

BURSA TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ❖ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İKİ KİRİNİM İÇEREN SENARYOLAR İÇİN KAPSAMA ALANI
HARİTALAMASI**



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Eray ARIK

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

HAZİRAN 2018

BURSA TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ❖ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**İKİ KİRİNİM İÇEREN SENARYOLAR İÇİN KAPSAMA ALANI
HARİTALAMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Eray ARIK
(161082325)**

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Mehmet Barış TABAKCIOĞLU

HAZİRAN 2018

BTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 161082325 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi Eray ARIK, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "İKİ KIRINIM İÇEREN SENARYOLAR İÇİN KAPSAMA ALANI HARİTALAMASI" başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Dr. Öğr. Üyesi Mehmet Barış TABAKÇIOĞLU**
Bursa Teknik Üniversitesi



Savunma Tarihi : **12.06.2018**

FBE Müdürü : **Doç. Dr. Murat ERTAŞ**
Bursa Teknik Üniversitesi

.....
...../...../.....

İNTİHAL BEYANI

Bu tezde görsel, işitsel ve yazılı biçimde sunulan tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uyularak tarafımdan elde edildiğini, tez içinde yer alan ancak bu çalışmaya özgü olmayan tüm sonuç ve bilgileri tezde kaynak göstererek belgelediğimi, aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim.

Öğrencinin Adı Soyadı: Eray ARIK

İmzası :

X X X X



Sevgili annem ve Merve'ye,

ÖNSÖZ

Bu tezde, Bursa Teknik Üniversitesi'nde yapmış olduğum iki kırımın içeren senaryolar için kapsama alanı haritalaması konulu tez çalışmam sonucunda elde ettiğim bilgileri dikkatinize sunmaktayım. Bu çalışmayı hazırlarken geçirdiğim süreçte benden yardımlarını esirgemeyen başta Dr. Öğr. Üyesi Mehmet Barış TABAKÇIOĞLU olmak üzere Bursa Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliğindeki hocalarıma, ayrıca manevi desteğini her an yanımda hissettiğim aileme ve arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışma TÜBİTAK tarafından 215E360 proje numarası ile desteklenmiştir.

Haziran 2018

Eray ARIK

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vi
KISALTMALAR	vii
SEMBOLLER	viii
ÇİZELGE LİSTESİ.....	ix
ŞEKİL LİSTESİ.....	x
ÖZET	xiii
SUMMARY	xiv
1. GİRİŞ	1
2. GEOMETRİK OPTİK	4
2.1 Yüksek Frekans Elektromanyetik Dalga Yayılımı.....	4
2.2 Geometrik Optik.....	5
2.2.1 Maxwell denklemlerinin asimptotik çözümü.....	5
2.2.2 Geometrik optik faz ilkesi.....	8
2.2.3 Geometrik optik genlik ilişkisi.....	9
2.2.4 Geometrik optik faz ve polarizasyon ilişkisi.....	12
2.3 Elektromanyetik Dalgaların Yüzeylerden Yansıması	15
2.4 Geometrik Optik Üzerine Yorumlar.....	18
3. DÜZGÜN KIRINIM TEORİSİ	20
3.1 Keller'in Geometrik Kırınım Teorisi	22
3.2 Düzgün Kırınım Teorisi	27
3.3 Bıçak Kenarlı Engelden Kırınım.....	33
3.4 Çoklu Kırınım İçeren Yapılarda Düzgün Kırınım Teorisi	35
4. IŞIN İZLEME TABANLI YAYILIM MODELLEME	38
4.1 Yansıyan Işınlarda Bulunması	41
4.1.1 İmaj yöntemi	42
4.1.2 Işın fırlatma yöntemi	43
4.2 Kırınan Işınlarda Bulunması.....	44
5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE BENZETİM SONUÇLARI.....	46
5.1 Tek Düzlemsel Engel İçeren Senaryo İçin Kapsama Alanı Hesabı	46
5.2 Yarıklı Metalik Ekranlamanın Elektrik Alana Etkisi	52
5.3 Elektriksel Açıda Büyük Bir Deniz Aracı Üzerinde EMC Uygulaması	57
5.4 Paralel Çözüm Performansları.....	62
6. KAPSAMA ALANI HESAPLAMALARI.....	67
7. SONUÇ	78
KAYNAKLAR	81
ÖZGEÇMİŞ.....	84

KISALTMALAR

DKT	: Düzgün Kırınım Teorisi
DGKT	: Düzgün Geometrik Kırınım Teorisi
EM	: Elektromanyetik
EMC	: Elektromanyetik Uyumluluk (Electromagnetic Compatibility)
FDTD	: Zaman Alanında Sonlu Farklar (Finite Difference Time Domain)
GO	: Geometrik Optik
GKT	: Geometrik Kırınım Teorisi
GSM	: Mobil İletişim için Küresel Sistem (Global System for Mobile Communication)
ISB	: Aydınlık Gölge Sınırı (Illumination Shadow Boundary)
LoS	: Direkt Görüş Hattı (Line of Sight)
MoM	: Moment Metodu (Method of Moments)
RF	: Radyo Frekansı (Radio Frequency)
RSB	: Yansıma Gölge Sınırı
TE	: Enine Elektrik (Transverse Electric)
TM	: Enine Manyetik (Transverse Magnetic)

SEMBOLLER

$A(s)$: Yayılma Faktörü
c	: Işık hızı
$cad[x]$: Oluturulan senaryonun 2 boyutlu cad modeli matrisi
$cad[y]$: Oluturulan senaryonun 2 boyutlu cad modeli matrisi
$D_{s,h}^k$: Diyadik Kırınım Katsayısı
dA_0, dA	: Işın tüpü üzerindeki yüzey alanları
E	: Elektrik Alan
F	: Fresnel Fonksiyonu
GHz	: Giga Hertz
H	: Manyetik Alan
k	: Dalga sayısı
L^{r_0}, L^{r_n}, L^i	: Uzaklık Parametresi
MHz	: Mega Hertz
R	: Yansıma Katsayısı
$r(s)$: Işın Yayılım Yolu
S_0, S	: Işıma Yoğunluğu
t	: Zaman
w	: Açısal frekans
β'_0	: 3D kırınım senaryosu için gelen ışın açısı
ϵ	: Dielektrik katsayısı
μ	: Manyetik Geçirgenlik Katsayısı
ρ_1^r, ρ_2^r	: Yansıyan alanın eğrilik yarı çapı
ϕ, ϕ'	: Kırınım Açıları
$\psi(r)$: Faz Fonksiyonu

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 3.1 : Gölge Bölge Sınırları..... 31



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1 : Küresel dalga için ışın tüpü gösterimi	7
Şekil 2.2 : Eikonal Yüzeyler	8
Şekil 2.3 : Genel dalga cephesi gösterimi.....	11
Şekil 2.4 : Genel dalga cephesi ve kostikleri	12
Şekil 2.5 : Elektromanyetik dalgaların eğri yüzeyden yansıması.....	15
Şekil 2.6 : Eğri yüzeyden yansıma - Astigmatik ışın tüpleri	17
Şekil 2.7 : İki boyutlu kavisli bir yüzeye yakın çizgi kaynağı. (a) Yansıma noktası. (b) Kostik.	18
Şekil 2.8 : Sonlu genişliğe sahip düzlem üzerindeki çizgi kaynağı ve yansıma geometrisi.....	19
Şekil 3.1 : Aydınlik bölge, gölge bölge ve Aydınlik bölge sınırı.....	21
Şekil 3.2 : Yansıma gölge sınırı, yansıyan alan için geçiş bölgesi.....	21
Şekil 3.3 : Kırınan ışınların oluşturduğu koni	23
Şekil 3.4 : Kırınan ışınların oluşturduğu disk (yüzey normali yönünde kırınım)	24
Şekil 3.5 : Sonsuz uzunluklu yarım düzlem üzerinde düzlem dalga kırınımı	25
Şekil 3.6: Mükemmel iletken kamadan kırınım	26
Şekil 3.7 : Mükemmel iletken kamadan kırınım - GKT.....	26
Şekil 3.8 : Eğrisel yüzeye sahip kamadan kırınım	28
Şekil 3.9 : N^- ve N^+ 'nin ξ ve n 'nin bir fonksiyonu olarak grafiksel gösterimi.....	30
Şekil 3.10 : X 'in bir fonksiyonu olarak, $F(X)$ geçiş fonksiyonunun faz ve büyüklük değişimleri.....	31
Şekil 3.11 : Kamadan kırınım için Aydınlik ve Yansıma gölge sınırları	32
Şekil 3.12 : Düzlem dalga ile aydınlatılan kama için geçiş bölgeleri.....	34
Şekil 3.13 : Bıçak kenarlı kama için ikili kırınım olayı.....	35
Şekil 4.1 : Yayılım uzayının çizgisel olarak ifade edilmesi.	39
Şekil 4.2 : Çözüm uzayının belirlenmesi.....	40
Şekil 4.3 : Işının vektörel formda ifade edilmesi.....	40
Şekil 4.4 : Işın- engel kesişimi.....	41
Şekil 4.5 : Direkt ışınlar ile hesaplanan Geometrik Optik Elektrik Alan simülasyonu	42
Şekil 4.6 : İmaj Yöntemi	42
Şekil 4.7 : Işın Yansıması	44
Şekil 4.8 : Kırınan ışınların elde edilmesi.	45
Şekil 4.9 : Direkt, yansıyan ve kırınan ışınlarla elde edilen Elektrik Alan simülasyonu	45
Şekil 5.1 : Tek engel içeren kapsama alanı senaryosu.....	46
Şekil 5.2 : CADFEKO arayüzünde oluşturulan 3D yayılım senaryosu	47
Şekil 5.3 : POSTFEKO arayüzünde görüntülenen ışınlar	47
Şekil 5.4 : Geliştirilen algoritma ile elde edilen Elektrik Alan değerleri	48
Şekil 5.5 : FEKO yazılımı ile elde edilen elektrik alan değerleri.....	48

Şekil 5.6 : Geliştirilen algoritma ile elde edilen elektrik alan değerleri	49
Şekil 5.7 : FEKO yazılımı ile elde edilen elektrik alan değerleri.....	50
Şekil 5.8 : Kırınan elektrik alan'ın alıcı yüksekliğine göre değişimi.	50
Şekil 5.9 : Elektrik alanın alıcı yüksekliğine göre değişimi	51
Şekil 5.10 : Kırınan Alan.....	51
Şekil 5.11 : Metalik Ekranlama için Yayılım Senaryosu	52
Şekil 5.12 : Tek yarıklı engel için kapsama alanı.....	53
Şekil 5.13 : Tek yarıklı engel için kırınan kapsama alanı.....	53
Şekil 5.14 : Tek yarıklı engel için elektrik alan değişimi	54
Şekil 5.15 : Tek yarıklı engel için kırınan elektrik alan değişimi	54
Şekil 5.16: 5 yarıklı engel için elektrik alan	55
Şekil 5.17 : 5 yarıklı engel için elektrik alan değişimi	55
Şekil 5.18 : 10 yarıklı engel için elektrik alan	56
Şekil 5.19 : 10 yarıklı engel için elektrik alan değişimi	56
Şekil 5.20 : FEKO ile elde edilen 10 yarıklı yapı için elektrik alan değişimi	57
Şekil 5.21 : FEKO ile elde edilen 10 yarıklı yapı için elektrik alan değişimi	57
Şekil 5.22 : Gemi modeli ve oluşturulan yayılım senaryosu	58
Şekil 5.23 : Gemi modeli (2D) için elektrik alan dağılımı	59
Şekil 5.24 : FEKO ile modellenen gemi problemi için elektrik alan.....	59
Şekil 5.25 : $y=5$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi.....	60
Şekil 5.26 : $y=5$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi.....	60
Şekil 5.27 : $y=9$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi.....	61
Şekil 5.28 : $y=9$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi.....	61
Şekil 5.29 : $y=14$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi.....	62
Şekil 5.30 : $y=14$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi.....	62
Şekil 5.31 : 2178576 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi	63
Şekil 5.32 : 2178576 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi standart sapma değeri	64
Şekil 5.33: 34621801 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi	64
Şekil 5.34: 34621801 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi standart sapma değeri	65
Şekil 5.35 : 139263601 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi	65
Şekil 5.36 : 139263601 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi standart sapma değeri	66
Şekil 6.1 : Alıcı noktasına ulaşabilecek farklı ışın tipleri.....	68
Şekil 6.2 : Yayılım senaryosunda oluşan kırınımlar.....	68
Şekil 6.3 : Kırsal Alan kapsama alanı.....	69
Şekil 6.4 : Kırsal Alan kapsama alanı: Kırınan alan.....	69
Şekil 6.5 : 26 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	70
Şekil 6.6 : 20 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	70
Şekil 6.7 : 15 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	71
Şekil 6.8 : 11 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	71
Şekil 6.9 : Kırsal alan kapsama alanı.....	72
Şekil 6.10 : Kırsal Alan kapsama alanı2: kırınan alan.....	72
Şekil 6.11 : 10 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	73
Şekil 6.12 : 16 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	73

Şekil 6.13 : 20 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	74
Şekil 6.14 : 26 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	74
Şekil 6.15 : Kırsal alan kapsama alanı.....	75
Şekil 6.16 : Kırsal alan kapsama alanı kırınan Alan.....	75
Şekil 6.17 : 26 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	76
Şekil 6.18 : 20m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	76
Şekil 6.19 : 16 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	77
Şekil 6.20 : 10 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi.....	77



İKİ KIRINIM İÇEREN SENARYOLAR İÇİN KAPSAMA ALANI HARİTALAMASI

ÖZET

Bu tezde, 2 boyutlu bıçak kenarlı yapılardan oluşan çeşitli senaryolar için kullanılan ışın izleme tabanlı nümerik elektromanyetik modelleri özetlendi. Geometrik Optik (GO) ve Düzgün Kırınım Teorisi (DKT) metodları detaylıca incelendi.

Asimptotik metotların avantaj ve dezavantajları, tam dalga metotlarla kıyasla üstün olduğu ve zayıf olduğu noktalar ve kullanılabilmesi ve kullanılamayacağı özel durumlar açıklandı. Elektromanyetizma fenomenini açıklayan Maxwell denklemlerinin yüksek frekans açılımı yapılarak ışın tabanlı asimptotik metotların teorik temelleri incelendi.

İki boyutlu çizgisel segmentler kullanılarak oluşturulan çeşitli yayılım senaryolarında ışın yollarını hesaplayabilen ışın izleme algoritması geliştirildi. Elde edilen ışın yolları Geometrik Optik ve Düzgün Kırınım Teorisi denklemleri içerisinde kullanıldı, alıcıya hiç bir engel ile karşılaşmadan doğrudan varan ışınlar, yansıtılarak varan ışınlar ve bunların ikili kırınıma kadar olan kombinasyonları hesaba katılarak tüm bir yayılım ortamındaki elektromanyetik alanın hesabı yapıldı.

Elektrik alan şiddetinin engel arkasında kırınıma bağlı olarak oluşan maksimumları bulundu ve bağlı olduğu değişkenler ortaya konuldu.

Bilgisayar ortamında geliştirilen Işın izleme, Geometrik Optik ve Düzgün Kırınım Teorisi algoritmalarının, toplam çözüm süresine olan etkileri incelendi. Geliştirilen kod paralel çözüme uygun hale getirilerek, çözüm süresi düşürüldü. GO-DKT algoritmasının paralel performansı ortaya konuldu.

Geliştirilen yazılımla, elektromanyetik uyumluluk ve anten yerleştirme gibi farklı elektromanyetik problemler için çözümler elde edildi. Işın izleme tabanlı GO-DKT modelinin verimliliği ve sonuçların doğruluğu FEKO yazılımında elde edilen sonuçlarla kıyaslanarak tartışıldı ve doğrulandı.

Seçilen bir kırsal yayılım senaryosunda vericinin konumunun elektromanyetik alan ve kapsama alanı üzerine etkisini gözlemelemek amacıyla çeşitli simülasyonlar tekrarlandı ve verici anten konumunun değişiminin sebep olduğu sonuçlar tartışıldı.

Anahtar kelimeler: Elektromanyetik dalga kırınımı, ışın izleme, geometrik optik, düzgün kırınım teorisi, paralelleştirme, FEKO

COVERAGE MAPPING FOR THE SCENERIOS INCLUDING DOUBLE DIFFRACTION

SUMMARY

In this thesis, numerical electromagnetic models, which is used for 2-dimensional propagation scenarios including knife-edge structures, are studied and explained. Geometrical Optics and Uniform Theory of Diffraction models are analysed in detail.

The points where asymptotic methods are superior to and weaker than full wave methods and special cases that can be used and exploited are explained.

Maxwell's equations which explain the phenomenon of electromagnetism have been investigated by high-frequency expansions and the theoretical basis of ray optic asymptotic methods was showed.

A ray tracing algorithm that can work for rural and urban propagation environments which are created using two-dimensional linear lines has been developed.

The obtained ray paths were used in the equations of Geometric Optics and Uniform Theory of Diffraction. Coverage area simulation is made by using all type of possible rays which are direct rays, reflected rays, diffracted rays and combination of all these types of rays.

the maximums of the electric field generated due to the diffraction behind the obstacle were found and the diffraction effects on the electric field behind the obstacle were investigated.

The effects of ray tracing, geometric optics and uniform diffraction theory algorithms on the total solution time were investigated. Improved parallelization of the code has reduced the solution time. The parallel performance of the GO-UTD algorithm has been demonstrated.

With the developed software, solutions were obtained for different electromagnetic problems such as electromagnetic compatibility and antenna placement. The efficiency of the ray tracing based GO-UTD model and the accuracy of the results were discussed in comparison with the results obtained from FEKO software.

In a selected rural propagation scenario, various simulations were repeated in order to observe the influence of the transmitter position on the electromagnetic field and the coverage area, and the variations that caused by the change of the transmitter antenna position were discussed.

Keywords: Electromagnetic wave diffraction, ray tracing, geometric optics, uniform theory of diffraction, parallelization, FEKO

1. GİRİŞ

Günümüzde, kablosuz ve mobil haberleşme araçları, tüketiciler tarafından küresel çapta çok yaygın kullanılmaktadır ve günlük hayatın kaçınılmaz parçaları olmuşlardır. Satış rakamları büyük oranda büyümekte ve öngörülebilir gelecek için bunun daha da fazlaşması beklenmektedir [1].

İyi planlanmış ve tasarlanmış bir hücreli yapı hücreli bir mobil radyo sisteminin çok önemli bir parçasıdır. Kabul edilebilir bir radyo erişimi için hücreli tasarım, fiziksel katman tarafından desteklenmelidir [1,2]. Bu yüzden, etkin bir hücreli tasarım sağlamak için, fiziksel radyo kanalıyla ilgili derinlemesine bilgiye ihtiyaç duyulmaktadır.

Doğru ve sağlam elektromanyetik kestirim modelleri, mobil sistemin konuşlandırılacağı radyo kanalı davranışını tahmin edebilmek için çok önemlidir. Özellikle, haberleşmenin sağlanacağı her bir nokta için bağıl yol kaybı hesabı yayılım ortamına göre uygun baz istasyonu özellikleri ve lokasyonunun seçilmesi için çok önemlidir.

Moment metodu (Method of Moments), Sonlu elemanlar yöntemi (Finite Element Method), Zaman alanında sonlu farklar yöntemi (Finite difference time domain) gibi tam dalga nümerik elektromanyetik çözüm metotları, çözülecek yapının boyutları bir kaç dalga boyunda olduğunda makul çözüm süreleri içerisinde çok kesin sonuçlar verebilmektedirler. Fakat çözülecek senaryonun büyüklüğü bir kaç bin dalga boylarına ulaştığında tam dalga nümerik metotların kullanılması mümkün değildir. Bu nedenle, RF sinyallerinin yayılım özelliklerini modellemek için teorik modeller, ampirik modeller veya bunların kombinasyonlarını kullanan ve belirli şartlarda çok yaklaşık sonuçlar veren farklı alternatif teknikler geliştirilmiş ve geliştirilmeye devam etmektedir [3].

Asimptotik teknikler içerisinde en yaygın olanı Geometrik Optik (GO) metodudur. Bu metod temel olarak ışığın davranışını incelemek için kullanılmış olsa da, çalışılan

frekans yeterince yüksek olduğunda elektromanyetik dalga yayılımı için de çok iyi sonuçlar verebilmektedir [4,5].

Maxwell 1800'lü yılların sonunda ışık yayılmasının elektromanyetik bir olgu olarak açıklanabileceğini ortaya koymuştur. Işığın dalga boyu yayılım ortamı içerisinde etkileşime girdiği yapılara oranla çok küçük olduğundan yayılım hesabında dalga denklemi yerine ışın kavramı kullanılmaktadır. 1950'lerin sonlarında Luneberg-Kline, yüksek frekanslarda elektromanyetik dalga yayılımının da optik yöntemlerle yaklaşık olarak hesaplanabileceğini göstermiştir [4,5].

Geometrik Optik yöntemi çok kısa çözüm sürelerinde iyi sonuçlar vermesine karşın engel arkasında kalan gölge bölgede alan değerlerini hesaplayamamaktadır. Bu hatayı gidermek için, Keller, Geometrik Optik metoduna engel arkasında kalan alanı hesaplayacak şekilde kırınan ışınlar ekleyerek Geometrik Kırınım Teorisi metodunu geliştirmiştir. Kırınan ışınlar sayesinde engelin arkasında kalan bölgede de alan hesabı yapılabilmektedir [6]. Geometrik Kırınım Teorisi (GKT) hesabında, kırınımın olduğu noktadaki elektrik alan şiddeti Keller'in geliştirdiği kırınım katsayısıyla çarpılmakta ve engel arkasındaki kırınan elde edilmektedir.

Keller'in geliştirdiği Geometrik Kırınım Teorisi, kaynak, kırınım noktası ve alıcı aynı doğru üzerinde ise, diğer bir deyişle optik sınır üzerinde sonsuz büyüklükte kırınan alana yakınsıyarak hatalı sonuçlar vermektedir [7,8].

Kouyoumjian and Pathak (1974) tarafından önerilen Düzgün Geometrik Kırınım Teorisi ile Geometrik Kırınım Teorisinin optik sınırlarda verdiği hata giderilmiştir. Düzgün Kırınım Teorisi (DKT) formülasyonu içerisinde Fresnel fonskiyonunu içeren bir kırınım katsayısı geliştirilmiş ve bu sayede optik sınırlarda doğru sonuçlar elde edilebilmiştir [5,9].

Düzgün Kırınım Teorisi, büyük reflektör anten sistemlerinin ışınma örüntüleri, büyük platformlar üstü anten yerleştirme uygulamaları, radar kesit alanı problemleri, elektromanyetik uyumluluk ve girişim, dalga yayılımı gibi geniş çözüm uzayına sahip birçok elektromanyetik problemin çözümünde kullanılmaktadır [3,10].

Bu tezin ikinci bölümünde kısaca nümerik elektromanyetik metotlara değinilmiş ve ardından Maxwell denklemlerinin asimptotik çözümleri gösterilmiştir. Işın bazlı elektromanyetik yöntemlerin çalışma prensibi detaylı olarak verilmiş ve Geometrik Optik metodu detaylı olarak incelenmiştir.

Üçüncü bölümde Geometrik Kırınım Teorisi ve Düzgün Kırınım Teorisi detaylıca ele alınmıştır. Geometrik Kırınım Teorisinin optik sınırlarda verdiği hatalı sonuçlar paylaşılmış ve Düzgün Kırınım Teorisi ile bu hatalar giderilmiştir. Ek olarak Düzgün Kırınım teorisi formülasyonu içerisinde yer alan kırınım katsayısının engel arkasında oluşan elektrik alan şiddetine etkisi incelenmiş ve maksimum ve minimum elektrik alan değerlerinin yorumu yapılmıştır. Ek olarak bu bölümde Düzgün Kırınım Teorisinin ikili kırınım formülasyonu elde edilmiştir.

Dördüncü bölümde oluşturulan her hangi bir yayılım senaryosu içerisinde alıcı verici arasındaki tüm olası yolları (direk, yansıma, kırınım ve ikili kırınım kadar tüm bunların kombinasyonları) bulan yeni bir ışın izleme algoritması geliştirilmiş ve bu algoritmanın çıktı olarak sağladığı ışın parametreleri DKT-GO formüllerinde yerine konarak, rastgele yayılım senaryoları için simülasyonlar gerçekleştirilmiştir.

Bölüm 5'te, MATLAB arayüzünde geliştirilen GO-DKT temelli simülasyon algoritması ile tek kırınım ve tek yansıma içeren senaryolar için çeşitli sonuçlar elde edilmiş ve aynı senaryolar için FEKO elektromanyetik simülasyon yazılımından elde edilen sonuçlar kıyaslanmıştır. Bununla birlikte elde edilen program paralel çözüme uygun hale getirilmiş ve ele alınan referans bir problem üzerinen çözüm uzayı büyüklüğünün çözüm zamanları ve paralel performans verimliliği incelenmiştir.

Bölüm 6'da tamamlanan program kullanılarak kırsal bölgelerdeki dalga yayılımı simule edilmiş ve farklı alıcı verici senaryoları için belirli alan içerisinde elektrik alan renk haritası çıkarılmıştır. Elde edilen sonuçlardan pratik yorumlar yapılmış ve verici konumunun alan şiddetine etkisi incelenmiştir.

Bölüm 7'de bu tezin genel sonuçları tartışılmaktadır. Ayrıca beklenen ve beklenmedik sapmalar açıklanmış ve sapmaların olası nedenleri araştırılmıştır. GO-DKT modelinin geliştirilmeye uygun noktaları ve gelecek çalışmalarla ilgili önerilerde bulunulmuştur.

2. GEOMETRİK OPTİK

2.1 Yüksek Frekans Elektromanyetik Dalga Yayılımı

Dalga yayılımı problemlerinde, çözüm uzayındaki elektrik alan dağılımının çözülmesi gerekmektedir [11]. Çözüm uzayı içerisinde, vericiyi direkt olarak gören noktalarda elektrik alan değerlerini büyük oranda her hangi bir obje ile etkileşime girmeyen elektrik alanlar domine ederken, vericiyi direkt olarak görmeyen noktalarda ise elektromanyetik dalgaların cisimlerle olan etkileşimleri hesaba katılmalıdır [12].

Herhangi bir obje elektromanyetik dalga ile aydınlatıldığında, bu obje yüzeyi üzerinde malzeme özellikleri, frekans ve polarizasyon yönüne bağlı olarak bir akım indüklenir ve bu akım saçılan alanların oluşmasına neden olmaktadır.

Literatürde yer alan analitik yöntemlerle basit geometriler için çözümler mümkündür. Fakat gerçek hayatta karşılaşılan karmaşık yapıdaki ışınım ve saçılma problemleri integral metotlar geliştirilmiştir. Bu teknik kullanılarak rastgele geometriler üzerindeki indüklenen akım dağılımını çözmek mümkün olmaktadır. Moment Metodu gibi nümerik teknikler kullanılarak bahsedilen integral eşitlikler çözülmektedir. Akım dağılımı elde edildikten sonra ise saçılan alan elde edilmektedir [7,12].

Elektromanyetik dalgaların cisimlerle olan etkileşimlerini açıklamak için farklı yöntemler ileri sürülmüş ve her biri farklı alanlarda kullanılmıştır.

Genel olarak, integral çözümler Elektromanyetik ışınım ve saçılma olaylarını çok büyük doğrulukla hesaplarken, hesaplama süreleri ve işlem karmaşıklığı bakımından dezavantajları bulunmaktadır [8].

Verici ile alıcı arasındaki engellerin dalga boyu cinsinden büyüklükleri düşünüldüğünde, kapsama alanı benzetimleri gibi büyük çözüm uzayına sahip problemler için integral metotların kullanımı mümkün görünmemektedir. Bu yüzden yüksek frekans asimptotik teknikler olan Geometrik Kırınım Teorisi, Fiziksel Kırınım Teorisi gibi metotlar büyük çözüm uzayına sahip dalga yayılımı problemlerinde kullanılmaktadır [13].

Geometrik Kırınım Teorisi ilk olarak Keller tarafından ileri sürülmüş ve daha sonra Pathak ve Kouyoumjian tarafından Düzgün Kırınım Teorisi adı altında geliştirilmiştir. Bu iki yöntem de ışın bazlı bir yöntem olan Geometrik Optik metodunun bir uzantısıdır. Bu bölümde Geometrik Optik metodu detaylı olarak incelenecektir.

2.2 Geometrik Optik

Bu tezde yer alan modern geometrik optikleri kapsayacak şekilde düşünülmüş olan düzgün kırınım teorisi, yüksek frekanslı alan problemleri için geçerlidir [14].

Yüksek frekans yaklaşımı, elektromanyetik alanların, ortam özelliklerinin ve saçıcı boyutlarının bir dalga boyu aralığında çok az miktarda değiştiği şartlar altında ele alındığı anlamına gelir [4,14].

Bununla birlikte, metodun gerçek bir frekans sınırlaması olmadığını anlamak önemlidir; Uygulamasını kısıtlayan şey, bir saçıcının boyutunun verilen frekansta dalga boyu bakımından büyük olması gerektiği gerçeğidir.

Böylece geometrik optik ışın izleme prosedürleri, örneğin, MHz frekans bölgesindeki iyonosferdeki elektromanyetik dalga yayılımının incelenmesi için kullanılabilir [14].

Yüksek frekans alanının en önemli özelliği, yerel düzlem dalga doğası ve bunun sonuçlarıdır. Bu durum, geometrik kırınım teorisinde metodik olarak kullanılan temellerden biridir.

EM alanların bu tür yerel düzlem dalga davranışının bir araya getirilmesi, elektromanyetik dalga denklemlerinin, yüksek frekans polarizasyonu, genlik, faz ve yayılım yolu için daha basit denklemlere indirgenmesini sağlar.

Yüksek frekanslı elektromanyetik alan fenomeninin analizinde kullanılan matematiksel teknikler asimtotik yöntemler olarak bilinir. Literatürde, Maxwell denklemlerinin çözümü için birden fazla asimtotik yöntem mevcuttur [3,7,14,15,16].

2.2.1 Maxwell denklemlerinin asimtotik çözümü

İzotropik homojen bir ortamda maxwell denklemlerinin aşağıdaki koşulları sağladığı bilinmektedir [4,7,14].

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(r, w) = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(r, w) = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(r, w) = -jw\mu\mathbf{H}(r, w) \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(r, w) = jw\epsilon\mathbf{E}(r, w) \quad (4)$$

Yukarıdaki denklemlerden Helmholtz denkleminin sağlandığı da gösterilebilir.

$$\nabla^2 \mathbf{E}(r, w) + k^2 \mathbf{E}(r, w) = 0 \quad (5)$$

Burada w açısal frekansı, $k = w\sqrt{\epsilon\mu} = w/c$ ortamın dalga sayısını belirtmektedir. $e^{-i\omega t}$ zaman bağımlılığı örtük olarak bulunmaktadır.

Çok yüksek frekanslarda ($w \rightarrow \infty$) izotropik ve yüksüz ortamdaki, elektrik alan için Luneberg-Kline asimptotik açılımı yazılabilir [7,9,14];

$$\mathbf{E}(r, w) \sim e^{-ik\psi(r)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_n(r)}{(jw)^n} \quad (6)$$

Burada r konum vektörü, k boş uzayın dalga sayısıdır. $\psi(r)$ ise faz fonksiyonudur.

Bu denklem yukarıda verilen Helmholtz denkleminde yerine konulursa alttaki açılım elde edilir.

$$\begin{aligned} & - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{E_m}{(jw)^m} k_0^2 e^{-ik_0\psi} |\nabla\psi|^2 - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{E_m}{(jw)^m} jk_0 e^{-ik_0\psi} \nabla\psi^2 + \\ & \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(jw)^m} e^{-ik_0\psi} \nabla^2 \mathbf{E}_m - 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(jw)^m} jk_0 e^{-ik_0\psi} \nabla \mathbf{E}_m \nabla\psi + \\ & k^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{E_m}{(jw)^m} e^{-ik_0\psi} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

Yukarıdaki eşitliğin birinci ve beşinci terimlerinden eikonal denklemleri elde edilir [7,14,15].

$$|\nabla\psi(r)|^2 = 1 \quad (8)$$

Bu denklemin düzlemsel, silindirik ve küresel yüzeylere karşılık gelen en az 3 adet çözümü mevcuttur [4,7,14].

Denklem (7)'den benzer şekilde transport denklemi aşağıdaki şekilde elde edilebilir.

$$2(\nabla\psi \cdot \nabla)E_0 + (\nabla^2\psi)E_0 = 0 \quad (9)$$

Transport ve eikonal denklemlerinin kabul edilebilir olması için Denklem (7)'deki üçüncü terim ihmal edilebilir olmalıdır. Bu ise aşağıdaki Laplace denkleminin gerçekleşmesiyle mümkün olabilir [14,15].

$$\nabla^2 \mathbf{E}_m = 0 \quad (10)$$

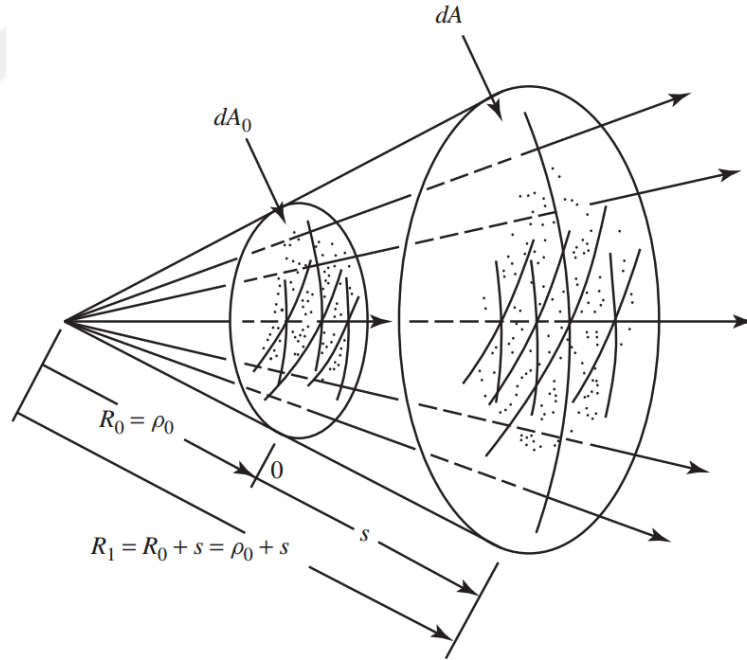
Daha açık şekilde, geometrik optik metodunun geçerli sayılabilmesi için elektrik alanın genliğinin türevi çok hızlı değişen bir fonksiyon olmamalıdır. Bu sebeple, gölge sınırlarında ve kostiklerde geometrik optik metodu geçerliliğini yitirmektedir [15].

Benzer şekilde kompleks poynting vektörü $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$, Luneberg-Kline asimptotik açılımı kullanılarak yazıldığında, geometrik optik alan tanımı için ışın yönü aşağıdaki şekilde elde edilebilir [7].

$$\hat{\mathbf{s}} = \nabla \psi \quad (11)$$

Diğer bir deyişle, GO ışınları $\hat{\mathbf{s}}$ yönüne (ışın birim vektörü) teğet eğriler olarak tanımlanır ve enerji nakli bu ışın yörüngeleri boyunca oluşur.

Bir ışına çapraz enerji taşınması yoktur. Bazı aksenal ışınlara komşu ışın demetini göz önüne alırsak, bunlar Şekil 2.1'de gösterildiği gibi ışın tüpü veya ışın kalemi olarak bilinen biçimi oluşturur [7,9].



Şekil 2.1 : Küresel dalga için ışın tüpü gösterimi [7]

Buradan yola çıkarak ışın yayılım yolu olarak aşağıdaki denklem elde edilebilir.

$$\mathbf{r}(s) = \mathbf{A}s + \mathbf{B} \quad (12)$$

Burada A ve B sabit vektörlerdir. Böylece homojen bir ortamdaki GO ışınları düz gösterilebilmektedir. Bu durum sadece homojen ortamlar için geçerlidir [14,15].

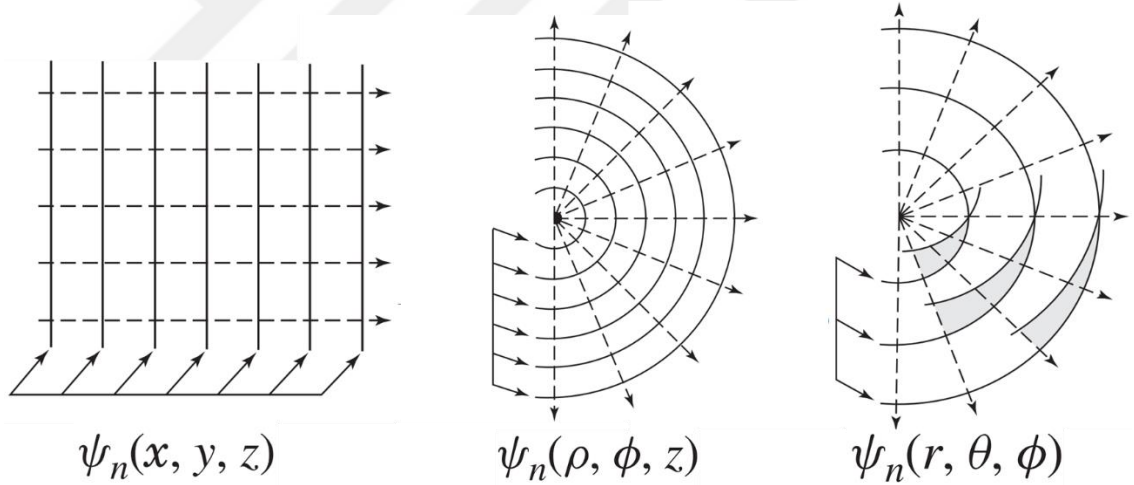
2.2.2 Geometrik optik faz ilkesi

Geometrik Optik yöntemi, izotropik kayıpsız ortamda, enerjinin bir noktadan diğerine ışın tüpü içerisinde ve enerjinin korunumu yasası kullanılarak taşınmasına dayanır [7,9]. Yansıma problemlerinde ise, Snell yansıma yasası ile belirlendiği üzere saçılan alanları sadece optik yansıma yönünde yakınsar. Gelen ışının açısı yansıyan ışının açısına eşittir.

