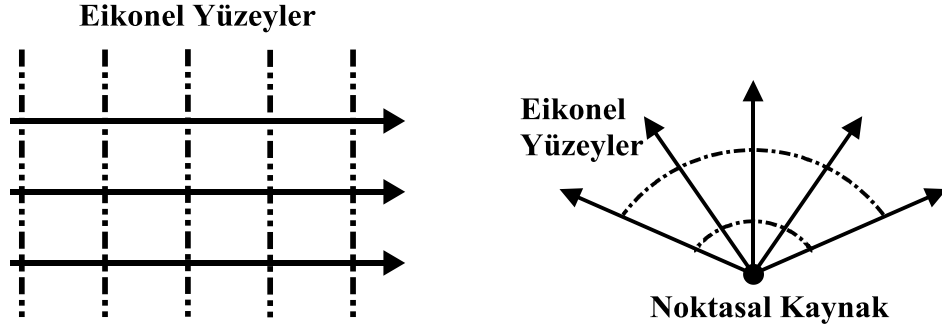


Şekil 3.1 Dalga Cephesi Oluşumu Geometrisi

Eikonel yüzey olarak da bilinen, ışıklara dik yüzeyler, birleşerek yeni dalga cepheselerini oluşturmakta ve Eikonel denklem adı verilen (3.5) numaralı denklemle ifade edilmektedir.

$$\|\nabla\psi_n(x, y, z)\|^2 = \left\{\frac{\partial\psi_n}{\partial x}\right\}^2 + \left\{\frac{\partial\psi_n}{\partial y}\right\}^2 + \left\{\frac{\partial\psi_n}{\partial z}\right\}^2 = n^2(s) \quad (3.5)$$

Burada, $n = 0, 1, 2, \dots$, olmak üzere $\psi_n(x, y, z)$ dalga cephesi denklemini ifade etmektedir. Düzlemsel ve küresel ışık kaynakları için eikonel yüzeyler Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Düzlemsel ışık kaynağı için düzlemsel eikonel yüzeyler, küresel ışık kaynağı için ise küresel eikonel yüzeyler elde edildiği Şekil 3.2’de açıkça gözlemlenmektedir.

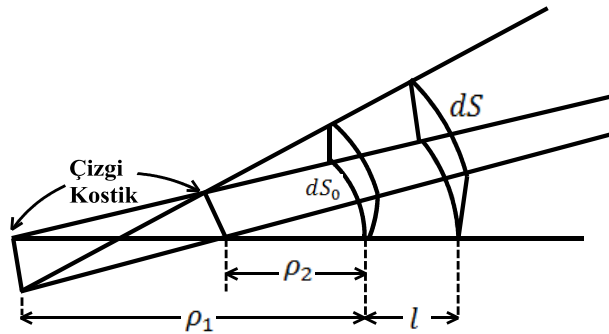


Şekil 3.2 Düzlemsel ve Küresel Dalga İçin Eikonel Yüzeyler

Işık ışınları enerji akışını göstermektedir. Geometrik optik alanın büyüklüğü enerjinin korunumu ilkesi ile belirlenmektedir. “ S ” birim alandaki güç olmak üzere, Poynting vektörünün real kısmına karşılık gelmektedir ve (3.6) denklemindeki gibi ifade edilmektedir (Stutzman 2013).

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\vec{E}|^2 \quad (3.6)$$

Burada “ ϵ ” elektrik alan geçirgenliğine, “ μ ” manyetik alan geçirgenliğine ve “ $|\vec{E}|$ ” elektrik alanın büyüklüğüne karşılık gelmektedir. Bir noktadaki Geometrik optik alan, diğer bir noktadaki alan cinsinden yazılabilmektedir.



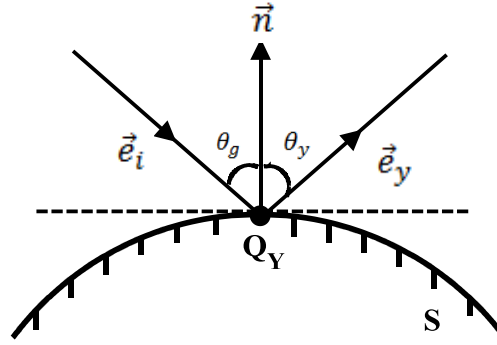
Şekil 3.3 Geometrik Optik Alan Geometrisi

“ E_0 ” ($l = 0$) noktasındaki referans büyüklüktür. Elektromanyetik alanlar için yapılan hesaplamalarda faz bileşeni de olmalıdır. Buna göre alan ifadesi

$$|\vec{E}| = |E_0|e^{j\phi_0} \sqrt{\frac{\rho_1\rho_2}{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)}} e^{-jkl} \quad (3.7)$$

şeklinde yazılabilir. (3.7) denklemindeki ρ_1, ρ_2 parametreleri Şekil 3.3'te gösterilmektedir. Bunun yanında “ $e^{j\phi_0}$ ”, ($l = 0$) noktasındaki referans faz ve “ e^{-jkl} ” ortamdaki faz gecikme faktörüdür.

Geometrik optik yöntemi, Snell yansıma yasasına uygun şekilde yüksek frekanslardaki yansıyan alanların hesaplanmasında kullanılmaktadır.



Şekil 3.4 Geometrik Optik Yansıma Geometrisi

Şekil 3.4 yansıma geometrisini göstermekte olup, burada “ Q_Y ” yansıma noktasını, “ \vec{n} ” normali, “ θ_g ” gelen ışın ile yüzey normali arasındaki açıyı ve “ θ_y ” yansıyan ışın ile yüzey normali arasındaki açıyı göstermektedir. Yansıma noktasında, gelen ve yansıyan ışınlar arasındaki ilişki

$$E_0^y(Q_y) = E_0^g(Q_y) \cdot \bar{R} \quad (3.8)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Burada “ \bar{R} ” diyalik yansıma katsayısı olup “ E_0^y ” ve “ E_0^g ” sırasıyla yansıyan ve gelen ışınlarla karşılık gelmektedir. Yansıma katsayısı matrisi

$$\bar{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

(3.9) denklemindeki gibi ifade edilmektedir ve mükemmel iletken düzlemsel yüzeyden yansıyan elektromanyetik düzlemsel dalgalar için geçerli Fresnel yansıma katsayısı ile aynı yapıdadır. (3.7) ve (3.8) denklemleri birlikte kullanıldığında, yansıma noktasına “ l ” mesafesindeki yansıyan alan ifadesi

$$E^y(l) = E^g(Q_Y)\bar{R} \sqrt{\frac{\rho_1^y \rho_2^y}{(\rho_1^y + l)(\rho_2^y + l)}} e^{-jkl} \quad (3.10)$$

şeklinde elde edilebilmektedir. Bu ifadede ρ_1^y, ρ_2^y terimleri sırasıyla yansıma noktasından yansıyan dalga cephesinin eğrilik yarıçaplarıdır.

3.1.2 Kırınımın geometrik teorisi

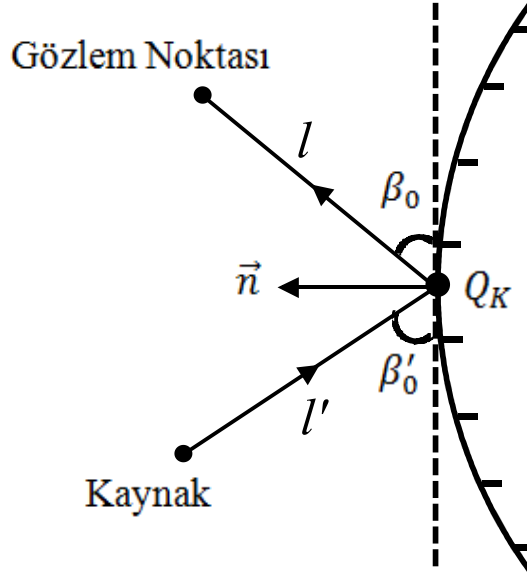
Geometrik optik, çok yüksek frekanslar için saçılım problemlerinin çözümünde kullanılan faydalı bir yaklaşımdır. Ancak gölge sınırının ötesinde oluşan alan ifadesini açıklamakta yetersiz kalmıştır. Gölge sınırının ötesindeki alan ifadesi “kırınım” olayı ile ifade edilmektedir. Kırınımın geometrik teorisi J. Keller (1962) tarafından, geometrik optik yaklaşımına kırınım olayının dahil edilmesiyle oluşturulmuştur (Ishimaru 1996).

$$\vec{E}^{KGT} = \vec{E}^{GO} + \vec{E}^K \quad (3.11)$$

Burada \vec{E}^{KGT} kırınımın geometrik teorisi ile elde edilen elektrik alana, \vec{E}^{GO} geometrik optik metodu ile elde edilen elektrik alana, \vec{E}^K ise kırınan elektrik alana karşılık gelmektedir.

Bir cismin köşe noktasına, tepe noktasına gelen yada yüzeye teğet ışınlar kırınımına uğramaktadırlar. Bu ışınlar gölge sınırının ötesinde bir alan oluşturmakla birlikte, geometrik optik alan ifadesini de değiştirmektedirler. Şekil 3.4’teki yansıyan alan geometrisine benzer, kırınım geometrisi Şekil 3.5’te gösterilmiştir.

Yansıyan alan hesabına analogik olarak kırınan ışınlar, gelen alan ile kırınım katsayısının çarpımı ile doğru orantılı olarak (3.12) denklemindeki şekilde hesaplanmaktadır. Genellikle kenar kırınımı en fazla etkiyi yaparken, köşe kırınımı daha az, yüzey kırınımı ise en az etki yapmaktadır. Şekil 3.5'te kavisli kenar için kırınım geometrisi verilmektedir.



Şekil 3.5 Kavisli Kenar Kırınım Geometrisi

$$E^k(s) = [E^g(Q_K)] \bar{D} A(\rho_c, l) e^{-jkl} \quad (3.12)$$

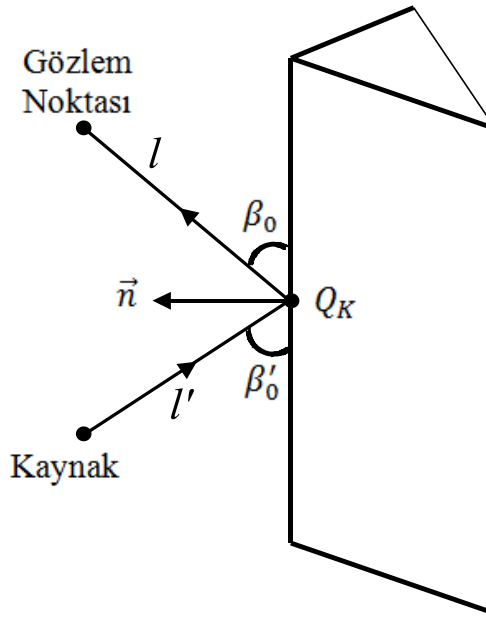
Burada; “ $E^g(Q_K)$ ” referans noktasındaki gelen alana, “ \bar{D} ” diyadik kırınım katsayısına, “ e^{-jkl} ” faz faktörüne karşılık gelmektedir. Ayrıca “ $A(\rho_c, l)$ ” mekânsal zayıflama katsayısı olup

$$A(\rho_c, l) = \sqrt{\frac{\rho_c}{l(\rho_c + l)}} \quad (3.13)$$

şeklinde ifade edilir. (3.13) denkleminde “ ρ_c ”, referans noktası “ Q_K ” ile kırınan ışınların 2. kostiği arasındaki mesafedir. Düz bir kenar için kaynak kırınım noktası arası mesafe “ l' ” ve gözlem noktası ile kırınım noktası arası mesafe “ l ” olmak üzere kırınan alan ifadesi

$$E^k(l) = E^g(Q_K) \bar{D}A(l', l) e^{-jkl} \quad (3.14)$$

olarak ifade edilmektedir. Düz kenar kırınım geometrisi Şekil 3.6’da gösterilmiştir.



Şekil 3.6 Düz Kenar Kırınım Geometrisi

(3.14) denklemindeki mekânsal zayıflama katsayısı farklı dalga gelişleri için

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{\sqrt{l}} & \text{düzlemsel/konik dalga geliş için} \\ \frac{1}{\sqrt{q}}, \quad q = l \sin \beta_0 & \text{silindirik dalga geliş için} \\ \sqrt{\frac{l'}{l(l+l')}}; (l \gg l' \text{ için}) \cong \sqrt{\frac{l'}{l}} & \text{küresel dalga geliş için} \end{array} \right. \quad (3.15)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

Kırınım katsayısı, yansıyan alan sınırında ve gölge sınırında sonsuz değer vermekte olup, bu bölgelerde hesaplanan kırınan alanlar sonsuza giden değerler vermektedir. Kırınımın Geometrik Teorisi metodu ile yaşanan bu problemin üstesinden Kırınımın Üniform Teorisi metodu ile gelinmiştir.

3.1.3 Kırınımın üniform teorisi

Kırınımın geometrik teorisi ile geçiş bölgelerinde ve gözlem noktasının çok yakın olduğu durumlarda kırınan alan hesaplamalarında sonsuza giden değerler elde edilmekteydi. Kouyoumjian ve Pathak'ın çalışmalarına dayanan Kırınımın Üniform Teorisi ile mühendislik problemlerine uygun çözümler sunan metot elde edilmiştir (Kouyoumjian ve Pathak 1974). Kouyoumjian ve arkadaşları öncelikle Pauli'nin sonuçlarının genel halini elde etme üzerine çalışmışlardır. Kırınım katsayısını, kırınım fonksiyonu olarak ele almış ve klasik uzaklık parametresini değiştirmişlerdir. Uzaklık parametresi “ L ”

$$L = \begin{cases} l \sin^2 \phi' & \text{düzlemsel dalgalar için} \\ \frac{\rho\rho'}{\rho+\rho'} & \text{silindirik dalgalar için} \\ \frac{l'l' \sin^2 \phi'}{l+l'} & \text{konik/küresel dalgalar için} \end{cases} \quad (3.16)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada “ ρ, ρ', l ve l' ” uzaklık parametreleri olup, “ ϕ' ” geliş açısına karşılık gelmektedir. Kırınım katsayıları

$$\begin{aligned}
D_{\perp}(L, \phi, \phi') &= \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k}\sin\phi'} \\
&\times \left[\cot\left(\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n}\right) F[kLa^+(\phi - \phi')] \right. \\
&+ \cot\left(\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n}\right) F[kLa^-(\phi - \phi')] \\
&\pm \left\{ \cot\left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kLa^+(\phi + \phi')] \right. \\
&+ \left. \left. \cot\left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kLa^-(\phi + \phi')] \right\} \right]
\end{aligned} \tag{3.17}$$

olarak bilinmektedir. Burada F fonksiyonu X 'e bağlı olarak

$$F(X) = 2j|\sqrt{X}|e^{jX} \int_{|\sqrt{X}|}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \tag{3.18}$$

şeklindedir. Kırınım katsayısında Fresnel integrali ortaya çıkmıştır. $F(X)$ fonksiyonu gölge ve yansıma sınırlarında kullanılabilecek düzeltme faktörü olarak bilinmektedir.

$$X = kLa^{\pm}(\phi \pm \phi') \tag{3.19}$$

olmak üzere, kL bilinen bir değer olarak varsayıldığında burada

$$a^{\pm}(\phi \pm \phi') = 2\cos^2 \left[\frac{2n\pi N^{\pm} - (\phi \pm \phi')}{2} \right] \tag{3.20}$$

olarak verilebilmektedir. Burada N^{\pm}

$$2n\pi N^{\pm} - (\phi \pm \phi') = \pi \tag{3.21}$$

ve

$$2n\pi N^{\pm} - (\phi \pm \phi') = -\pi \tag{3.22}$$

koşullarını sağlayan bir doğal sayıdır. Üniform kırınan alanlar (3.23) denklemiyle elde edilmektedir.

$$\begin{bmatrix} E_{\parallel}^k(l) \\ E_{\perp}^k(l) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_{\parallel} & 0 \\ 0 & -D_{\perp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\parallel}^g(Q) \\ E_{\perp}^g(Q) \end{bmatrix} A(l) e^{-j\beta l} \quad (3.23)$$

(3.23) denklemde eşitliğin sağındaki ilk terim diyadik kırınım katsayısıdır.

Kırınan alanın hesaplandığı nokta gölge yada yansıma bölgesine çok yakın değilse ve $\phi' \neq 0$ ile $\phi' \neq n\pi$ koşullarını sağlıyorsa, kırınım katsayısı

$$D_{\perp}(\phi, \phi'; \gamma_0) = \frac{e^{-j\pi/4} \sin(\pi/n)}{n\sqrt{2\pi k} \sin\gamma_0} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi - \phi'}{n}} \pm \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\phi + \phi'}{n}} \right] \quad (3.24)$$

şeklinde ifade edilebilir. (3.24) denklemdeki kırınım katsayısı (3.16) denklemdeki tüm çeşit dalgalar için geçerlidir.

(3.15) denklemdeki mekânsal zayıflama katsayısı $A(l)$;

$$A(l) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{l}} & \text{düzlemsel, silindirik, konik dalga gelişi için} \\ \left[\frac{l'}{l(l'+l)} \right]^{1/2} & \text{küresel dalga gelişi için} \end{cases} \quad (3.25)$$

olarak ifade edilmektedir.

Kırınımın geometrik teorisinde olduğu gibi, kırınımın üniform teorisinde de kostiklerdeki kırınan alan hesabı yapılamamıştır. Bu noktadaki kırınan alan hesabı alan ifadesinin integral çözümüyle elde edilebilir. İntegral metodundaki eşdeğer kaynaklar geometrik optik yada kırınımın geometrik teorisi metotlarıyla belirlenmektedir.

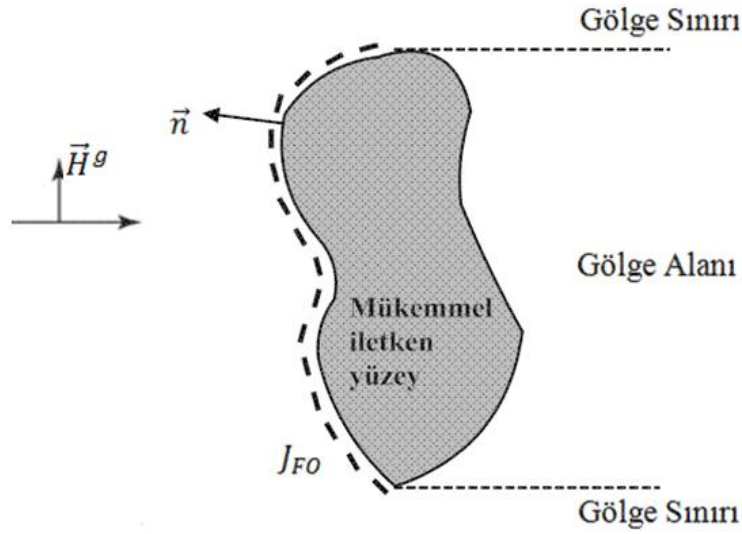
3.2 Akım Temelli Kırınım Teknikleri

Akım temelli kırınım teknikleri olarak; Fiziksel Optik (FO), Kırınımın Fiziksel Teorisi (KFT), Eşdeğer Akım Yöntemi (EEY), Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi (DFOT), Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (SKDT) ve Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (GSKDT) kabul edilmektedir.

3.2.1 Fiziksel optik

Fiziksel Optik metodu, saçılım yüzeyi üzerinde indüklenen akım aracılığı ile yansıyan ve kırılan alan hesabının yapıldığı bir yüksek frekans metodudur (Sarnık ve Yalçın 2013).

Fiziksel optik hesaplamalarında, aydınlanmış bölümde saçılmanın olduğu yüzey üzerindeki alan ifadesi, geometrik optik yüzey alan ifadesine eşittir ve gölge bölgesinde bu alan ifadesi sıfıra eşittir. Fiziksel optik geometrisi Şekil 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.7 Fiziksel Optik Geometrisi

Mükemmel iletken yüzey için akım yoğunluğu ifadesi

$$\vec{J}_{FO} = \begin{cases} \vec{n} \times \vec{H}_{total} & \text{aydınlanmış bölgede} \\ 0 & \text{gölge bölgesinde} \end{cases} \quad (3.26)$$

olarak verilebilir. Burada \vec{H}_{total} yüzey üzerindeki toplam manyetik alan ve \vec{n} dışarı yönlü normal vektördür. Tam yüzey üzerinde bir noktada, gelen ve yansıyan alanların etkileri görülmektedir. Mükemmel iletken yüzey olması nedeniyle gelen ve yansıyan alan büyüklüklerinin aynı olduğu kabul edilebilmektedir. Buna göre fiziksel optik akım yoğunluğu ifadesi

$$\vec{n} \times \vec{H}_{total} = 2(\vec{n} \times \vec{H}^g) \quad (3.27)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Uzak elektrik alan ifadesi ($kr \rightarrow \infty$) durumu için geçerli olup bu durumda saçılan elektrik alan ifadesi

$$\vec{E}^s \cong -j\omega\vec{A} \quad (3.28)$$

şeklinde verilebilmektedir. Burada \vec{E}^s saçılan elektrik alan ve \vec{A} vektör potansiyelidir. Uzak alan geometrisi Şekil 3.8'de gösterilmiştir. Vektör potansiyeli ifadesi

$$A = \iiint_{V'} \mu \vec{J}_V \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dV' \quad (3.29)$$

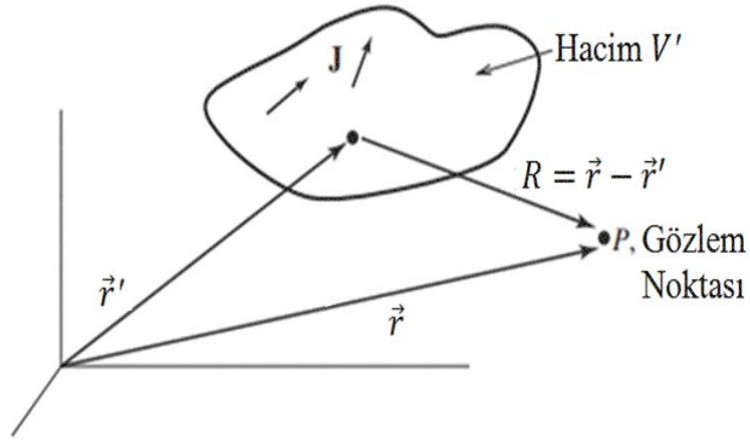
şeklindedir. Hacimsel akım yoğunluğu ifadesi yüzeysel akım yoğunluğu, diğer bir deyişle fiziksel optik akım yoğunluğu, ifadesine

$$\vec{J}_V = \vec{J}_{FO} \delta(s - s') \quad (3.30)$$

şeklinde dönüştürülebilmektedir. (3.28), (3.29) ve (3.30) ifadeleri beraber kullanıldığında saçılan alan ifadesi

$$\vec{E}^s \cong -j\omega\mu \iint_{s'} \vec{J}_{FO} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' \quad (3.31)$$

şeklinde yazılabilmektedir.



Şekil 3.8 Uzak Alan Geometrisi

Uzak alan koşulu gerçeklik kazandığında genlikte $R \approx r$ fazda ise $R = r - \hat{r} \cdot \vec{r}'$ koşulları sağlandığında elektrik alan ve manyetik alan arasındaki ilişki

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (3.32)$$

şeklinde verilebilmektedir. Buna göre manyetik alan ifadesi

$$\vec{H}^s = \frac{jk}{4\pi r} e^{-jkr} \iint (\vec{J}_{FO} \times \hat{r}) e^{jk\hat{r}\cdot\vec{r}'} ds' \quad (3.33)$$

olarak elde edilebilir.

Burada dikkat çekici nokta geometrik optikten farklı olarak, ifadenin frekansa bağlı değişim gösterdiğidir. Bu şekilde fiziksel optik, geometrik optikten daha doğru sonuçlar vermektedir.

3.2.2 Kırınımın fiziksel teorisi

Kırınımın Fiziksel Teorisi, kırınımın geometrik teorisi ve kırınımın üniform teorilerinin geometrik optik için olduğu gibi, fiziksel optik yaklaşımının geliştirilmesiyle elde edilmiştir. Ufimtsev'in çalışmalarıyla ortaya çıkan kırınımın fiziksel teorisi, Keller'in geometrik optik üzerine çalışmalarıyla eş zamanlı olarak formüle edilmiştir. Ufimtsev, çalışması ile fiziksel optik metoduyla tam olarak hesaplanamayan kenar kırınımını elde etmektedir (Ufimtsev 2007).