Frekans yeterli büyüklükte olduğunda, GO alanları saçılan alanın büyük bir bölümünü domine ederler ve düzeltmeye ihtiyaç duymazlar. Bu durum, eğriliğin dalga boyuna oranla çok büyük olduğu pürüzsüz ve kavisli yüzeylerden saçılma olayında daha da belirgindir.

Geometrik optik yönteminde ışık enerjisi iki nokta arasında Fermat ilkesi uyarınca yol alır [4,15].

$$\delta \int_{P_1}^{P_2} n ds = 0 \quad (13)$$



Şekil 2.2 : Eikonol Yüzeyler [7]

Herhangi iki nokta arasındaki ışın en kısa mesafe ile yol almaktadır [7,14]. Aynı faza sahip olan noktalar kümesinin oluşturduğu dalga yüzeyine dalga cephesi denmektedir.

1. $t = t_n + 1 > t_n$, $n = 0, 1, 2, 3$ 'de oluşan dalga cepheslerinin fazı ψ_n 'yi belirlemek ve
2. İkincil dalga cephesindeki güç yoğunluğunu ve alan yoğunluğunu birincil veya önceki dalga cepheslerinin yoğunluğuyla ilişkilendirmek için;

Homojen, kayıpsız ve izotropik bir ortamdaki elektromanyetik dalganın yayılımında, Şekil 2.2'de gösterildiği gibi birincil ve ikincil dalga cepheleri, tüm noktalar için düz çizgilerle bağlanabilir.

c = serbest alan içindeki ışık hızı ve n kırılma indeksi olmak üzere, Dalga, $v = c / n$ ile verilen ışık hızıyla yol almaktadır, $t = t_1 - t_0 (t_1 > t_0)$ süresi içinde dalga $x = vt$ mesafesi kadar yol alacaktır. Aynı ışının normal yaptığı yüzeyler birbirine doğru bir çığıyla ikinci dalga cephesi ψ_1 'i belirlemek için bağlanabilir. Dalga cepheleri arasında $x=vt$ kadar mesafe vardır. Aynı prosedür, alt dalga cephelerini belirlemek için de tekrarlanabilir; ψ_2, ψ_3, \dots

Radyal ışınlarla normal yapan $\psi_n (x, y, z)$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ tüm dalga cepheleri, eikonal yüzeyler adını alır ve eikonal eşitliğini sağlar. Bu eşitliğin daha önce yazıldığı üzere kartezyen, silindirik ve küresel yüzeyler olmak üzere en az 3 adet çözümü elde edilebilir [7,10,14].

Daha düşük frekanslarda elektromanyetik dalgaların hareketini yaklaşık olarak tanımlamak için bu prosedürün geliştirilmesi ile aşağıdaki sonuçlar yazılabilir:

1. Düzlem dalgalar için eikonal yüzeyler, dalga hareketi yönüne dik olan düzlemsel yüzeylerdir.
2. Silindirik dalgalar için eikonal yüzeyler, silindirik radyal vektöre dikey olan silindirik yüzeylerdir.
3. Küresel dalgalar için eikonal yüzeyler, küresel radyal vektöre dik olan küresel yüzeylerdir.

2.2.3 Geometrik optik genlik ilişkisi

Geometrik optikte, iki nokta arasındaki ışık yoğunluğu (birim katı açılı başına güç) bir ışın tüpündeki enerji akışının korunması ile ilişkilidir.

Bunu göstermek için, Şekil 2.1'de gösterildiği gibi bir nokta kaynağın izotropik küresel dalgalar yaydığını varsayalım. Bir ışın tüpü içinde, belirlenen referans noktaları $s = 0$ ve s' 'de kesit alanları sırasıyla dA_0 ve dA ile verilmiş olsun. $s = 0$ 'daki ışıma yoğunluğu S_0 , s' 'deki ışıma yoğunluğu S ile ilişkilidir [7,14,15,17].

$$S_0 dA_0 = S dA \quad (14)$$

$$\frac{S(s)}{S_s(0)} = \frac{dA_0}{dA} \quad (15)$$

dA ve dA_0 boyunca, S_0 ve S ışınma yoğunluklarının sabit olduğu ve bu ışın tüpü yan yüzeylerinde enerji akışı olmadığı kabul edilmiştir. Elektromanyetik dalga için uzak elektrik alan şiddeti $\mathbf{E}(r, \theta, \phi)$, ışınma yoğunluğu $S(r, \theta, \phi)$ ile ilişkilidir [9].

$$S(r, \theta, \phi) = \frac{1}{2\eta} |E(r, \theta, \phi)|^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |E(r, \theta, \phi)|^2 \quad (16)$$

Bu durumda elektrik alan değişimiyle ilgili olarak aşağıdaki eşitlik elde edilebilir;

$$\frac{|E|^2}{|E_0|^2} = \frac{dA_0}{dA} \quad (17)$$

$$\frac{|E|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{dA_0}{dA}} \quad (18)$$

Şekil 2.1'deki ışın tüpünde, sırasıyla $R_0 = \rho_0$ ve $R_1 = R_0 + s = \rho_0 + s$ yarıçaplı diferansiyel yüzey alanları, dA ve dA_0 , küresel yüzey üzerindeki yama yüzeylerdir [7,11]. Buna göre $s = 0$ ve s 'de dalga cephelerinin eğrilik yarıçapları cinsinden yazılabilir. C_0 , dA_0 diferansiyel alanının, üzerinde durduğu küre yüzeyine oranı olmak üzere, benzer şekilde A_0 alanının üzerinde bulunduğu küre yüzeyine oranıdır. Buna göre;

$$\frac{|E|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{dA_0}{dA}} = \sqrt{\frac{4\pi R_0^2/C_0}{4\pi R_1^2/C_0}} = \frac{R_0}{R_1} = \frac{\rho_0}{\rho_0 + s} \quad (19)$$

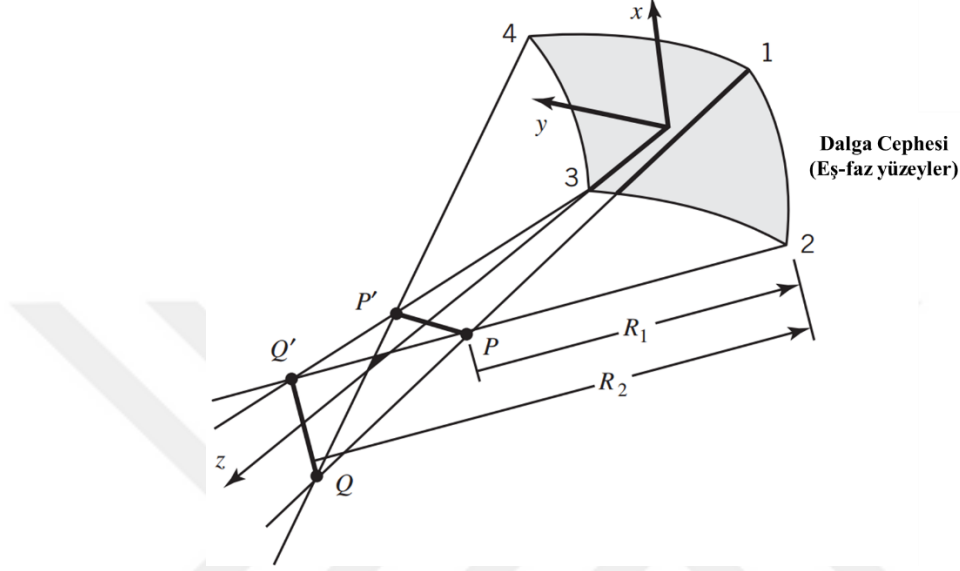
Elektrik alanının, beklendiği gibi, katettiği mesafeye ters orantılı olarak değiştiği elde edilir [7,9]. C_1 , dA_0 diferansiyel alanının, üzerinde bulunduğu silindirik yüzeyin alanına oranı olmak üzere; Işıyan alanların eikonal yüzeyleri, silindirik dalgaların dalga cephelerini temsil eden silindirik yüzeyler ise, elektrik alan ilişkisi aşağıdaki gibi olur.

$$\frac{|E|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{dA_0}{dA}} = \sqrt{\frac{4\pi R_0/C_0}{4\pi R_1/C_0}} = \sqrt{\frac{R_0}{R_1}} = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0 + s}} \quad (20)$$

Bağıntıdan anlaşılacağı gibi, elektrik alan şiddeti dalganın katettiği mesafenin kareköküyle zayıflamaktadır. Eğer ışıyan alanların eikonal yüzeyleri, düzlem dalgaları temsil eden düzlemsel yüzeyler ise, elektrik alan ilişkisi aşağıdaki gibidir [7,14].

$$\frac{|E|}{|E_0|} = 1 \quad (21)$$

Önceki üç olguda, eikonal yüzeyler sırasıyla küresel, silindirik ve düzlemsel olarak ele alınmıştır. Eikonal yüzeylerin (dalga cepheleri) Şekil 2.3'te gösterildiği gibi küresel olmadığı daha genel bir yapılandırmada ise farklı bir durum söz konusudur.



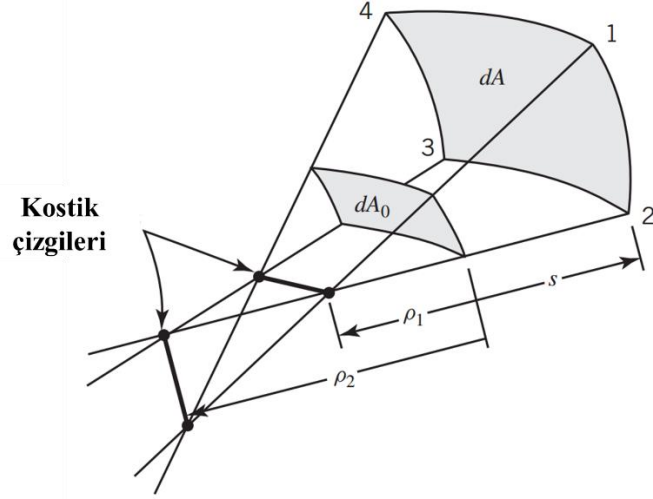
Şekil 2.3 : Genel dalga cephesi gösterimi [7]

R_1 ve R_2 eşit olmamak üzere, dalga cephesinin, xz düzleminde R_1 eğri yarıçapıyla, yz düzleminde R_2 eğri yarıçapıyla temsil edildiği bir yüzey şeklinde gösterilmiştir. Bu sistemin odaklanma merkezleri incelendiğinde, 1, 2, 3, 4 numaralı ışınların her bir ikili kombinasyonu için odakların P', P, Q, Q' isimli farklı noktalarda olduğu görülmektedir. Bu ışın tüpü sistemi astigmatik olarak, ve PP' ve QQ' çizgileri kostik olarak isimlendirilir [4,7,14].

Şekil 2.4'te görüleceği gibi, eikonal yüzeyi (dalga cephesi) astigmatik bir ışın demeti tüpü oluşturan bir dalga için, iki farklı dalga cephesi arasındaki elektrik alan şiddeti ilişkisi alttaki gibidir;

$$\frac{|E|}{|E_0|} = \sqrt{\frac{dA_0}{dA}} = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \quad (22)$$

Kostik, bir dalganın tüm ışınlarının geçtiği bir nokta, bir çizgi veya bir yüzeydir. Kostikteki alan sonsuzdur, prensipte sonsuz sayıda ışın geçer [4,14].



Şekil 2.4 : Genel dalga cephesi ve kostikleri [7]

Küresel, silindirik ve düzlem elektromanyetik dalgalar için Denklem (22)'de verilen elektrik alan bağıntılarındaki ρ_1, ρ_2 mesafeleri, aşağıdaki gibi yazılabilir;

1. Dalga cephesi küresel ise: $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$
2. Dalga cephesi silindirikse: $\rho_1 = \infty, \rho_2 = \rho_0$ veya $\rho_2 = \infty, \rho_1 = \rho_0$
3. Dalga cephesi düzlemsel ise: $\rho_1 = \rho_2 = \infty$

Denklem (22)'de verilen elektrik alan bağıntıları, farklı iki dalga cephesindeki yüksek frekans elektrik alan genlikleri arasındaki ilişkiyi açıklamaktadır. Bu ilişki, bir ışın tüpü içerisinde enerjinin korunumu prensibine dayanan Geometrik Optik metodu kullanılarak elde edilmiştir. Bu bağıntılar yüksek frekansta ve yukarıda açıklanan belirli şartlarda geçerli iken düşük frekanslardaki elektromanyetik dalga ilişkisini açıklamazlar.

2.2.4 Geometrik optik faz ve polarizasyon ilişkisi

Elektromanyetik problemlerin yüksek frekanslı çözümlerini elde etmek için Luneberg [18] ve Kline [19,20] tarafından sunulan yaklaşım kullanılarak, faz ve polarizasyon bilgileri bir önceki bölümde elde edilmiş olan genlik ilişkisine dâhil edilebilir. Luneberg ve Kline'in yüksek frekans açılımı geometrik optik ile dalga yayılımı arasındaki boşluğu kapatır. Luneberg-Kline seri açılımı, elektromanyetik dalga çok büyük frekansa sahipse, $\omega = \infty$, elektrik alanının bir dizi olarak yazılabileceğini varsayarak başlar.

$$E(R, \omega) = e^{-j\beta_0\psi(R)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{E_m(R)}{(j\omega)^m} \quad (23)$$

Maxwell denklemlerinin asimptotik çözümü bölümünde detayları verilen bağıntılar kullanılarak, elektrik alanı için birinci dereceden çözümleri yaklaşık olarak hesaplanabilir;

$$E(s) \cong e^{-j\beta_0\psi(s)} E_0(s=0) \quad (24)$$

Transport denkleminin s üzerinden integrali alındığında, faz ve polarizasyon ilişkisi daha önce bulunan genlik bağıntısına ilave edilebilir; s=0 referans noktası, olmak üzere, s=s noktasındaki elektrik alan şiddeti aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\mathbf{E}(s) = \underbrace{\mathbf{E}'_0(0)e^{j\phi_0(0)}}_1 \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{\rho_1\rho_2}{(\rho_1+s)(\rho_2+s)}}}_2 \cdot \underbrace{e^{-jks}}_3 \quad (25)$$

1

2

3

Verilen ifadede ilk terim s=0 noktasındaki referans elektrik alan şiddetidir. İkinci terim yayılım faktörü adını alır ve dalga zayıflamasını ifade eder. Üçüncü terim ise faz ifadesidir. $E'_0(0)$ referans noktasındaki alan şiddeti, $\phi_0(0)$, referans noktasındaki faz değeridir. Denklem (25)'teki bağıntının bir yüksek frekans yaklaşımı olduğu ve frekans sonsuza yaklaştıkça doğruluğunun arttığı unutulmamalıdır. Bununla birlikte, birçok elektromanyetik problemin pratik çözümünde, ölçümlere kıyasla çok yakın sonuçlar elde edilebilmektedir.

Gözlem noktası $s = -\rho_1$ veya $s = -\rho_2$ olacak şekilde seçildiğinde, kostik çizgileri PP' ve QQ'da ışınların tekilliklere sahip olduğuna dikkat edilmelidir. Bu nedenle, yukarıdaki bağıntı kostikler boyunca ve komşuluğunda geçerli değildir ve bu bölgelerde kullanılmamalıdır. Bu noktalarda elektrik alan değeri sonsuza ulaşmaktadır. Buna ek olarak, $-\rho_2 < s < -\rho_1$ olduğunda, paydaki $(\rho_1 + s)$ terimindeki işaret değişir. Benzer değişiklikler, $s < -\rho_2 < -\rho_1$ olduğunda $(\rho_1 + s)$ ve $(\rho_2 + s)$ terimlerinde meydana gelir.

Dolayısıyla, bir kostik yayılma yönünde geçildiğinde +90 derece faz sıçramalarını doğru şekilde öngörür. Buna göre geometrik optik metodu kostiklerin her iki tarafında da kullanılabilir [4,7].

Elde edilen elektrik alan bağıntısına göre aşağıdaki özel durumları yazabilmek mümkündür [14];

1. Seçilen her hangi bir referans noktasının ait olduğu eşit faz yüzeyinin bir düzlem olduğu düzlem dalgalar için, eğrilik yarıçapı ρ_1 ve ρ_2 sonsuza yakınsamaktadır. Bu durumda yayılma faktörü 1'e eşit olur ve dalganın genliği mesafeye bağlı olarak değişmez.

$$E(s) = E(s)e^{-jks} \quad (26)$$

2. Seçilen bir referans noktasının ait olduğu faz yüzeyinin silindirik bir yüzey olduğu silindirik dalgalar için, eğrilik yarıçaplarından bir tanesi ρ_1 sonsuza yakınsarken diğeri sonlu bir değer alır, $\rho_1 = \rho$. Bu durumda yayılma faktörü aşağıdaki hali alır.

$$A(s) = \sqrt{\frac{\rho}{\rho+s}} \quad (27)$$

Elektrik alan bağıntısı aşağıda verildiği gibi oluşur.

$$E(s) = E(0)\sqrt{|\rho/(\rho+s)|}e^{-jks} \quad (28)$$

Eğer kostik çizgisinin, $\rho = -\rho$ 'da olduğu varsayılırsa (veya $\rho \rightarrow 0$ 'a yakınsarken), faz ve vektör özellikleri sabit bir vektör ile ifade edildiğinde, A_0 elektrik alan bağıntısı aşağıdaki gibi yazılabilir [14];

$$E(s) = A_0 \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (29)$$

3. Seçilen referans noktasının faz yüzeyinin küresel bir yüzey olduğu küresel yayılan dalgalar için, $\rho_3 = \rho_2 = \rho$ yayılım faktörü aşağıdaki gibi elde edilebilir;

$$A(s) = \frac{\rho}{\rho+s} \quad (30)$$

Bu durumda elektrik alan bağıntısı aşağıdaki hali alır;

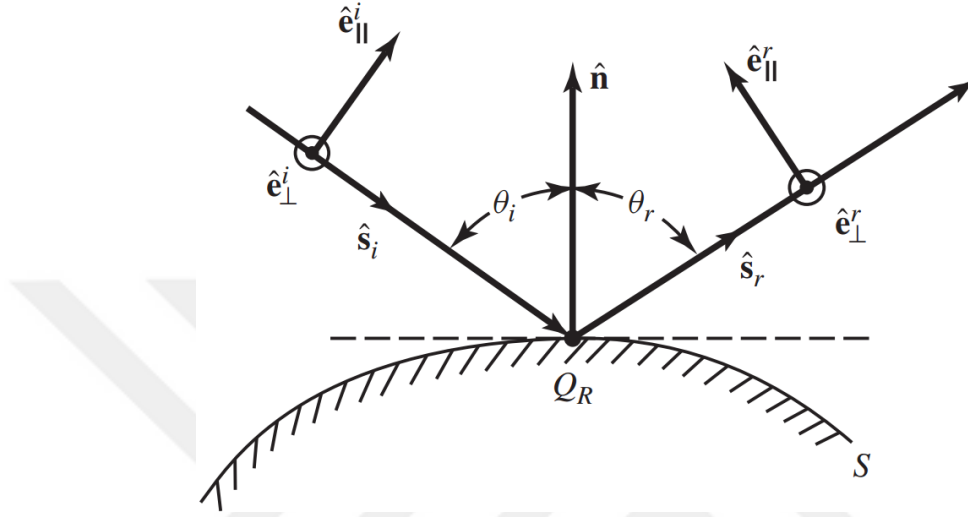
$$E(s) = E(0) \frac{\rho}{\rho+s} e^{-jks} \quad (31)$$

Silindirik dalgalarinkine benzer şekilde, $s = -\rho$ noktasında kostik olduğu varsayılırsa, küresel dalgalar için elektrik alan bağıntısı aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$E(s) = A_0 \frac{e^{-jks}}{s} \quad (32)$$

2.3 Elektromanyetik Dalgaların Yüzeylerden Yansıması

Geometrik optik yöntemi, yüzeylerden yansıyan ve yönleri Snell yansıma yasası ile belirlenen yüksek frekanslı alanları hesaplamak için kullanılabilir [7]. Prosedürü göstermek için, bir alanın Şekil 2.5'te verildiği gibi Q_R noktasında yansımaya uğradığı düzgün ve pürüzsüz bir S iletken yüzeyine çarptığını varsayalım.



Şekil 2.5 : Elektromanyetik dalgaların eğri yüzeyden yansıması [7]

Şekil 2.5'te görüldüğü üzere, \hat{s}_i , gelen alan yönündeki birim vektör, \hat{s}_r , yansıma yönündeki birim vektördür. Dalganın geliş düzlemi, Q_R yansıma noktasındaki normal vektörü \hat{n} ve gelen dalganın yönünü ifade eden \hat{s}_i birim vektörlerinin oluşturduğu düzlemdir. Yansıma düzlemi ise, \hat{n} normal vektörü ve yansıyan dalganın yönünü ifade eden \hat{s}_r birim vektörlerinin oluşturduğu düzlemdir. e_{\parallel}^i ve e_{\parallel}^r , dalga geliş ve yansıma düzlemlerine paralel elektrik alan polarizasyonunu ifade eden birim vektörleridir. e_{\perp}^i ve e_{\perp}^r , geliş ve yansıma düzlemlerine dik olan elektrik alan polarizasyonunu ifade eden birim vektörlerdir. Polarizasyon birim vektörleri aşağıda verildiği gibi birbirleriyle bağlantılıdır;

$$\begin{aligned} e_{\perp}^i \times \hat{s}_i &= \hat{e}_{\parallel}^i \\ e_{\perp}^r \times \hat{s}_r &= \hat{e}_{\parallel}^r \end{aligned} \quad (33)$$

Geliş açısı Q_i , \hat{n} ile \hat{s}_i arasında ölçülürken; Q_r , \hat{n} ve \hat{s}_r arasında ölçülür ve birbirlerine eşittir ($Q_i = Q_r$). Hem yatay hem de dikey polarize bileşenler taşıyan, gelen ve yansıyan elektrik alanlar ise aşağıdaki gibi ifade edilirler [7,17];

$$\begin{aligned} E_0^i &= \hat{e}_{\parallel}^i E_{0\parallel}^i + \hat{e}_{\perp}^i E_{0\perp}^i \\ E_0^r &= \hat{e}_{\parallel}^r E_{0\parallel}^r + \hat{e}_{\perp}^r E_{0\perp}^r \end{aligned} \quad (34)$$

Yansıma noktasındaki gelen ve yansıyan elektrik alanlar için, süper iletken sınır koşulları kullanılarak, elektrik alan teğet bileşenlerinin toplamı sıfıra eşit olacağından aşağıdaki eşitlik yazılabilir;

$$E_0^r(s=0) = E_0^i(Q_r) \cdot \bar{R} = E_0^i(Q_r) \cdot [\hat{e}_\parallel^i \hat{e}_\parallel^r - \hat{e}_\perp^i \hat{e}_\perp^r] \quad (35)$$

$E_0^r(s=0)$, yansıma noktasındaki yansıyan elektrik alan değeri, $E_0^i(Q_r)$, yansıma noktasındaki gelen elektrik alan değeridir. R , yansıma katsayısı mükemmel iletken için matris notasyonunda aşağıdaki gibi de gösterilebilir;

$$R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (36)$$

Bu katsayı, düzgün mükemmel iletken yüzeylerden yansıyan elektromanyetik düzlem dalgalarının Fresnel yansıma katsayısıyla aynıdır.

Yüksek frekanslarda, yansıma ve kırınım, yerel bir fenomendir ve yansıma noktasının yakın çevresindeki yüzey geometrisine büyük ölçüde bağlıdır. Bu nedenle, yansıma noktası Q_r 'nin yakınında, aşağıdaki yaklaşımlar yapılabilir [7,14,17]:

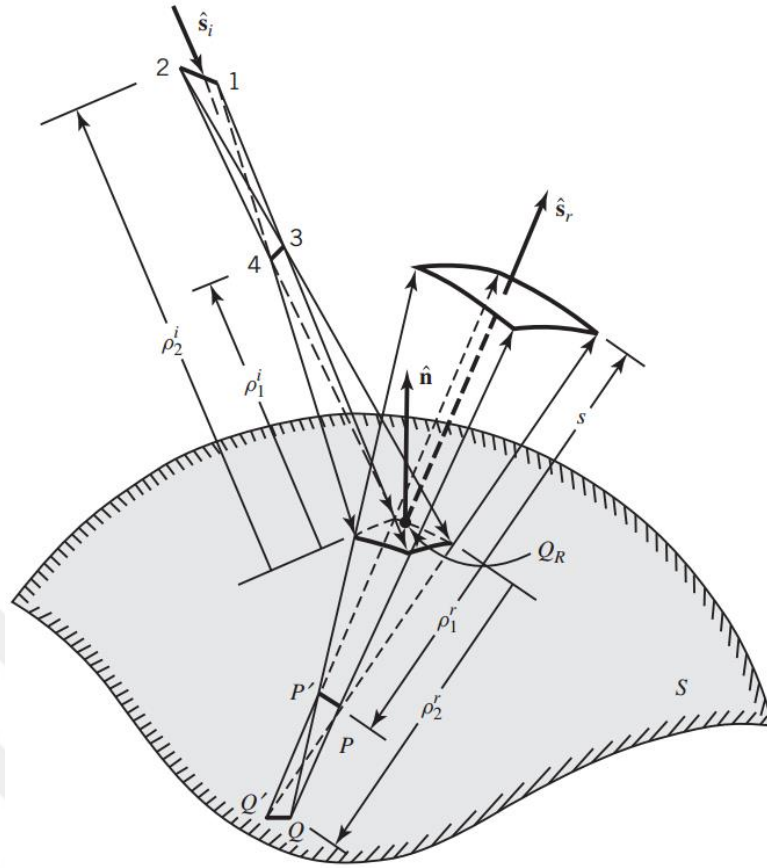
1. Yansıtıcı yüzey, Q_r noktasında teğet bir düzleme yakınsar.
2. Gelen alanının dalga cephesinin düzlemsel olduğu varsayılabilir.

Yansıma noktasından s kadar uzaktaki yansıyan elektrik alan $E^r(s)$ aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$E^r(s) = E^i(Q_r) \bar{R} \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s)(\rho_2^r + s)}} e^{-j\beta s} \quad (37)$$

Burada, ρ_1^r , ρ_2^r , yansıyan alanın eğrilik yarıçapı, $E^i(Q_r)$, referans elektrik alan, \bar{R} , yansıma katsayısı, $\sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s)(\rho_2^r + s)}}$, yayılma faktörü, $e^{-j\beta s}$, faz faktörüdür. Eğri bir yüzeyden yansıma Şekil 2.6'da gösterilmiştir.

Şekil 2.6'da görülebileceği gibi yansıyan ışın tüpü için referans yüzey, ışının yansıdığı yüzey üzerinde alınmıştır.



Şekil 2.6 : Eğri yüzeyden yansıma - Astigmatik ışın tüpleri [7]

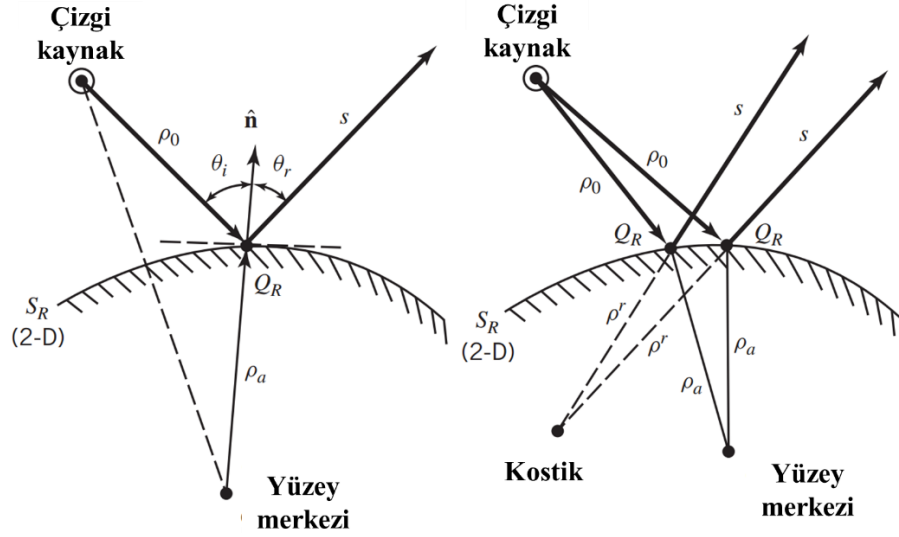
Yansıyan dalganın eğrilik yarıçapı ρ_1^r ve ρ_2^r , gelen dalganın eğrilik yarıçapı ρ_1^i ve ρ_2^i , gelen dalganın yönüne ve yansıma noktasının eğriliği Q_r 'ye bağlıdır ve aşağıdaki gibi hesaplanabilir [7].

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_1^r} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\rho_1^i} + \frac{1}{\rho_2^i} \right\} + \frac{1}{f_1} \\ \frac{1}{\rho_2^r} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\rho_1^i} + \frac{1}{\rho_2^i} \right\} + \frac{1}{f_2} \end{aligned} \quad (38)$$

Burada, daha önce verildiği üzere,

1. Dalga cephesi küresel ise: $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$
2. Dalga cephesi silindirik ise: $\rho_1 = \infty, \rho_2 = \rho_0$ veya $\rho_2 = \infty, \rho_1 = \rho_0$
3. Dalga cephesi düzlemsel ise: $\rho_1 = \rho_2 = \infty$

Silindirik dalganın 2 boyutlu eğrisel yüzeyden yansıma olayı için, Şekil 2.7'de gösterildiği gibi, yansıyan dalganın yansıma yüzeyinin içerisindeki bir kostik noktasında üretilmiş gibi davranış gösterdiği söylenebilir [21,22].



Şekil 2.7 : İki boyutlu kavisli bir yüzeye yakın çizgi kaynağı. (a) Yansıma noktası. (b) Kostik [7]

Bu durumda yansıyan dalga için, eğrilik yarıçapı aşağıdaki gibi basitleştirilebilir.

$$\frac{1}{\rho^r} = \frac{1}{\rho_0} + \frac{2}{\rho_a \cos(\theta_i)} \quad (39)$$

Şekil 2.8’de görülen düzlemsel bir yüzeyden yansıma için, yüzeyin eğrilik yarıçapı sonsuz gibi yazılabileceğinden, yansıyan dalga cephesinin eğrilik yarıçapı aşağıdaki gibi basitleştirilebilir.

$$\frac{1}{\rho^r} = \frac{1}{\rho_0} \quad (40)$$

2.4 Geometrik Optik Üzerine Yorumlar

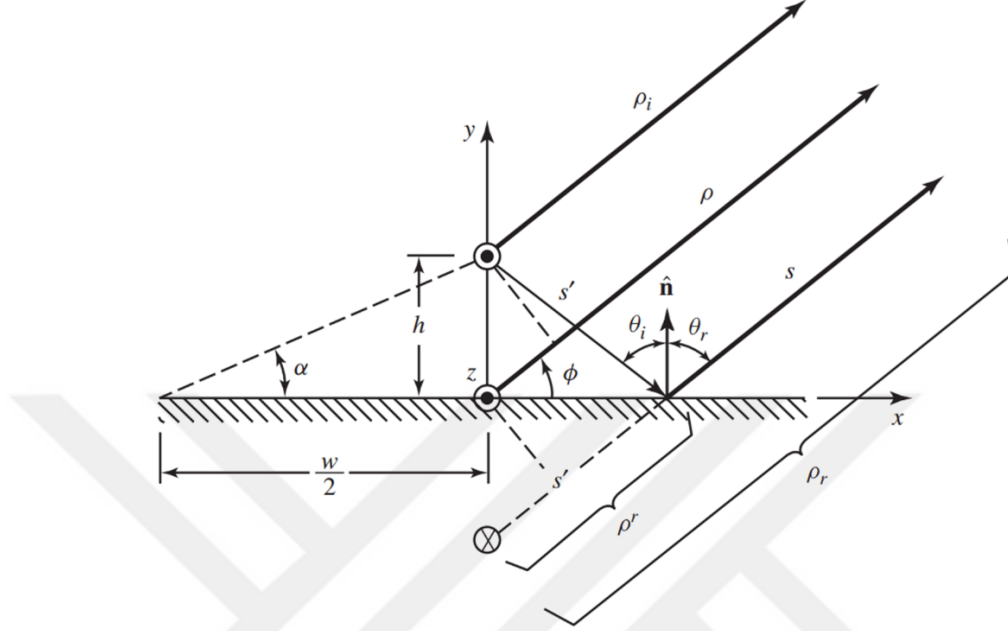
Geometrik optik metodu, yüksek frekanslı problemlerde (büyük ω değerleri için), Luneberg–Kline açılımıyla elde edilen terimler içerisinde, en büyük katkı yapanların ele alınmasıyla, elektrik alan şiddetlerinin yaklaşık olarak hesaplanmasına dayanır. Bu açılımlar içerisindeki diğer terimler hesaba katılarak sonucun doğruluğu iyileştirilebilir.

Buna rağmen aşağıdaki limitler yüksek dereceli Luneberg–Kline açılım terimleri için de var olacaktır [7,18,19,20].

1. Hesaplanan alan değeri, engel kenarlarına, gölge sınırlarına veya yüzey üzerindeki diğer düzensiz noktalara uzaksa ve bu noktalarla etkileşime

girmiyorsa elektrik alan yaklaşımını daha doğru hale getirebilir. Sözü edilen düzensizliklerde ise Geometrik Optik yaklaşımı geçersizdir.

2. Engel arkasına kırınan alanları hesaplayamamaktadır.



Şekil 2.8 : Sonlu genişliğe sahip düzlem üzerindeki çizgi kaynağı ve yansıma geometrisi [7]

Bu sebeple, gölge bölgedeki kırınan alanları hesaplayabilmek için Geometrik Optik yöntemini geliştirecek farklı yöntemler kullanılmaktadır.

Eğer hesaplanan alan daha çok saçılma ve direk dalga yayılımından kaynaklanıyorsa ve dalgaların etkileşime girdiği yüzeyler düzenli ve büyükse geometrik optik yöntemi tek başına da doğru sonuçlar verebilir. Fakat diğer durumlar için Geometrik Optik yöntemi diğer düzeltmelerle geliştirilmek zorundadır [2]. Bunlardan en önemlisi Düzgün Kırınım Teorisi 3. bölümde detaylı olarak incelenecektir.

3. DÜZGÜN KIRINIM TEORİSİ

Bölüm 2’de Geometrik Optik metodunun gölge bölgede alanları hesaplamada yetersiz kaldığı ve geçiş bölgelerinde hatalı sonuçlar verdiği gösterilmiştir. Kırınım kavramı elektromanyetik dalgaların, yayılım geometrisi üzerindeki engelleri dolanarak geçmesini ifade etmek için kullanılır [12]. Uzun yıllardan beri, bir engelin arkasında kalan gölge bölgedeki alanların bu engelin kenarlarından kırılan dalgalardan dolayı oluştuğu bilinmektedir.

1801 yılında Thomas Young ışığın dalga olduğunu kanıtlamış ve çift yarık deneyinde kırınımın bir kenar etkisi olduğunu ifade etmiştir. Daha sonrasında 1896 yılında Sommerfield mükemmel iletken yüzeyden kırınım olayı için analitik çözüm geliştirmiştir [23]. Bu zamandan beri kırınım olayı için farklı analitik ve kesin çözüm metotları ortaya konulmuştur.

Elektromanyetik dalgalar doğada her zaman düzgün ve sürekli bir davranış göstermektedir. Buna göre Geometrik optik metodunun yukarıda bahsedilen düzensizliklerinden dolayı yayılım ortamında bir engel bulunduğu, alan şiddetlerinin hesabı da eksik yapılmaktadır [14].

Geometrik Optik metodunda alanlar direk, yansıyan ve kırılan alan olarak gruplanabilmektedir. Söz konusu alan içerisindeki yapılar mükemmel iletken malzemeden meydana geldiğinde toplam elektrik alan sadece direk ve yansıyan alanlardan oluşur.