Kırınımın fiziksel teorisinde fiziksel optik yaklaşımında ele alınmamış üniform olmayan bir akım bileşeni olduğu kabul edilmektedir. Üniform olmayan akım bileşeninin alan ifadesine yaptığı etki, toplam alandan fiziksel optik alanın çıkarılmasıyla elde edilmiştir. Toplam alan ifadesi (3.34) denkleminde verilmiştir.

$$E_{toplaml}^S = E_{GO}^y + E_K^k \quad (3.34)$$

Burada;

$E_{toplaml}^S$ = Toplam saçılan alan

E_{GO}^y = Geometrik Optik ile elde edilen yansıyan alan

E_K^k = Keller kırınım katsayısı kullanılarak hesaplanan kırınan alan

olarak ifade edilmektedir. Fiziksel optik akıma dayanarak alan ifadesi

$$E_{FO} \cong E_{FO}^y + E_{FO}^k \quad (3.35)$$

olarak yazılabilmektedir. Burada;

E_{FO} = Fiziksel Optik metoduyla elde edilen saçılan alan

E_{FO}^y = Fiziksel Optik ile elde edilen yansıyan alan

E_{FO}^k = Fiziksel Optik ile elde edilen kırınan alan

olarak ifade edilmektedir.

Geometrik Optik metodu ile elde edilen yansıyan alan ifadesi ile Fiziksel Optik metodu ile elde edilen yansıyan alan ifadeleri aynı sonucu vermektedir. (3.34) ve (3.35) nolu denklemler ilişkilendirildiğinde saçılan alan ifadelerinin arasındaki fark, fiziksel optik metodundaki üniform olmayan akım bileşeninin alan ifadesine yaptığı etkiyi vermektedir. Üniform olmayan alan ifadesi “ E^{nu} ” olmak üzere

$$E^{nu} = E_K^k - E_{FO}^k \quad (3.36)$$

şeklinde hesaplanmaktadır. “ E^u ” üniform alan ifadesi olmak üzere, üniform olmayan akımların etkisiyle oluşan alan ifadesi ile toplamı, toplam saçılan alanı vermektedir.

$$E_{toplamlam}^s = E^{nu} + E^u \quad (3.37)$$

Toplam saçılan alan ifadesi, fiziksel optik alan ile üniform olmayan akım bileşeni tarafından oluşturulan alan ifadesinin toplamı ile elde edilebilmektedir.

$$E_{toplamlam}^s = E_{FO} + E_K^k - E_{FO}^k \quad (3.38)$$

3.2.3 Eşdeğer (kenar) akım

Gözlem noktası kostike yakın değil ise, kırınan alan ifadesi standart kenar kırınım metotlarıyla hesaplanmaktaydı. Kavisli yada sonsuz uzunluktaki kenar kırınımının hesaplanması için “eşdeğer akım” metodu kullanılmaktadır. Eşdeğer akımın elde edilebilmesi için sonsuz uzunluktaki bir çizgisel kaynak kullanılır. Bu kaynağın akımı kırınım katsayısına bağlı olarak değişmektedir. Kaynağın z yönlü bir elektrik alan olduğu düşünülürse, skaler denklemin çözümü

$$\psi = \frac{I^e}{4j} \mu H_0^{(2)}(k\rho) \quad (3.39)$$

olarak elde edilebilir. Burada “ I^e ” elektrik akımı, “ k ” dalga sayısı ve “ ρ ” kaynak ile gözlem noktası arasındaki mesafedir. Bu durumda elektrik alan

$$E_z = \frac{-k^2 I^e}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(k\rho) \quad (3.40)$$

şeklinde yazılabilir. Burada “ ω ” açısal frekans ve $H_0^{(2)}(k\rho)$ 2.nevi Hankel fonksiyonu olup ($k\rho \rightarrow \infty$) için

$$H_0^{(2)}(k\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} e^{j\pi/4} \quad (3.41)$$

şeklinde verilmektedir. (3.40) denklemini buna göre,

$$E_z = \frac{\eta k I^e e^{j(\pi/4)}}{2\sqrt{2\pi k\rho}} e^{-jk\rho} \quad (3.42)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Burada “ η ” empedans ifadesi olup

$$\eta = \mu/\epsilon \quad (3.43)$$

formundadır. Benzer şekilde, kaynak manyetik akım kaynağı “ I^m ” olduğunda manyetik alan

$$H_z = \frac{-k I^m e^{j(\pi/4)}}{2\eta\sqrt{2\pi k\rho}} e^{-jk\rho} \quad (3.44)$$

olarak yazılabilmektedir. Kırınan elektrik ve manyetik alan kırınım katsayısı ile birlikte

$$E_z = D_{\parallel}(L, \phi, \phi') E_z^g \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (3.45)$$

ve

$$H_z = D_{\perp}(L, \phi, \phi') H_z^g \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (3.46)$$

şeklinde yazılabilmektedir. Burada $D_{\parallel}(L, \phi, \phi')$ paralel yönlü kırınım katsayısını, $D_{\perp}(L, \phi, \phi')$ dikey kırınım katsayısını vermektedir. Aynı alan ifadelerinin elde edilmesinde kullanılacak elektrik ve manyetik akım formülasyonu (3.42)-(3.45) ve (3.44)-(3.46) denklemlerinin birlikte kullanılmasıyla elde edilebilmekte olup

$$I^e = \frac{-2j}{\eta k} E_z^g D_{\parallel} \left(\phi, \phi'; \frac{\pi}{2} \right) \sqrt{2\pi k} e^{j(\pi/4)} \quad (3.47)$$

ve

$$I^m = \frac{-2j\eta}{k} H_z^g D_{\perp} \left(\phi, \phi'; \frac{\pi}{2} \right) \sqrt{2\pi k} e^{j(\pi/4)} \quad (3.48)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Farklı gözlem noktaları için farklı akım değerlerinin elde edilmesi, eşdeğer akımın gerçek akım olmadığını göstermektedir. Elde edilen akımlardan kırınan alan hesabında yararlanılmaktadır.

3.2.4 Değiştirilmiş fiziksel optik teorisi

Fiziksel Optik teorisi yansıyan ve kırınan alan hesaplanmasında kullanılan bir yüksek frekans tekniğidir. Ancak kenar kırınımı ile oluşan alan ifadesini tanımlamamaktadır. Bunun bir nedeni indüklenen akımın sadece yansıma yüzeyi üzerinde hesaplanması iken bir diğeri de geliş ve yansıma açılarının aynı olduğunun kabul edilmesidir. Umul tarafından geliştirilen Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi ile Fiziksel optik metodunun eksikleri giderilmek istenmiştir (Umul 2004).

Yüzey üzerindeki indüklenen akım yoğunluğu

$$\vec{J}_{es} = (\vec{n}_1 \times \vec{H}_t)|_{S_1} \quad (3.49)$$

olarak ifade edilmekte olup burada \vec{H}_t , “ S_1 ” yüzeyi üzerindeki toplam manyetik alandır. Açıklık yüzeyi S_2 üzerinde indüklenen elektrik ve manyetik akım yoğunlukları da sırasıyla

$$\vec{J}_{es} = (\vec{n}_2 \times \vec{H}_g)|_{S_2} \quad (3.50)$$

ve

$$\vec{J}_{ms} = (\vec{n}_2 \times \vec{E}_g)|_{S_2} \quad (3.51)$$

olarak hesaplanmaktadır. Burada \vec{H}_g gelen manyetik alan, \vec{E}_g gelen elektrik alanıdır. \vec{n}_1 ve \vec{n}_2 sırasıyla gerçek yüzey ve açıklık yüzeylerinin normal vektörleridir. (3.52-3.53) denklemlerinde normal vektörleri tanımlanmıştır.

$$\vec{n}_1 = \sin(u - \alpha)\vec{t} - \cos(u - \alpha)\vec{n} \quad (3.52)$$

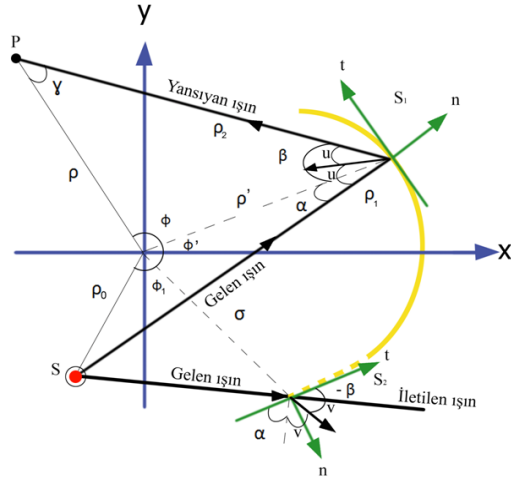
$$\vec{n}_2 = -\cos(v + \alpha)\vec{t} + \sin(v + \alpha)\vec{n} \quad (3.53)$$

Burada “ α ” geliş açısı, “ \vec{t} ” ve “ \vec{n} ” sırasıyla teğetsel ve normal birim vektörlerdir. “ u ” ve “ v ” açıları

$$u = \frac{\alpha + \beta}{2} \quad (3.54)$$

$$v = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha - \beta}{2} \quad (3.55)$$

şeklinde ifade edilebilir. Kırınım geometrisi Şekil 3.9’da verilmiştir.



Şekil 3.9 Değiştirilmiş Fiziksel Optik Geometrisi

Toplam elektrik alan ifadesi

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{gs} + \vec{E}_{ys} \quad (3.56)$$

olarak hesaplanmaktadır. Burada gelen saçılan alan ifadesi ile yansıyan saçılan alan ifadesi sırasıyla

$$\vec{E}_{gs} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \iint_{S_w} \vec{n}_2 \times \vec{H}_g|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} dS' + \iint_{S_2} \nabla \times (\vec{n}_2 \times \vec{E}_g|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2}) dS' \quad (3.57)$$

$$\vec{E}_{ys} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \iint_{S_1} \vec{n}_1 \times \vec{H}_t|_{S_1} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} dS' \quad (3.58)$$

olarak yazılabilmektedir. Toplam manyetik alan ifadesi

$$\vec{H}_t = \vec{H}_{gs} + \vec{H}_{ys} \quad (3.59)$$

olarak hesaplanmakta olup, buna bağlı olarak manyetik alan ifadeleri

$$\vec{H}_{gs} = \frac{j\omega\epsilon}{4\pi} \iint_{S_2} \vec{n}_2 \times \vec{E}_g|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} dS' + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_w} \nabla \times (\vec{n}_2 \times \vec{H}_g|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2}) dS' \quad (3.60)$$

$$\vec{H}_{ys} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} \nabla \times (\vec{n}_1 \times \vec{H}_t|_{S_1} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1}) dS' \quad (3.61)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

3.2.5 Sınır kırınım dalgası teorisi

Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (SKDT), yutucu bir ekran üzerindeki açıklık yüzeyinden kırılan monokromatik alanların araştırılmasıyla ortaya çıkmıştır. Young'ın kırınım doğasına dair fikirlerinin geliştirilmesi üzerine oluşturulmuş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi'nin ilk formülasyonları Maggi-Rubonowicz tarafından yapılmıştır. Düzlemsel ve küresel dalga gelişi için formülasyonların genelleştirilmesi "Miyamoto ve Wolf" tarafından yapılmıştır. SKDT yaklaşımını bir problem üzerinde ilk kez Otis ve Lit kullanmıştır. Düzlemsel dalga için SKDT yaklaşımı ile uniform sonuca ilk kez Ganci ulaşmıştır. Oldukça kullanışlı ve uygulaması kolay bir metot olan SKDT, düzgün küresel yüzeylerin kenarından kırılan alanların hesabında sıklıkla kullanılmaktadır.

Monokromatik bir dalganın "t" anında bir "P" noktasındaki elektromanyetik alanı $U(P, t)$, Helmholtz-Kirchhoff denklemi cinsinden yazılabilir. Helmholtz-Kirchhoff denklemi ise Maxwell denklemlerinden elde edilen bir eşitliktir.

Temel Maxwell Denklemleri, yüksüz uzayda aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{Faraday Kanunu})$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Ampere Yasası})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Gauss Yasası})$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{Manyetik Gauss Yasası})$$

Bu denklemlerde; “ \vec{E} ” Elektrik Alan, “ \vec{H} ” Manyetik Alan, “ ϵ ” elektrik alan geçirgenlik kat sayısı, “ μ ” manyetik alan geçirgenlik katsayısını ifade etmektedir. Boşlukta; $\mu = \mu_0$ ve $\epsilon = \epsilon_0$ olup $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$ olarak hesaplanabilmektedir. Burada “ c ” ışık hızını ifade etmekte olup yaklaşık değeri 3×10^8 m/s dir.