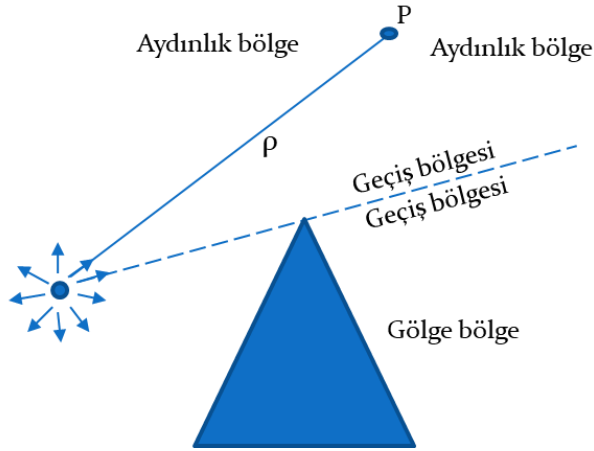
İki boyutlu uzayda alanlar sadece TE veya TM olarak tanımlanabilir [14]. Buna göre mükemmel iletkenenden oluşan şekildeki gibi bir yayılım senaryosundaki toplam alan aşağıdaki gibi yazılabilir. U_z , TE veya TM alanlar olmak üzere,

$$U_z^t = U_z^i + U_z^r$$

U_z^i : direkt alanlar, U_z^r : yansıyan alanlar

Şekil 3.1’de gösterildiği üzere, kaynaktan çıkan ışınların direk ulaştığı bölgeye aydınlık bölge, ışınların ulaşamadığı kısma ise gölge bölge adı verilmektedir. Aydınlık

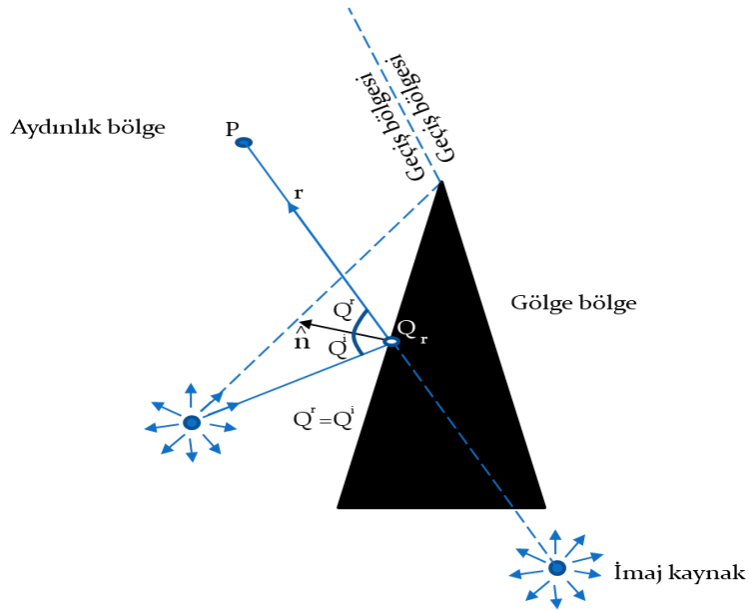
bölgedeki alanlar Denklem (25)'te verilen formüle göre hesaplanabilir. Gölge bölgede ise alan şiddeti sıfıra eşittir.



Şekil 3.1 : Aydınlik bölge, gölge bölge ve aydınlık bölge sınırı

Aydınlik bölge ile gölge bölge arasında kalan çizgide ise düzensizlik söz konusudur ve bu bölgeye ise Şekil 3.1'de gösterildiği gibi geçiş bölgesi adı verilmektedir [8,14,15].

Bunu yanında aynı durum yansıyan alanlar için de ifade edilebilir. Şekil 3.2'deki senaryoda yansıyan alanların ulaşabildiği kısma aydınlık bölge, yansıyan alanın sıfıra eşit olduğu bölüme ise karanlık bölge adı verilmektedir [7,14,15,24]. Benzer şekilde bu iki bölge arasındaki sınır ve yakınlarındaki bölgeye ise geçiş bölgesi adı verilir.



Şekil 3.2 : Yansıma gölge sınırı, yansıyan alan için geçiş bölgesi

Görülebileceği gibi direk alanların ve yansıyan alanların toplamı sürekli olmayan alan geçişlerine ve sıfır alan şiddeti hesaplanan gölge bölgelere sebep olmaktadır. Yukarıda bahsedilen direk ve yansıyan alanlara, kırınan alanlar eklendiğinde geçiş bölgelerindeki süreksizlikler ve gölge bölgedeki hatalar giderilebilmektedir.

3.1 Keller'in Geometrik Kırınım Teorisi

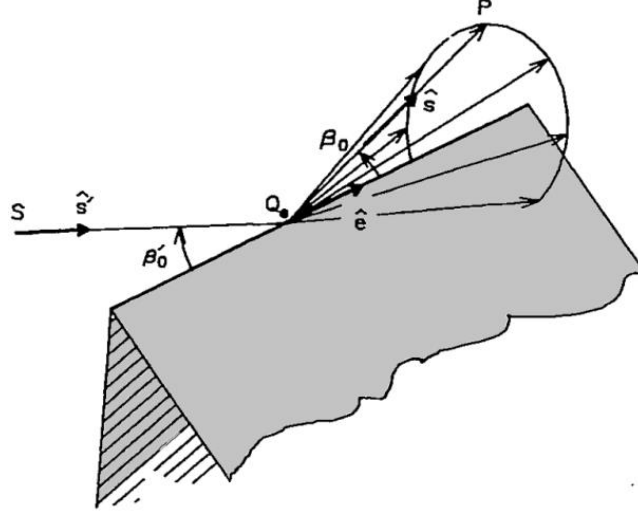
Geometrik Kırınım Teorisi 1950'lerin sonunda Keller tarafından geliştirilmiş ve 1962'de yayınladığı makalesiyle ortaya çıkmıştır [25]. Keller, kırınan ışınları ekleyerek Geometrik optiğin gölge bölgede verdiği eksik sonuçları giderebilmiştir. Bununla birlikte Geometrik Kırınım Teorisi gölge sınırını çevreleyen geçiş bölgesinde tekilliğe sahiptir ve bu bölgelerde kullanılamamaktadır. Aynı zamanda Geometrik Optik metodunda olduğu gibi kostiklerde de Geometrik Kırınım Teorisi kullanılamaz [14].

Keller, çalışmalarında kırınan ışınların varlığını ileri sürmüştü ve bunların; geometrik optik ışınlarının bir sınır yüzey üzerinde bulunan kenarları, köşeleri ve düzensizlikleri aydınlattığında ortaya çıktığını ifade etmiştir. Daha genel bir tanımla, yayılım ortamında bulunan herhangi bir obje, Geometrik Optik ile hesaplanan alan içerisinde gölge bölgelere ve süreksizliğe sebep olduğunda kırınan ışınlar oluşmaktadır [14,15,24].

Keller, genelleştirilmiş Fermat prensibini kullanarak, kırınım noktasını ve kırınan alanın yönünü, yansıma prensibine benzer şekilde formüle etmiştir. Herhangi bir yüzeyin kenarına eğik şekilde gelen alan, kırınımına uğradıktan sonra Sommerfeld'in çözümüne göre, eksenini kırınımın olduğu kenar olan bir koninin yüzeyinde ilerlerler.

Gelen ve kırınan alan aynı ortamda olduğunda, kırınımın olduğu kenarla eşit açıyı yaparlar. Şekil 3.3'te bu durum basitçe gösterilmiştir.

Şekil 3.3'te görülebileceği gibi, yüzeyin kenarıyla β'_0 açısını yapan bir ışın, kırınımına uğrayarak β_0 yarım açılı bir koni oluşturarak yayılırlar. Keller'in teorisine göre $\beta_0 = \beta'_0$ ' dır. Buna göre, kenara vuran tek bir ışın, koni yüzeyinde ilerleyen sonsuz sayıda ışın oluşturacaktır [14].



Şekil 3.3 : Kırınan ışınların oluşturduğu koni [14]

Kırınımın meydana geldiği Q_e noktasında, yüzeyin kenarına teğet \hat{e} birim vektörü tanımlanabilir. Eğer gelen dalganın yayılım yönü \hat{s} , ve kırınan alanın yayılım yönü \hat{s}' birim vektörleri ile tanımlanırsa, kırınım açısı için aşağıdaki ifade elde edilebilir.

$$\sin\beta_0 = |\hat{s}' \cdot \hat{e}| = |\hat{s} \cdot \hat{e}| \quad (41)$$

Yukarıdaki ifade çift değerli olacağı için, bu ifadeyi kosinus ile düzenlersek;

$$\cos\beta_0 = \hat{s}' \cdot \hat{e} \quad (42)$$

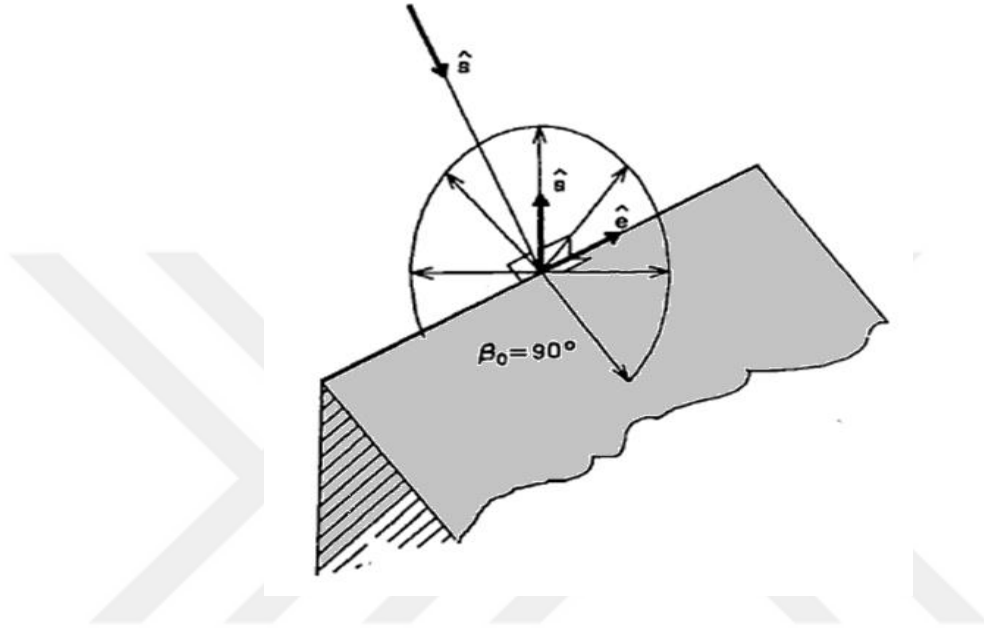
Burada, β_0 açısı, $0^\circ \leq \beta_0 \leq 180^\circ$ arasında olacağından $0 \leq \sin\beta_0 \leq 1$ yazılabilir.

Kırınımın oluşturduğu koni, diğer adıyla Keller konisinin varlığı test ile doğrulanmıştır [25]. β_0 açısı 90 olduğunda ise Şekil 3.4'te gösterildiği gibi gelen dalga kenara diktir ve kırınımın oluşturduğu koni, disk halini alır. 2 boyutlu problemlerde gelen dalga her zaman kenara diktir ve kırınan dalga disk oluşturacak şekilde yayılır. Bu tezdeki uygulamalarda problem iki boyutlu olarak ele alınmıştır ve kırınan alan disk olarak yayılmaktadır.

Keller, Geometrik Kırınım Teorisi ile ilgili aşağıdaki şartları varsaymıştır [15,25];

1. Kırınan alan, kırınımın olduğu noktanın çok yakınında bulunan geometrik yapıya bağlıdır. Geometrik Optik yansıma yasasında yansıma noktası lokal olarak düzlem kabul edilir ve yansıyan alan yansıma noktasının etrafındaki yapılardan bağımsızdır. Kırınım yasası için de aynı kabul yapılır ve yerel bir olay olduğu söylenebilir.

2. Kırınan ışınlar Geometrik Optik'te ifade edilen tüm ışınların özelliklerini taşırlar.
 - a. Faz, ışının aldığı yola bağlı olarak değişir.
 - b. Genlik değeri, ışın tüpü içerisindeki enerjinin korunumu ilkesine uyar.
 - c. Alan polarizasyonu her zaman yayılım yönüne diktir.



Şekil 3.4 : Kırınan ışınların oluşturduğu disk (yüzey normali yönünde kırınım) [14]

Geometrik Optik yansıma prensibine benzer şekilde, kırınan alan, kırınım noktasındaki gelen alana ait elektrik alan şiddeti, yayılma faktörü $A(s)$, kırınım katsayısı D ve faz ifadesine bağlıdır. Buna göre kırınan alan genel bir ifadeyle aşağıdaki gibi yazılabilir,

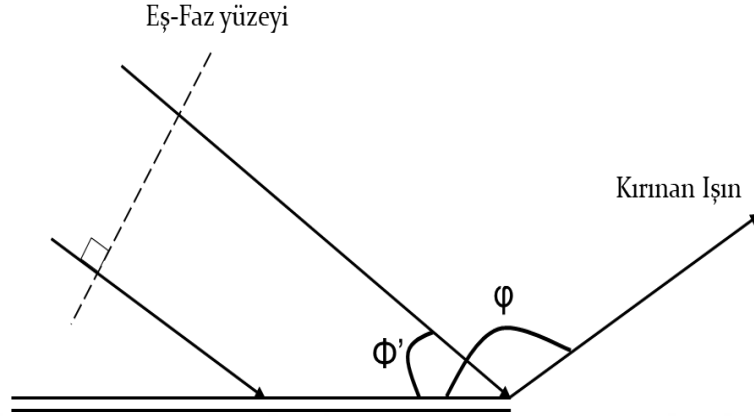
$$E^d(s) = E^i(Q_e) \cdot DA(s)e^{-jks} \quad (43)$$

E_i ; kırınım oluşan noktadaki gelen alan şiddeti, D , diyadik kırınım katsayısı, $A(s)$ yayılma faktörü, e^{-jks} ise faz ifadesidir.

Keller, kırınım katsayısını türetebilmek için Şekil 3.5'te görülen iki boyutlu düzlemsel engel içeren klasik problemi ele almıştır.

Şekil 3.5'te verilen mükemmel iletken sonsuz uzunluklu yapı düzlem dalga ile aydınlatıldığında, üst kenar tümüyle çizgisel bir kaynak gibi davranacaktır ve bu sebeple kırınan alan silindirik dalga olarak tanımlanabilir. Bundan dolayı yayılma faktörü $A(s)$ aşağıdaki gibi kullanılabilir.

$$A(s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \quad (44)$$



Şekil 3.5 : Sonsuz uzunluklu yarım düzlem üzerinde düzlem dalga kırınımı

Keller, düzlem dalganın yapıya dik geldiği iki boyutlu problem için, Sommerfeld çözümüyle karşılaştırarak, e^{-jks} terimi içerisindeki ks teriminin çok büyük olması şartıyla, aşağıda verilen kırınım katsayısı tanımını yapmıştır [7,8,14,25];

$$D_{s,h}^k(\phi, \phi') = -\frac{e^{-i\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\phi-\phi'}{2}\right)} \mp \frac{1}{\cos\left(\frac{\phi+\phi'}{2}\right)} \right] \quad (45)$$

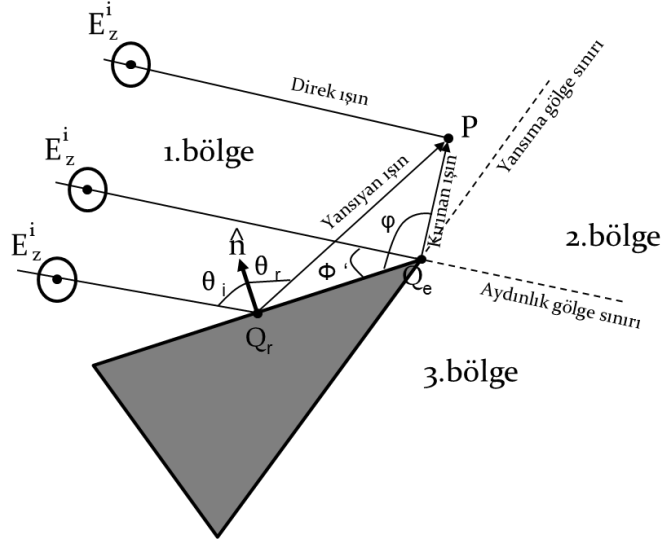
ϕ ve ϕ' açıları, gelen ve kırınan dalgaların kırınım düzlemiyle yaptığı açılardır. \mp operatörler ise yansıma katsayısına bağlı olarak değişir. Düzlem dalganın, Şekil 3.3'te verildiği gibi engele dik olarak gelmediği, $\beta_0 \neq \frac{\pi}{2}$ durumunda ise, sonsuz uzun ve alfa iç açılı mükemmel iletken kama için, 3 boyutlu kırınım katsayısını aşağıdaki şekilde tanımlamıştır;

$$D_{s,h}^k(\phi, \phi', \beta, n) = \frac{-e^{-i\pi/4} \sin(\pi/n)}{2n\sqrt{\pi k} \sin(\beta_0)} \left[\left(\frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\phi-\phi'}{n}\right)} \right) \mp \left(\frac{1}{\cos\left(\frac{\pi}{n}\right) - \cos\left(\frac{\phi+\phi'}{n}\right)} \right) \right] \quad (46)$$

Burada, kamanın iç açısı α , n ile aşağıdaki şekilde bağlantılıdır;

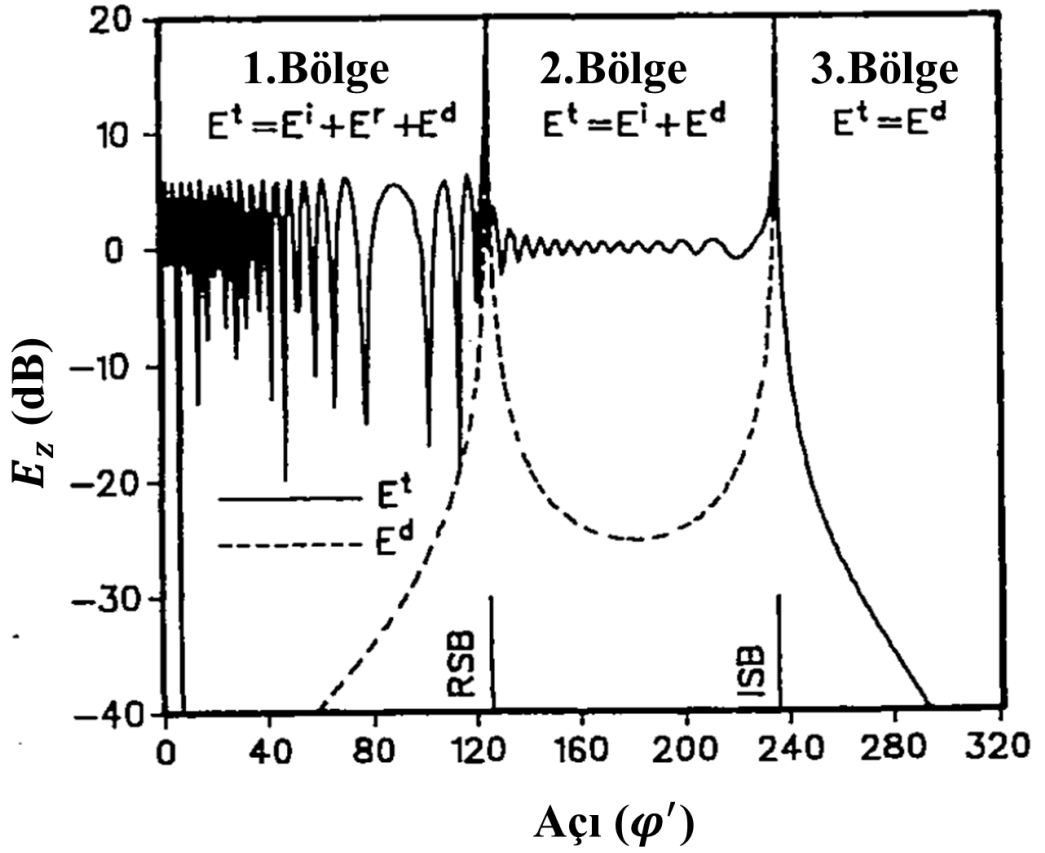
$$n = \frac{2\pi - \alpha}{\pi} \quad (47)$$

Keller'in geliştirdiği kırınım teorisine göre çözümü geliştirilen Şekil 3.6'da verilen 2 boyutlu iç açılı mükemmel iletken kama problemi için aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 3.6 : Mükemmel iletken kamadan kırınım

Gelen alan şiddeti 0 db V/m, $\alpha = 40$, $\phi' = 55$, $f = 3$ GHz, $s = 1$ m ve yatay polarizasyon için elde edilen kırınan elektrik alan değerleri Şekil 3.7'de verilmiştir. (RSB ve ISB açılarındaki sonuçlar sınırlandırılarak çizilmiştir [14].



Şekil 3.7 : Mükemmel iletken kamadan kırınım - GKT [14]

Kırınan alan ve Keller'in kırınım katsayısı ise ilgili aşağıdaki yorumlar yapılabilir;

1. Kırınan alan $\phi=0$ ve $\phi =\eta\pi$ 'de hesaplandığında, D_s sifıra yakınsar. D_h sonlu bir değerdir.
2. Kırınan alan, gelen alan gölge sınırında ve yansıma gölge sınırında tekilliğe sahiptir. Bu sebeple Keller'in geliştirmiş olduğu Geometrik Kırınım Teorisi gölge sınırlarının etrafındaki geçiş bölgesinde ve bu bölgeye çok yakın noktalarda hatalı sonuçlar üretmektedir.
3. Yansıma veya kırınım yerel bir olgu olarak kabul edilemediğinde Keller'in Geometrik Kırınım Teorisi geçerliliğini yitirir.

3.2 Düzgün Kırınım Teorisi

Kouyoumjian ve Pathak, 1974 yılında geliştirdikleri Düzgün Kırınım Teorisi modeliyle Bölüm 2'de bahsedilen Geometrik Kırınım Teorisinin eksikliklerini gidermişlerdir. Geçiş bölgelerinde sonsuza yakınsayan Keller'in kırınım katsayısı, bir geçiş fonksiyonu ile çarpıldığında bu gölge sınırlarında da sonlu kalmaktadır [17]. Gölge sınırlarında ve etrafında kırınım katsayısının sonsuza yakınsadığı oranda, geçiş fonksiyonu sifıra yakınsamakta ve kırınan alanı bu bölgede sonlu tutmaktadır. Bununla birlikte Kouyoumjian ve Pathak'ın geliştirdiği katsayı, GKT'nin hesaba katmadığı, eğrisel yüzeye sahip yapı kenarlarından kırınımı da hesaplayabilmektedir [14,15,17].

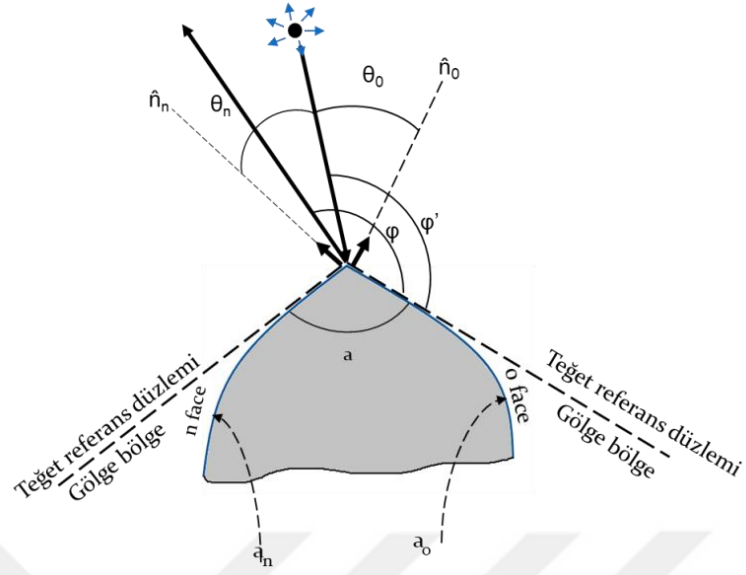
Bununla birlikte DKT'nin Geometrik Optik ve GKT'ye benzer şekilde bazı durumlarda eksiklikleri bulunmaktadır. Yansıma ve kırınım yerel bir olay olarak modellenemediğinde veya gelen alan geometrik optik ile modellenmediğinde DKT modeli de kullanılamamaktadır [15].

Şekil 3.8'de verilen iki boyutlu yapı düşünüldüğünde;

a_0 , 0 yüzeyinin eğrilik yarıçapı, a_n , n yüzeyinin yarı çapı olmak üzere, kırınım açıları ϕ ve ϕ' bulmak için 0 ve n yüzeylerine teğet iki adet yüzey çizilir. İç açılı kamamın sahip olduğu alfa açısı ise bu iki teğet düzlem arasındaki açıdır.

Kırınan alan aşağıdaki formülle hesaplanır.

$$E^d(s) = E^i(Q_d) \cdot \bar{D}A(s', s) e^{-j\beta s} \quad (48)$$



Şekil 3.8 : Eğrisel yüzeye sahip kamadan kırınım

Q_e , kırınım noktası, s' kaynaktan kırınım noktasına olan mesafe ve s kırınım noktasından alıcıya olan mesafe olmak üzere $A(s', s)$ yayılma faktörü, dalga biçimine göre aşağıdaki şekilde yazılır [4,7].

$$A(s', s) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{s}} & \text{düzlem dalgalar ve konik yüzeyli gelen dalga} \\ \frac{1}{\sqrt{\rho}}, \rho = s \sin \beta_0 & \text{silindirik dalgalar} \\ \sqrt{\frac{s'}{s(s+s')}} \approx \frac{\sqrt{s'}}{s} & \text{küresel dalgalar} \end{cases} \quad (49)$$

β_0 , silindirik dalganın dik geldiği 2 boyutlu senaryo için $\frac{1}{\sqrt{s}}$ olarak yazılır.

$$E_z^d(s) = E_z^i(Q_e) D_s \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (50)$$

D_s , ve D_h ise yatay ve dikey polarizasyon için kırınım katsayılarıdır. İki boyutlu problem için DKT kırınım katsayısı aşağıdaki gibidir;

$$D_{s,h}(L^i, L^{ro}, L^{rn}, \phi, \phi', n) = D_1 + D_2 + R_{s,h}(D_3 + D_4) \quad (51)$$

R_s ve R_h kırınımın olduğu noktada birleşen iki yüzeye ait yatay ve dikey polarizasyon için yansımaya katsayılarıdır. Mükemmel iletken yapı için yansımaya katsayıları ± 1 'dir.

Kırınım katsayısının terimleri aşağıdaki gibidir [8,14,15,17,26,27];

$$D_1 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cot \left[\frac{\pi+(\phi-\phi')}{2n} \right] F[kL^i a^+(\phi - \phi')] \quad (52)$$

$$D_2 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cot \left[\frac{\pi-(\phi-\phi')}{2n} \right] F[kL^i a^-(\phi - \phi')] \quad (53)$$

$$D_3 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cot \left[\frac{\pi+(\phi+\phi')}{2n} \right] F[kL^{rn} a^+(\phi + \phi')] \quad (54)$$

$$D_4 = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cot \left[\frac{\pi-(\phi+\phi')}{2n} \right] F[kL^{ro} a^-(\phi + \phi')] \quad (55)$$

İki boyutlu modelde dalga kırınım noktasına dik geldiği için $\beta_0=90$, $\sin(\beta_0)$ 1'e eşit olacaktır. Her bir yüzey için, biri direk alan gölge sınırında L^i , diğeri yansıyan alan gölge sınırında L^{ro} , L^{rn} olmak üzere iki adet uzaklık parametresi tanımlanır. L^i her iki yüzey için de aynıdır. Gelen alan silindirik dalga olduğunda, uzaklık parametresi aşağıdaki gibi yazılır;

$$L^i = \frac{s's}{s+s'} \quad (56)$$

$$L^{ro} = \frac{\rho^{ro}s}{\rho^{ro}+s} \quad (57)$$

$$L^{rn} = \frac{\rho^{rn}s}{\rho^{rn}+s} \quad (58)$$

s' ve s , sırasıyla kaynaktan kırınım noktasına olan uzaklık ve kırınım noktasından alan hesaplanacak noktaya uzaklıktır. ρ^{ro} ve ρ^{rn} ise kırınım noktasına bağlı yüzeylerin eğrilik yarıçapları a_0 ve a_n , yüzey normaleri ile gelen alan arasındaki açı θ 'ya bağlıdır.

$$\frac{1}{\rho^{ro,n}} = \frac{1}{s'} + \frac{2}{a_{o,n} \cos(\theta_{o,n})} \quad (59)$$

ρ^{ro} ve ρ^{rn} , kırınım noktasında meydana gelen yansıyan dalganın eğrilik yarı çapıdır. a_0 veya a_n , yüzeyler dışbükey veya içbükey olduğunda sonlu değer almaktadır. Düzlemsel yüzeyler için ise Denklem (59)'daki ifadenin ikinci terimi sıfıra eşittir. Bu durumda L^i , L^{ro} ve L^{rn} eşittir.

Düzlem yüzeylere sahip kamadan kırınım için L uzaklık parametresi aşağıdaki gibidir; $\sin(\beta_0)$ dik gelen dalga için 1'e eşittir.

$$L = \begin{cases} s \sin^2(\beta'_0) & \text{düzlem dalga} \\ \frac{\rho\rho'}{\rho+\rho'} & \text{silindirik dalga } (\rho = s \sin\beta_0, \rho' = s' \sin\beta'_0) \\ \frac{ss' \sin^2\beta_0}{s+s'} & \text{konik ve düzlem dalgalar} \end{cases} \quad (60)$$

Fresnel fonksiyonu içerisinde yer alan parametreler aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır;

$$a^\mp(\beta^\mp) = 2\cos^2\left(\frac{2n\pi N^\mp - \beta^\mp}{2}\right) \quad (61)$$

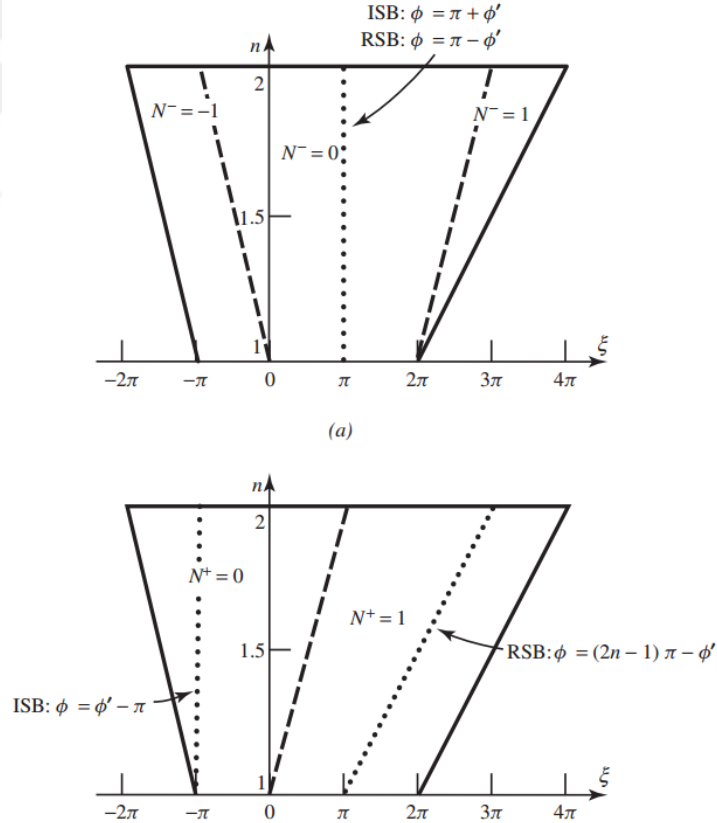
$$\beta^\mp = \phi \mp \phi' \quad (62)$$

N, aşağıdaki eşitliği sağlayan tam sayı değerdir;

$$2\pi n N^+ - (\phi \mp \phi') = \pi \quad (63)$$

$$2\pi n N^- - (\phi \mp \phi') = -\pi \quad (64)$$

a^+ ve N^+ , n yüzeyiyle, a^- ve N^- , 0 yüzeyiyle ilgilidir. Şekil 3.9'da görülebileceği gibi, N değeri yerine konulduğunda β^\mp ve n cinsinden değeri aşağıdaki gibidir [14].



Şekil 3.9 : N^- ve N^+ 'nin ξ ve n 'nin bir fonksiyonu olarak grafiksel gösterimi [7]

İç açılı kama problem için N^+ , 0 ve 1, N^- ise -1, 0, 1 değerlerini alır [7,14,15,17].

Gölge bölge sınırları Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1 : Gölge Bölge Sınırları

Gölge Sınırları	Lokasyon	Sınırlarda N'in aldığı değer
N Yüzü Gölgede (ISB)	$\phi_{ISB} - \phi' = \pi$	$N^- = 0$
0 Yüzü Gölgede (ISB)	$\phi_{ISB} - \phi' = -\pi$	$N^+ = 0$
0 Yüzden Yansıma (RSB)	$\phi_{RSB} + \phi' = \pi$	$N^- = 0$
N yüzden Yansıma (RSB)	$\phi_{RSB} + \phi' = (2n - 1)\pi$	$N^+ = 1$

Tablodaki değerler ele alındığında, kırınım katsayısı için aşağıdaki a^{\mp} ifadesi aşağıdaki gibi olur;

D_1, D_2, D_4 için;

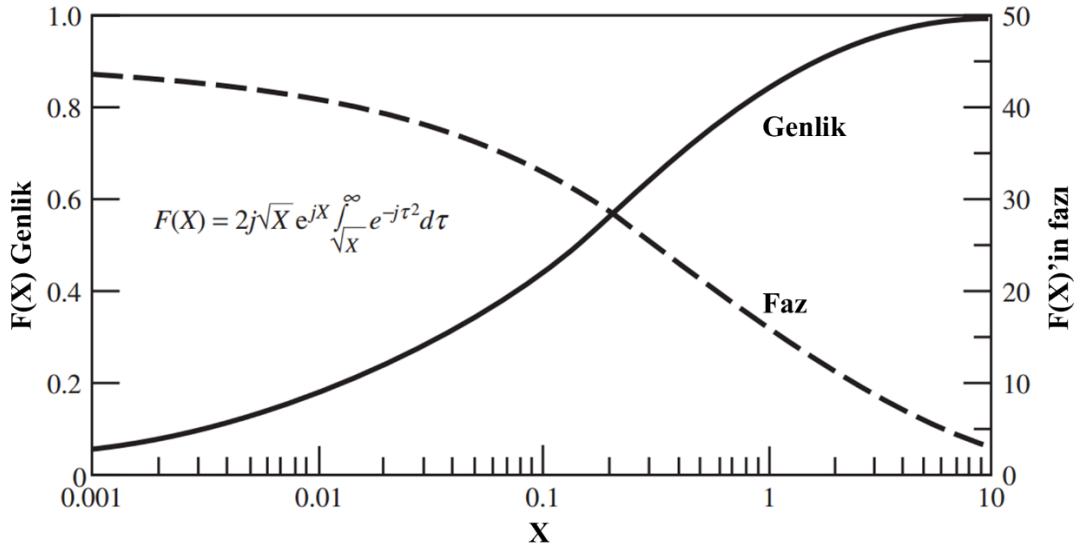
$$a(\phi \mp \phi') = 2\cos^2\left(\frac{\phi \mp \phi'}{2}\right) \quad (65)$$

D_3 için;

$$a^+(\phi + \phi') = 2\cos^2\left[\frac{2\pi n - (\phi + \phi')}{2}\right] \quad (66)$$

Buna göre, F geçiş fonksiyonu aşağıdaki gibi hesaplanır ve Şekil 3.10'da görülebileceği gibi 0 ile 1 arasında değer almaktadır [7,12,14,15,17];

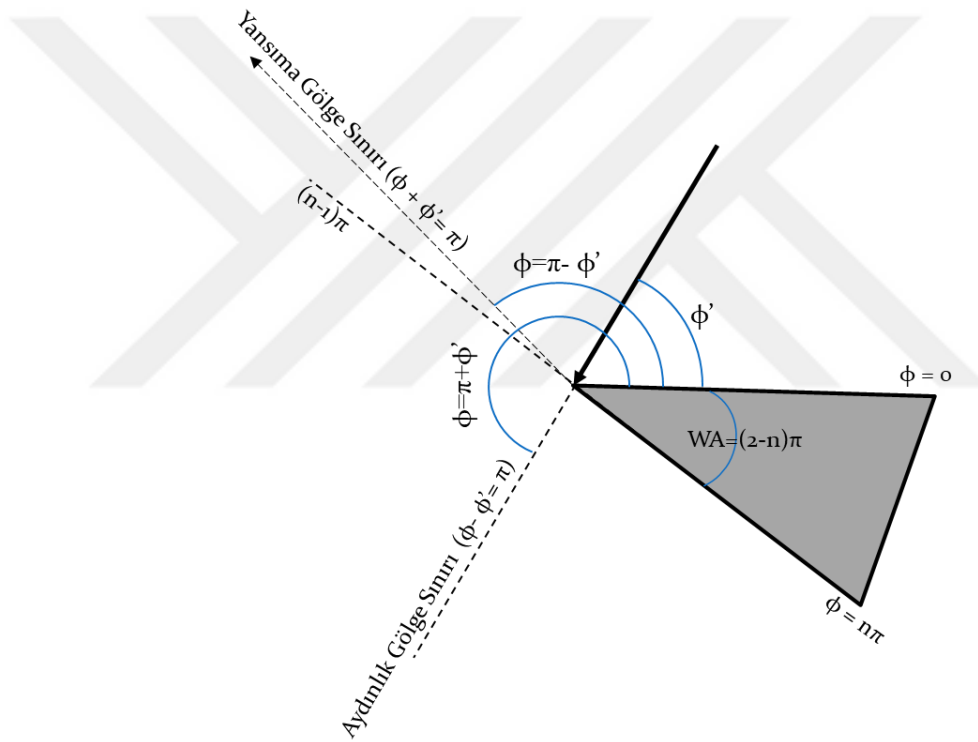
$$F(x) = 2j\sqrt{x}e^{jx} \int_{\sqrt{x}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \quad (67)$$



Şekil 3.10 : X'in bir fonksiyonu olarak, F (X) geçiş fonksiyonunun faz ve büyüklük değişimleri [7]

Keller'in geliştirdiği kırınım katsayısı ile Düzgün Kırınım Teorisi'nde verilen kırınım katsayısı arasında iki büyük fark bulunmaktadır. İlki yansıma ve gölge sınırlarında sürekliliği sağlayan F geçiş fonksiyonudur. Bununla birlikte DKT içerisinde 4 adet kırınım katsayısı terimi tanımlanmıştır. Bu terimler her kamanın iki yüzeyinin etkisiyle ortaya çıkan 2 adet gölge sınırı ve 2 adet yansıma sınırından dolaydır. D1 terimi 0-yüzeyinin gölgede kaldığı gölge sınırı için, D2 n-yüzeyinin gölgede kaldığı gölge sınır için, D3 n-yüzeyinden yansıma sınırı için, D4 0-yüzeyinden yansıma sınırı için, süreklilikleri sağlar [28].

Geçiş fonksiyonu ve kırınım katsayıları terimlerinin gölge sınırlarındaki davranışı Şekil 3.11'de verilen senaryo için detaylı olarak açıklanmıştır.



Şekil 3.11 : Kamadan kırınım için aydınlık ve yansıma gölge sınırları

Kaynağın, 0-yüzeyini aydınlattığı ve n-yüzeyini gölgede bıraktığı i açılı kama yapısı için, gölge sınırı kırınım $\varphi = \pi + \varphi'$ (veya $\varphi - \varphi' = \pi$) açısı ile olduğuunda ve yansıma gölge sınırı, kırınım $\varphi = \pi - \varphi'$ (veya $\varphi + \varphi' = \pi$) açısı ile olduğuunda süreklilik sağlanmalıdır.

Gölge sınırı (ISB) için, D_2 kırınım katsayısı terimi sürekliliği sağlamalıdır. Diğer kırınım katsayısı terimleri bu açı için sonludur. D_2 için kotanjant fonksiyonu sonsuza yakınsar;

$$\cot \left[\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n} \right] \Big|_{\phi - \phi' = \pi} = \infty \quad (68)$$

Bu durumda N^- değeri aşağıdaki şekilde bulunur.

$$2n\pi N^- - (\phi - \phi') \Big|_{\phi - \phi' = \pi} = 2n\pi N^- - \pi = -\pi \Rightarrow N^- = 0 \quad (69)$$

Yansıma gölge sınırında ise, D_4 terimi sonsuza yakınsar. Bu durumda

$$2n\pi N^- - (\phi + \phi') \Big|_{\phi + \phi' = \pi} = 2n\pi N^- - \pi = -\pi \Rightarrow N^- = 0 \quad (70)$$

elde edilir. Kırınım terimleri içerisindeki F geçiş fonksiyonu, aydınlık gölge sınırı için D_1 ve D_2 içerisinde aşağıdaki değeri alır,

$$F(kLa) = F \left[2kscos^2 \left(\frac{\phi - \phi'}{2} \right) \right] \quad (71)$$

Yansıma sınırlarında ise, n-yüzeyinden yansıma için;

$$F(kLa^+) = F \left[2kscos^2 \left(\frac{2\pi n - (\phi + \phi')}{2} \right) \right] \quad (72)$$

0-yüzeyinden yansıma için ise aşağıdaki gibidir.

$$F(kLa) = F \left[2kscos^2 \left(\frac{\phi + \phi'}{2} \right) \right] \quad (73)$$

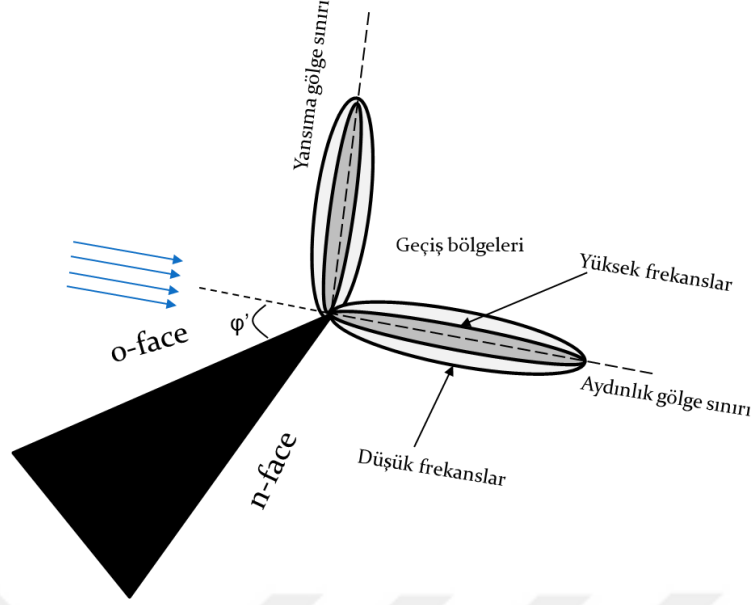
Şekil 3.12'de görülebileceği gibi geçiş bölgelerinde F fonksiyonu, yukarıdaki uygun N değerleriyle birlikte sürekliliği sağlar. Geçiş bölgeleri dışında ise F fonksiyonu 1'e eşittir.

3.3 Bıçak Kenarlı Engelden Kırınım

Yarım düzlem olarak tanımlanabilen Şekil 3.5'te verilen bıçak kenarlı engel için kama iç açısı sıfırdır [7,14]. Alfa, düzlem yüzeyleri arasındaki açı olmak üzere, Denklem (47) kullanılarak $n=2$ bulunabilir.

Engelin her iki yüzeyinin de eğrilik yarıçapları sonsuza eşit olduğu için, diğer bir ifadeyle yüzey konveks veya konkav olmadığından dolayı, uzaklık parametresi L daha önce açıklandığı gibi aşağıdaki gibi yazılabilir [14].

$$L^{r_0, n} = L^i = \frac{ss'}{s+s'} \quad (56)$$



Şekil 3.12 : Düzlem dalga ile aydınlatılan kama için geçiş bölgeleri

Elde edilen parametreler kırınım katsayısı terimlerinde, D_1 , D_2 , D_3 , D_4 yerine konulduğunda aşağıdaki basitleştirilmiş ifadeye ulaşılabilir [7,8,12,14,15];

$$D_{s,h}(L^i, \phi, \phi') = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left\{ \frac{F[kL^i a(\phi - \phi')]}{\cos[(\phi - \phi')/2]} \mp \frac{F[kL^i a(\phi + \phi')]}{\cos[(\phi + \phi')/2]} \right\} \quad (74)$$

İfadede yer alan $a(\phi \mp \phi')$ terimi aşağıdaki ifadeye eşittir;

$$a(\phi \mp \phi') = 2 \cos^2 \left(\frac{\phi \mp \phi'}{2} \right) \quad (75)$$

Eğer engelin yüzeyinden hiç bir yansıma olmadığı ve tüm alanın absorbe edildiği düşünülürse, aşağıdaki kırınım katsayısı ifadesinde yer alan yansıma katsayıları 0'a eşitlenebilir. Bu durumda yansız bıçak kenarlı engelden kırınım için Denklem (57)'deki ifadenin sadece D_1 ve D_2 terimleri hesaba katılır;

$$D_1 = \frac{-e^{-i\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cot \left[\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n} \right] F[kL^i a^+(\phi - \phi')] \quad (76)$$

$$D_2 = \frac{-e^{-i\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \cot \left[\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n} \right] F[kL^i a^-(\phi - \phi')] \quad (77)$$

$D_1 + D_2$ ifadesi birleştirildiğinde; ve aşağıdaki matematiksel işlem uygulandığında;

$$\cot \left(\frac{\pi + \beta}{2n} \right) + \cot \left(\frac{\pi - \beta}{2n} \right) = \frac{-2 \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos(\beta/n)} \quad (78)$$

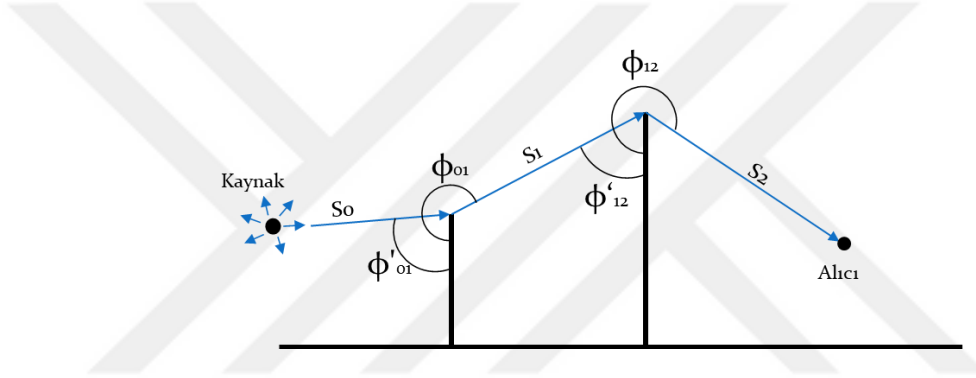
Yansız bıçak kenarlı engel için, $\alpha = \phi - \phi'$, $\beta_0 = 90$ koşulları için kırınım katsayısı aşağıdaki gibi elde edilir [8,12,16,29].

$$D(a) = -\frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k} \cos(a/2)} F[2kL \cos^2(a/2)] \quad (79)$$

3.4 Çoklu Kırınım İçeren Yapılarda Düzgün Kırınım Teorisi

Dalga yayılım senaryosunda birden fazla engel yer aldığına, ilk engelden kırınan ışınlar ikinci engelden de kırınarak, çoklu kırınım yapısını oluşturmaktadır. Özellikle iki kırınım noktasının birbirlerine yakın olduğu durumlarda, yüksek dereceli kırınan alanlar da hesaba katılmalıdır.

Gerçekçi yayılım senaryoları düşünüldüğünde, Şekil 3.13'te görülebileceği gibi verici ile alıcı arasında birden fazla engel girmektedir ve ulaşan elektrik alanı yansıyan ve kırınan alanlar domine etmektedir.



Şekil 3.13 : Bıçak kenarlı kama için ikili kırınım olayı

Şekil 3.13'teki gibi iki defa kırınımına uğrayarak alıcıya ulaşan bir ışın için, elektrik alan değeri aşağıdaki gibi bulunur [8,12];

$$E = E_{d1} D_2 A_2 e^{-jk s_2} \quad (80)$$

Burada E_{d1} , ilk engelden kırınarak ikinci engele ulaşan alan değeridir. Bu alan değeri ise daha önce verildiği üzere aşağıdaki gibi bulunur;

$$E_{d1} = E_i D_1 A_1 e^{-jk s_1} \quad (81)$$

Her iki formül birleştirildiğinde, kompakt bir çift kırınım formülü elde edilir.

$$E = E_i D_1 D_2 A_1 A_2 e^{-jk(s_1+s_2)} \quad (82)$$

Çoklu kırınım içeren senaryolarda yayılım faktörünün genel ifadesi aşağıdaki gibi hesaplanır;

$$A(s) = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{j-1} s_i}{\sum_{i=j}^{k-1} s_i \sum_{i=0}^{k-1} s_i}} \quad (83)$$

Yukarıdaki denklemde indisler başlangıç, kırınım ve gözlem noktasını vermektedir. Yayılma faktörü hesaplanırken en son kırınım yapılan binaya kadar alınan tüm yolların toplamı, kırınımdan sonraki alınan tüm yolların toplamı ile alıcı verici arasında alınan tüm yolların çarpımına bölünür. Daha sonra çıkan sonucun karekökü alınarak sonuç bulunur. İkinci kırınım için düşünüldüğünde yayılma faktörü A aşağıdaki gibi yazılabilir [8,12].

$$A(s) = \sqrt{\frac{(s_1+s_2)}{s_3(s_1+s_2+s_3)}} \quad (84)$$

Geçiş fonksiyonu içerisinde kullanılan, L uzaklık parametresinin çoklu kırınımlar için ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$L = \frac{\sum_{i=0}^{j-1} s_i \sum_{i=j}^{k-1} s_i}{\sum_{i=0}^{k-1} s_i} \quad (85)$$

Yukarıdaki denklemde indisler başlangıç, kırınım ve gözlem noktasını vermektedir. İkinci kırınım düşünüldüğünde L aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$L_2 = \frac{(s_1+s_2)s_3}{s_1+s_2+s_3} \quad (86)$$

Verilen bilgiler ışığında, çift kırınımlı yayılım senaryosunda alıcıda elde edilecek elektrik alan değerini daha kompakt bir formül ile ifade etmek için;

Toplam yayılım faktörü $A(s)$ aşağıdaki gibi elde edilebilir:

$$A_1 A_2 = \sqrt{\frac{s_1}{s_2(s_1+s_2)}} \sqrt{\frac{(s_1+s_2)}{s_3(s_1+s_2+s_3)}} = \sqrt{\frac{s_1}{s_3(s_1+s_2+s_3)}} \quad (87)$$

Toplam kırınım katsayısı $D(a)$ aşağıdaki gibi elde edilebilir;

$$D_1(a) D_2(a) = -\frac{e^{-\frac{j\pi}{2}}}{8\sqrt{\pi k} \cos\left(\frac{a_1}{2}\right) \cos\left(\frac{a_2}{2}\right)} F\left[2kL_1 \cos^2\left(\frac{a_1}{2}\right)\right] F\left[2kL_2 \cos^2\left(\frac{a_2}{2}\right)\right] \quad (88)$$

Bu durumda çift kırınım için alıcıdaki elektrik alan değeri alttaki gibi ifade edilebilir;

$$E = E_i \sqrt{\frac{s_1}{s_3(s_1+s_2+s_3)}} \left(-\frac{e^{-\frac{j\pi}{2}}}{8\sqrt{\pi k} \cos\left(\frac{a_1}{2}\right) \cos\left(\frac{a_2}{2}\right)} F\left[2kL_1 \cos^2\left(\frac{a_1}{2}\right)\right] F\left[2kL_2 \cos^2\left(\frac{a_2}{2}\right)\right] \right) e^{-jk(s_1+s_2)} \quad (89)$$

Geometrik Kırınım Teorisi (GKT) ile hesaplanan alan değerleri, Geometrik Optik (GO) alanları ve kırınan alanlardan oluşur. Bu nedenle, GKT, GO yaklaşımının genişletilmiş halidir.

İlave kırınım mekanizmalarının yardımıyla [7], GKT

- Kırınım bölgesinde alan dağılımını hesaplar,
- Geometrik Optik gölge sınırında ve yansıma gölge sınırlarında meydana gelen GO süreksizliklerini giderir.
- Kenar ve yüzeydeki süreksizlikleri giderir,

GKT ile kırınan alanlar hesaplarırken, UTD'deki Fresnel geçiş fonksiyonları hesaplama adımlarını daha karmaşık hale getirebilir. Dolayısıyla, gözlem açısı olay gölge sınırından (ISB) ve yansıyan gölge sınırından (RSB) uzaksa, basitlik açısından hesaplamalarda DKT yerine Keller kırınım yaklaşımı da kullanılabilir [17].



4. IŞIN İZLEME TABANLI YAYILIM MODELLEME

Işın izleme, bir ışık kaynağından yayılan ışık dalgalarını takip etmek için bilgisayar grafik işlemlerinde uzun süredir kullanılan bir tekniktir. Fikir radyo dalgalarını vericiden alıcıya kadar aynı şekilde izlemektir [1]. Işın izleme yöntemi, yüksek frekanslara çıkıldığında elektromanyetik dalgaların düz bir doğru boyunca ilerleyen ışınlara benzer şekilde modellenmesine dayanır. Homojen bir ortam içerisinde, elektromanyetik kaynaktan çıkan her hangi bir ışın, alıcıya, hiç bir engel ile karşılaşmadan direkt olarak, yansımaya uğrayarak, kırınarak veya bu olayların çeşitli kombinasyonlarına uğrayarak ulaşabilir. Güvenilir ve kesinliği yüksek bir kapsama alanı hesabı yapabilmek için, kaynaktan çıkan her bir ışının alıcıya ulaşıp ulaşmadığı kontrol edilmelidir [24]. Tüm olası yollar belirlendikten sonra sinyal şiddeti vb parametreleri hesaplamak için ışınlara elektromanyetik teknikler uygulanır. Farklı ışın yollarının elektriksel uzunluğu, bileşen dalgalarının genliklerini ve fazlarını verir [24].

Bina veritabanları ve anten özellikleri gibi yayılım senaryosu ile ilgili bilgileri kullanarak, ışın modelleri tam bir yayılım senaryosunu deterministik olarak modelleyebilirler. Modelin iki veya üç boyutlu olarak uygulanması mümkündür.

Elbette ışın izlemenin bazı dezavantajları ve kısıtlılıkları vardır. Işın yollarının hesaplanması zaman alıcı bir süreçtir ve yayılım ortamında bulunan obje sayısına ve ışınlarının bu objelerle olan etkileşimine bağlı olarak değişir [30]. Bununla birlikte, bugünkü bilgisayarlar farklı hızlandırma teknikleri ile birlikte makul simülasyon süreleri verebilmektedirler.

Geliştirilen yayılım modelleme algoritmasında Geometrik Optik ve Düzgün Kırınım Teorisi birlikte kullanılmıştır. Her iki teknik de ışın izleme yöntemine dayanmaktadır. Geliştirilen algoritma ile 2 boyutlu olarak modellenen herhangi bir yayılım senaryosu için, vericiden çıkan ve alıcıya ulaşan tüm ışınlar ve ışınlarla ilgili yansıma açıları, yol uzunlukları gibi parametreler hesaplanmıştır. Elde edilen değerler

Geometrik Optik ve Düzgün Kırınım Teorisi bölümlerinde verilen formüllerde yerlerine konularak alıcı üzerindeki elektrik alan şiddeti elde edilmiştir.

Işın konsepti geçerli olduğunda, birkaç mekanizma kullanarak EM dalgası yayılımı tanımlanabilir. Kolaylık sağlamak için, ışın kaynağı bir nokta kaynak olarak varsayılabilir. Ek olarak ışın kaynağı her açıda eşit ışın yapan küresel bir kaynak olarak kabul edilecektir.

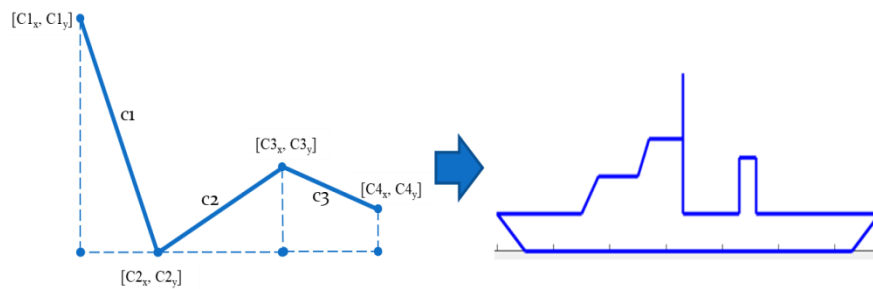
Alıcıya varan ışınlar hesaplama bütünlüğü açısından aşağıdaki gibi gruplanabilir;

- i) Alıcıya hiç bir engel ile karşılaşmadan ulaşan her ışın için: alınan yol hesaplanmalıdır.
- ii) Yansıyarak ulaşan ışınlar için: yansımadan önce aldığı yol, yansıma noktası, yansıma açısı ve yansımadan sonra aldığı yol elde edilmelidir.
- iii) Kırınımına uğrayarak ulaşan ışınlar: kırınım öncesi alınan yol, kırınım sonrası alınan yol ve kırınım açıları bulunmalıdır. Kırınan ışınlar, doğrudan, yansıyan ve iletilen ışınlarla karşılaştırıldığında daha karmaşıktır.

Vericiden alıcıya ulaşan ışınları elde edebilmek için öncelikle, yayılım geometrisinin matematiksel ifadesi oluşturulmalıdır. Bunun için senaryoda yer alan tüm objeler Şekil 4.1’de görülebileceği gibi n adet lineer çizgisel yapılar kullanılarak oluşturulmalıdır.

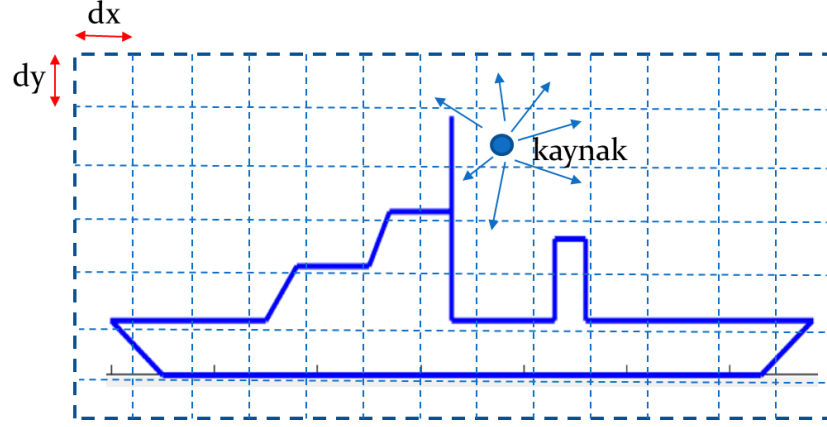
$$cad_x = [c_{1x}, c_{2x}, c_{3x}, c_{4x}, \dots, c_{5x}] \quad (90)$$

$$cad_y = [c_{1y}, c_{2y}, c_{3y}, c_{4y}, \dots, c_{5y}] \quad (91)$$



Şekil 4.1 : Yayılım uzayının çizgisel olarak ifade edilmesi

İkinci adım olarak, vericinin x ve y koordinatları, elektrik alan değerlerinin hesaplanacağı çözüm uzayı ve elektrik alanın hesaplanacağı nokta adedini belirleyecek olan grid mesafesi dx, dy Şekil 4.2’de gösterildiği gibi belirlenmelidir.



Şekil 4.2 : Çözüm uzayının belirlenmesi

Vericiden çıkan her bir ışın aşağıdaki şekilde vektörel formda ifade edilir. $[T_x, T_y]$ başlangıç noktası, $[R_x, R_y]$ alıcının koordinatları ve I vektörün boyu olmak üzere, vektörün yönü boyu her zaman 1'e eşit olan Şekil 4.3'te verildiği gibi birim vektör ile ifade edilir. Birim vektör, x ve y yönlerindeki ilerlemeyi ifade eden $v_x v_y$ bileşenlerinden oluşur.



Şekil 4.3 : Işının vektörel formda ifade edilmesi

$$[[R_x R_y] - [T_x T_y]]/I = [v_x v_y] \quad (92)$$

Buna göre, alıcı ve verici noktası bilindiğinde vektör yönü elde edilebilir. Yönü elde edilen bu ışının, alıcıya direkt olarak ulaşip ulaşmayacağını belirlemek için, yayılım senaryosunda bulunan her hangi bir objeyi kesip kesmediği belirlenmelidir.

Yayımlı senaryosu içerisinde bulunan her bir lineer çizgisel segment için, ışın kesişimi aşağıdaki formülle elde edilebilir;

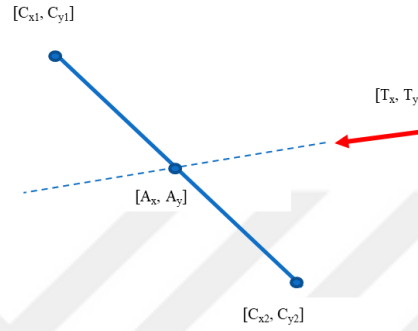
$[Cx1, Cx2]$ ve $[Cy1, Cy2]$ segmentin başlangıç ve bitiş koordinatları, $v_x v_y$ ışının yönü olmak üzere; Şekil 4.4'te verilen kesişim noktası $[Ax, Ay]$ aşağıdaki gibi bulunabilir;

$$[v_{bx} \ v_{by}] = \frac{[(C_{x2}-C_{x1})(C_{y2}-C_{y1})]}{\sqrt{(C_{x2}-C_{x1})^2 + (C_{y2}-C_{y1})^2}} \quad (93)$$

$$K_1 = T_x - \left(\frac{v_x T_y}{v_y}\right) - C_1 + \left(\frac{v_x C_{y1}}{v_y}\right) \quad (94)$$

$$K_2 = v_{bx} - \left(\frac{v_x v_{by}}{v_y}\right) \quad (95)$$

$$[A_x \ A_y] = [C_{x1} \ C_{y1}] + \frac{K_1}{K_2} [v_{bx} \ v_{by}] \quad (96)$$



Şekil 4.4 : Işın-engel kesişimi

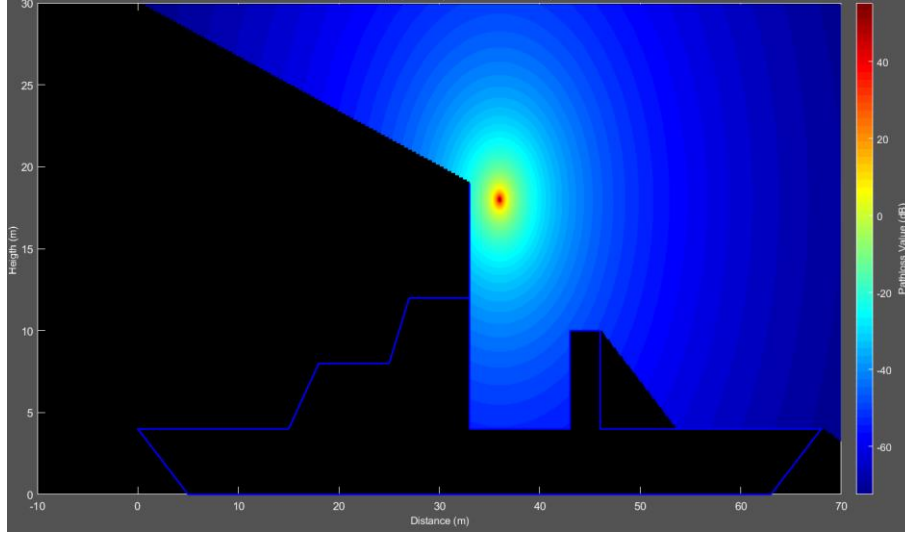
Kesişim noktaları bulunduktan sonra, bu noktaların segment üzerinde olup olmadığı kontrol edilmelidir. Yukarıda belirtilen işlem, senaryo içerisinde yer alan tüm segmentler için sırayla yapılır. Alıcı ile verici arasında, ışının herhangi bir engel ile kesişimi bulunmadığında, vericiden alıcıya giden direkt ışının varlığı ispatlanmış olur ve Geometrik Optik formülasyonu uygulanarak elektrik alan değeri elde edilir.

Bölüm 2’de verildiği gibi, direk ışınlar hesaba katıldığında elde edilen elektrik alan değerlerinde keskin geçişler ve süreksizlikler ortaya çıkacaktır. Bununla birlikte yayılım senaryosun içerisindeki birçok bölgede elektrik alan değeri sıfır kabul edilecektir. Burada belirtildiği şekilde sadece direct ulaşan ışınlarla elde edilen bir benzetim örneği Şekil 4.5’te görülmektedir.

4.1 Yansıyan Işınlara Bulunması

Yansıyan ışınların bulunması için yaygın olarak iki yöntem kullanılmaktadır [31].

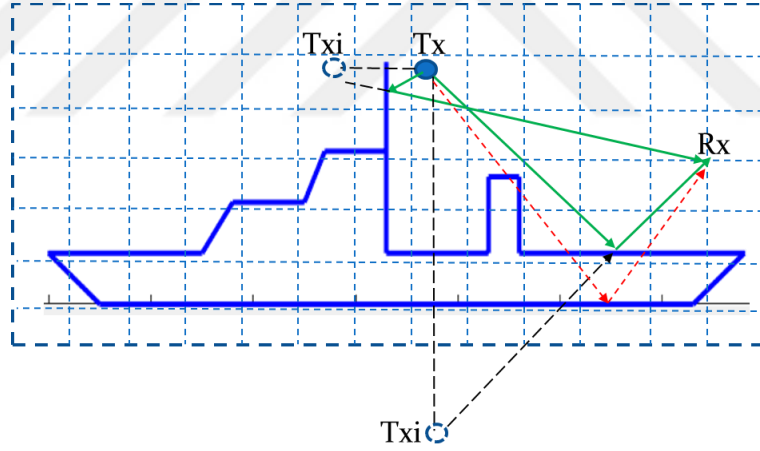
- İmaj yöntemi
- Işın fırlatma yöntemi



Şekil 4.5 : Direkt ışınlar ile hesaplanan geometrik optik elektrik alan benzetimi

4.1.1 İmaj yöntemi

Şekil 4.6'daki gibi (Tx) ve alan (Rx) konumları verildiğinde, bir düzlem yüzeyinden yansıtılan bir ışının yörüngesi görüntü yöntemi ile kolayca belirlenebilir.



Şekil 4.6 : İmaj yöntemi

İlk olarak, düzlemsel yansımaya yüzeyine göre Rx, Ri'nin simetriği bulunur. İkinci olarak, bir Q noktasında düzlemi kesen bir çizgi parçası elde etmek için, simetriği alınan Tx ile Rx bağlanır ve yansıyan ışın yolu üç nokta ile elde edilmiş olur. Ardından yansımaya noktası ile verici arasında ve yansımaya noktası ile alıcı arasında herhangi bir engel bulunup bulunmadığının kontrolü yapılmalıdır. Yansımaya yolu boyunca herhangi bir kesişim bulunmazsa bulunan ışınla ilgili veriler yansıyan alanı

bulmak için Geometrik Optik formülasyonunda kullanılabilir. Aynı yansıma noktasını elde etmek için benzer şekilde Tx'in de simetriği alınabilir.

Görüntü yöntemi, çoklu yansımalarla ışın yolunu belirlemek için genişletilebilir. Prosedür özyinelemeli olup bir bilgisayar programında kolaylıkla uygulanabilir [31]. Fakat tipik bir kentsel çevrede, yansıtma yüzeylerinin çokluğu nedeniyle imaj yöntemi verimli olmayabilir, bu da yavaş hesaplama hızına neden olabilir. Bu durum, Ray Launching yönteminin pratik yayılım modellemesinde daha yaygın olarak kullanılmasının nedenlerinden biridir [30,31].

4.1.2 Işın fırlatma yöntemi

Işın fırlatma yönteminin temel fikri, bir verici noktasından başlatılan her bir ışının izlenerek bir alan noktasına ulaşip ulaşmadığını belirlemektir. Üç adımda uygulanmaktadır: ışın başlatma, ışın izleme ve ışın alımı.

Işın fırlatma algoritmasına öncelikle verici ve alıcı arasında LoS olup olmadığı kontrol edilerek başlanır. Bundan sonra, bir ışın vericiden belirli bir yönde fırlatılır ve bir engel ile kesişip kesişmediğini belirlemek için izlemeye devam edilir. Belirli bir limitten sonra kesişim olmadığında işlem durur ve kaynaktan başka bir yönde yeni bir ışın başlatılır.

Işın her hangi bir engelle kesişim yaptığında, program ışını Şekil 4.7'de gösterildiği gibi geliş açısıyla yansıtır ve izlemeye devam eder. Yansıyan ışının yönü aşağıdaki formül ile gerçekleştirilir.

$$n = [-v_{by} \ v_{bx}] \quad (97)$$

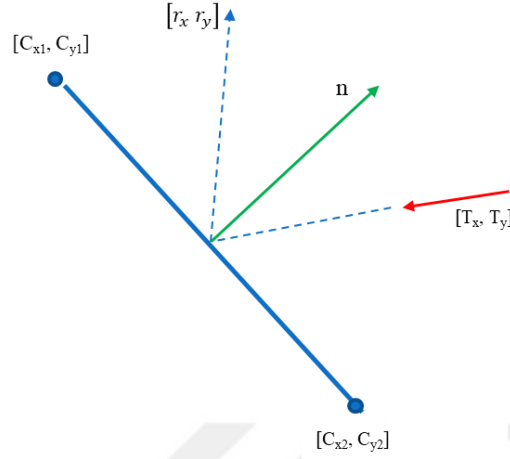
$$[r_x \ r_y] = [v_x \ v_y] - 2[[v_x \ v_y] \cdot [v_{bx} \ v_{by}]]n \quad (98)$$

burada, $[v_{by}, v_{bx}]$, segmentin yönünü belirten birim vektör, $[v_x \ v_y]$, gelen ışın birim vektörü, $[r_x \ r_y]$, yansıyan ışın birim vektörü, n , yansıma düzleminin normalidir.

Bu özyinelemeli süreç, ışın alıcıya ulaşmaya kadar her ışın için, belirtilen ışın enerjisi aşılana kadar, ışın enerjisi önceden belirlenmiş bir eşğin altına düşene veya ışın kaybolana kadar devam eder.

Işın fırlatma tekniği kullanılırken alıcı büyüklüğü sonsuz küçük bir nokta olarak seçilmemelidir. Geçmekte olan ışınları yakalamak için alıcı etrafında küçük yarıçaplı bir küre çizilir. Işın bu küreyi kesiyorsa, ışının toplam alana etkisi hesaplanıp eklenir,

aksi halde sinyal alınmaz. Vericiden izlenmeye başlanan ışınların sayısı, kanalın iyi bir karakterizasyonunu elde edebilecek kadar büyük olmalıdır, yani başlatılan ışınlar arasında küçük bir sabit açı ayrımı olmalıdır.



Şekil 4.7 : Işın yansımaları

Işın fırlatma yönteminin birkaç dezavantajı vardır. Kesin sonuçlar almak için, birçok ışın fırlatılmak zorundadır ve bunların sadece bir kısmı alıcıya ulaşmaktadır. Doğruluk aynı zamanda alıcı etrafında çizilen kürenin yarıçapına da bağlıdır. Eğer küçükse ışınlar geçecektir. Büyük olması durumunda, fazladan ışın alınabilir.

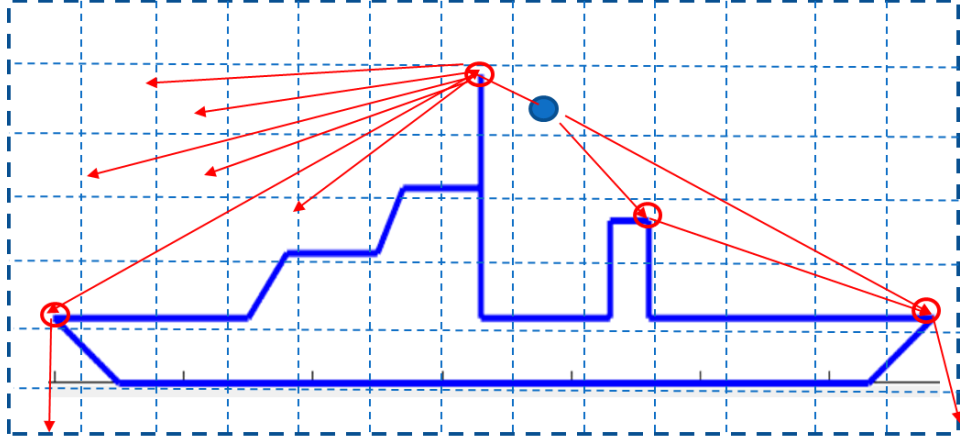
Kırınan ışınların ışın fırlatma yöntemi ile izlenmesi zordur. Her bir kırınım noktası kaynak gibi davrandığı ve birçok yeni ışını sisteme eklediği için ray launching yönteminde kırınan ışınların izlenmesi yapılmaz.

4.2 Kırınan Işınların Elde Edilmesi

Işın izleme esnasında yayılım senaryosu içerisinde kırınım oluştuğunda, Şekil 4.8'de her bir kırınım noktası yeni bir kaynak gibi davranacaktır ve her yönde yeni ışınlar oluşacaktır. Bu yüzden kırınım sonrası süreç daha önceki bölümlerde anlatıldığı şekilde verici-alıcı ilişkisi ile aynı olacaktır.

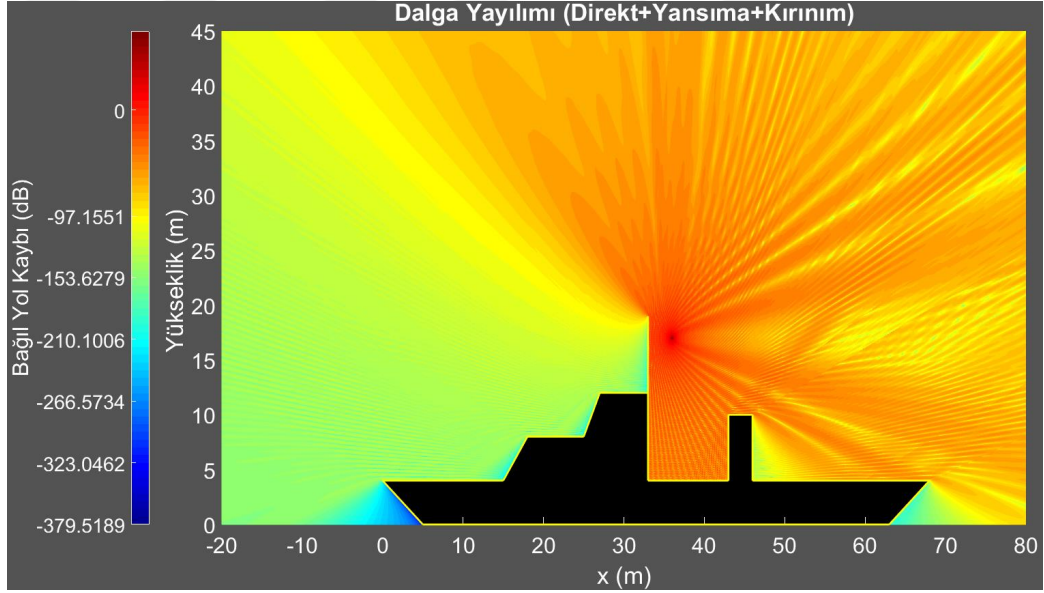
Kırınım noktalarının bulunması için ise ayrıca bir ışın izleme yapılmalıdır. Yayılım senaryosundaki her bir kenar noktası alıcı olarak belirlenecek ve ışın izleme algoritmasında bu kenarlara ulaşabilen tüm ışınların listesi çıkarılacaktır.

Bu tezde geliştirilen yazılım içerisinde 2 ardışık kırınım kadar ışın izleme yapılmaktadır.