Maxwell denklemlerinden ilkinin rotasyonelini alıp ikinci denklem ile birlikte kullanırsak

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = -\mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (3.62)$$

eşitliği elde edilebilir.

$$\nabla^2 \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla \times \nabla \times \vec{E} \quad (3.63)$$

(3.44) numaralı sık kullanılan eşitlik maxwell denklemleri için kullanıldığında

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (3.64)$$

ve benzer olarak

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (3.65)$$

elde edilmektedir.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.66)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.67)$$

(3.66) ve (3.67) numaralı denklemler klasik dalga denklemi olup, c hızında ilerleyen bir dalganın hareketini belirtmektedir. Elektrik alan denklemi

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\omega t} \quad (3.68)$$

olarak alındığında (3.66) denklemi için düzenlendiğinde,

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -j\omega \vec{E}_0 e^{-j\omega t} = -j\omega \vec{E} \quad (3.69)$$

ve

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = (-j\omega)(-j\omega) \vec{E}_0 e^{-j\omega t} = -\omega^2 \vec{E} \quad (3.70)$$

olarak elde edilebilir. (3.66) ve (3.70) denklemleri birlikte kullanılırsa,

$$\nabla^2 \vec{E} = -\omega^2 \epsilon \mu \vec{E} \quad (3.71)$$

elde edilebilir. (3.71) eşitliğinde

$$k^2 = \omega^2 \epsilon \mu \quad (3.72)$$

$$k = \omega/c \quad (3.73)$$

olup, burada “ k ” dalga sayısını belirtmektedir. (3.71) ve (3.72) eşitlikleri beraber kullanıldıklarında Helmholtz denklemi benzeri (3.74) ifade elde edilmektedir.

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (3.74)$$

Genel anlamda, boşlukta “ ω ” açısal frekansına sahip monokromatik bir skaler dalga

$$V(x, y, z, t) = U(x, y, z)e^{-j\omega t} \quad (3.75)$$

(3.75) denklemindeki şekilde ifade edilebilir. Burada koordinat bazlı değişken $U(x, y, z)$, homojen Helmholtz denklemini sağladığında Helmholtz denklemi genel formda

$$(\nabla^2 + k^2)U = 0 \quad (3.76)$$

olarak ifade edilir. $U(x, y, z)$ kapalı S yüzeyi ile sınırlandırılmış V hacmi dahilinde herhangi bir P noktasındaki alan ifadesine karşılık gelir ve Helmholtz-Kirchhoff integraline göre

$$U(P) = \oiint_S \vec{V}(Q, P) \cdot \vec{n} dS \quad (3.77)$$

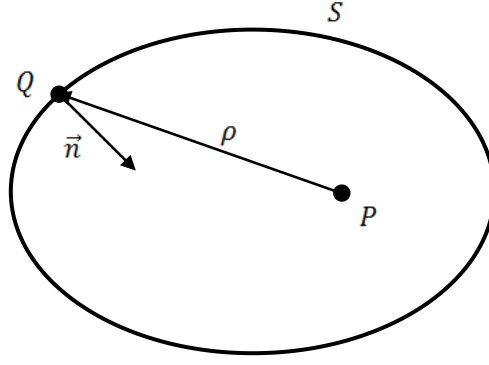
formunda ifade edilir. Burada \vec{n} , içeri yönlü normal vektörüne, Q ise S yüzeyindeki değişken noktaya karşılık gelmekte olup Green Teoremi ile

$$\vec{V}(Q, P) = \frac{1}{4\pi} \left(U(Q) \nabla_Q G - G \nabla_Q U(Q) \right) \quad (3.78)$$

ifadesi yazılabilir (Umul 2008). Burada “G” green fonksiyonu olup matematiksel ifadesi

$$G = \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.79)$$

şeklindedir. Helmholtz-Kirchhoff integrali geometrisi Şekil 3 10’da gösterilmektedir.



Şekil 3.10 Helmholtz-Kirchhoff Geometrisi

(3.78) denkleminde (3.80) ve (3.81) temel eşitlikleri kullanıldığında

$$\nabla \cdot (A\vec{B}) = \nabla A \cdot \vec{B} + A\nabla \cdot \vec{B} \quad (3.80)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) = \nabla^2 \vec{A} \quad (3.81)$$

(3.82) numaralı denklemdeki ifade elde edilmektedir.

$$\nabla_Q \cdot \vec{V}(Q, P) = \frac{1}{4\pi} \left(U(Q) \nabla_Q^2 G - G \nabla_Q^2 U(Q) \right) \quad (3.82)$$

Burada U ve G her ikisi de Helmholtz-Kirchhoff (3.76) denklemini sağlamakta olup (3.83) ve (3.84)

$$\nabla_Q^2 G = -k^2 G \quad (3.83)$$

$$\nabla_Q^2 U = -k^2 U \quad (3.84)$$

ifadeleri elde edilebilmektedir. (3.83) ve (3.84) ifadeleri (3.82) denkleminde kullanılırsa

$$\nabla_Q \vec{V}(Q, P) = 0 \quad (3.85)$$

(3.85) ifadesine ulaşılır. Burada $\vec{V}(Q, P)$ nin vektör potansiyeli ifadesi $\vec{W}(Q, P)$ ile olan eşitliği

$$\vec{V}(Q, P) = \nabla_Q \times \vec{W}(Q, P) \quad (3.86)$$

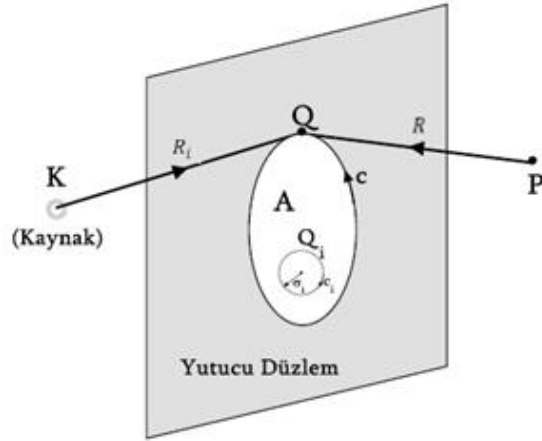
şeklinde yazılabilmektedir. Son halde P gözlem noktasındaki skaler elektrik yada manyetik alan dağılımı Helmholtz-Kirchhoff integrali cinsinden (3.77)

$$U(P) = \oiint_S [\nabla_Q \times \vec{W}(Q, P)] \cdot \vec{n} dS \quad (3.87)$$

formunda elde edilir. Helmholtz-Kirchhoff denklemi Stokes teoremi ile iki parça halinde düzenlenebilmektedir. Aynı zamanda çizgisel integrale geçiş yapılmaktadır.

$$U(P) = U_B(P) + U_{GO}(P) \quad (3.88)$$

(3.88) eşitliğindeki $U_B(P)$ terimi, açıklık yüzeyinin kenarından kırınan toplam alanı ifade etmekte olup, kırınım geometrisi Şekil 3.11’de görülmektedir.



Şekil 3.11 Sınır Kırınım Dalgası Teorisi

Kenar kırınımından elde edilen alan ifadesi

$$U_B(P) = \int_c \vec{W}(Q, P) \cdot d\vec{l} \quad (3.89)$$

şeklinde verilebilir. Bu eşitlikte görülen “ c ” A açıklık yüzeyinin integrasyon sınırını ifade etmektedir. (3.88) denklemindeki Geometrik Alan terimi

$$U_{GO}(P) = \sum_i \lim_{\sigma_i \rightarrow 0} \int_{c_i} \vec{W}(Q_i, P) \cdot \vec{dl} \quad (3.90)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Burada σ_i açıklık yüzeyi A üzerindeki herhangi bir Q_i noktasını çevreleyen c_i integrasyon sınırının yarıçapıdır.

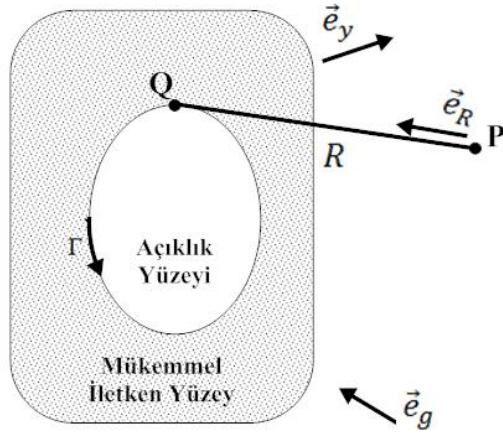
3.2.6 Genişletilmiş sınır kırınım dalgası teorisi

Sınır Kırınım Dalgası Teorisi yutucu yüzeyler için geliştirilmiş olup, mükemmel iletken ve empedans yüzeyleri için çözüm sunmamaktadır. Sınır Kırınım Dalgası Teorisi önce mükemmel elektrik iletken yüzeyler için Yalçın tarafından geliştirilmiştir (Yalçın 2009). Vektör potansiyeli ifadesi yeniden elde edilerek kırınan alanlar hesaplanmıştır. Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi(GSKDT) sonradan mükemmel manyetik iletken yüzeyler için de kırınan alanların hesaplanmasında kullanılmıştır (Yalçın 2009). İlâveten empedans yüzeylerinden saçılma problemlerine uygun olarak yöntem yeniden geliştirilmiş ve üniform ifadelerle GSKDT yaklaşımıyla ulaşılmıştır.

SKDT yaklaşımında olduğu gibi, GSKDT yaklaşımında da yüzey integrali ifadesi çizgisel integral haline getirilmektedir. Bu sayede kompleks geometriler için hesaplama süreleri ciddi seviyede azalmaktadır. GSKDT geometrisi Şekil 3.12’de verilmiştir. Buna göre $\vec{W}(Q, P)$, vektör potansiyeli ifadesi sembolik olarak

$$\vec{W}(Q, P) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \left[\vec{e}_R \times \frac{\nabla_Q}{(-jk + \vec{e}_R \nabla_Q)} U(Q) \right] \quad (3.91)$$

şeklinde verilebilmektedir. Burada \vec{e}_R , \vec{R} vektörünün birim vektörüdür. “ R ” ise gözlem noktası ve “ Q ” noktaları arasındaki mesafedir.



Şekil 3.12 GSKDT Geometrisi

$$\nabla \times (\nabla \cdot \vec{A}) = 0 \quad (3.92)$$

eşitliği dikkate alındığında vektör potansiyeli ifadesinin tek bir çözümü olmadığı ortaya çıkmaktadır. Fermat prensibine göre kırınım lokal bir olaydır. GSKDT problemlerinde olduğu gibi etkileşim yüzeyi opak değil ise $U(Q)$ ifadesi, gelen ve yansıyan alan ifadelerinin Q noktasındaki değerlerinin toplanmasıyla elde edilir.

$U(Q)$ 'nin gradyanı

$$\nabla_Q U(Q) = -jku_g(\vec{e}_g - \vec{e}_y) \quad (3.93)$$

olarak yazıldığında, (3.91) vektör potansiyeli ifadesi

$$\vec{W} = U_g(Q) \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jkR}}{R} \left(\frac{\vec{e}_R \times \vec{e}_g}{1 + \vec{e}_R \cdot \vec{e}_g} - \frac{\vec{e}_R \times \vec{e}_y}{1 + \vec{e}_R \cdot \vec{e}_y} \right) \quad (3.94)$$

şeklinde yazılabilmektedir.

3.3 Problemin Çözümü

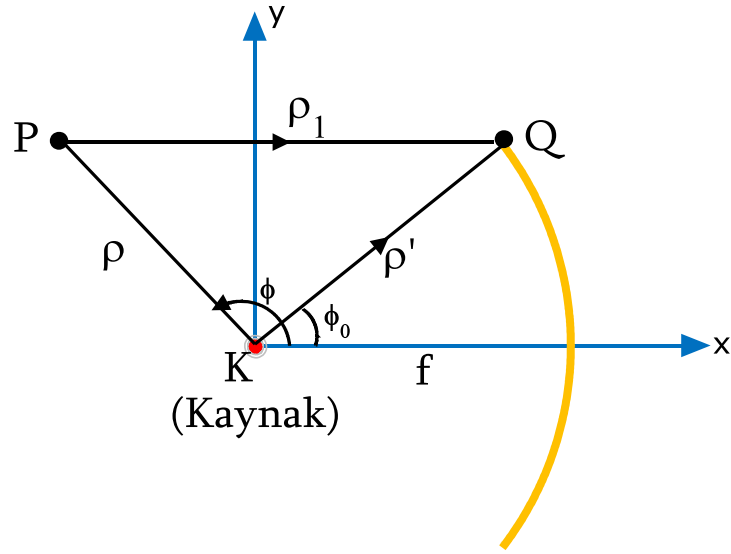
Bu çalışmada ise çizgisel akım kaynağından üretilen silindirik dalga gelişi için mükemmel elektrik iletken parabolik reflektörün kenarından kırınan alanların hesabı Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (GSKDT) yaklaşımıyla ilk kez yapılmıştır. Geliştirilen vektör potansiyeli ifadesi kullanılarak üniform olmayan kırınan alan elde edilmiş ve üniform olmayan sonuç Fresnel fonksiyonunun yardımıyla fiziksel problemlere uygun hale getirilmiştir.