Şekil 4.8 : Kırınan ışınların elde edilmesi

Ek olarak kırınan ışınların yansımaları da hesaplanmaktadır. Şekil 4.9’da direkt, yansıyan ve kırınan ışınlar için tüm ikili kombinasyonlar hesaplanmıştır.



Şekil 4.9 : Direkt, yansıyan ve kırınan ışınlarla elde edilen Elektrik Alan simülasyonu

Şekil 4.9’da görüleceği gibi vericinin direkt olarak görmediği ve yayılan ışınların iki engelle karşılaşarak kırınımına uğradığı noktalarda süreksizlikler ortadan kalkmış ve alan değerleri yayılım senaryosundaki her noktada hesaplanabilmektedir.

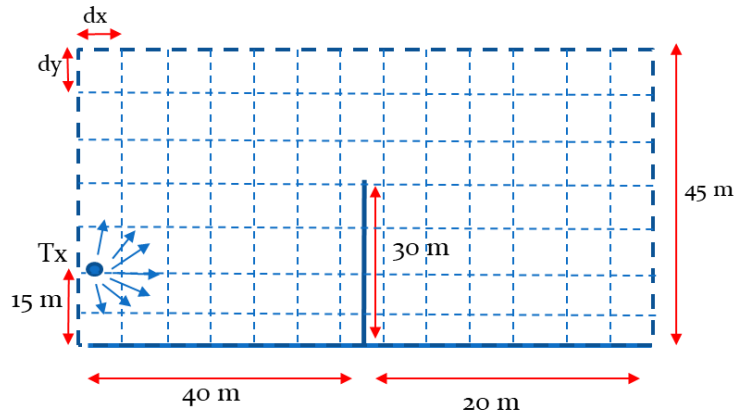
5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE BENZETİM SONUÇLARI

Bu bölümde, çeşitli elektromanyetik problemlerin geliştirilen yazılım ile çözümleri elde edilecek ve FEKO yüksek frekans elektromanyetik benzetim yazılımı ile elde edilen sonuçlar ile kıyaslanacaktır. Ardından 2 boyutta verilen kentsel ve kırsal yayılım senaryoları üzerinden yayılım frekansı, binalar arası mesafe ve bina yükseklikleri arasındaki farkın alıcı üzerindeki toplam yol kaybına etkisi incelenecektir. Son olarak ışın izleme ve geliştirilen ışın tabanlı dalga yayılımı çözücüsünün kırınım sayısı ve çözüm uzayı büyüklüğüne bağlı olarak bilgisayar ortamındaki paralel hesaplama performansları paylaşılacaktır. Geliştirilen yazılımın doğrulanması için aşağıda verilen 3 farklı elektromanyetik problem ele alınmıştır;

1. Tek düzlemsel engel içeren senaryo için kapsama alanı hesabı [32]
2. Yarıklı metalik ekranlamanın elektrik alana etkisinin hesabı [33]
3. Elektriksel açıdan büyük bir deniz aracı üzerinde EMC uygulaması [34]

5.1 Tek Düzlemsel Engel İçeren Senaryo İçin Kapsama Alanı Hesabı

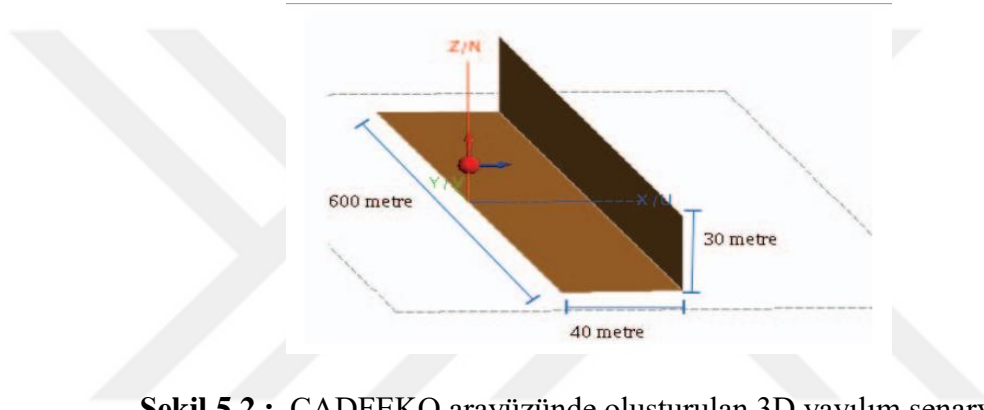
Noktasal bir kaynaktan çıkan ve küresel yayılan bir dalganın, süper iletken ve sonsuz genişlikte bir engel ile karşılaştığında nasıl davranış gösterdiğini analiz etmek için Şekil 5.1'deki senaryo ele alınmıştır.



Şekil 5.1 : Tek engel içeren kapsama alanı senaryosu

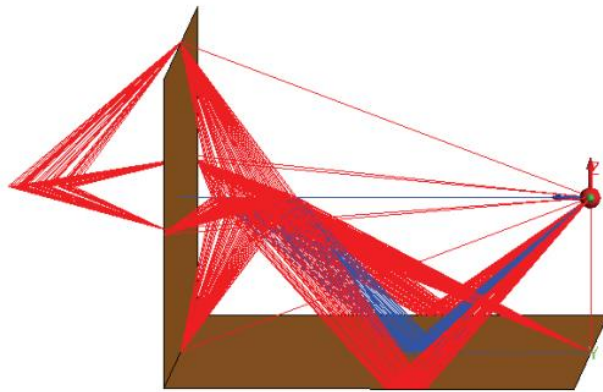
Verici $[x=0, y=15]$ noktasına yerleştirilmiştir. Mükemmel iletken malzemeden 30 m boyundaki bir engel $x=40$ m noktasındadır. Yayılım ortamının zemini de mükemmel iletken yansıtıcı malzemeden oluşmaktadır. Verilen senaryoda, 60 x 45 m'lik alan 0.04 m'lik parçalara bölünerek, tüm grid köşelerinde elektrik alan değerleri hesaplanacaktır. Senaryo içerisinde maksimum 1 kırınım, 1 yansıma ve direk ışınların kombinasyonları hesaba katılacaktır.

Aynı senaryonun FEKO yazılımıyla oluşturulan 3 boyutlu modeli Şekil 5.2'de verilmiştir. Bu tezde geliştirilen kod ile 2 boyutlu elektromanyetik problemler ele alındığından, yapının genişliği, uzunluk ve yüksekliğe göre çok büyük tutulmuş ve sonsuz genişlikte kabul edilen 2 boyut yaklaşımı temsil edilmiştir [32].



Şekil 5.2 : CADFEKO arayüzünde oluşturulan 3D yayılım senaryosu

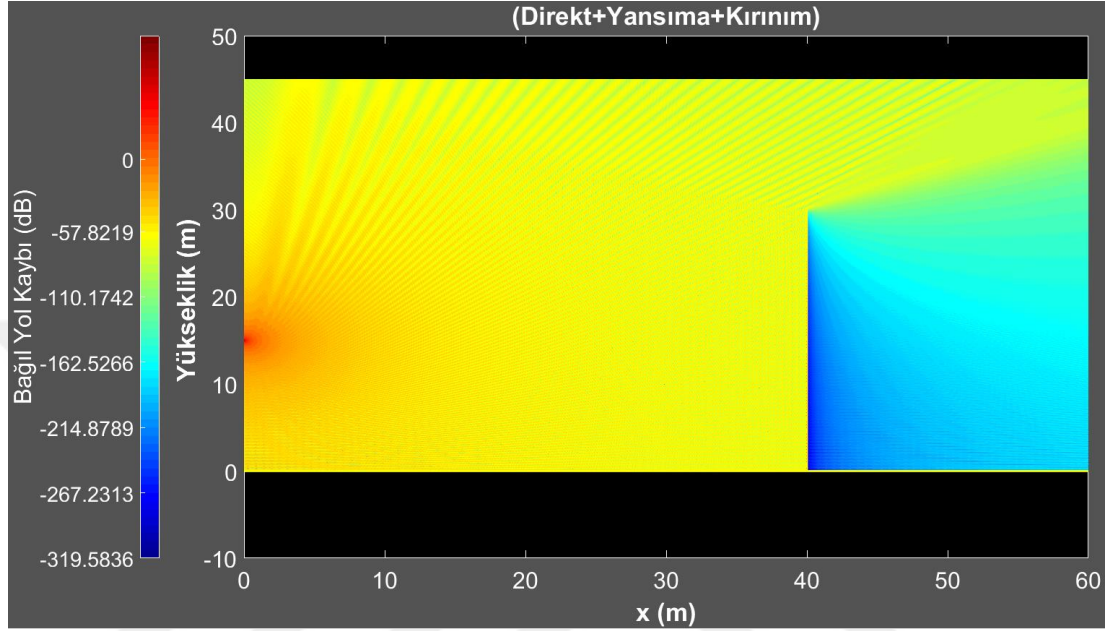
FEKO yazılımıyla gerçekleştirilen DKT çözümünde, engel arkasında alan hesaplanacak bir noktaya ulaşan ışınlar Şekil 5.3'te görülmektedir.



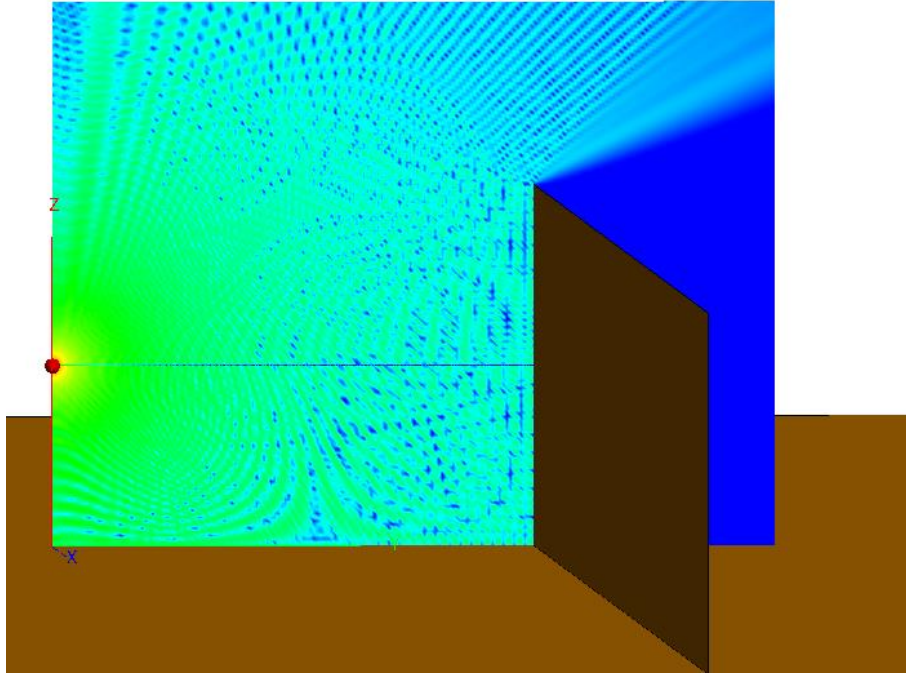
Şekil 5.3 : POSTFEKO arayüzünde görüntülenen ışınlar

Buna göre, 2 boyutta elde edilen çözüme oranla, engelin üzerinden kırılan ışınlar haricinde engelin yan kenarlarından da kırınımlar oluşmaktadır. Bu yüzden FEKO yazılımıyla elde edilen çözüm ile bu tezde geliştirilen kod ile elde edilen çözüm

arasında bazı farklılıklar beklenmektedir. Bununla birlikte yapının genişliği çok büyük seçildiği için, yan kırınımdan dolayı oluşan ışınların alıcı noktasındaki alana etkisi ihmal edilebilir bir değerdedir. Alıcıdaki alan şiddetini büyük oranda engel üzerine dik olarak gelen ışınlar oluşturacaktır. Geliştirilen kod ve FEKO yazılımı ile elde edilen çözümler sırayla Şekil 5.4 ve Şekil 5.5'te verilmiştir.



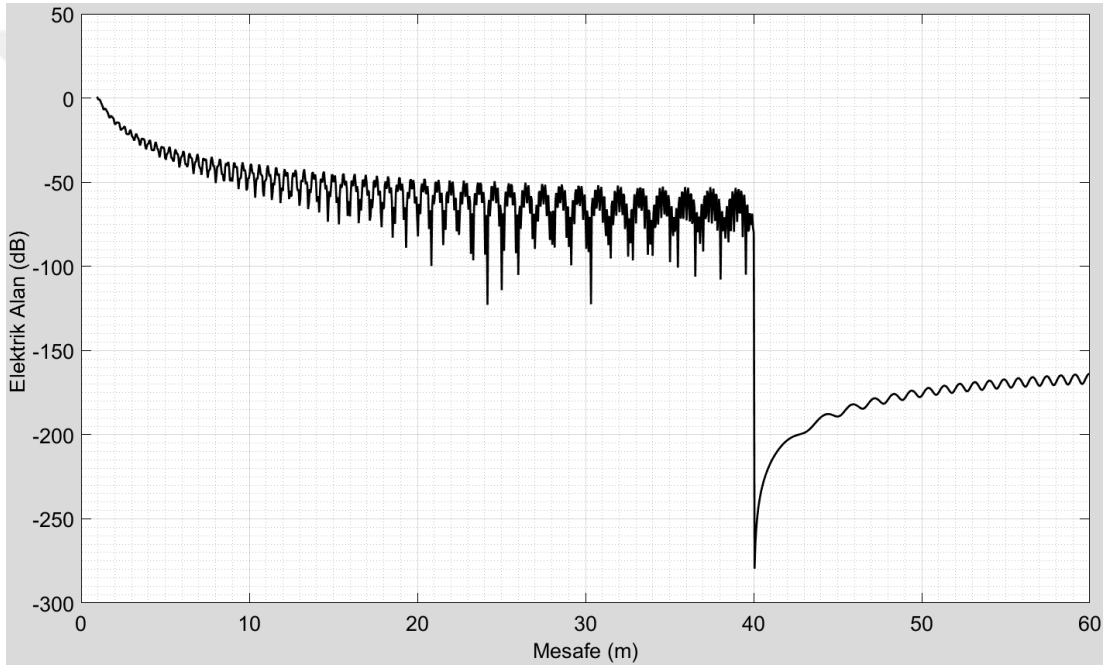
Şekil 5.4 : Geliştirilen algoritma ile elde edilen elektrik alan değerleri



Şekil 5.5 : FEKO yazılımı ile elde edilen elektrik alan değerleri

Her iki modelde aynı girişim deseni oluştuğu ve hesaplanan elektrik alan şiddeti değerlerinin çok yakın olduğu görülmektedir. İki çözüm arasındaki farkların sebebi ise, daha önce açıklandığı üzere 3 boyutlu çözümün 2 boyuta yaklaşık olarak indirgenmesidir. 3 boyutlu modelde Şekil 5.3'ten de görülebileceği gibi, engel arkasındaki alıcı noktasına çok daha fazla kırınan ışın ulaşacaktır. Her iki modelde de aynı noktalardaki yansıma ve gölge sınır çizgilerindeki süreksizlikler ortadan kaldırılmıştır.

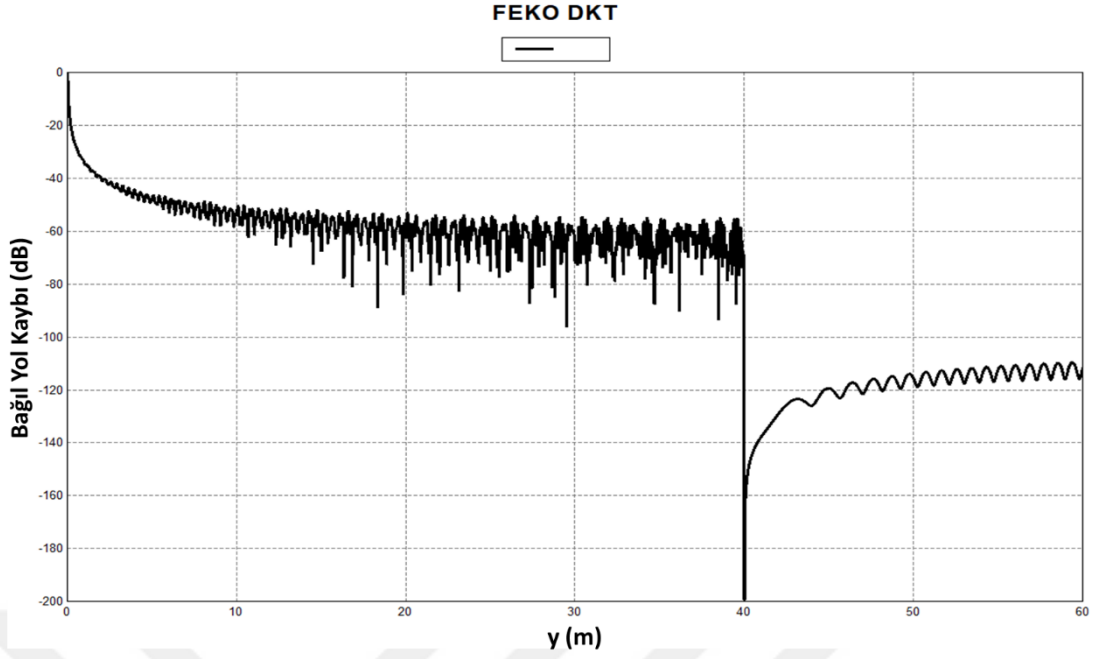
Anten seviyesinde $y=15$ m düz bir hat boyunca çizdirilen elektrik alan şiddeti değerlerinin her iki model için de çok yakın Şekil 5.6 ve Şekil 5.7'de olduğu görülmektedir.



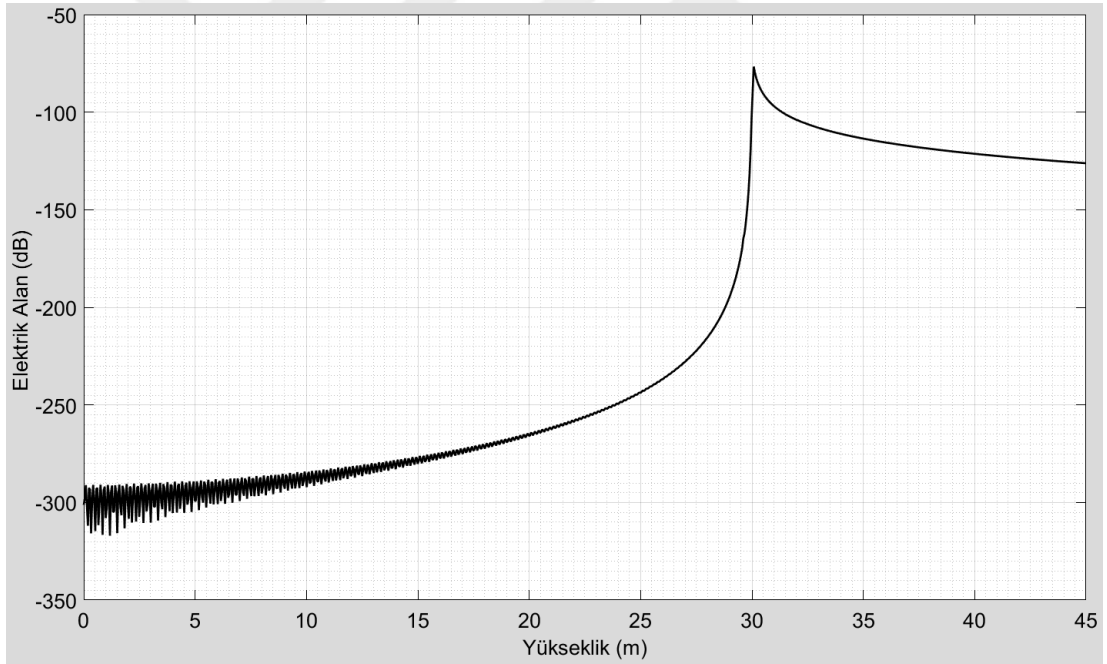
Şekil 5.6 : Geliştirilen algoritma ile elde edilen elektrik alan değerleri

Şekil 5.6 ve Şekil 5.7'den görülebileceği gibi, engel önünde alan şiddetindeki baskın bileşen doğrudan gelen ve yansyarak gelen ışınlardır. Engel arkasında ise kırınan alan baskın bileşendir.

Engelin arka bölümünde zeminle birleşme noktasında elektrik alan bileşeni minimumdur [32,35]. Kırınan alanın engel arkasında yüksekliğe göre değişimi Şekil 5.8'de görülmektedir.

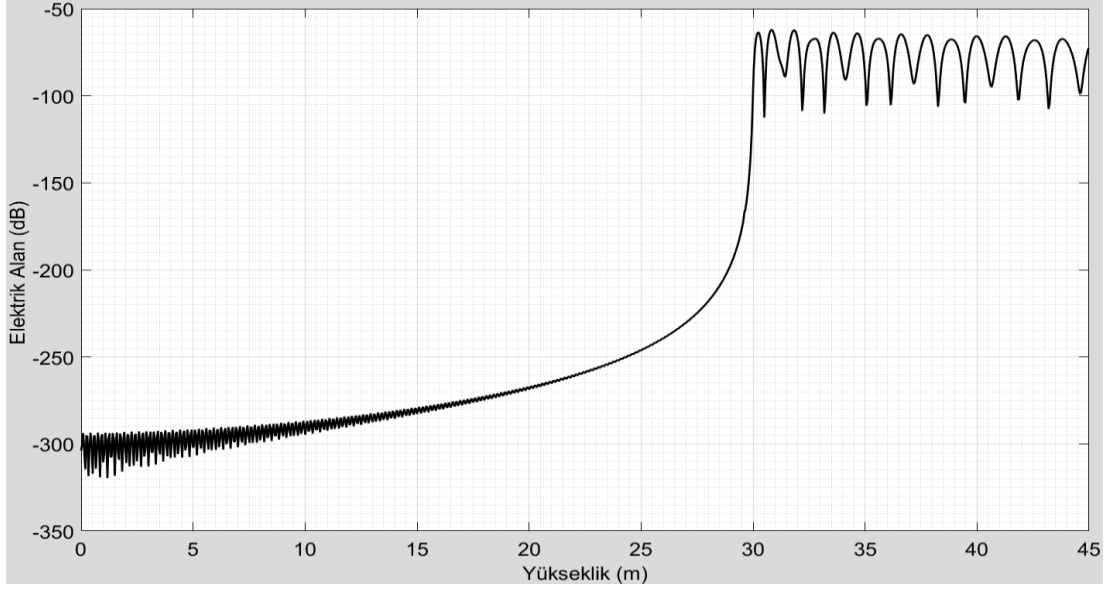


Şekil 5.7 : FEKO yazılımı ile elde edilen elektrik alan değerleri



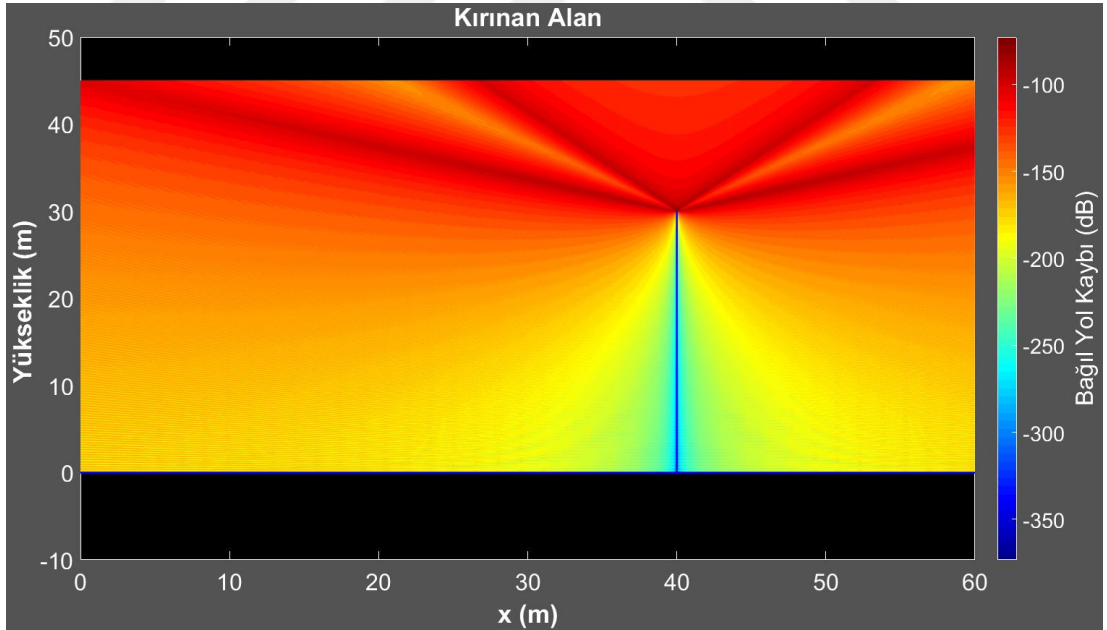
Şekil 5.8 : Kırınan elektrik alan'ın alıcı yüksekliğine göre değişimi

Şekil 5.8'de de görülebileceği gibi, kırınan alan için kırınım açısı 180 derece olduğunda, yani verici, alıcı ve engel aynı doğru üzerinde yer aldığı anda, maksimum değerini aldığı söylenebilir. Direkt, yansıyan ve kırınan ışınların oluşturduğu alan şiddetinin değişimi Şekil 5.9'da verilmiştir.



Şekil 5.9 : Elektrik alanın alıcı yüksekliğine göre değişimi

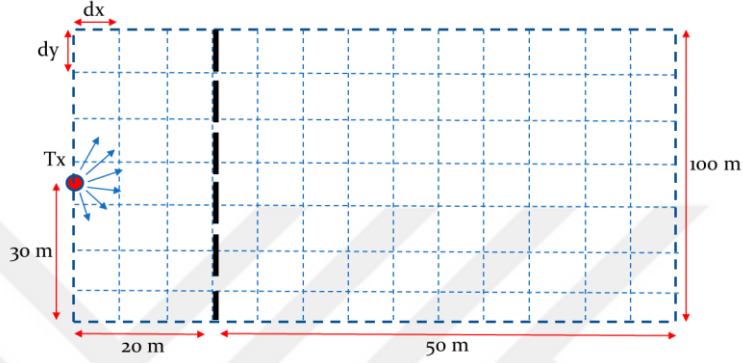
Şekil 5.9’da görülebileceği gibi, gölge bölgede sadece kırınan ışınlar ulaşmaktadır. Fakat yükseklik arttıkça ve aydınlık bölgeye geçiş yapıldıktan sonra direk ulaşan ve yansıyan ışınların etkisiyle alan şiddeti belli bir aralıkta salınım yapmıştır [36]. Sadece kırınan alanlarla oluşturulan kapsama alanı haritası Şekil 5.10’da verilmiştir.



Şekil 5.10 : Kırınan alan

5.2 Yarıklı Metalik Ekranlamanın Elektrik Alana Etkisi

Noktasal bir kaynaktan çıkan ve küresel yayılan bir dalganın, süper iletken ve sonsuz genişlikte, belirli genişlikte yarıklara sahip bir engel ile karşılaştığında nasıl davranış gösterdiğini, yarıklardan dolayı oluşan çoklu kırınımın engel arkasındaki alan şiddetine etkisini analiz etmek için Şekil 5.11’de verilen senaryo ele alınmıştır.

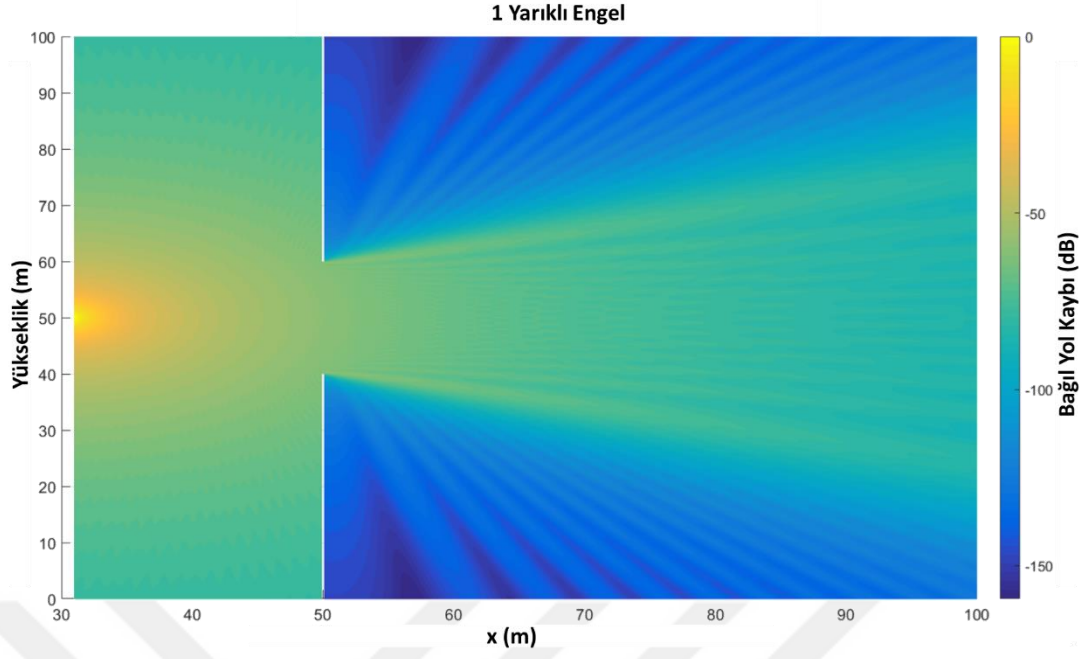


Şekil 5.11 : Metalik ekranlama için yayılım senaryosu

Şekil 5.11’den görülebileceği üzere, 900 MHz frekansında yayın yapan kaynak $[x=30, y=30]$ noktasına yerleştirilmiştir. Yatay ekseninde $x=50$ noktasında ise sonsuz genişlikte ve yükseklikte bir metalik engel bulunmaktadır. Verilen senaryoda 70×100 m’lik alan 0.05 ’lik ızgara yapısına bölünmüştür ve her grid köşelerinde elektrik alan hesaplanacaktır.

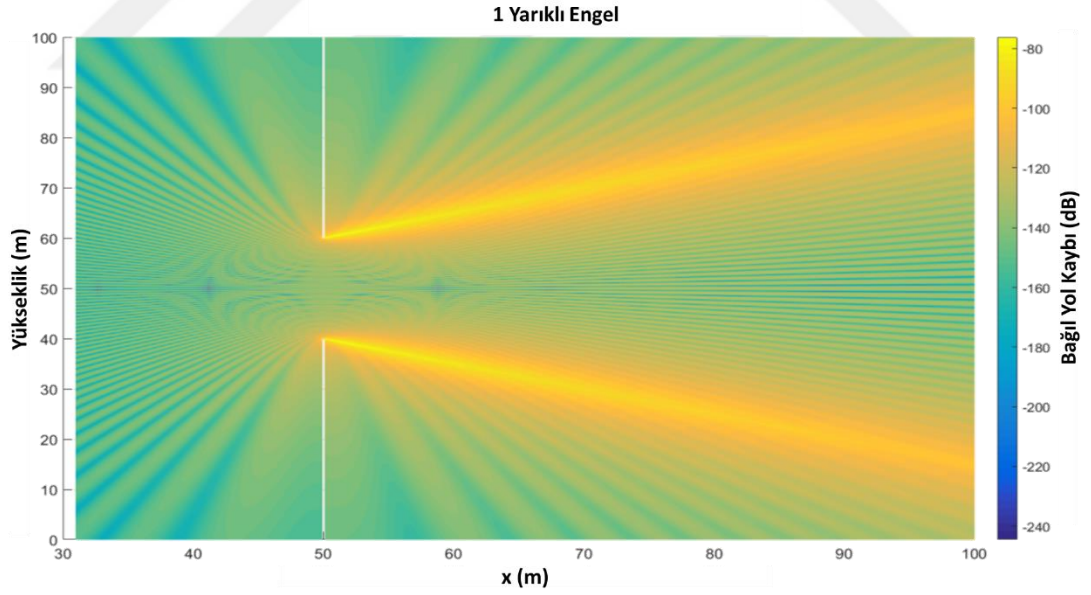
İncelenen senaryo, elektronik cihazlarda elektromanyetik ışımayı azaltmak ve EMC normlarına uyum sağlamak amacıyla yoğunlukla kullanılan bir yapıdır. Metalik engel içerisindeki yarıkların sayısı ve genişliğine bağlı olarak ekranlama performansı DKT metodu kullanılarak incelenecektir. Senaryo içerisinde maksimum tek kırınım ve direkt ışınların kombinasyonları hesaba katılacaktır. Aynı senaryo, FEKO yazılımıyla oluşturulan 3 boyutlu geometrik model için de çözdürülecek ve sonuçlar kıyaslanacaktır.

Bu tezde geliştirilen kod ile 2 boyutlu elektromanyetik problemler ele alındığından, FEKO içerisindeki geometrik modelde, yapının genişliği, uzunluk ve yüksekliğe göre çok büyük tutulmuş ve sonsuz genişlikte kabul edilen 2 boyut yaklaşımı temsil edilmiştir. Tek yarıklı engel için elde edilen kapsama alanı haritası Şekil 5.12’de verilmiştir.



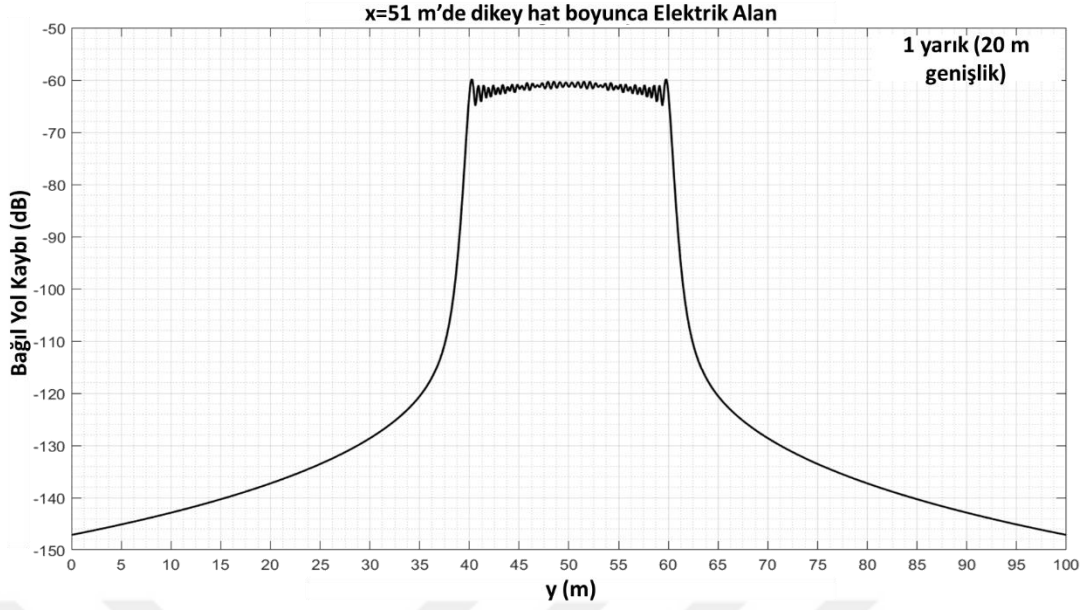
Şekil 5.12 : Tek yarıklı engel için kapsama alanı

Senaryo içerisinde, sadece kırınan ışınların oluşturduğu kapsama alanı ise Şekil 5.13'te gösterilmiştir.



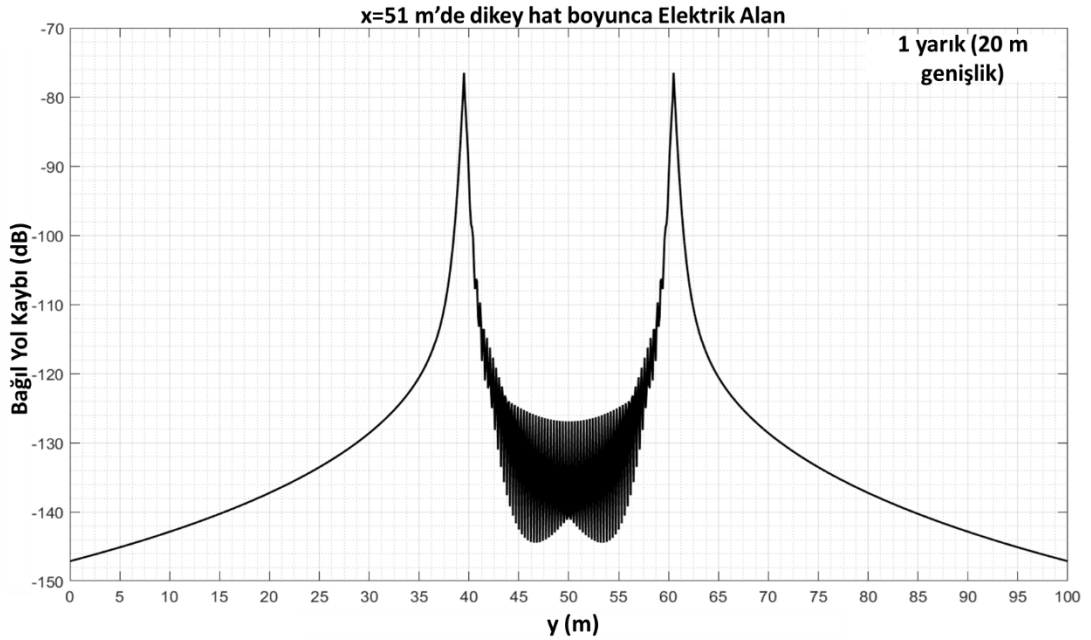
Şekil 5.13 : Tek yarıklı engel için kırınan kapsama alanı

Yatay eksende $x=51$ noktasında çizilen dikey bir çizgi üzerindeki elektrik alan şiddeti değişimi Şekil 5.14'te verilmiştir.



Şekil 5.14 : Tek yarıklı engel için elektrik alan değişimi

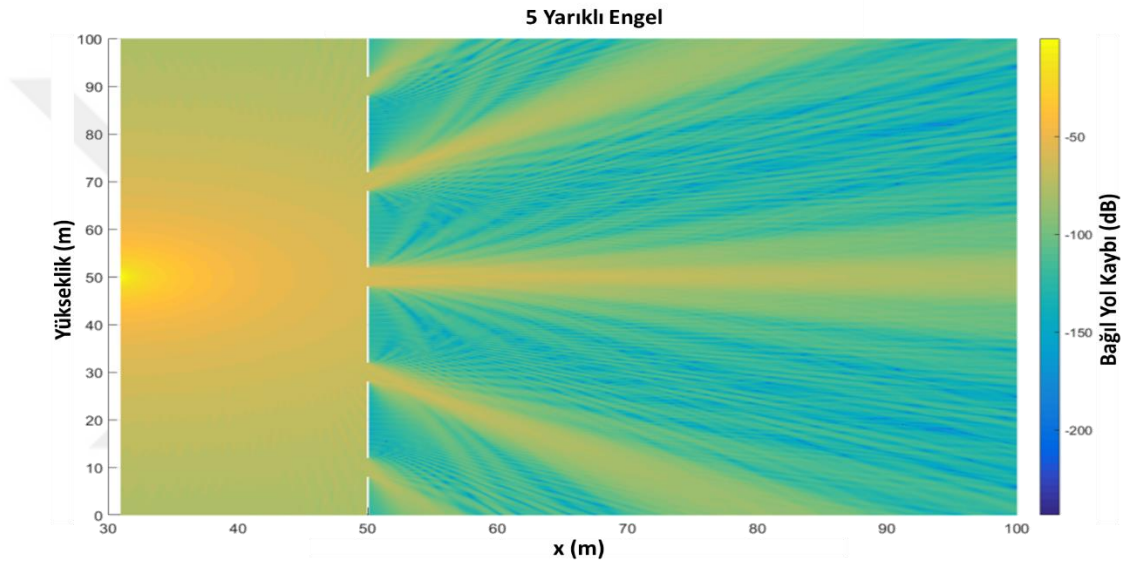
Şekil 5.14'te görüldüğü üzere, direct ışınlar ve kırınan ışınlar birlikte hesaba katılmıştır. Görülebileceği gibi elektrik alan şiddeti alıcı, kırınım noktası ve verici aynı doğrultuda olduğunda maksimum değerini almaktadır. Yarıktan uzaklaştıkça ise kırınan alan baskındır ve mesafeye bağlı olarak azalmaktadır [33]. Sadece kırınan alanların değişimi Şekil 5.15'te verilmiştir.



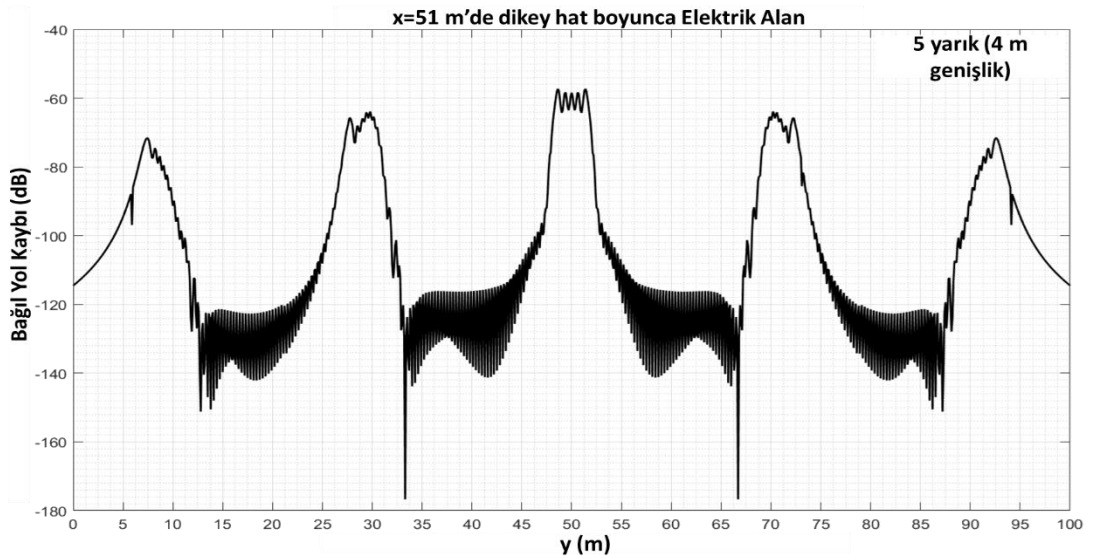
Şekil 5.15 : Tek yarıklı engel için kırınan elektrik alan değişimi

Şekil 5.15'te görülebileceği gibi, kırınım açısı 180 derece olduğunda alan şiddeti maksimum değerini almaktadır. Yarık düzlemindeki alan, her iki kırınımdan dolayı oluşan elektrik alanın faz farkından dolayı salınımlıdır [33].

Yarık sayısı arttırıldığında, engel arkasındaki alan içerisinde direk ışınların etkisi azalırken, kırınan alan baskın olmaya başlamıştır. Kırınım noktalarının farklı mesafelerinden dolayı her kırınan ışın farklı faz değerinde bir alan oluşturacak ve daha fazla girişim deseni gözlenecektir. 5 yarık kullanarak elde edilen benzetim sonuçları Şekil 5.16'da verilmiştir. $x=51$ m'de dikey hat boyunca elektrik alan değişimi Şekil 5.17'de verilmiştir.

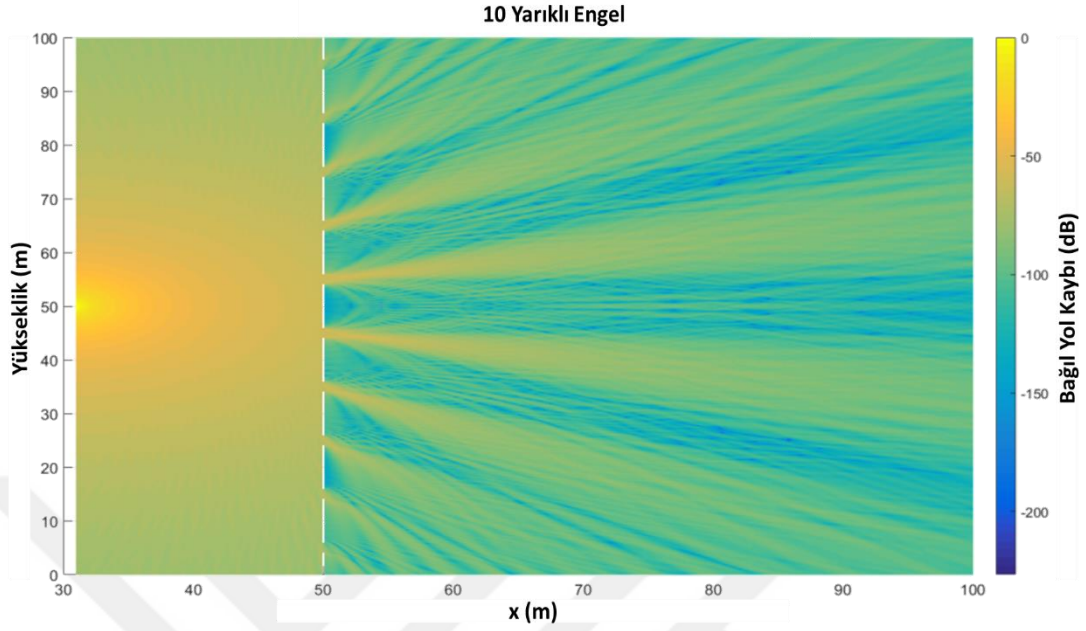


Şekil 5.16 : 5 yarıklı engel için elektrik alan

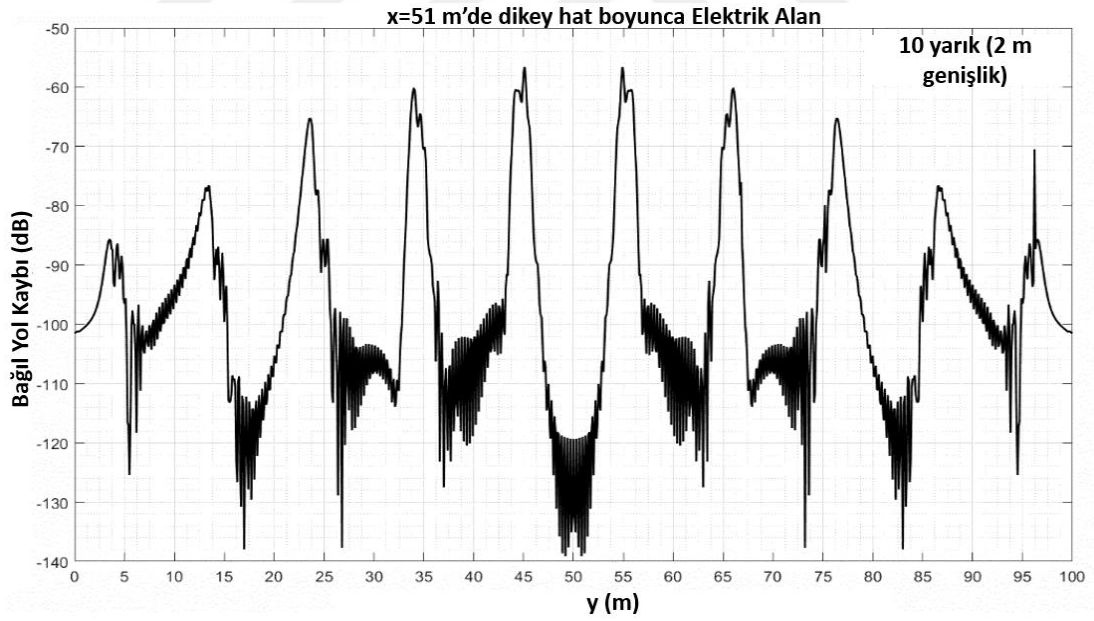


Şekil 5.17 : 5 yarıklı engel için elektrik alan değişimi

10 yarık kullanılarak elde edilen benzetim sonuçları Şekil 5.18’de verilmiştir. $x=51$ m’de dikey hat boyunca elektrik alan değişimi Şekil 5.19’da verilmiştir.

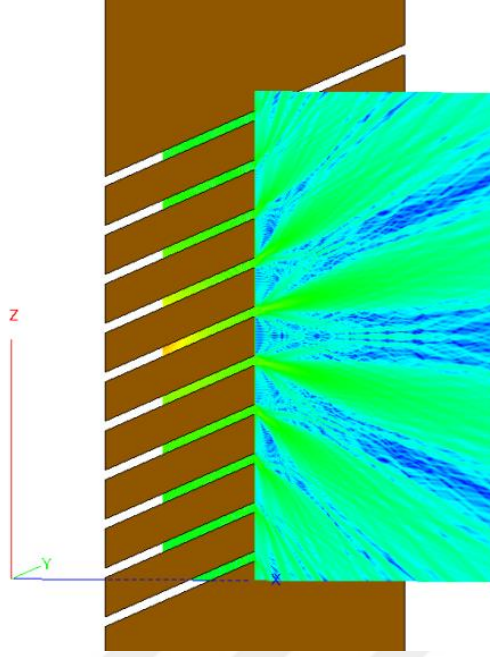


Şekil 5.18 : 10 yarıklı engel için elektrik alan

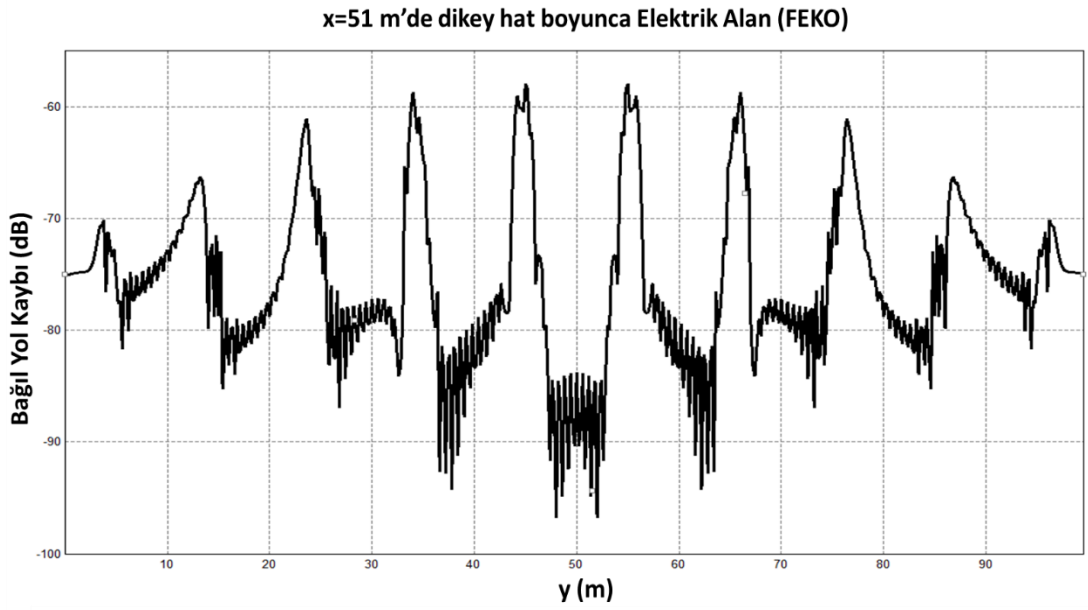


Şekil 5.19 : 10 yarıklı engel için elektrik alan değişimi

FEKO yazılımı ile 10 yarıklı yapı için elde edilen sonuçlar Şekil 5.20’de verilmiştir.



Şekil 5.20 : FEKO ile elde edilen 10 yarıklı yapı için elektrik alan değişimi $x=51$ m’de dikey hat boyunca FEKO yazılımı ile elde edilen elektrik alan değişimi Şekil 5.21’de verilmiştir.

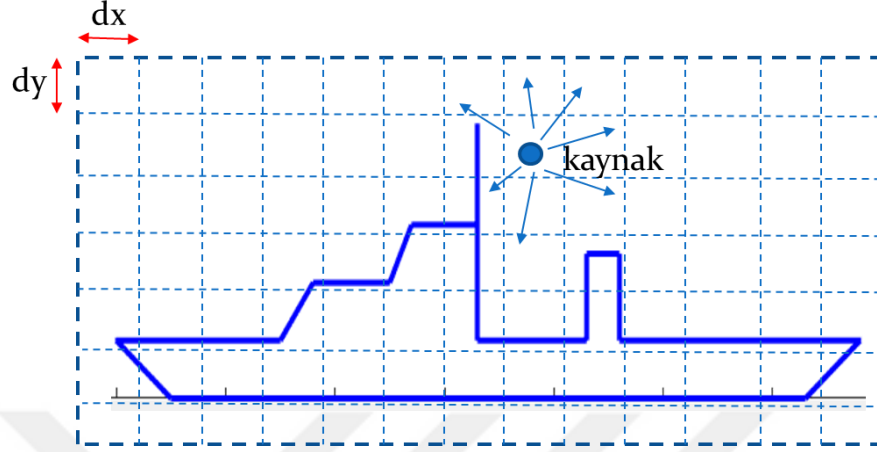


Şekil 5.21 : FEKO ile elde edilen 10 yarıklı yapı için elektrik alan değişimi

5.3 Elektriksel Açıdan Büyük Bir Deniz Aracı Üzerinde EMC Uygulaması

Noktasal bir kaynaktan çıkan ve küresel yayılan bir dalganın, süper iletken ve sonsuz genişlikte kabul edilen bir gemi modeli üzerinde oluşturacağı elektrik alan şiddetini

elde etmek ve buna bağı olarak gemi üzerindeki cihazların elektromanyetik girişime en az maruz kalabilecekleri konumları bulmak için Şekil 5.22’de verilen senaryo ele alınmıştır.



Şekil 5.22 : Gemi modeli ve oluşturulan yayılım senaryosu

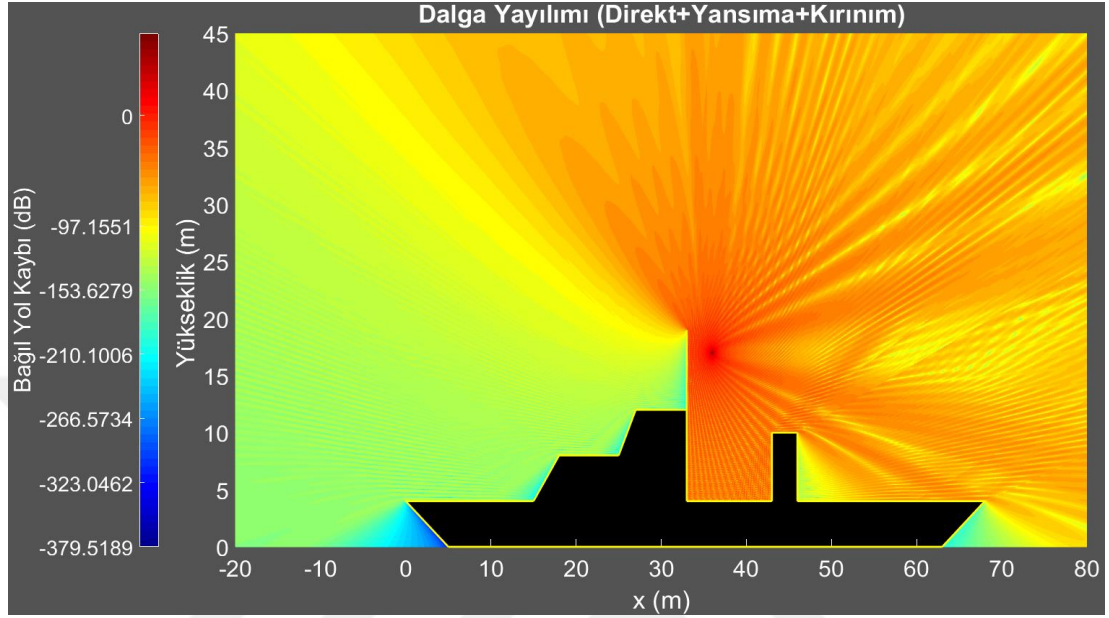
İncelenen senaryo, özellikle anten yerleştirme problemleri için sıklıkla kullanılan bir benzetim tipidir. Gemi ve benzeri büyük platformlara monte edilecek olan radar vb. güçlü ışımaya yapan antenler bir çok elektronik cihazın performansını etkileyebilmektedir. Bundan dolayı bu tip platformlarda antenlerin ve elektronik cihazların bulunacağı lokasyon son derece titizlikle belirlenmektedir. Şekil 5.22’de verilen senaryoda gemi direğine yakın bir noktaya yerleştirilen kaynağın, gemi üzerinde belirli noktalarda oluşturacağı elektrik alan değerlerinin değişimi incelenmiştir. Özellikle anteni direkt olarak görmeyen alanların kritik olduğu bu tip problemler için kırınım olayı ve DKT yöntemi büyük önem arz etmektedir.

900 MHz frekansında yayın yapan kaynak $[x=36,y=17]$ noktasına yerleştirilmiştir. Oluşturulan gemi modeli 68 m uzunluğunda ve 20 m yüksekliğindedir. Verilen senaryoda 45×100 m’lik alan 0.05’lik ızgara yapıya bölünmüştür ve her grid köşesinde elektrik alan hesaplanacaktır. Senaryo içerisinde kırınan, yansıyan ve direkt ışınların ikili tüm kombinasyonları hesaba katılacaktır. Şekil 5.23’te geliştirilen modelle elde edilen kapsama alanı haritası verilmiştir.

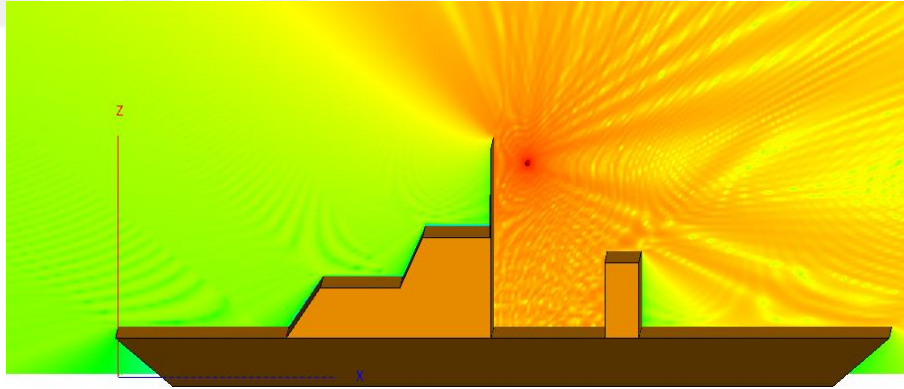
Şekil 5.22’de verilen senaryo için FEKO yazılımı ile de benzetim yapılmış ve sonuçlar Şekil 5.24’te verilmiştir.

Daha önceden de paylaşıldığı gibi, 3 boyutlu ve 2 boyutlu modeller arasında farklar beklenmektedir. Sonsuz ve doğrusal genişlikte bir yapı söz konusu olduğunda DKT

yöntemi 2D çözümü mümkün kılmaktadır. Bu sebeple iki model arasındaki farkları en aza indirmek için, FEKO yazılımı içerisinde modellenen geminin derinliği, uzunluk ve yüksekliğe oranla çok büyük tutulmuş (10 kat), bu sayede 3 boyutlu model bu tezde geliştirilen algorithmada yer alan 2 boyutlu çözüme benzetilmiştir.

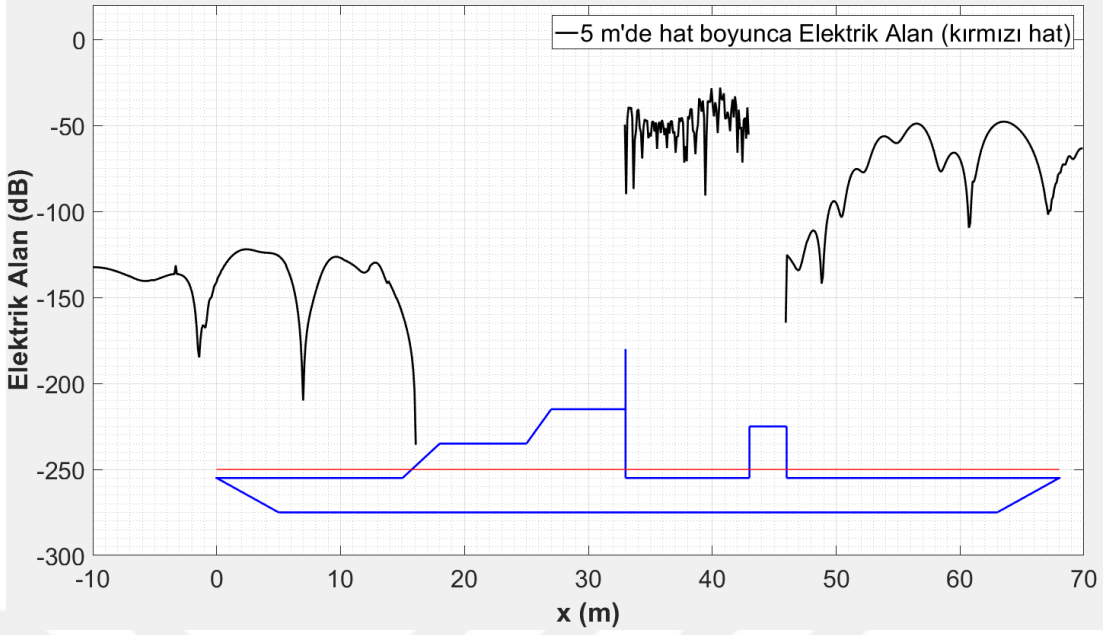


Şekil 5.23 : Gemi modeli (2D) için elektrik alan dağılımı



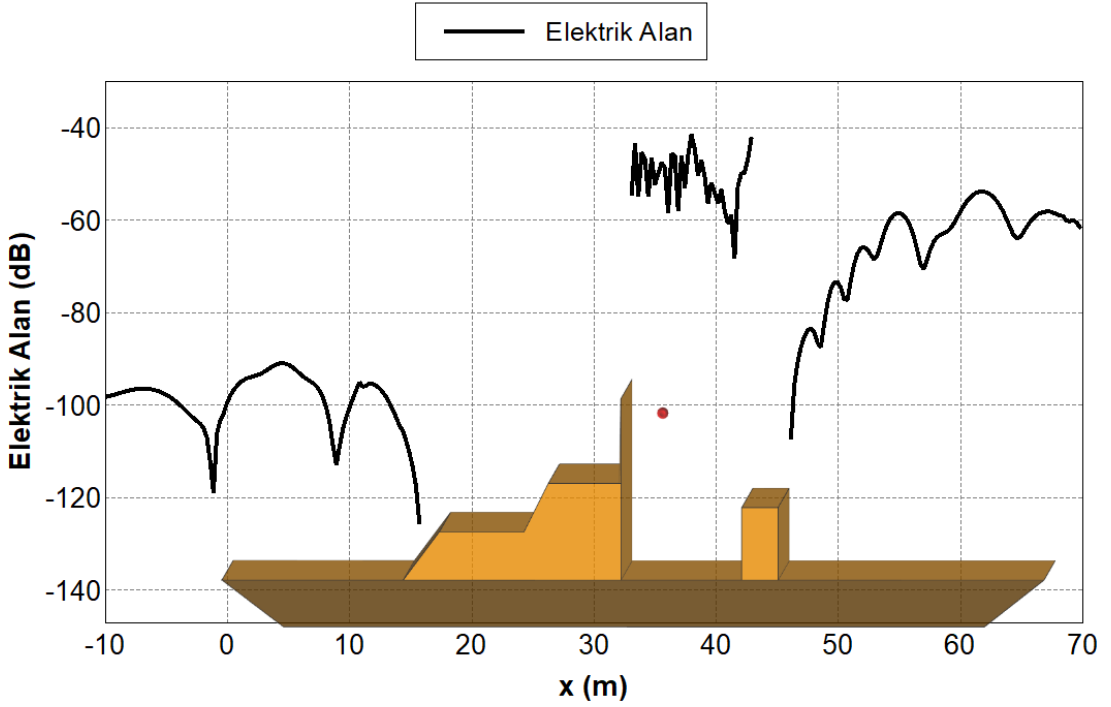
Şekil 5.24 : FEKO ile modellenen gemi problemi için elektrik alan

Sonuçları daha sağlıklı yorumlayabilmek için, renk haritalarıyla birlikte, özellikle güverte üzerindeki belirli yüksekliklerde (5, 9, 14 m) yatay bir hat boyunca elektrik alan değerleri kıyaslamalı olarak paylaşılmıştır. İlk olarak 5 m yükseklikte geliştirilen modelle ve FEKO yazılımıyla elde edilen elektrik alan grafiği Şekil 5.25 ve Şekil 5.26'da verilmiştir.



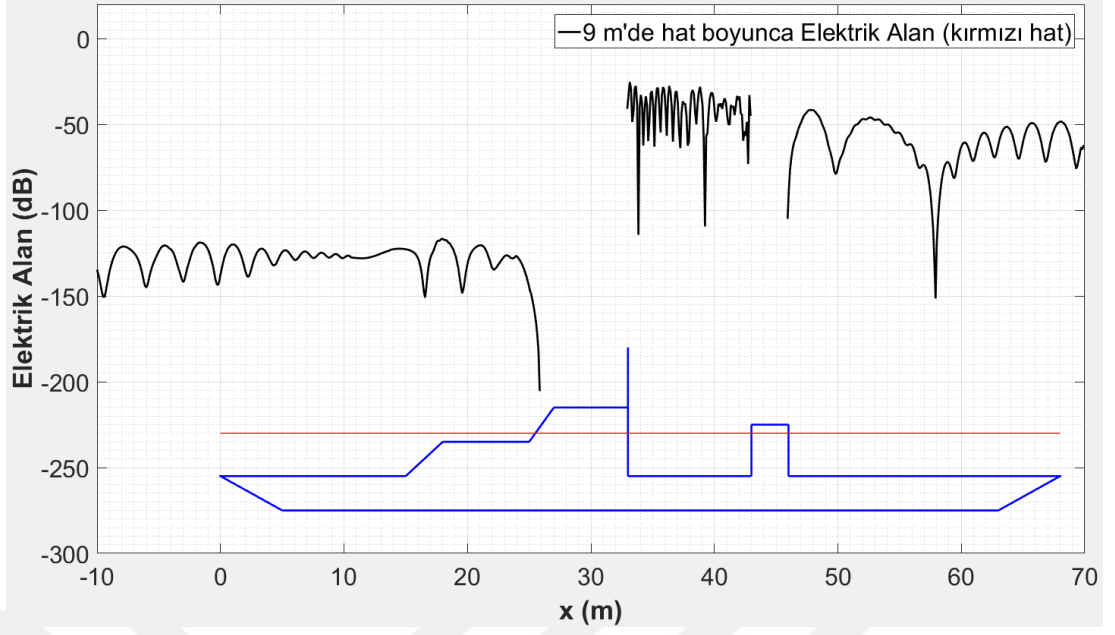
Şekil 5.25 : $y=5$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi

FEKO DKT (yükseklik= 5 m)



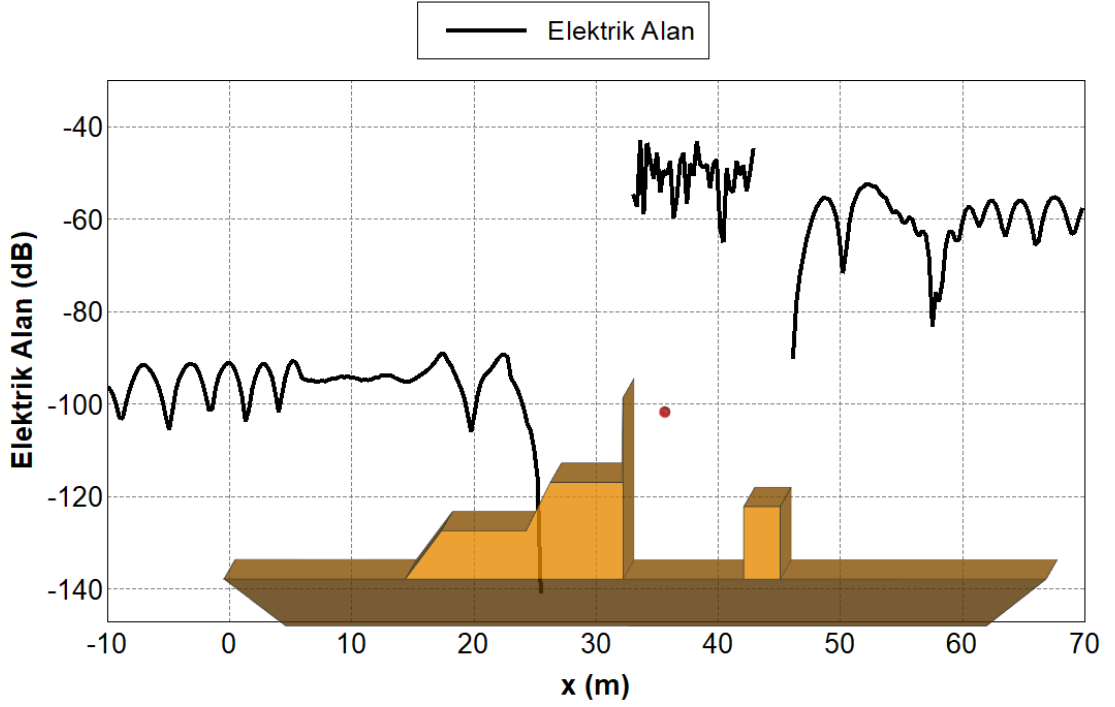
Şekil 5.26 : $y=5$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi

İkinci olarak 9 m yükseklikte geliştirilen modelle ve FEKO yazılımıyla elde edilen elektrik alan grafiği Şekil 5.27 ve Şekil 5.28'de verilmiştir.



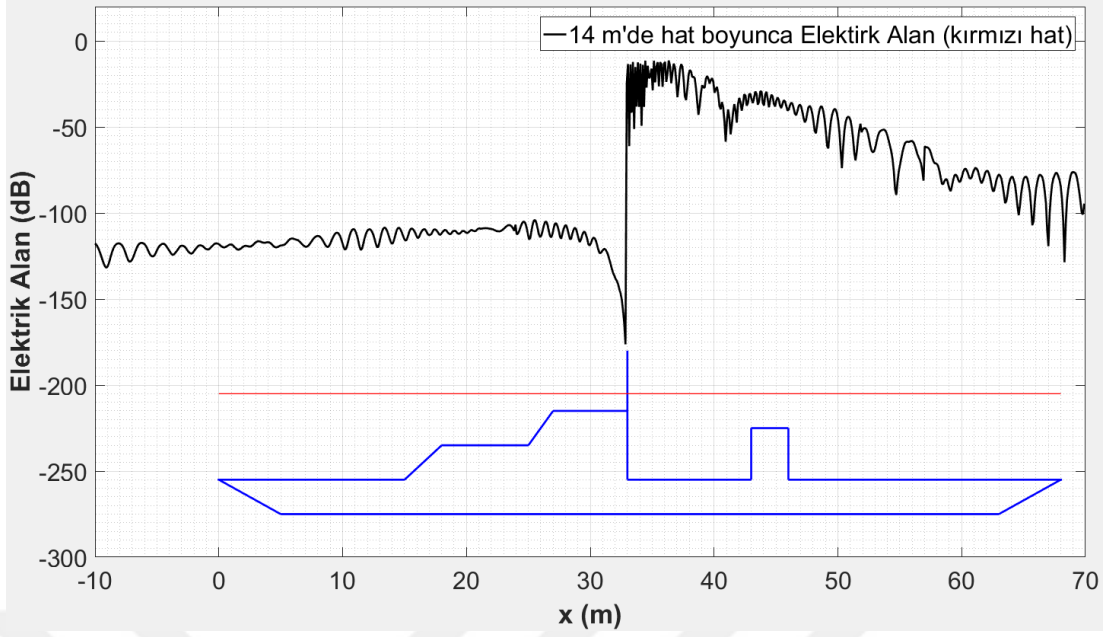
Şekil 5.27 : $y=9\text{m}$ 'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi

FEKO DKT (yükseklik= 9 m)



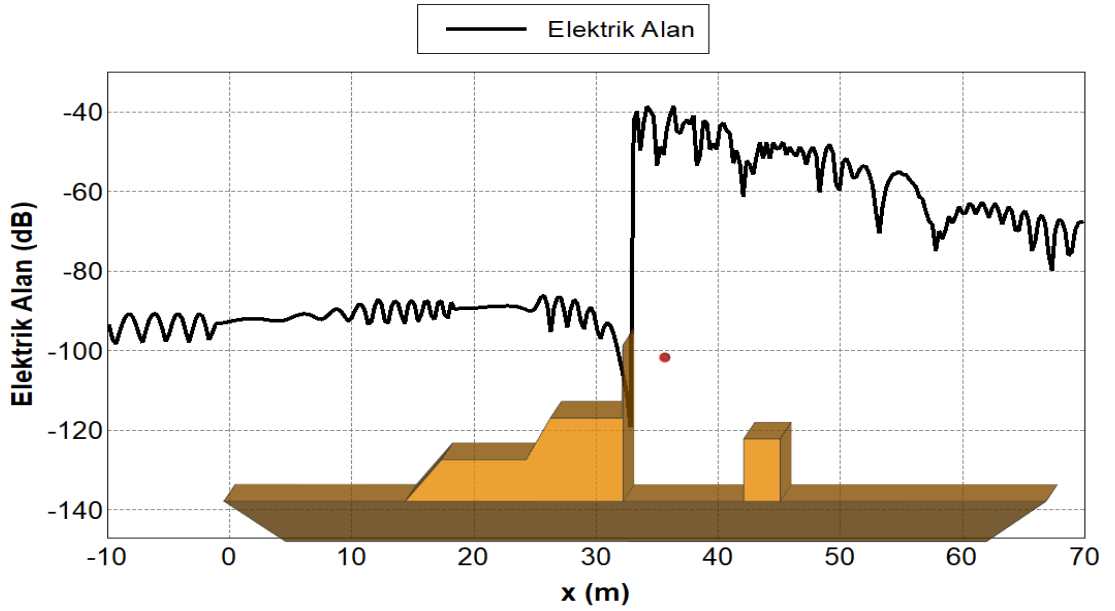
Şekil 5.28 : $y=9\text{ m}$ 'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi

Son olarak 14 m yükseklikte geliştirilen modelle ve FEKO yazılımıyla elde edilen elektrik alan grafiği Şekil 5.29 ve Şekil 5.30'da verilmiştir.