Geometrik optik alan hesabı da yapıldıktan sonra gelen alan, kırınan alan ve geometrik optik alan ifadeleri toplanarak toplam saçılan alan hesaplanmıştır. Kırınan alan, geometrik optik alan ve saçılan alanlar sayısal olarak değerlendirilmiştir.

GSKDT çözümü uygulanmak üzere, (3.91) vektör potansiyeli denklemi ele alındığında, $U_g(Q)$, gelen alanın kırınım noktasındaki değerine eşittir. Burada, “R” gözlem ve kırınım noktası arasındaki mesafeyi temsil etmekte olup

$$R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} \quad (3.95)$$

şeklinde yazılabilir. Bir çizgisel akım kaynağının alanında bulunan, mükemmel iletken parabolik reflektör için kırınım problemi geometrisi Şekil 3.13’de verilmiştir.



Şekil 3.13 Kırınım Geometrisi

Çizgisel kaynağın alanı P gözlem noktası için

$$U_g(P) = u_g \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \quad (3.96)$$

olarak verilebilir. Gelen alan ifadesi, Q kırınım noktası ($\phi = \phi_0$) için

$$U_g(Q) = u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \quad (3.97)$$

olarak elde edilebilir. Burada kırınım geometrisi göz önüne alınarak

$$\rho' = \frac{2f}{1 + \cos \phi_0} \quad (3.98)$$

ifadesi kullanılmaktadır. Şekil 3.13 göz önüne alındığında

$$\rho_1^2 = [\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi_0)] \quad (3.99)$$

olarak verilebilir. (3.91) eşitliğinde yer alan “R” ifadesi şu şekilde

$$R = [\rho_1^2 + (z - z')^2]^{1/2} \quad (3.100)$$

ifade edilir. (3.91) Vektör potansiyeli ifadesindeki gelen alan ve yansıyan alandan kırınan alanları temsil eden kısım

$$\frac{(\vec{e}_R \times \vec{e}_g) \cdot \vec{l}}{1 + (\vec{e}_R \cdot \vec{e}_g)} = -\frac{\sin(\phi - \phi_0)}{1 + \cos(\phi - \phi_0)} = -\tan\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) \quad (3.101)$$

ve

$$\frac{(\vec{e}_R \times \vec{e}_y) \cdot \vec{l}}{1 + (\vec{e}_R \cdot \vec{e}_y)} = \tan\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) \quad (3.102)$$

şeklinde ifade edilebilir. (3.94), (3.97), (3.101) ve (3.102) eşitlikleri kullanılarak vektör potansiyeli ifadesi

$$\vec{W} = -u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \frac{1}{4\pi} \left[\tan\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) - \tan\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) \right] \quad (3.103)$$

olarak elde edilir. Hesaplanan vektör potansiyeli ifadesi (3.89) denkleminde kullanıldığında

$$U_B(P) = -u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \frac{1}{4\pi} \left[\tan\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) - \tan\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) \right] \int \frac{e^{-jkR}}{R} dl \quad (3.104)$$

toplam kırınan alan ifadesi (3.104) elde edilir. Bu problem için $dl = -dz'$ dir. (3.104) eşitliğindeki integral ifadesi

$$\int_{z'=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (3.105)$$

şeklinde yazılabilir. Burada

$$(z - z') = \rho_1 \sinh \gamma \quad (3.106)$$

değişken dönüşümü uygulanırsa (3.104) eşitliğindeki integral terimi

$$\frac{j}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-jk\rho \cosh \gamma} d\gamma = H_0^{(2)}(k\rho) \quad (3.107)$$

Hankel fonksiyonu şeklinde tanımlanabilir (Yalçın 2011). İkinci nevi Hankel fonksiyonun debye asimptotik açılımı ($k\rho \rightarrow \infty$) için

$$H_0^{(2)}(k\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} e^{j\pi/4} \quad (3.108)$$

olarak verilebilir. Sonuç olarak, (3.104) eşitliğinde (3.107) ve (3.108) eşitlikleri kullanılarak kırınan alan ifadesi

$$U_B(P) = -u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \left[\tan\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) - \tan\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) \right] \frac{e^{-jk\rho_1} e^{-j\pi/4}}{\sqrt{k\rho_1}} \quad (3.109)$$

kolayca elde edilebilir.

Hesaplanan kırınan alan ifadesi geçiş bölgesinde sonsuza giden bir çözüm vermektedir ve elde edilen çözüm üniform olmayan çözümdür. Bu problemi ortadan kaldırmak için, fresnel fonksiyonu kullanılarak üniform kırınan alanlar hesaplanacaktır. Gelen alan ve yansıyan alandan oluşan kırınan alanlar ayrı ayrı ele alınıp sonrasında toplam üniform kırınan alan ifadesi elde edilecektir.

(3.110) trigonometrik özdeşliği kırınan alan ifadesinde kullanıldığında

$$1 = 2\cos^2(A) - \cos(2A) \quad (3.110)$$

kırınan alan ifadesinin gelen alandan oluşan kısmı “ $U_{B_g}(P)$ ”

$$U_{B_g}(P) = -u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \sin\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{e^{-jk\rho_1 \left[2 \cos^2\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) - \cos(\phi - \phi_0)\right]}}{\sqrt{2k\rho_1} \cos\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right)} e^{-j\frac{\pi}{4}} \quad (3.111)$$

şeklinde yazılabilir. (3.111) eşitliğinde Fresnel integralini elde etmek amacıyla gelen alan için tanımlanan detour parametresi, " ξ_g ",

$$\xi_g = -\sqrt{2k\rho_1} \cos\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) \quad (3.112)$$

olarak tanımlanır ise gelen alandan elde edilen kırınan alan ifadesi

$$U_{B_g}(P) = u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \sin\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \frac{e^{-j(\xi_g^2 + \frac{\pi}{4})}}{\xi_g} e^{jk\rho_1 \cos(\phi - \phi_0)} \quad (3.113)$$

olarak yazılabilir. Bu ifadede $\hat{F}(\xi_g)$ fonksiyonu

$$\hat{F}(\xi_g) = \frac{e^{-j(\xi_g^2 + \pi/4)}}{2\xi_g\sqrt{\pi}} \quad (3.114)$$

olmak üzere (3.113) eşitliği

$$U_{B_g}(P) = u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \sin\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) \hat{F}(\xi_g) e^{jk\rho_1 \cos(\phi - \phi_0)} \quad (3.115)$$

olarak elde edilir. Burada $\hat{F}(\xi) = F(|\xi|) \text{sgn}(\xi)$ özdeşliği kullanılarak, gelen alandan elde edilen üniform kırınan alan ifadesi

$$U_{B_g}(P) \cong u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} F(|\xi_g|) \text{sgn}(\xi_g) \sin\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) e^{jk\rho_1 \cos(\phi - \phi_0)} \quad (3.116)$$

olarak hesaplanır. Burada $sgn(\xi)$ signum fonksiyonunu göstermektedir. Fresnel integrali $F(\xi)$,

$$F(\xi) = \frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi}^{\infty} e^{-jt^2} dt \quad (3.117)$$

olarak verilebilir. Benzer şekilde, yansıyan alandan elde edilen kırınan alan ifadesi için detour parametresi " ξ_y "

$$\xi_y = -\sqrt{2k\rho_1} \cos\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) \quad (3.118)$$

olup üniform kırınan alan ifadesi

$$U_{By}(P) \cong -u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} F(|\xi_y|) sgn(\xi_y) \sin\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) e^{jk\rho_1 \cos(\phi + \phi_0)} \quad (3.119)$$

şeklinde yazılabilir. Toplam üniform kırınan alan ifadesi

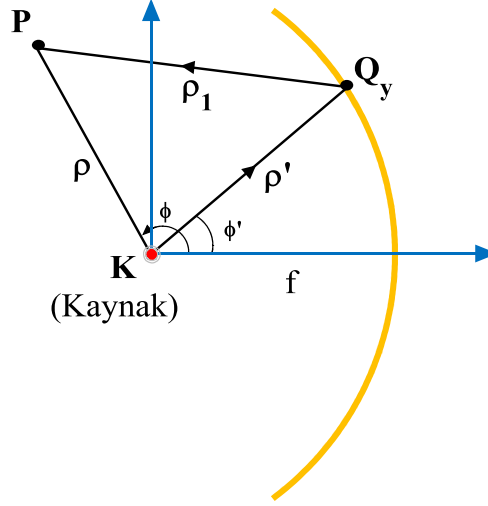
$$\begin{aligned} U_B(P) = & u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \left[F(|\xi_g|) sgn(\xi_g) \sin\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) e^{jk\rho_1 \cos(\phi - \phi_0)} \right] \\ & - u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \left[F(|\xi_y|) sgn(\xi_y) \sin\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) e^{jk\rho_1 \cos(\phi + \phi_0)} \right] \end{aligned} \quad (3.120)$$

olarak elde edilmektedir.

Bir çizgisel akım kaynağının alanında bulunan, mükemmel iletken parabolik reflektör için yansıyan alan geometrisi Şekil 3.14'te verilmiştir. (3.121) denkleminde genel formda verilmiş yansıyan alan ifadesi, problem geometrisine uygun olarak " P " gözlem noktası için

$$U_y = U_g(Q_y) Y_k e^{-jk\rho_{1y}} \quad (3.121)$$

şeklinde düzenlenebilir (Umul 2013).



Şekil 3.14 Yansıyan Alan Geometrisi

(3.121) eşitliğinde, $U_g(Q_y)$ gelen alanın Q_y yansıma noktasındaki değeridir. Burada

$$\rho_y' = \begin{cases} \frac{2f}{1 + \cos \phi'} & -\phi_0 < \phi' < \phi_0 \\ 0 & \text{Diğer durumlar} \end{cases} \quad (3.122)$$

koşulu söz konusudur. (3.122) denklemi dikkate alınarak $U_g(Q_y)$ ifadesi

$$U_g(Q_y) = u_g \frac{e^{-jk\rho_y'}}{\sqrt{k\rho_y'}} \quad (3.123)$$

şeklinde yazılabilmektedir. (3.121) denklemindeki diğer bir parametre “ Y_k ” yansıma katsayısı olup mükemmel iletken yüzeyler için “-1” dir. Yansıma noktasının gözlem noktasına uzaklığı, Şekil 3.14 göz önüne alındığında

$$\rho_{1y}^2 = \left[\rho^2 + \rho_y'^2 - 2\rho\rho_y' \cos(\phi - \phi') \right] \quad (3.124)$$

şeklinde verilebilir.

Buna göre yansıyan alan ifadesi (3.121) denkleminin düzenlenmesiyle

$$U_y = -u_g \frac{e^{-jk\rho_{y'}}}{\sqrt{k\rho_{y'}}} e^{-jk\rho_{1y}} \quad (3.125)$$

formuna getirilebilmektedir.

Herhangi bir P gözlem noktasındaki toplam saçılan alan ifadesi, gelen, yansıyan ve kırılan alanların toplamı olarak hesaplanmakta olup

$$U_{ts}(P) = U_g(P) + U_B(P) + U_y(P) \quad (3.126)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. (3.96), (3.120) ve (3.125) denklemleri (3.126) denkleminde birlikte kullanıldığında

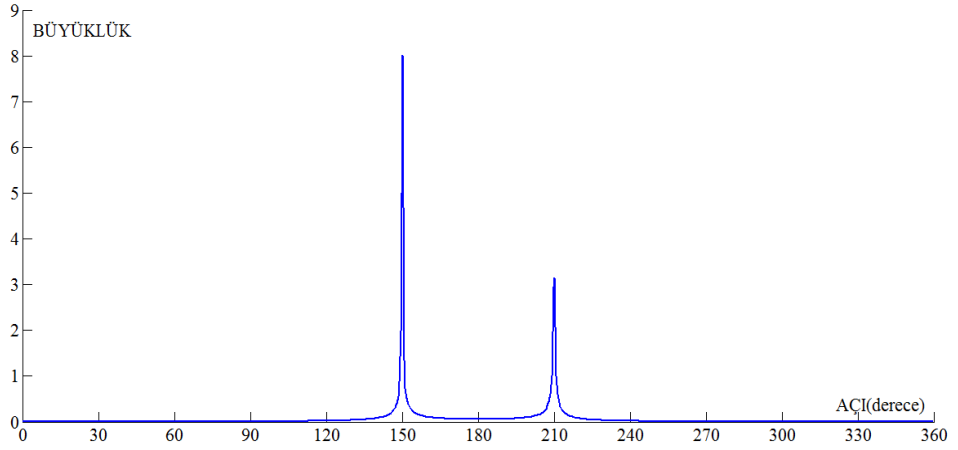
$$\begin{aligned} U_{ts}(P) = & \left[u_g \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} u(-\xi_g) \right] \\ & + u_g \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \left[F(|\xi_g|) \operatorname{sgn}(\xi_g) \sin\left(\frac{\phi - \phi_0}{2}\right) e^{jk\rho_1 \cos(\phi - \phi_0)} \right. \\ & \left. - F(|\xi_y|) \operatorname{sgn}(\xi_y) \sin\left(\frac{\phi + \phi_0}{2}\right) e^{jk\rho_1 \cos(\phi + \phi_0)} \right] \\ & - \left[u_g \frac{e^{-jk\rho_{y'}}}{\sqrt{k\rho_{y'}}} e^{-jk\rho_{1y}} u(-\xi_y) \right] \end{aligned} \quad (3.127)$$

toplam saçılan alan ifadesi elde edilmektedir.

4. SAYISAL SONUÇLAR

Sayısal olarak yapılan değerlendirmelerde u_g birim genlik, odak mesafesi $f = 0.2$ m ve silindirik dalgaların yüzeye geliş açısı $\phi_0 = \pi/6$ seçilmiştir. Diğer ilgili parametreler ise fiziksel problemlere uygun olarak $k = 20\pi$ ve $\rho = 12\pi/k$ seçilmiştir.

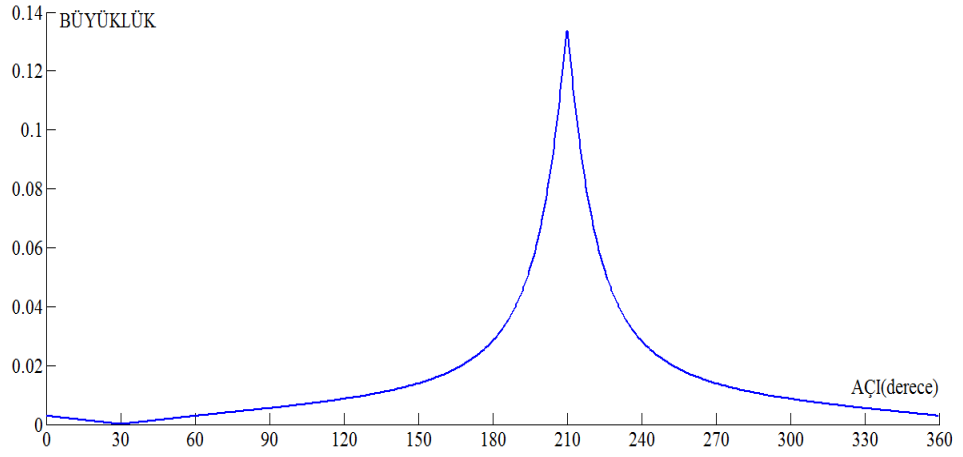
(3.109) denklemiyle elde edilen üniform olmayan kırınan alan ifadesinin değişimi tek kenar için Şekil 4.1’ de incelenmiştir. İnceleme Şekil 3.9 geometrisine uygun olarak yapılmış olup, sayısal sonuçların mutlak değeri alınarak grafik elde edilmiştir.



Şekil 4.1 Tek Kenar Üniform Olmayan Kırınan Alan Değişimi

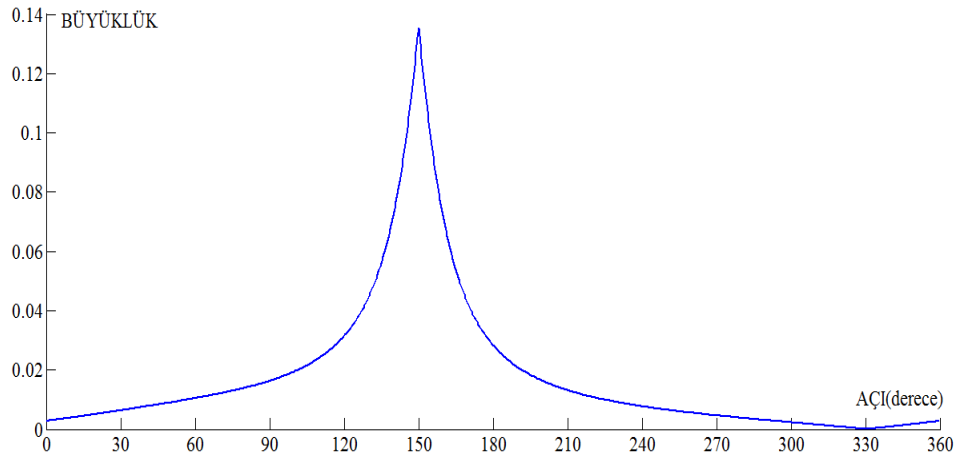
Ancak elde edilen ifade sayısal olarak değerlendirildiğinde, yansıma sınırı olan $\phi = \pi - \phi_0$ açısında ve gölge sınırı olan $\phi = \pi + \phi_0$ açısında sonsuza giden değerler gözlemlenmekte olup fiziksel probleme uygun olmayan sonuçlar elde edilmektedir.

Üniform kırınan alan çözümü için gelen alandan ve yansıyan alandan kırınan alanlar ayrı ayrı değerlendirilmiştir. Her bir alan ifadesi için detour parametreleri türetilmiş ve fresnel fonksiyonu kullanılmıştır. (3.120) denklemde ilk terim gelen alandan kırınan alanı, ikinci terim yansıyan alandan kırınan alanı ifade etmektedir.



Şekil 4.2 Gelen Alandan Üniform Kırınan Alan Değişimi

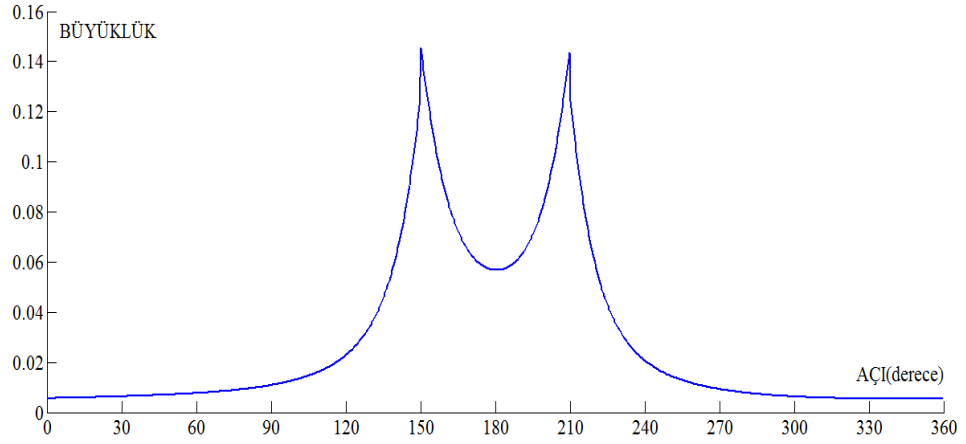
Şekil 4.2’de gelen alan kökenli üniform kırınan alan grafiği verilmektedir.



Şekil 4.3 Yansıyan Alandan Üniform Kırınan Alan Değişimi

Şekil 4.3’de yansıyan alan kökenli üniform kırınan alan grafiği verilmektedir.

Tek kenar için toplam üniform kırınan alan grafiği Şekil 4.4’de verilmiştir.

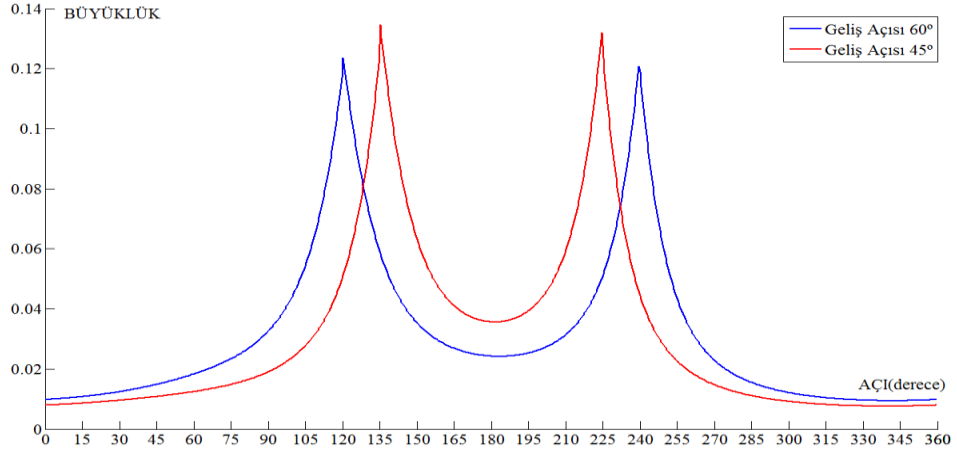


Şekil 4.4 Tek Kenar Üniform Kırınan Alan Değişimi

Bu grafik (3.120) denkleminin kullanımı ve mutlak değerinin alınması ile çizilmiştir. Üniform alan çözümünde üniform olmayan alan çözümünde kullanılan sayısal değerler değiştirilmeden kullanılmıştır. Toplam üniform kırınan ifadesinin gelen ve yansıyan alandan elde edilen kırınan alanların toplanmasıyla elde edildiği Şekil 4.2, Şekil 4.3 ve Şekil 4.4 incelendiğinde açıkça görülmektedir.

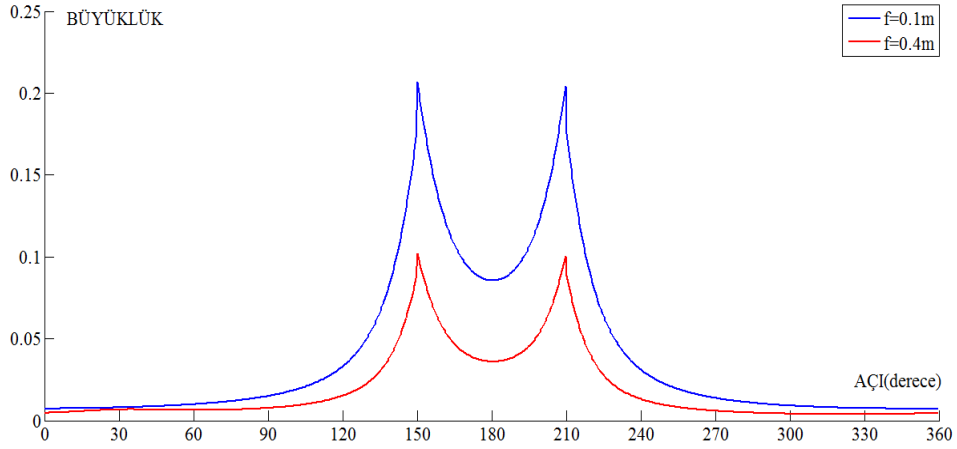
Şekil 4.1 ve Şekil 4.4 ele alındığında, her iki grafikte de peak değerlerin alındığı açı değerlerinin aynı olduğu görülmekte olup bu noktalar yansıma sınırı ve gölge sınırına karşılık gelmektedir. Üniform olmayan alan grafiğinde peak değerlerin sonsuza gider seviyede olduğu, üniform alan grafiğinde ise peak değerlerin makul düzeylerde olduğu görülmektedir.

Farklı geliş açıları ve farklı odak uzaklıkları için tek kenar üniform kırınan alan değişimleri Şekil 4.5 ve Şekil 4.6'da gösterilmiştir.



Şekil 4.5 Farklı Geliş Açıları İçin Üniform Kırınan Alan Değişimi

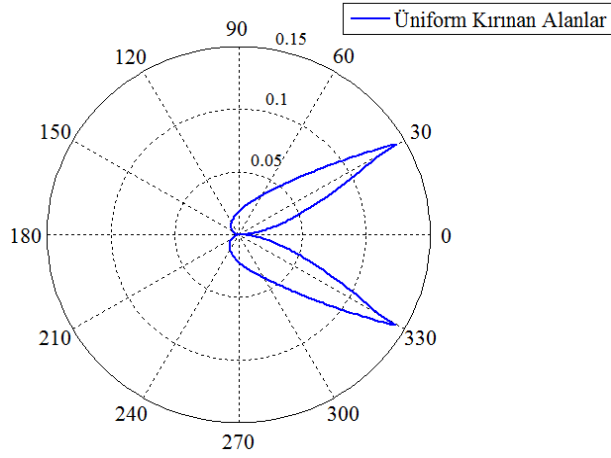
Bu grafik, geliş açı değerlerinin sırasıyla $\pi/3$ ve $\pi/4$ olarak alınmasıyla elde edilmiştir. Burada peak değerlerinin Şekil 4.1 ve Şekil 4.4 ile uyumlu olarak $\phi = \pi - \phi_0$ yansıma sınırı ile $\phi = \pi + \phi_0$ gölge sınırı açılarında elde edildiği görülmektedir.