Şekil 5.29 : $y=14$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi

FEKO DKT (yükseklik= 14 m)



Şekil 5.30 : $y=14$ m'de yatay hat boyunca elektrik alan değişimi

5.4 Paralel Çözüm Performansları

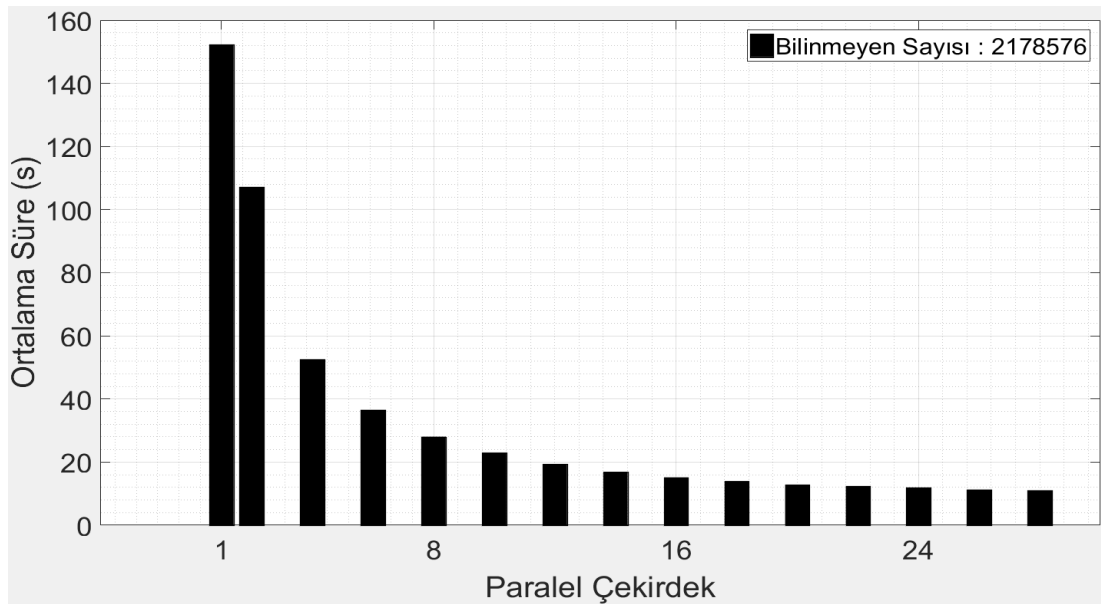
Bu bölümde, Şekil 11'de verilen tek engel içeren senaryo için çözüm uzayı büyüklüğü değiştirilerek paralel çözüm performansı analiz edilmiştir. Verici 0 noktasında ve 30 metre yüksekliğinde bir binanın üzerine yerleştirilmiş ve frekansı 300 MHz'e ayarlanmıştır. 60. metrede 50 metre yüksekliğinde bir bina bulunmaktadır. Senaryoda tek yansıma, tek kırınım ve (tek yansıma + kırınım) hesabı yapılmaktadır.

Çözüm uzayındaki hesap yapılacak nokta sayıları aşağıdaki gibi seçilmiştir.

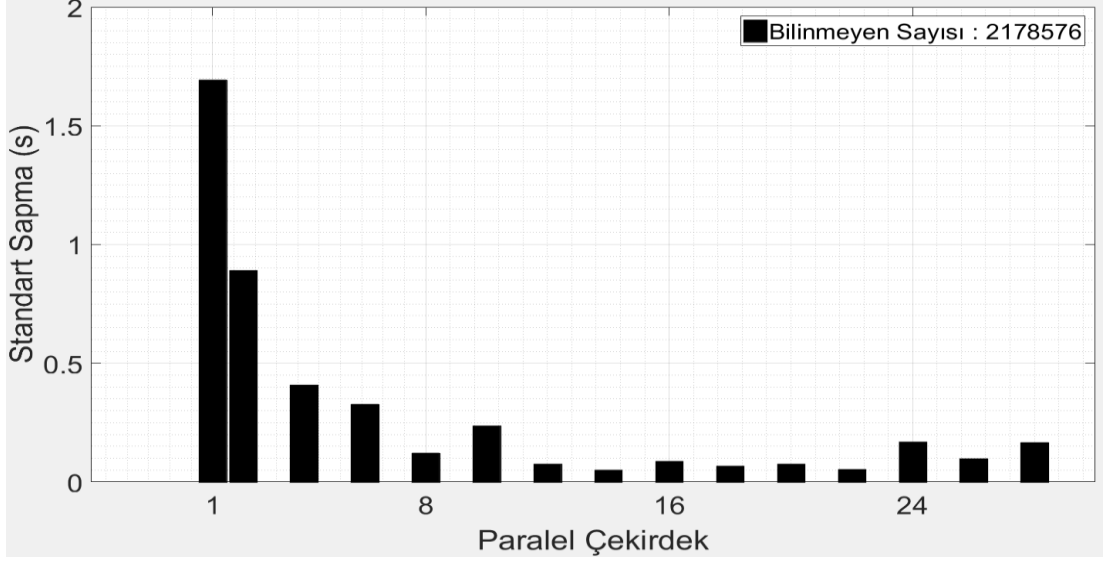
- 2 178 576
- 34 821 801
- 139 263 601

MATLAB yazılımını paralel toolbox aracı kullanılarak, geliştirilen algoritma eş zamanlı olarak paralel çalışan çekirdeklere dağıtılmış ve çözüm süreleri aşağıdaki gibi elde edilmiştir.

MATLAB’da parfor (paralel – for) döngüsü, çok çekirdekli işlemciye sahip bilgisayarlarda döngü içerisine yazılan kodları her bir çekirdekte eşzamanlı kullanarak işlemek amacıyla oluşturulmuş paralel programlama yapısıdır. Parfor döngüsünün kullanımı için döngü adımlarındaki hesaplamaların birbirinden bağımsız olması gerekmektedir [24,37]. Kısaca, döngünün bir adımında bulunan sonuç başka bir adımda kullanılmamalıdır. Herbir benzetim 10 kez tekrarlanmış ortalama hesaplama süreleri ve standart sapmalar hesaplanmıştır. Çalışmada HP Z840 Xeon 2675 çift işlemcili 28 çekirdekli 128 GB RAM iş istasyonu kullanılmıştır. İlk olarak 2 178 576 noktada 1, 4, 8, 12, 16, 20, 24 ve 28 çekirdek kullanılarak 10 kez hesaplama yapılmış ve çekirdek sayısına göre ortalama hesaplama süresi sonuçları Şekil 5.31’de verilmiştir.



Şekil 5.31 : 2178576 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi

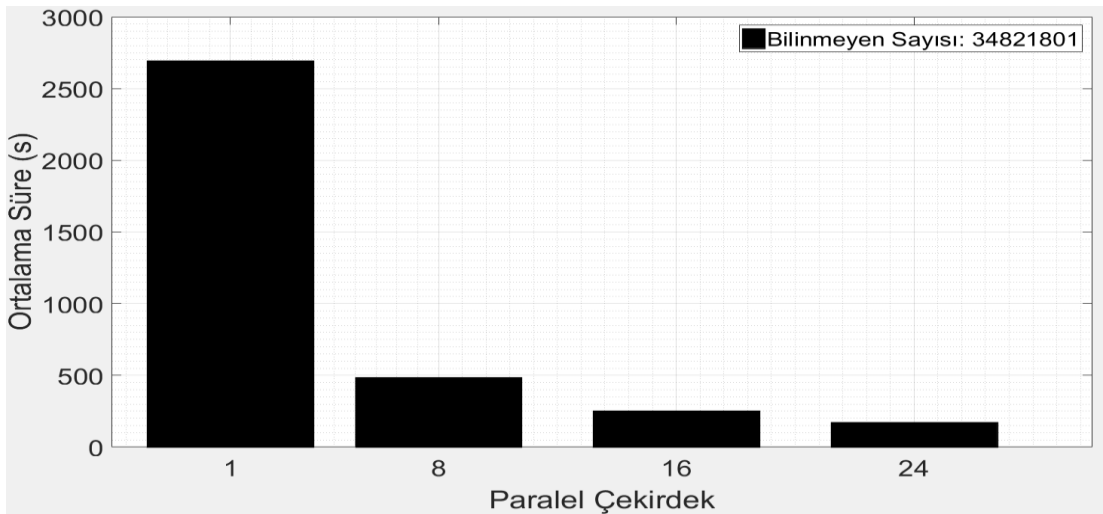


Şekil 5.32 : 2178576 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi standart sapma değeri

Şekil 5.31’den görülebileceği gibi tek çekirdek kullanıldığında hesaplama ortalama 152 s sürerken 28 çekirdek kullanıldığında ortalama 12 s altına düşmektedir. Çekirdek sayısının artmasıyla hesaplama süresi üstel olarak azalmaktadır.

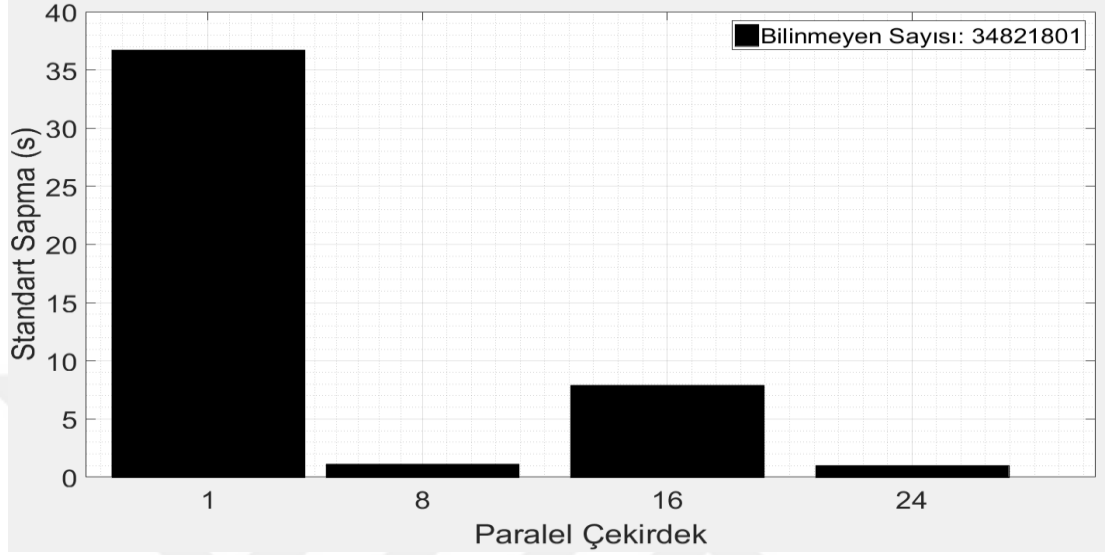
Benzetimler için standart sapmalar ise Şekil 5.32’de verilmiştir. Şekil 5.32’den görülebileceği gibi tek çekirdekte standart sapma 1.7 s civarında iken çekirdek sayısı artınca bu değer de düşmektedir.

İkinci olarak 34 821 801 noktada 1, 8, 16 ve 24 çekirdek kullanılarak 10 kez hesaplama yapılmış ve ortalama hesaplama süreleri Şekil 5.33’te verilmiştir.



Şekil 5.33 : 34621801 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi

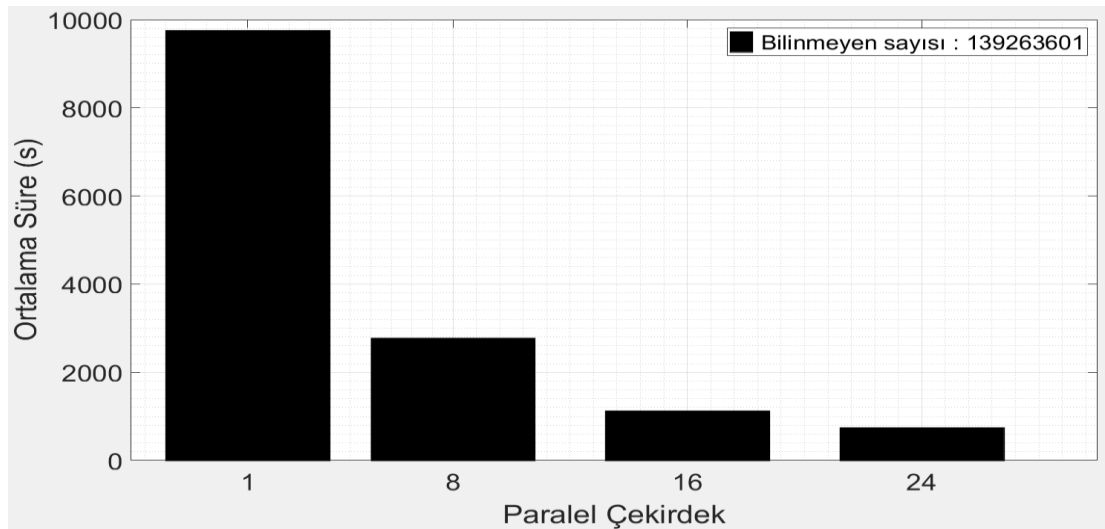
Şekil 5.33'ten görülebileceği gibi tek çekirdek kullanıldığında ortalama hesaplama süresi 2700 s sürerken 24 çekirdek kullanıldığında 200 s altına düşmektedir. Çekirdek sayısının artmasıyla hesaplama süresi üstel olarak azalmaktadır. Benzetimler için standart sapmalar ise Şekil 5.34'te verilmiştir.



Şekil 5.34 : 34621801 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi standart sapma değeri

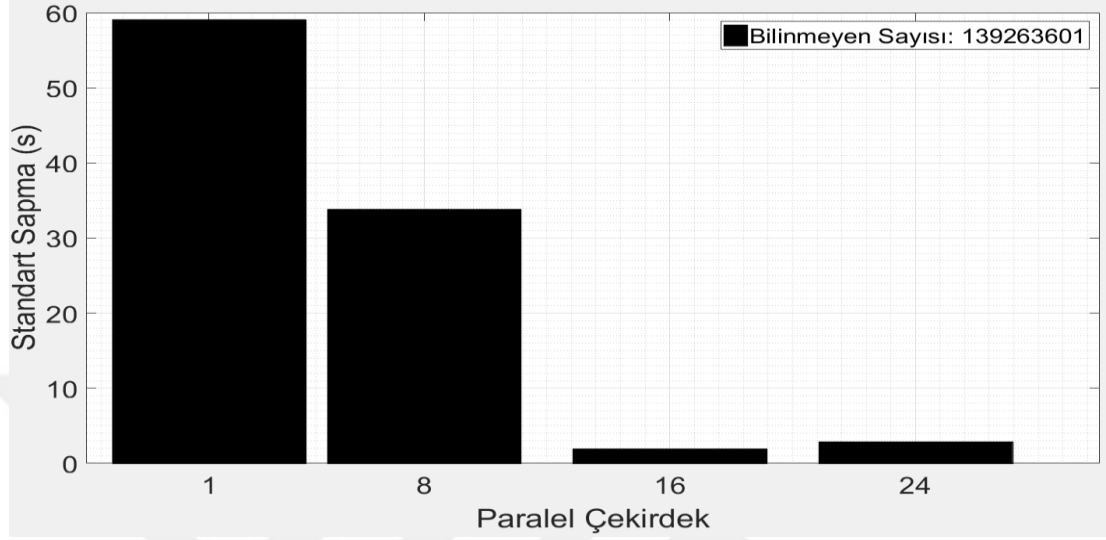
Şekil 5.34'ten görülebileceği gibi tek çekirdekte standart sapma 37 s civarında iken çekirdek sayısı artınca bu değer de düşmektedir.

Son olarak, 139 263 601 noktada 1, 8, 16 ve 24 çekirdek kullanılarak hesaplamalar yapılmış ve ortalama hesaplama süreleri Şekil 5.35'te verilmiştir.



Şekil 5.35 : 139263601 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi

Şekil 5.35'ten görülebileceği gibi tek çekirdek kullanıldığında hesaplama 10000 s civarında sürerken 24 çekirdek kullanıldığında ortalama 1000 s altına düşmektedir. Ayrıca çekirdek sayısı artınca hesaplama süresi üstel olarak azalmaktadır. Benzetimler için standart sapmalar Şekil 5.36'da verilmiştir.



Şekil 5.36 : 139263601 noktada çözüm için paralel çekirdek sayısı – çözüm süresi değişimi standart sapma değeri

6. KAPSAMA ALANI HESAPLAMALARI

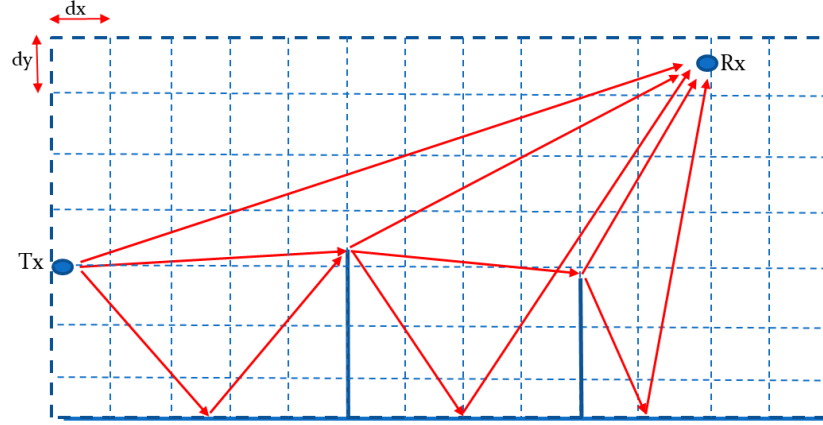
Bu bölümde, MATLAB ortamında geliştirilen DKT algoritması kullanılarak kentsel ve kırsal yayılım senaryoları kullanılarak GSM 900 bandında yapan bir verici antenin kapsama alanı benzetimi yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar incelenerek kırınımın kapsama alanı üzerindeki etkisi değerlendirilecektir.

İncelenecek senaryodaki çözüm uzayı 400 m x 40 m büyüklüğündedir ve bu çözüm uzayı içerisinde 2.097.182 adet noktada elektrik alan değeri hesaplanmıştır.

Hesaplanan elektrik alan ışın bazlı düşünüldüğüne, alıcıya ulaşan ışınlar aşağıdaki bileşenlerin biri veya birkaçını veya hepsini içerebilir.

- Direk ışınlar
- Direk + yansıma+direk
- Direk+kırınım+direk
- Direk+yansıma+kırınım+direk
- Direk+kırınım+yansıma+direk
- Direk+yansıma+kırınım+yansıma+direk
- Direk +kırınım+kırınım+direk
- Direk+ yansıma+kırınım+kırınım+direk
- Direk+kırınım+kırınım+yansıma+direk
- Direk+kırınım+yansıma+kırınım+direk
- Direk+yansıma+kırınım+kırınım+yansıma+direk
- Direk+yansıma+kırınım+yansıma+kırınım+direk
- Direk+yansıma+kırınım+yansıma+kırınım+yansıma+direk

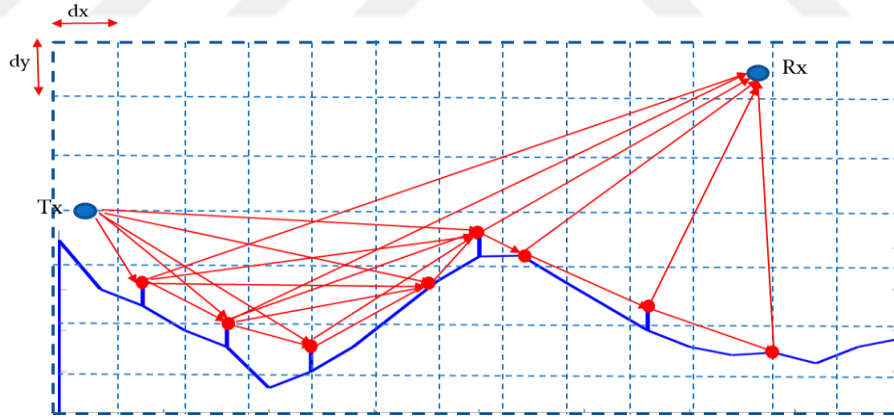
Senaryodaki her hangi bir alıcı noktasına ulaşabilecek farklı ışın tipleri temsili olarak Şekil 6.1’de görülebilir.



Şekil 6.1 : Alıcı noktaya ulaşabilecek farklı ışın tipleri

Kırsal ve kentsel senaryoları incelemek için 2 adet geometrik model kullanılmış ve verici antenin 3 farklı pozisyonu için benzetimler 900 MHz frekansında tekrarlanmıştır. Kırsal alanda benzetim yapmak için yayılım senaryosunda verici anten $[x=10, y=25]$ noktasına yerleştirilmiştir ve küresel yayılım yapmaktadır.

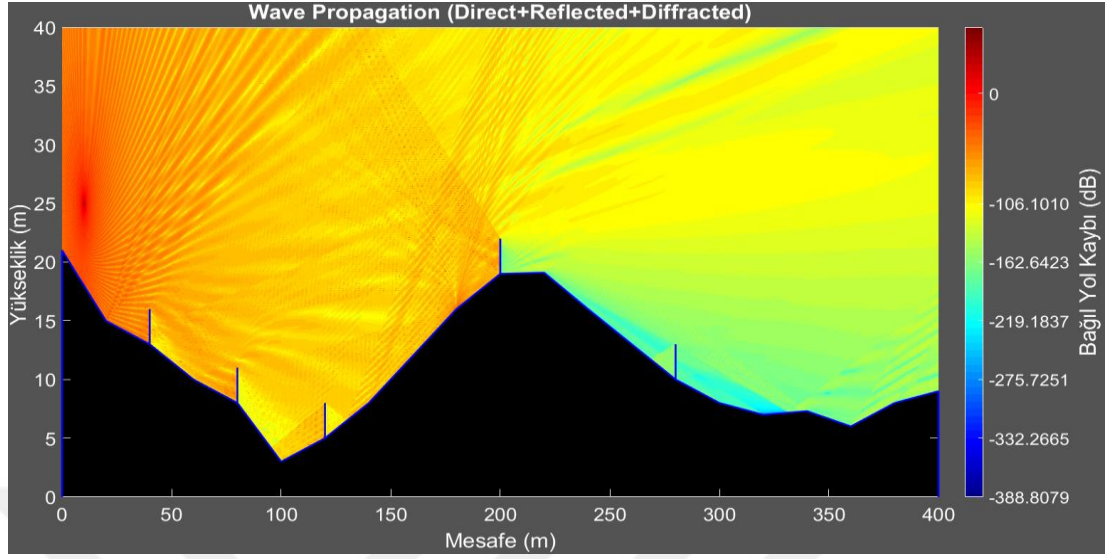
Şekil 6.2'de verilen senaryo içerisinde 5 adet knife-edge tipinde modellenen bina ve ayrıca coğrafi koşulları temsil eden engeller bulunmaktadır. Simülasyon süresinde 5 adet bina üzerinden ve 3 adet coğrafi engel uç noktasından kırınım oluşmaktadır.



Şekil 6.2 : Yayılım senaryosunda oluşan kırınımlar

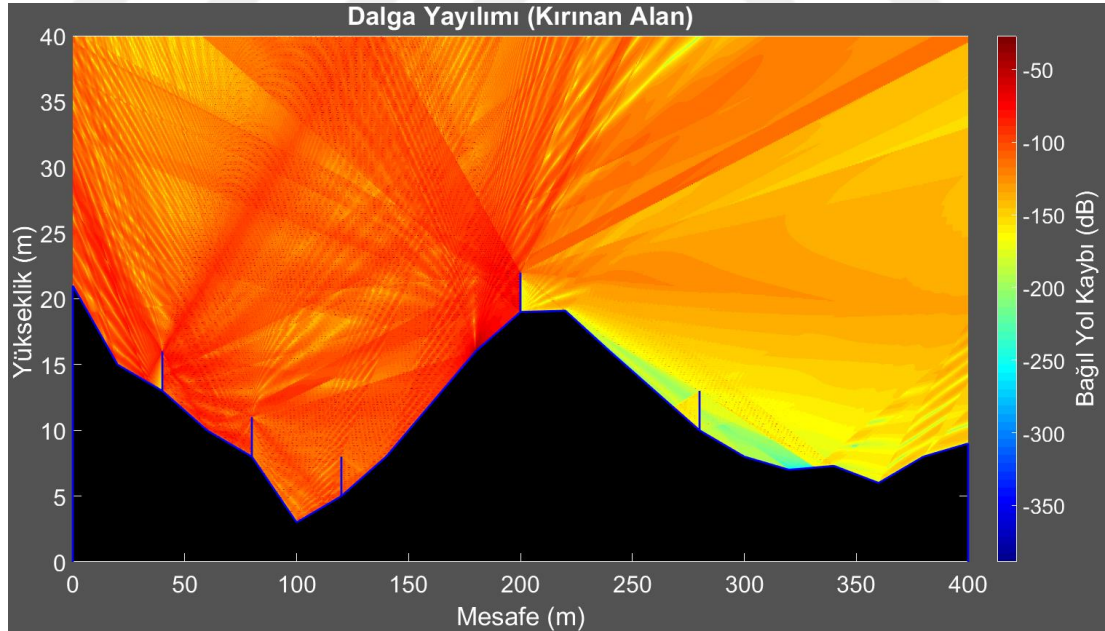
Kırınıma neden olan noktalar Şekil 6.2'deki kırmızı renkte işaretlenmiştir. Bu kırınım noktaları birbirleriyle ikili kombinasyonlara girebilmektedirler. Bu durumda maksimum 2 ardarda kırınım olayı görülecektir. Kırınım öncesi veya sonrası yansımalar ise çözüme dâhil edilebilmektedir. Birbirlerini göre kırınım noktaları olması ikili kombinasyonların sayısını arttıracaktır ve çözüm süresinin de buna bağlı olarak uzayacağı kolayca görülebilir. 900 MHz frekansı için 1. verici pozisyonunda alınan sonuçlar Şekil 6.3'te verilmiştir. Kırsal yapı içerisindeki coğrafi engel

üzerinden kırınan alan engel arkasındaki alıcı noktalara ulaşmaktadır. Birden fazla engel ile karşılaşan ışınlar ise çoklu kırınımlara uğramaktadır [34,38,39].



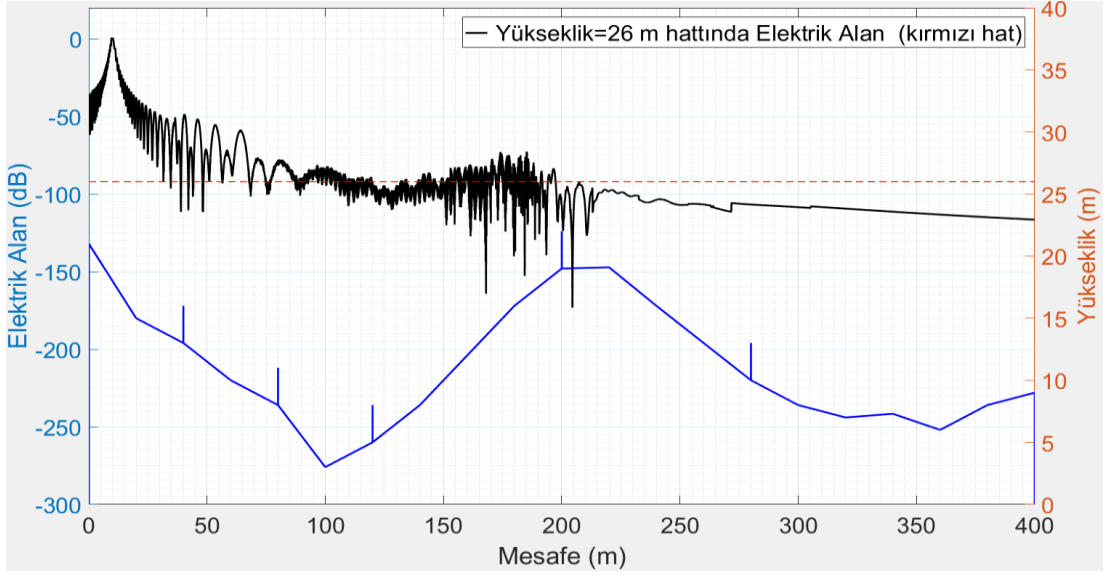
Şekil 6.3 : Kırsal alan kapsama alanı

Bu senaryoda sadece kırınıma bağlı olarak elektrik alan şiddetleri Şekil 6.4'te görülebilir. Renk haritasından da görülebileceği gibi coğrafi engelin arkasındaki noktalardaki alan şiddetini kırınan ve çoklu kırınan alanlar oluşturmaktadır.



Şekil 6.4 : Kırsal alan kapsama alanı: kırınan alan

Elde edilen çözüm verileri detaylı incelendiğinde, 26 metre yükseklikte çizilen yatay bir hat üzerindeki elektrik alan değişimi aşağıdaki gibidir.

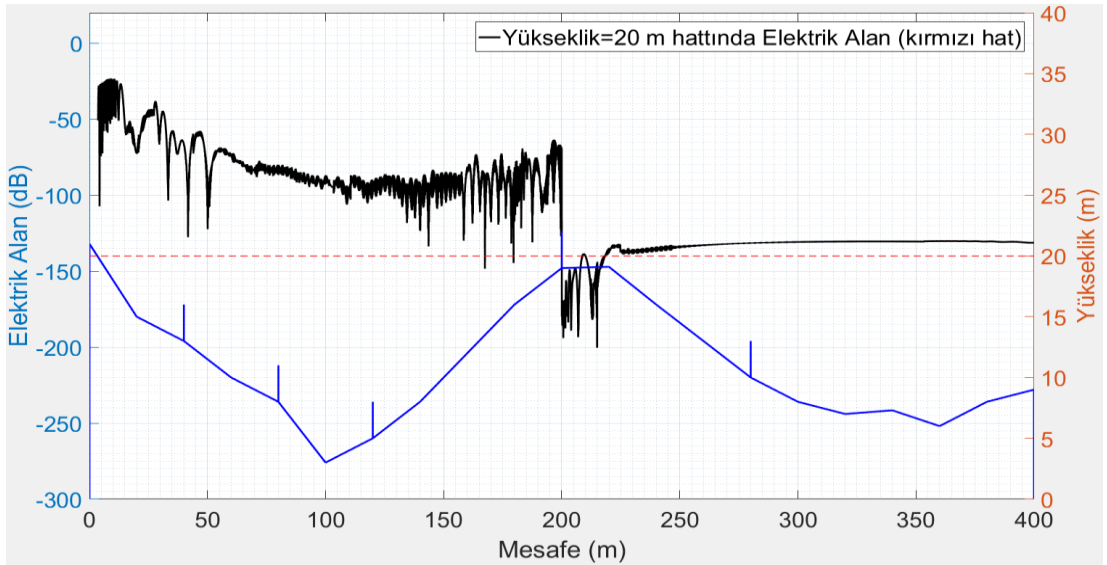


Şekil 6.5 : 26 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi

Şekil 6.5'teki hat üzerindeki tüm noktalar vericiyi direk gören noktalardır. Bu durumda elektrik alan değişimi LOS durumundaki gibidir. Ek olarak direk ışınlardan kaynaklanan elektrik alan üzerinde eklenen yansıyan ışınlardan dolayı faz farkları oluşmakta ve salınımlı bir sinyal biçimi ortaya çıkmaktadır.

Coğrafi engel arkasında ise, yansımalar sadece kırınan alandan dolayı oluşmaktadır. Bu yüzden yansıyan alan değerleri çizilen hat üzerindeki elektrik alana çok fazla etki etmemiştir.

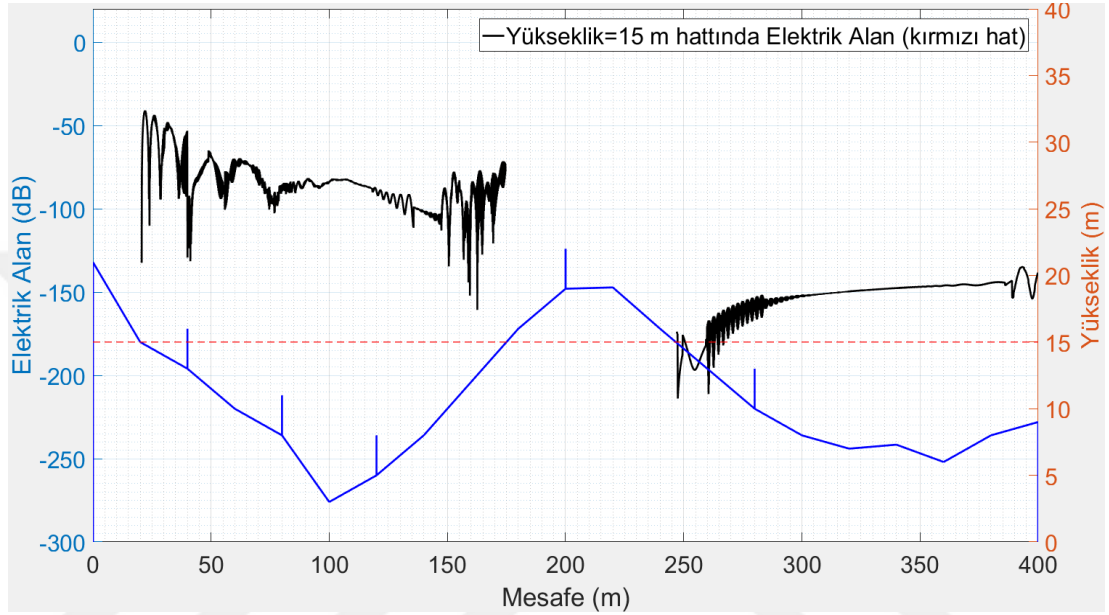
Şekil 6.6'da 20 metrelik hat üzerinde çizilen elektrik alan değerleri yer almaktadır.



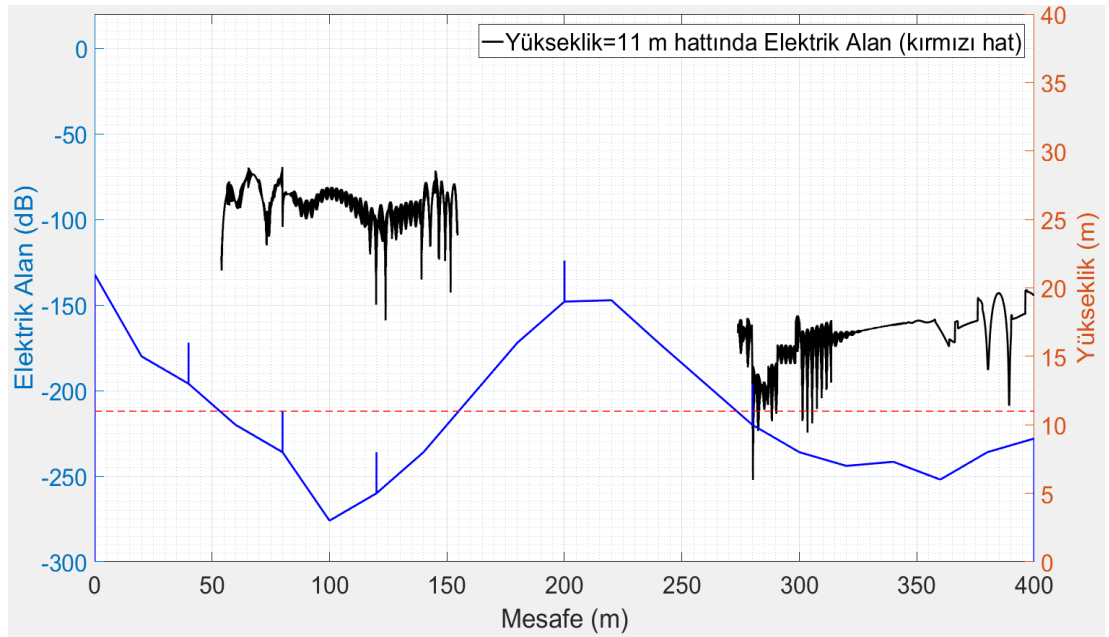
Şekil 6.6 : 20 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi

Coğrafi engelin ön kısmındaki noktadaki alan değerleri direk ve yansıyan ışınlar tarafından domine edilmiştir. Engel arkasındaki alan ise, en yüksekte bulunan binadan kırılan ışınlar tarafından oluşmaktadır. Bu yüzden, $x=200$ m noktasında alan değerlerinde keskin bir düşüş söz konusudur.

Şekil 6.7 ve Şekil 6.8’de, 15 m ve 11 m yükseklikte çizilen hatlardaki elektrik alan değerleri yer almaktadır.