Şekil 4.6 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Üniform Kırınan Alan Değişimi

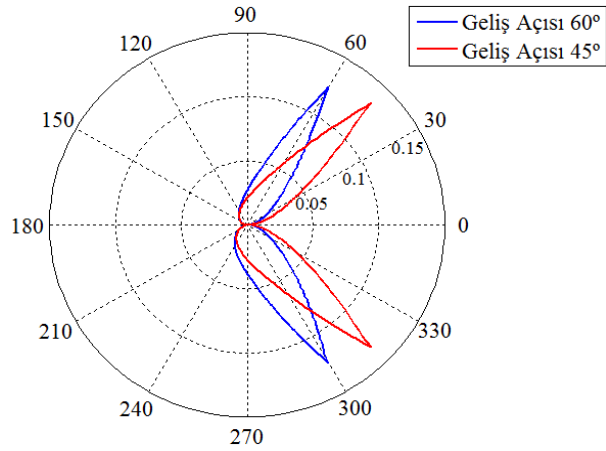
Bu grafik, odak uzaklığı değerinin sırasıyla 0.1 metre ve 0.4 metre olarak alınmasıyla elde edilmiştir. Burada uzaklık parametresinin kırınan alan büyüklüğüne etkisi açıkça görülmektedir. Beklendiği gibi, kaynak ile kırınım yüzeyi arasındaki mesafe arttıkça kırınan alan büyüklüğü azalmaktadır.

Üniform kırınan alan ifadesinin incelemesi polar formda Şekil 4.7’de yapılmıştır.



Şekil 4.7 Polar Formda Tek Kenar Üniform Kırınan Alan Değişimi

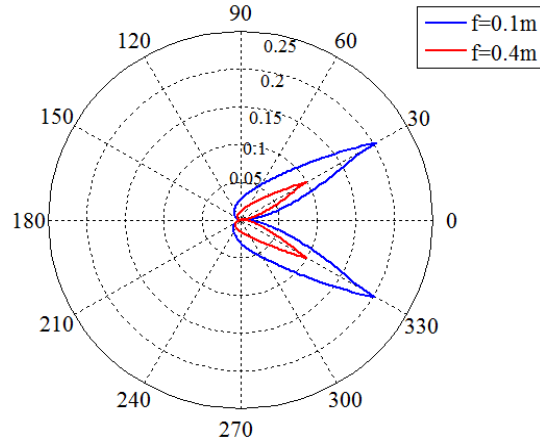
Şekil 4.8 ile Şekil 4.5’e paralel olarak, farklı geliş açıları için üniform kırınan alan değişimi polar formda incelenmiştir.



Şekil 4.8 Farklı Geliş Açıları İçin Üniform Kırınan Alan Değişimi

Bu incelemede geliş açısı dışındaki diğer parametreler için problem çözümünde kullanılan değerlerin aynısı kullanılmıştır.

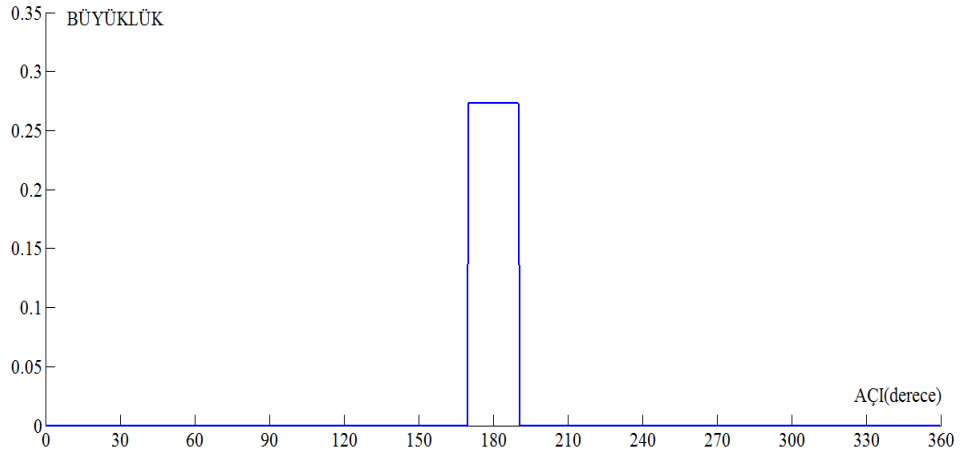
Şekil 4.9 ile Şekil 4.6’ya paralel olarak, farklı odak uzaklıkları için üniform kırınan alan değişimi polar formda incelenmiştir.



Şekil 4.9 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Üniform Kırınan Alan Değişimi

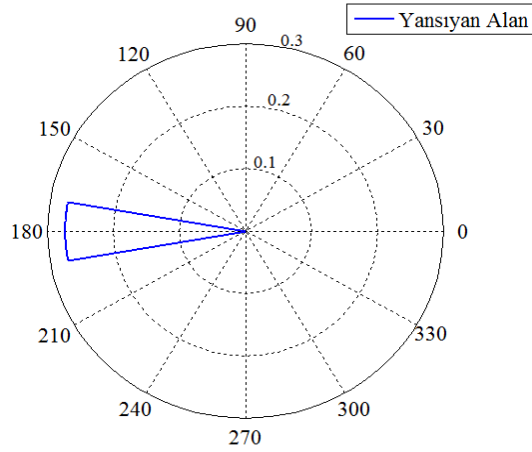
Bu incelemede odak uzaklığı dışındaki diğer parametreler için problem çözümünde kullanılan değerlerin aynısı kullanılmıştır.

Yansıyan alan ifadesi (3.125) denkleminin birim basamak fonksiyonu ile düzenlenmesi ile elde edilmiş olup Şekil 4.10’da gösterilmiştir. İlaveten, yansıyan alan değişimi Şekil 4.11’de polar formda gösterilmiştir.



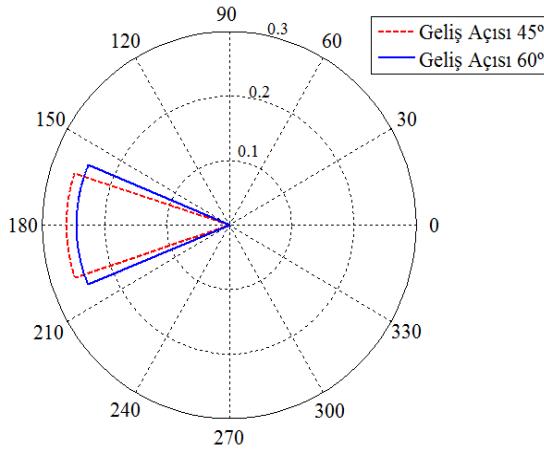
Şekil 4.10 Yansıyan Alan

Her iki grafikte de yansıyan alanın belirli açılarda geçerli olduğu ve yansıma bölgesinde aynı büyüklükte etki yaptığı görülmektedir.



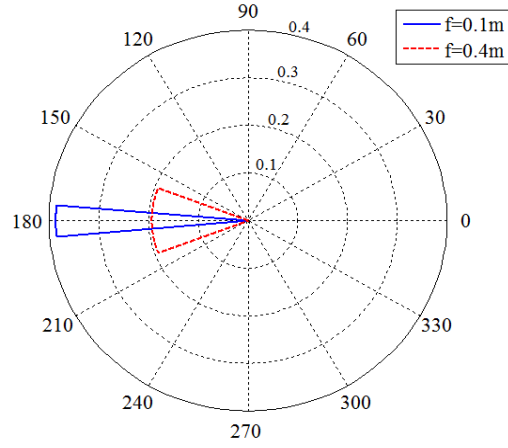
Şekil 4.11 Yansıyan Alan-Polar Form

Ayrıca (3.125) denkleminin yorumuna uygun olarak yansıyan alanın büyüklüğü farklı açı değerleri için farklılık göstermektedir. Farklı geliş açıları ve farklı odak uzaklıkları için yansıyan alan değişimleri Şekil 4.12 ve Şekil 4.13’de gösterilmiştir.



Şekil 4.12 Farklı Geliş Açıları İçin Yansıyan Alan Değişimi

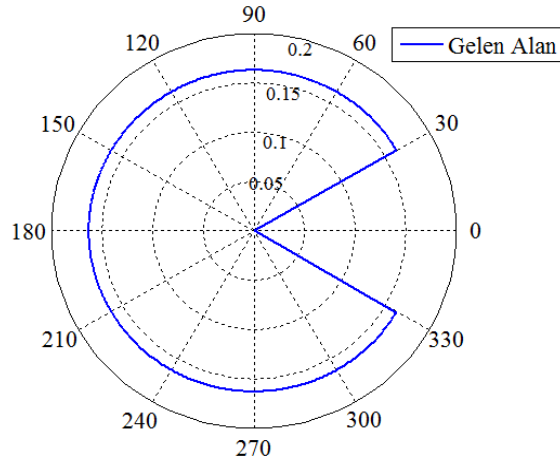
Bu grafik, geliş açı değerlerinin sırasıyla $\pi/4$ ve $\pi/3$ olarak alınmasıyla elde edilmiştir. Yansıma olayının gerçekleştiği açı değerlerinin ve yansıyan alan büyüklüklerinin geliş açısına göre farklılık gösterdiği net bir şekilde görülmektedir.



Şekil 4-13 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Yansıyan Alan Değişimi

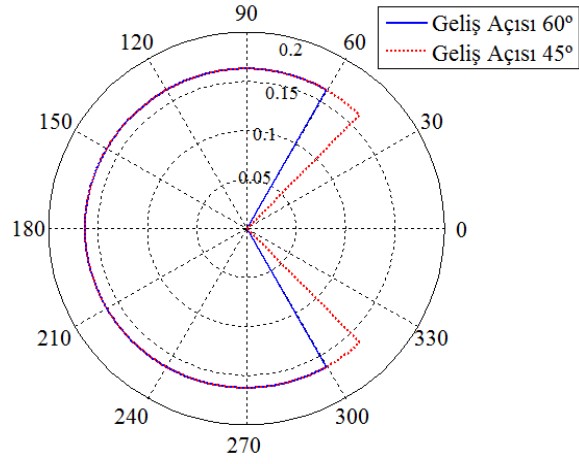
Bu grafik, odak uzaklığı değerinin sırasıyla $0.1m$ ve $0.4m$ olarak alınmasıyla elde edilmiştir. Burada uzaklık parametresinin yansıyan alan büyüklüğüne etkisi görülmektedir. Kaynak ile kırınım yüzeyi arasındaki mesafe arttıkça yansıyan alan büyüklüğü azalmaktadır.

Gelen alan ifadesinin büyüklüğü (3.96) ifadesinde gösterildiği şekilde elde edilmektedir. İlgili ustep fonksiyonu ile kullanıldığında gelen alan ifadesi (3.127) denkleminin ilk terimi şeklinde yazılabilir.



Şekil 4.14 Gelen Alan

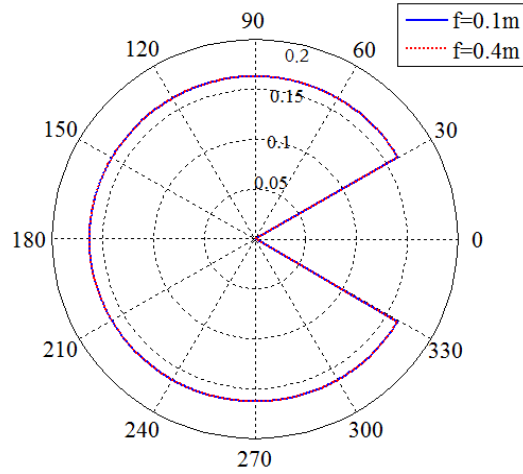
Farklı geliş açıları için gelen ifadesi Şekil 4-15'te incelenmiştir.



Şekil 4.15 Farklı Geliş Açıları İçin Gelen Alanlar

Burada farklı geliş açıları olması durumunda gelen alan genliklerinin aynı kaldığı ancak farklı açı aralıklarında etkin oldukları görülmektedir.

Benzer inceleme farklı odak uzaklıkları için yapıldığında Şekil 4.16 elde edilmektedir.



Şekil 4.16 Farklı Odak Uzaklıkları İçin Gelen Alanlar

Burada gelen alan genliklerinin odak uzaklığından bağımsız olduğu görülmektedir. Gelen alan genliği kaynak ile gözlem noktası arasındaki mesafeden etkilenmektedir.

5. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu çalışmanın katkısı, çizgisel akım kaynağının alanında bulunan mükemmel iletken parabolik reflektörden kırınan alanların hesabının Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi (SKDT) yaklaşımıyla ilk olarak yapılmış olmasıdır. Yeni vektör potansiyeli ifadesi elde edilip, öncelikle üniform olmayan kırınan alanların hesabı GSKDT yaklaşımı kullanılarak yapılmıştır. Elde edilen üniform olmayan çözüm literatürle uyum içerisindedir (Altingöz ve Yalçın 2013).

Daha sonra üniform olmayan kırınan alan ifadesi fresnel fonksiyonu kullanılarak üniform hale getirilmiştir. Üniform kırınan alan ifadesi, gelen alandan kırınan alan ve yansıyan alandan kırınan alan olmak üzere iki bileşenden oluşmaktadır. Her iki alan ifadesi ve toplam üniform kırınan alan ifadesi sayısal olarak değerlendirilmiş ve literatür ile uyumlu olduğu görülmüştür (Umul 2008, 2013). Ayrıca, üniform kırınan alanların farklı geliş açıları ve farklı odak uzaklıkları için incelemeleri yapılmıştır.

Yansıyan alanların hesaplanması ise değiştirilmiş fiziksel optik yönteminden yararlanılarak yapılmıştır. Burada yansıma geometrisi ve yansıma yüzeyinin karakteristiği dikkate alınarak yansıyan alanlar hesaplanmıştır. Yansıyan alan ifadesi sayısal olarak değerlendirilmiş ve literatür ile uyumlu olduğu görülmüştür (Umul 2013). Benzer şekilde, yansıyan alanın değişimi de farklı geliş açıları ve odak uzaklıkları için incelenmiştir.

Son olarak kırınan ve yansıyan alan ifadelerinin dışında, saçılan alan ifadesinin son bileşeni olarak gelen alan ifadesinin incelemesi yapılmıştır. Elde edilen ifade, literatürle uyumludur (Umul 2013). Gelen alan ifadesinin değişimi de farklı geliş açısı ve farklı odak uzaklıkları için incelenmiştir.

Bu çalışmada, mükemmel iletken parabolik reflektörden saçılan alanların hesaplanması Genişletilmiş Sınır Kırınım Dalgası Teorisi ile ilk kez yapılmıştır. Elde edilen gelen, yansıyan ve kırınan alan ifadeleri literatürle uyum içerisindedir.

KAYNAKLAR

- Altıngöz, C., Yalçın, U. 2013.** Yutucu Kesik Silindirin Kenarından Kırınan Alanların Sınır Kırınım Dalgası Teorisi İle Hesabı. *Gazi Üniv. Müh. Mim. Fak. Der.*, 28(1):85-90.
- Balanis, C. A. 2012.** Advanced Engineering Electromagnetics 2nd edition. John Wiley & Sons, Inc, USA, 1018 pp.
- Born, M., Wolf, E. 1999.** Principles of Optics 7th edition. Cambridge University Press, U.K, 952 pp.
- Fresnel, A. 1819.** Memoir on the Diffraction of Light. *The Wave Theory of Light – Memoirs by Huygens, Young and Fresnel. American Book Company.* pp. 79–145.
- Ganci, S. 1995** A General Scalar Solution for the Half-plane Problem. *J. Modern Opt.*, 42:1707-1711.
- Ganci, S. 1997.** Boundary Diffraction Wave Theory for Rectilinear Apertures. *Eur. J. Phys.*, 18:229-236.
- Grimaldi F. M. 1665.** Physico mathesis de lumine, coloribus, et iride, aliisque annexis libri duo (Bologna ("Bonomia"), Italy: Vittorio Bonati, 1665), pp. 1–11 (in Latin).
- Ishimaru, A. 1991.** Electromagnetic Wave Propagation, Radiation and Scattering. Prentice Hall, New Jersey, 637 pp.
- Kouyoumjian, R. G., Pathak, P. H. 1974.** A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface. *Proceedings of the IEEE*, 62(11):1448-1461.
- Lit, J. W. Y. 1972.** Boundary Diffraction Waves due to a General Point Source and Their Applications to Aperture Systems. *Optica Acta*, 19(12):1007-1014.
- Longhurst, R. S. 1968** Geometrical and Physical Optics 2nd Edition. Longmans, London, 551 pp.
- Maggi, G. A. 1888.** Sulla Propagazione Libera e Perturbata delle Onde Luminose in un Mezzo Izotropo. *Ann. di Mat. Ila.*, 16:21-48.
- Marchand, E. W., Wolf, E. 1962.** Boundary Diffraction Wave in the Domain of the Rayleigh-Kirchhoff Diffraction Theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 52:761-763.
- Marchand, E. W., Wolf, E. 1966.** Consistent Formulation of Kirchhoff's Diffraction Theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 56:1712-1721.
- Miyamoto, K., Wolf, E. 1962.** Generalization of the Maggi-Rubinowicz Theory of the Boundary Diffraction Wave Part I. *J. Opt. Soc. Am.*, 52:615-625.

- Miyamoto, K., Wolf, E. 1962.** Generalization of the Maggi-Rubinowicz Theory of the Boundary Diffraction Wave Part II. *J. Opt. Soc. Am.*, 52:626-637.
- Miyamoto, K. 1962.** New Representation Wave Field. *Proc. Phys. Soc.*, 79:617-629.
- Otis, G. 1974.** Application of the Boundary Diffraction Wave Theory to Gaussian Beams. *J. Opt. Soc. Am.*, 64:1545-1550.
- Otis, G., Lit, J. W. Y. 1975** Edge-on Diffraction of a Gaussian Laser Beam by a Semi-infinite Plane. *App. Optics*, 14:1156-1160.
- Rubinowicz, A. 1917.** Die Beugungswelle in der Kirchoffschen Theorie der Beugungsercheinungen. *Ann. Physik*, 4:257-278.
- Sarnık, M., Yalçın, U. 2013.** Uniform Diffracted Fields from a Perfectly Conducting Cylindrical Reflector with Modified Theory of Physical Optics. *Hindawi Publis. Corp. The Scientific World Journal*, 2013(195402):1-6.
- Stutzman, W. L., Thiele, G.A. 2013.** Antenna Theory and Design 3rd edition. John Wiley & Sons, Inc, USA, 820 pp.
- Ufimtsev, P. Y. 2007.** Fundamentals of The Pyhsical Theory of Diffraction. John Wiley & Sons, Inc, USA, 329 pp.
- Umul, Y. Z., Yalçın, U. 2003.** Asymptotic Evaluation Of The Edge Diffraction In Cylindric Paraboloidal Reflector Antennas. *Mathematical & Computational Applications*, 8(2):143-150.
- Umul, Y. Z. 2004.** Modified Theory of Physical Optics. *Optics Express*, 12(20): 4959-4972.
- Umul, Y. Z. 2008.** Modified Diffraction Theory of Kirchhoff. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 25:1850-1860.
- Umul, Y. Z. 2008.** The Relation Between the Boundary Diffraction Wave Theory and Physical Optics. *Opt. Communications*, 281:4844-4848.
- Umul, Y. Z. 2009.** Uniform Theory of the Boundary Diffraction Wave. *Optics & Laser Technology*, 41:285-288.
- Umul, Y. Z. 2013** The MTPO/Malyughinetz hybrid method for the scattering analysis of parabolic impedance reflectors *Optik* 124:5577-5584
- Yalçın, U. 2009.** Uniform Scattered Fields of the Extended Theory of Boundary Diffraction Wave for PEC Surfaces. *Progress in Electromagnetics Research M.*, 7:29-39.

Yalçın, U. 2009. Scattering from Perfectly Magnetic Conducting Surfaces. The Extended Theory of Boundary Diffraction Wave Approach. *Progress in Electromagnetics Research M.*, 7:123-133.

Yalçın, U. 2011. Analysis of Diffracted Fields with the Extended Theory of the Boundary Diffraction Wave for Impedance Surfaces. *Appl. Opt.*, 50:296-302.

EK-1

```
clc;
clear all;
fi0=pi./6;
l=1;
k=2.*pi./l;
rho=6.*l;
fi=0:.01:2.*pi;
ui=1;
f=2.*l;
rho1=(2.*f)/(1+cos(fi0));
rho1=sqrt((rho.^2)+(rho1.^2)-(2.*rho.*rho1.*cos(fi-fi0)));
fi1=asin(rho1.*sin(fi0)/rho);
gelen=ui.*exp(-j.*k.*rho)/sqrt(k.*rho);
gelenq=ui.*exp(-j.*k.*rho1)/sqrt(k.*rho1); % Q noktasındaki gelen alan

%Non-uniform Kırınan Alan

nonuni=(-gelenq/(2.*sqrt(2.*pi))).*((tan((fi-fi0)/2))-tan((fi+fi0)/2)).*exp(-
j.*k.*rho1).*exp(-j.*(pi./4))/sqrt(k.*rho1);
%plot(180.*fi./pi,abs(nonuni),'r');
%hold on;
zeta1=(-1).*sqrt(2.*k.*rho1).*(cos((fi-fi0)/2));
x1=(abs(zeta1));
N1=10000;
sum1=0;
lowbound1=0;
upbound1=x1;
delta1=(upbound1-lowbound1)/N1;
for i1=0:N1;
    t1=lowbound1+(i1.*delta1);
    f1=exp(-j.*(t1.^2));
```

```

sum1=sum1+f1;
end
fres1=(0.5)-(exp(j.*pi./4).*sum1.*delta1./sqrt(pi));

zetai2=(-1).*sqrt(2.*k.*rho1).*(cos((fi+fi0)/2));
x2=(abs(zetai2));
N2=10000;
sum2=0;
lowbound2=0;
upbound2=x2;
delta2=(upbound2-lowbound2)/N2;
for i2=0:N2;
    t2=lowbound2+(i2.*delta2);
    f2=exp(-j.*(t2.^2));
    sum2=sum2+f2;
end
fres2=(0.5)-(exp(j.*pi./4).*sum2.*delta2./sqrt(pi));

%Gelen Alan Hesabi

ftt=(fi-fi0);
ftt2=(fi+fi0-2.*pi);
Ug=gelen.*[ustep(ftt)-ustep(ftt2)];
%plot(180.*fi/pi,abs(Ug),'r');
%hold on;
%polar(fi,abs(Ug),'r');
%hold on;

%Kırınan Alan Hesapları-1

bdwi=gelenq.*(sign(zetai1)).*(fres1).*sin((fi-fi0)/2).*exp(j.*k.*rho1.*(cos(fi-fi0)));
%plot(180.*fi/pi,abs(bdwi),'b');

```

```

%polar(fi,abs(bdwi),'bl');
%hold on;
bdwr=gelenq.*(sign(zetai2)).*(fres2).*sin((fi+fi0)/2).*exp(j.*k.*rho1.*(cos(fi+fi0)));
%plot(180.*fi./pi,abs(bdwr),'r');
%hold on;
%polar(fi,abs(bdwr),'bl');
totaldiff=(bdwi+bdwr);
%plot(180.*fi./pi,abs(totaldiff),'g');
polar(fi,abs(totaldiff),'bl');
%hold on;

%Yansıyan Alan Hesapları
for fiy=-fi0:.01:fi0
    rhoy=2.*f./(1+cos(fiy));
    rho1r=sqrt((rho.^2)+(rhoy.^2)-(2.*rho.*rhoy.*cos(fi-fiy)));
    gelenqr=(ui.*exp(-j.*k.*rhoy)./sqrt(k.*rhoy));
    toplam=-gelenqr.*exp(-j.*k.*rho1r);
end

zet1=(pi+fi1-fi);
zet2=(pi-fi1-fi);
yansiyanalan=toplam.*[ustep(zet1)-ustep(zet2)];
%plot(180.*fi./pi,abs(yansiyanalan),'b');
%XLABEL('AÇI(derece)');
%YLABEL('BÜYÜKLÜK');
%polar(fi,abs(yansiyanalan),'b');

```

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı :Can ALTINGÖZ
Doğum Yeri ve Tarihi :Bursa 23.10.1986
Yabancı Dili :İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise :Bursa Anadolu Lisesi, 2004
Lisans :Dokuz Eylül Üniversitesi, 2008
Yüksek Lisans :Uludağ Üniversitesi 2014

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl :Türk Telekom A.Ş. 2008- 2014
:Prysmian Group 2014-....

İletişim (e-posta) :canaltngz@yahoo.com

Yayımları

Altıngöz C., Yalçın U. 2013. Yutucu Kesik Silindirin Kenarından Kırınan Alanların Sınır Kırınım Dalgası Teorisi İle Hesabı. *Gazi Üniv. Müh. Mim. Fak. Der.*, 28(1):85-90.