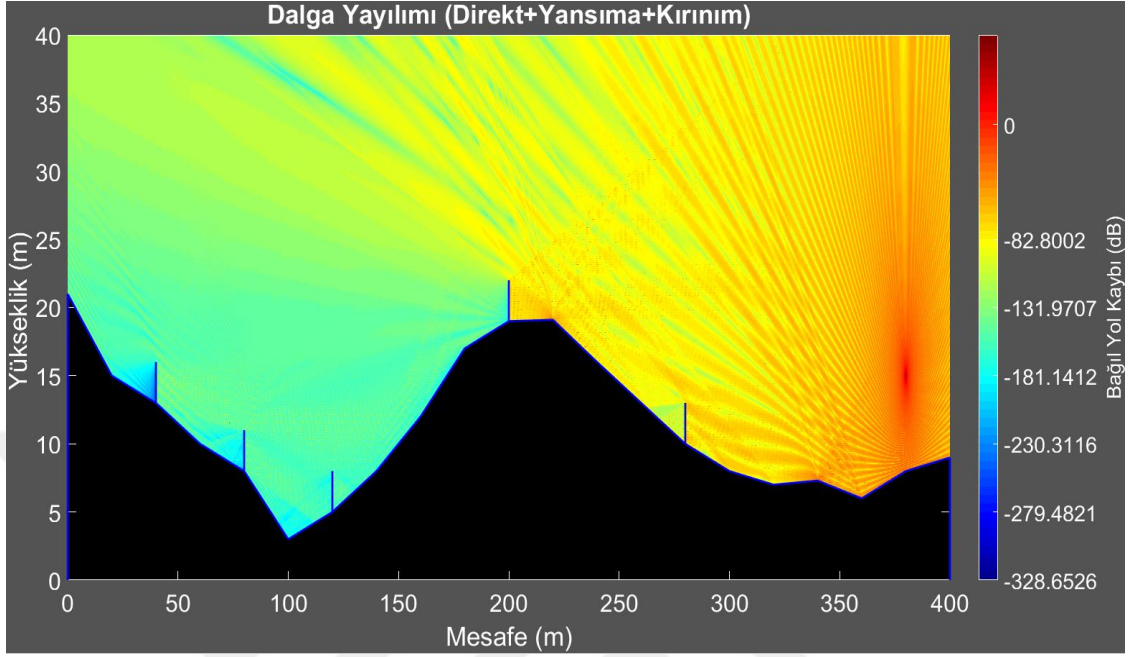


Şekil 6.7 : 15 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi

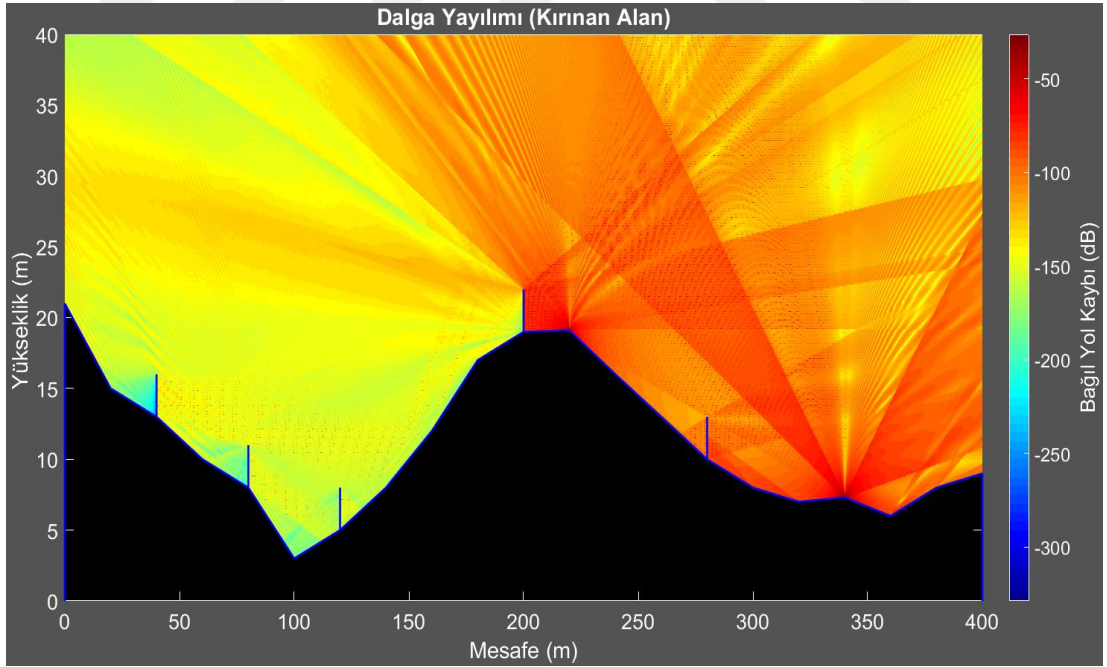


Şekil 6.8: 11 m’de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi

İkinci olarak, 900 MHz frekansı için aynı yayılım ortamı kullanılarak verici [$x=350$, $y=15$] noktasına yerleştirilmiştir. Tüm ışınların ve sadece kırınan ışınların oluşturduğu kapsama alanı Şekil 6.9 ve Şekil 6.10'da verilmiştir.



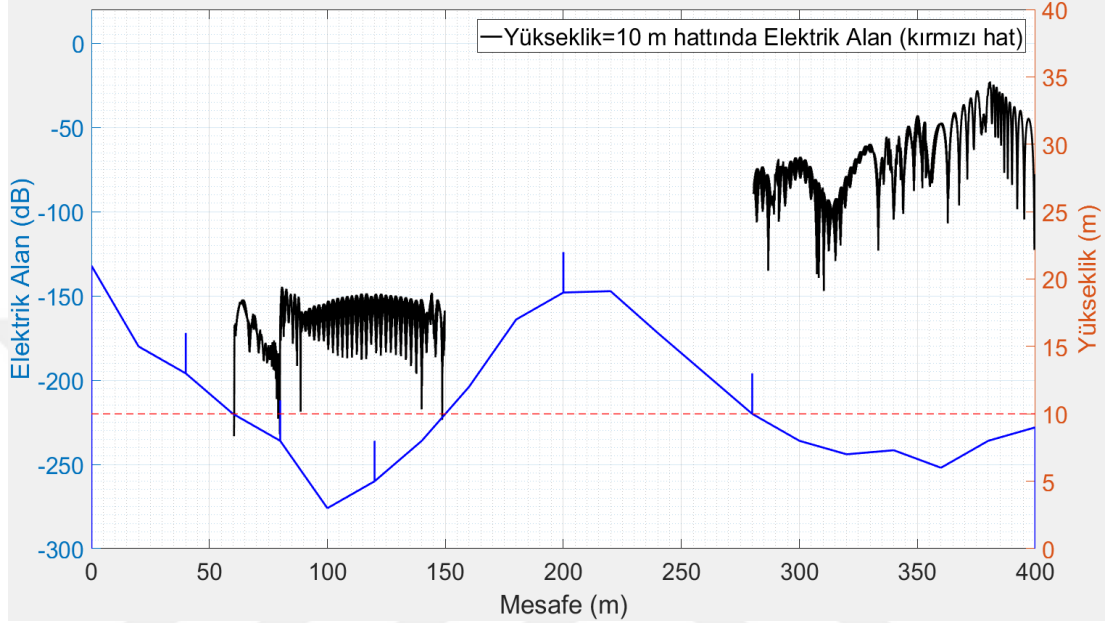
Şekil 6.9: Kırsal alan kapsama alanı



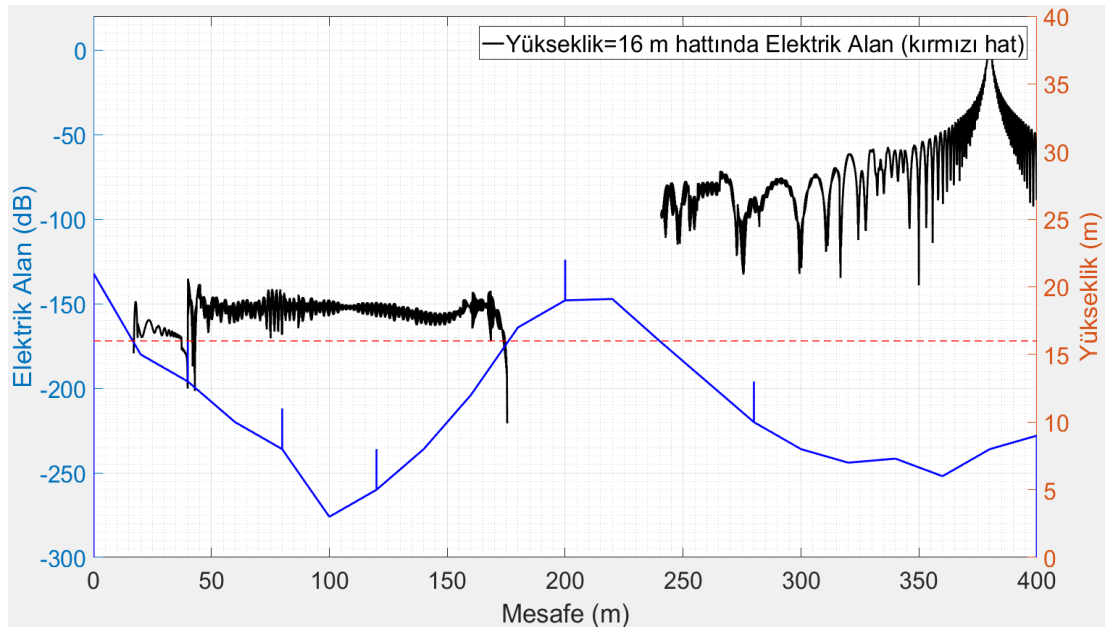
Şekil 6.10 : Kırsal Alan kapsama alanı2: kırınan alan

Coğrafi engel arkasında çoklu kırınımlar ve kombinasyonları baskınken, engelin vericiye bakan yüzünde direk ve yansıyan ışınlar baskındır.

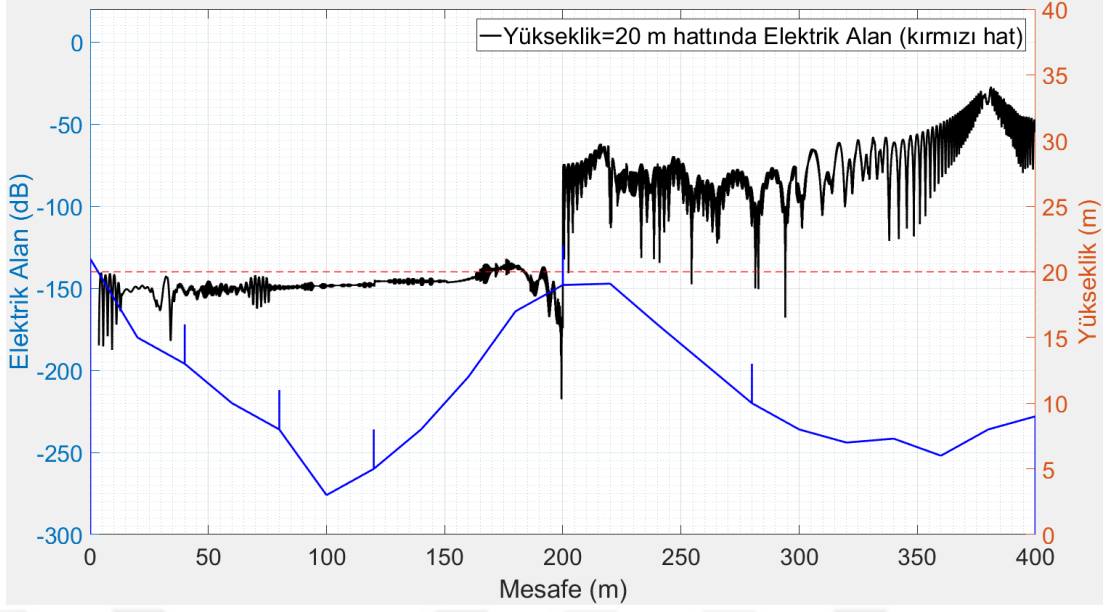
Senaryo içerisinde belirli yüksekliklerde (10 m, 16m, 20 m, 27 m) çizilen hatlardaki elektrik alan değerleri Şekil 6.11, Şekil 6.12, Şekil 6.13 ve Şekil 6.14'te verilmiştir. Coğrafi engel arkasındaki bölgede alıcının yüksekliği azaldıkça kırınan alan değeri de azalmaktadır. Buna ek olarak yerden yansıyan alanın toplam alan üzerindeki etkisi salınımların ortaya çıkmasıyla görülebilir.



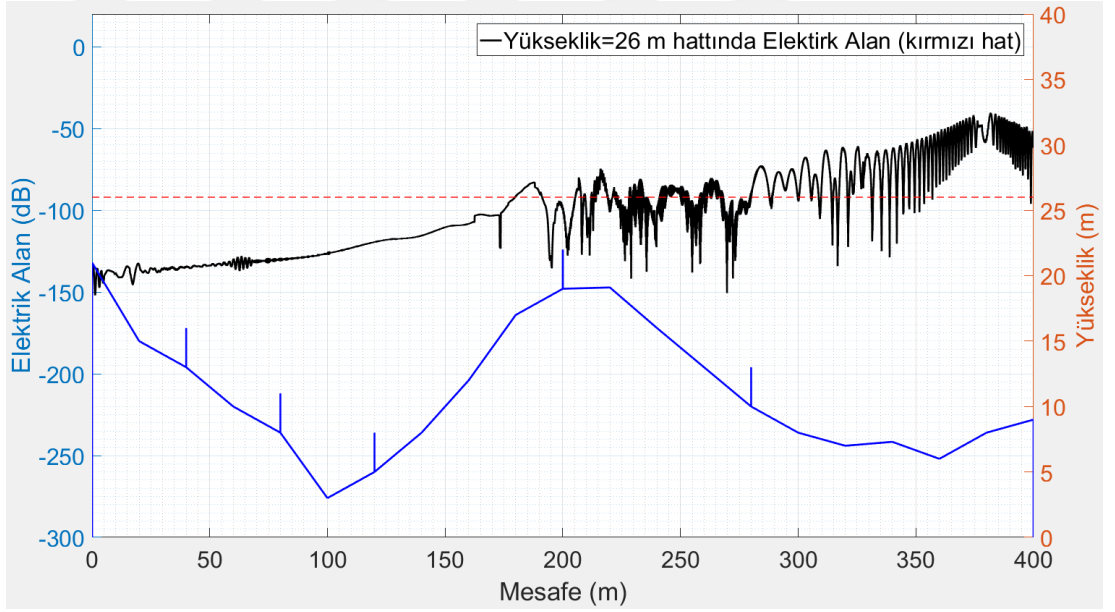
Şekil 6.11 : 10 m' de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi



Şekil 6.12 : 16 m' de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi



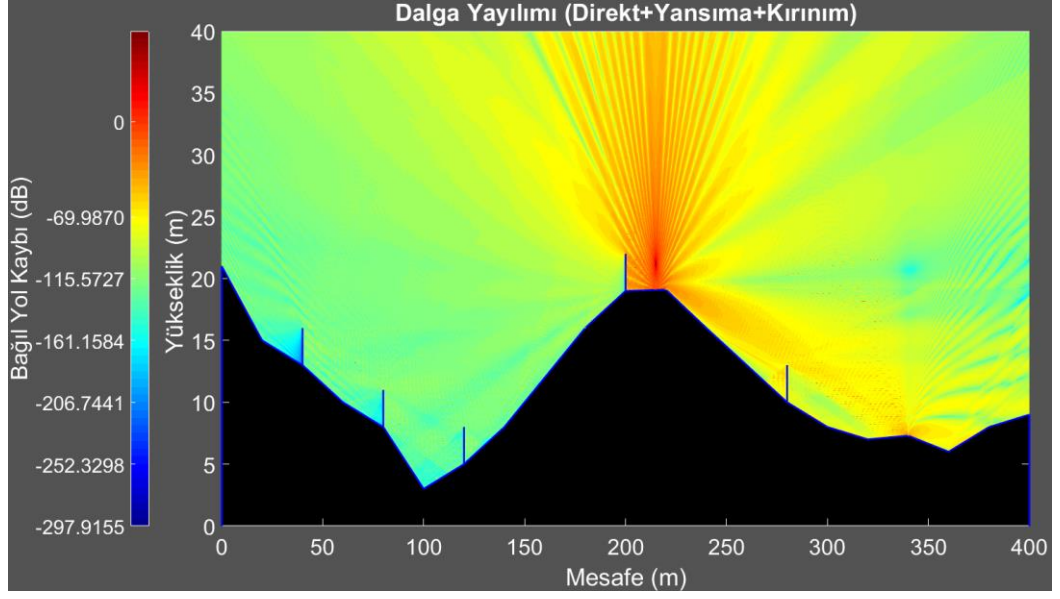
Şekil 6.13 : 20 m' de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi



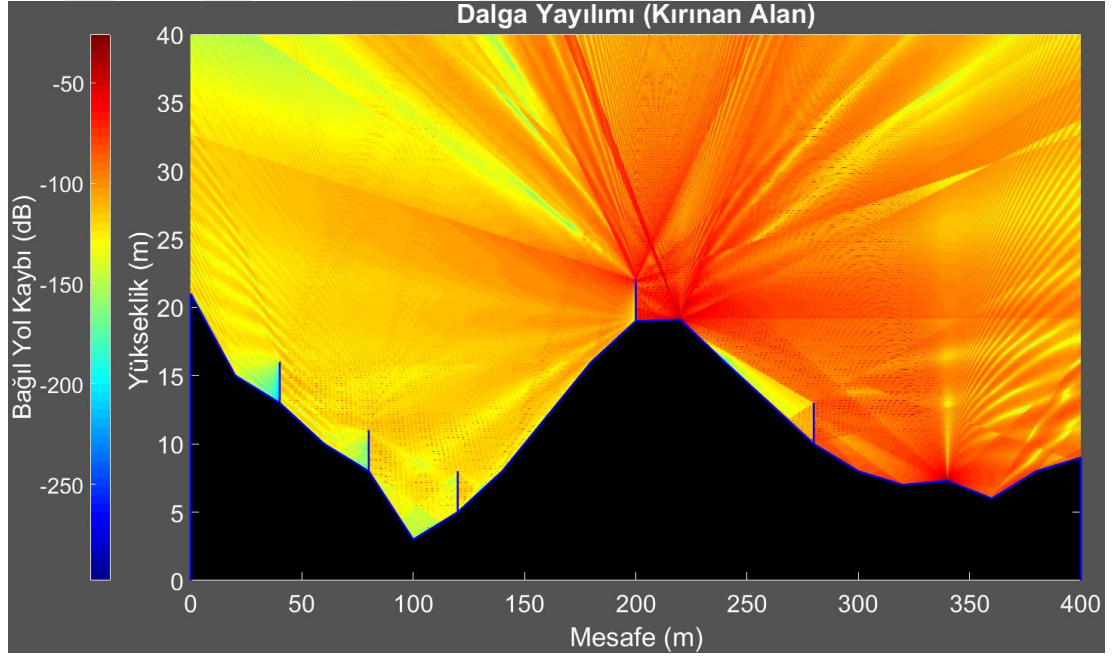
Şekil 6.14 : 26 m' de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi

Buna göre kırsal yapıda alıcıdaki elektrik alan değeri, araya giren engel sayısı ve kırınım oluşan noktaya olan uzaklık ile bağlantılıdır. Ek olarak yansımanın etkisinin fazla olduğu bölümlerde çok küçük konum değişimlerinde dahi alınan elektrik alan değeri farklılık gösterebilir.

Son olarak, 900 MHz frekansında, verici aynı yayılım ortamı içerisinde $[x=220,y=21]$ noktasına yerleştirilmiştir. Bu senaryo için tüm kapsama alanı ve kırınan ışın kapsama alanı haritası Şekil 6.15 ve Şekil 6.16'da verilmiştir.



Şekil 6.15 : Kırsal alan kapsama alanı



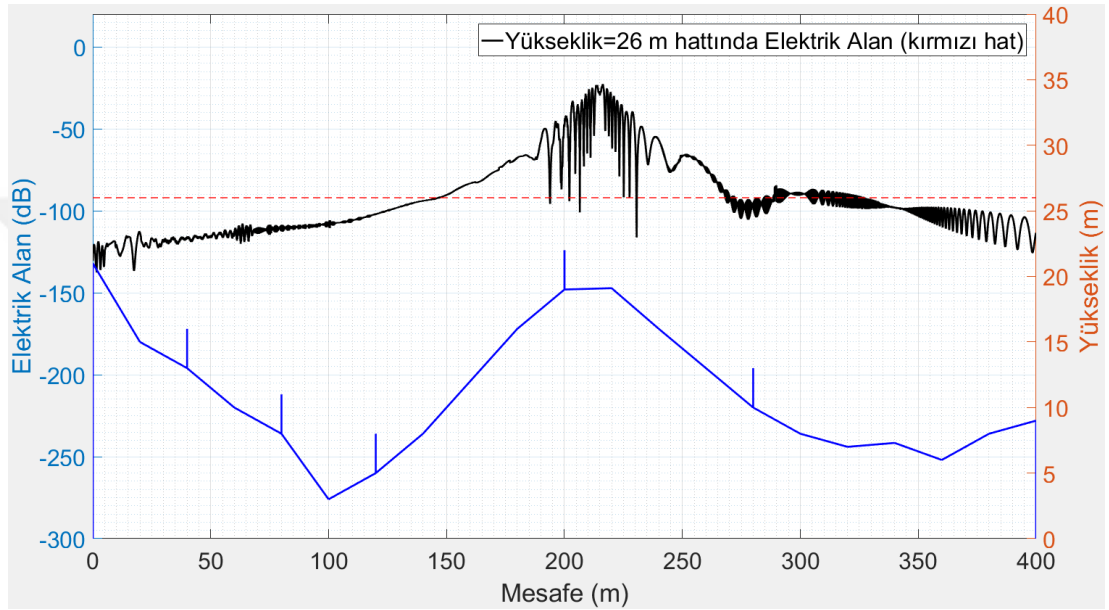
Şekil 6.16 : Kırsal alan kapsama alanı kırınan Alan

Şekil 6.15 ve Şekil 6.16'da verilen sonuçlar incelendiğinde, tüm yayılım ortamı boyunca homojen bir elektrik alan dağılımı elde edildiği görülebilir.

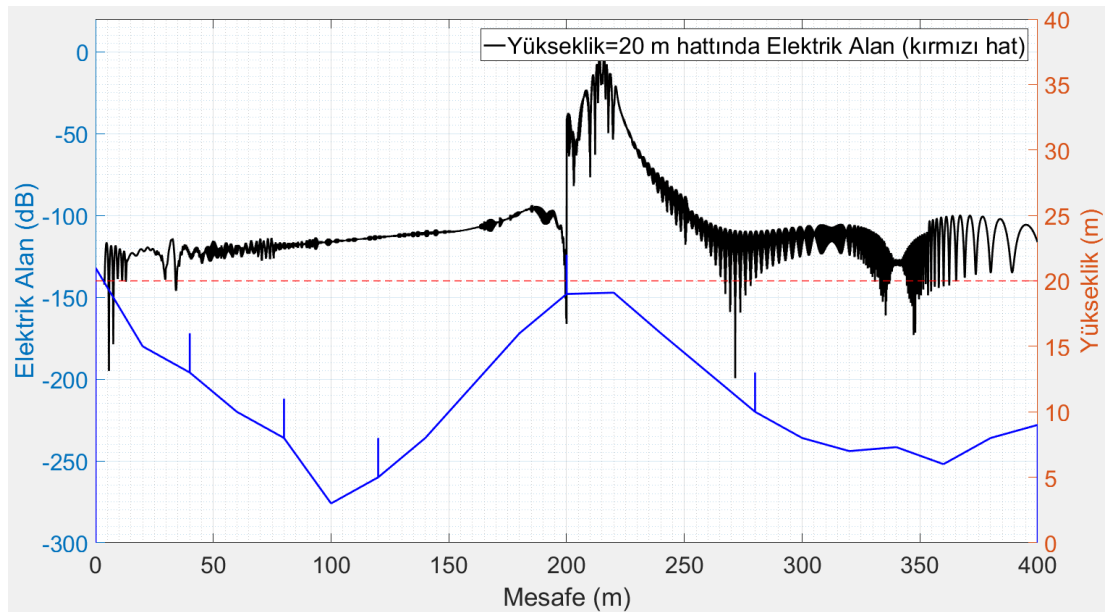
Engel arkasında kalan bölgelerdeki alan değerlerinde artış gözlenmiştir. 3.verici konumu için elde edilen kapsama alanı haritasında belirli yüksekliklerde (27 m, 20 m, 16 m, 10 m) çizilen hatlardaki elektrik alan değerleri Şekil 6.17, Şekil 6.18, Şekil 6.19 ve Şekil 6.20'de görülebilir.

Alan şiddetleri incelendiğinde, diğer 2 verici pozisyonlarına göre daha verimli bir sonuç elde edilmiştir.

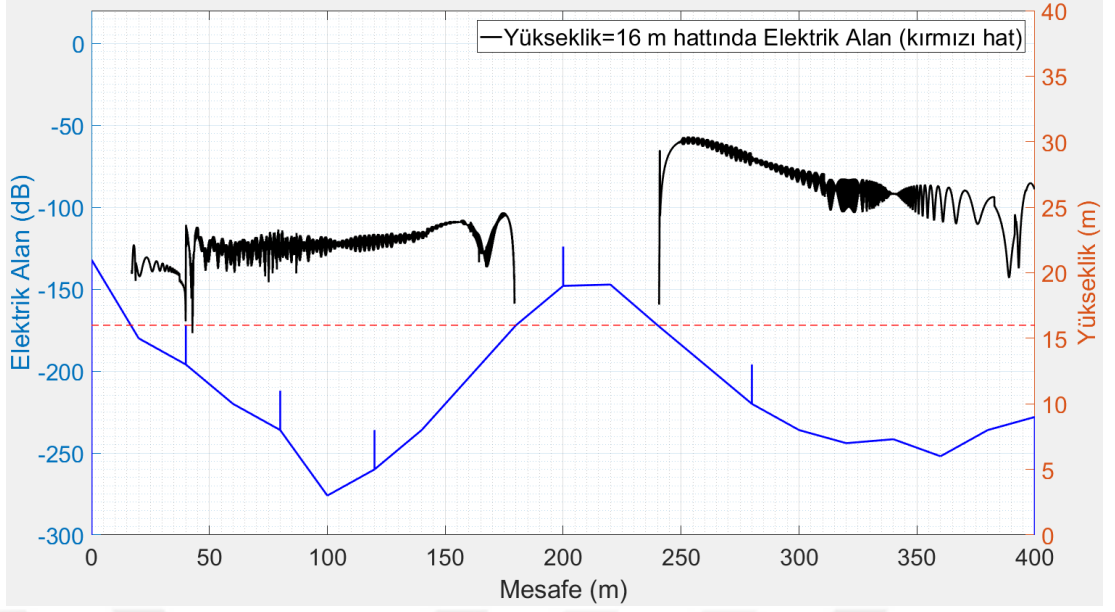
Alıcı konumu yüksekliği azaldıkça, elektrik alan değeri azalmakta ve yerden yansıyan alanların katkısı artmaktadır. Verici ilk kırınım oluşan noktaya yakın olduğundan dolayı, engel arkasındaki alan şiddeti değeri diğer iki senaryoya oranla daha yüksek kalabilmiştir. Elektrik alan kaybı mesafeye ve kırınım adedine bağlı olarak artmaktadır.



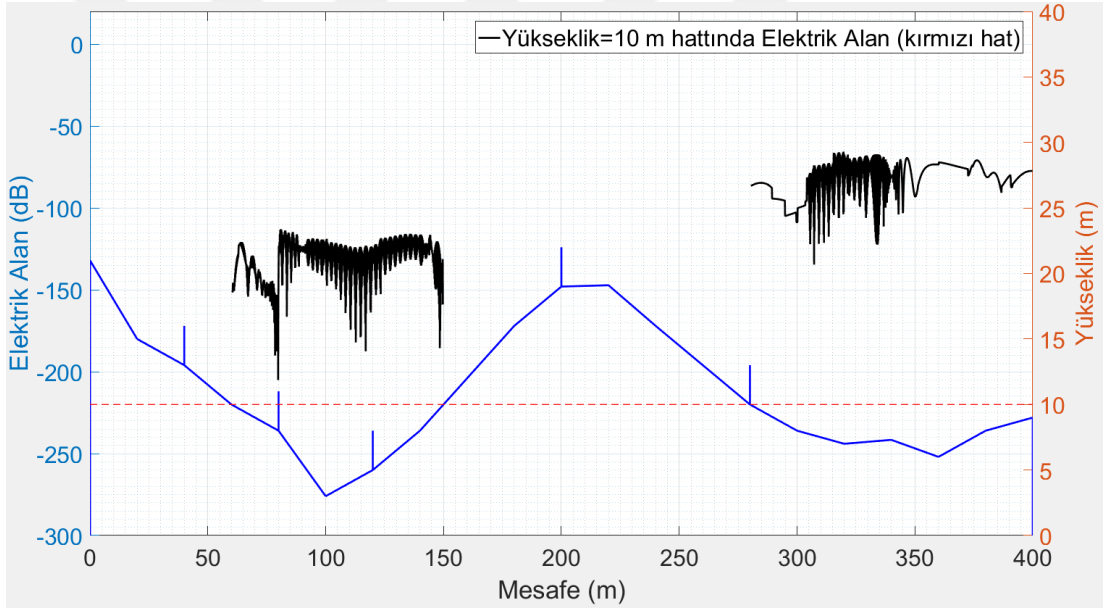
Şekil 6.17 : 26 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi



Şekil 6.18 : 20m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi



Şekil 6.19 : 16 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi



Şekil 6.20 : 10 m'de yatay hat üzerinde elektrik alan değişimi

7. SONUÇ

Bu tezin ana konusu, kentsel ve kırsal yayılım ortamları için bir kapsama alanı benzetimi elde edilmesidir. Tam dalga nümerik yöntemlerin uzun çözüm süreleri ve fazla işlem yükleri sebebiyle çözüm uzayı büyüdükçe kullanımları zorlaşmaktadır. Özellikle kapsama alanı simülasyonları ele alındığında, çözüm uzayı ve çözüm uzayındaki objelerin dalga boyu cinsinden büyüklüğü tam dalga yöntemlerin kullanılmasını imkânsız hale getirmektedir.

Verimli ve hızlı kapsama alanı benzetimleri elde edebilmek için, öncelikle Geometrik Optik yönteminin temelleri ve prensipleri Bölüm 2’de irdelenmiştir. Geometrik Optik yönteminin avantajları ve kullanışlı olmadığı senaryolar paylaşılmıştır.

Bölüm 3’te Geometrik Optik yönteminin süreksizliğe sebep olduğu durumlar detaylı olarak incelenmiş ve alternatif olarak Keller’in Geometrik Kırınım Teorisi sunulmuştur. Keller’in öne sürdüğü Kırınım Teorisi Geometrik Optik yönteminin eksikliklerini ve süreksizliklerini büyük ölçüde gidermesine rağmen, alıcı, verici ve kırınım noktası aynı doğru üzerinde yer aldığı tekilliklere sebep olmaktadır. Bu nedenle Keller’in Geometrik Kırınım Teorisi, R. G. Kouyoumjian ve P. H. Pathak tarafından öne sürülen Düzgün Kırınım Teorisi kullanılarak giderilmiş ve tüm anlamıyla gerçekçi bir hesaplama yöntemi elde edilmiştir.

Bölüm 4’te, çözüm uzayında tanımlanacak objelerin matematiksel olarak ifade edilmesi ve bu teze konu olan algoritmada kullanılacak olan ışın izleme tekniği detaylı olarak verilmiştir. Kaynaktan çıkan her bir ışın için, direkt, yansıma ve kırınım olayları sonucunda gerekli yol parametreleri elde edilmiştir.

Bölüm 5’te geliştirilen algoritmanın test edilmesi amacıyla FEKO yüksek frekans elektromanyetik yazılımı kullanılarak çeşitli senaryolar incelenmiş ve MATLAB ortamında geliştirilen algoritma sonuçları ile kıyaslanmıştır. FEKO yazılımında 3 boyutlu olarak modellenen tüm objelerin derinliği, uzunluk ve yüksekliğe göre çok daha büyük seçilmiş bu sayede 2 boyutta bir yaklaşım temsil edilmeye çalışılmıştır. Sonuçlarda görülebileceği gibi DKT algoritması FEKO ile elde edilen sonuçlara çok

yakın sonuçlar vermiştir. Elde edilen renk haritaları ve elektrik alan dağılımları da algoritmanın doğruluğunu desteklemektedir.

Bölüm 6’da modellenen kırsal bir yayılım senaryosu için, farklı verici konumları için, çözüm uzayındaki tüm noktadaki elektrik alan değerleri hesaplanmış ve verici konumuna bağlı farklılıklar incelenmiştir. Geliştirilen algorithmada direkt, yansıyan ve kırınan ışınların tüm ikili kombinasyonları hesaplanmış ve bu sayede daha doğru bir kapsama alanı hesabı yapılabilmektedir. Özellikle kırınan ışınların tüm kombinasyonlarından dolayı oluşan süreksizlikler giderilmiş ve kritik noktalardaki elektrik alan değerleri doğru bir şekilde hesaplanmıştır.

Bu tez kapsamında geliştirilen algoritma ve irdelenen yöntem sonucunda aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir;

- Düzgün Kırınım Teorisi, Geometrik Optik ve Geometrik Kırınım Teorisinin eksiklerini gidermekte ve daha doğru bir hesaplama yöntemi sunmaktadır.
- Geçiş bölgeleri kırınım olayı için kritik alanlardır ve Düzgün Kırınım Teorisi geçiş bölgelerindeki süreksizliği gidermektedir.
- GO ve DKT çözüm uzayındaki objeler dalga boyuna oranla çok büyük olduğunda, ve düzlemsel yapıda olduğunda daha doğru sonuçlar vermektedir.
- GO ve DKT, gözlem noktası kaynağa, yansıma noktasına, ve kırınım noktasına uzak olduğunda daha doğru sonuçlar vermektedir.
- Tam bir kapsama alan benzetimi için yansıma, kırınım ve direkt ışınların tümü hesaba katılmalıdır.
- Algoritma içerisinde, ışın kombinasyonları sayısı arttırıldığında daha doğru sonuçlar elde edilmektedir.
- Algoritma içerisinde ışın kombinasyonları arttırıldığında nümerik çözüm yükü ve süresi de artmaktadır. DKT ve GO ve ışın izleme algoritması paralel programlama mantığına uyarlanabilir ve hızlı çözümler edilebilir.
- DKT yöntemi, bıçak kenarlı kama kırınımı için daha basit bir formül ile ifade edilebilmekte ve çok daha hızlı sonuçlar vermektedir.

- Kırsal alanda kapsama alanı simülasyonu için Geometrik Optik yeterli değildir. Alıcıyı direkt olarak görmeyen birçok yerleşim yeri, kullanılabilir sinyalleri yansımaya ve kırınım olayları vasıtasıyla almaktadır.
- Çok yansımaya ve kırınımına sahip bir çözüm uzayında, kısa mesafeler için hızlı değişen alanlar meydana gelmektedir. Bu sebeple günlük hayatta birbirlerine yakın konumlarda sinyal seviyesinin değişmesi beklenen bir durumdur.
- Engel arkasında oluşan kırınan elektrik alan kırınım noktası ve kaynak ile aynı doğrultu üzerinde olduğunda maksimum değerini almaktadır.

DKT ve GO yöntemi verimli ve hızlı bir çözüm yöntemi sunmasıyla birlikte geliştirilmeye açık noktalar içermektedir. Çözüm uzayı içerisindeki objelerin elektromanyetik açıdan özellikleri kırınım ve yansımaya olayını etkileyecektir. Literatürde bu konuda birçok çalışma bulunmaktadır.

Yansımaya ve kırınımın birliktedir kırılma olayının da hesaba katılması daha gerçekçi bir benzetim aracı ortaya çıkmasına yardımcı olacaktır. Ek olarak direct, yansımaya, kırılma ve kırınım olaylarının benzetim içerisindeki kombinasyon sayısının artırılması sonuç doğruluğunu da arttıracaktır. Bununla birlikte daha verimli çalışan ışın izleme algoritmalarına duyulan ihtiyacı da arttıracaktır.

DKT ve GO yöntemleri 3 boyutlu yayılım problemleri için kullanılabilir. Bu durumda her iki yöntem için de formülasyon ve işlem karmaşıklığı artmaktadır. Ek olarak ışın izleme algoritması da 3 boyutta çalışacak biçimde geliştirilebilir.

Anten yerleştirme, ışınım, saçılma ve RKA problemleri için DKT, MoM vb. tam dalga nümerik tekniklerle birlikte kullanılabilir.

KAYNAKLAR

- [1] **Van Dooren, G.A.J.** (1994). *A Deterministic Approach to The Modelling of Electromagnetic Wave Propagation in Urban Environments* (Doktora Tezi). Technische Universiteit Eindhoven.
- [2] **Erkan Afacan.** (1996). *Alçak İrtifa Radar Sistemleri için Yayılma Yolu Üzerindeki Engellerin Modellenmesi* (Doktora tezi). Hacettepe Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [3] **Altair Engineering, Inc., World Headquarters.** *Numerical Methods in FEKO*. Erişim adresi <https://altairhyperworks.com/product/FEKO>.
- [4] **Erkan Efecan.** (1990). *Kama Biçimli Engellerde Saçılmanın Modellenmesi* (Yüksek Lisans Tezi). Hacettepe Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- [5] **Warren L. Stutzman (Author) Gary A. Thiele (Author).** (2012). *Antenna Theory and Design*. Wiley; 3. Edition.
- [6] **Joseph B. Keller.** 1962. *Geometrical Theory of Diffraction*. Journal of the Optical Society of America Vol. 52, Issue 2, 116-130
- [7] **Constantine A. Balanis.** (2012). *Advanced Engineering Electromagnetics 2nd Edition*. Wiley; 2 edition .
- [8] **Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2009). *Development of an Improved Algorithm for Multiple Diffractions in Urban Radio Propagation* (Yüksek Lisans Tezi). The Graduate School of Natural and Applied Sciences of Atılım University.
- [9] **R. G. Kouyoumjian.** (1965). *Asymptotic high-frequency methods*. Proceedings of the IEEE, vol. 53, 864-876, 11-36.
- [10] **U. Jakobus.** (2010). *Overview of hybrid methods in FEKO: Theory and applications. Electromagnetics in Advanced Applications*. Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), 2010 International Conference, 20-24 Sept.
- [11] **Erkan Ersin Yıldırım.** (2015). *Propagation Models For Hilly Terrain Based On Ray Optic Methods* (Doktora Tezi). Master of Science in Electrical and Electronics Engineering Department, Middle East Technical University.
- [12] **Mehmet Barış TABAKCIOĞLU.** (2013). *Dişbükey Zarf Tekniğine Dayalı Eğitim Kirinimi Modelinin Çoklu Kirinim İçeren Senaryolara Uygulanması* (Doktora Tezi). Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [13] **D.P. Bouche, F.A. Molinet, R. Mittra.** (1993). *Asymptotic and hybrid techniques for electromagnetic scattering*. Proceedings of the IEEE Volume: 81, Issue: 12.
- [14] **Derek A. McNamara, Carl W. I. Pistorius, J. A. G. Malherbe.** (1990). *Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. Artech House
- [15] **Raj Mittra.** (2005). *Numerical and Asymptotic Techniques in Electromagnetics*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag : Springer e-books.

- [16] **Graeme L James.** (2007). *Geometrical Theory Of Diffraction For Electromagnetic Waves* . Stevenage, Herts. : P. Peregrinus, ©1986, reprinted.
- [17] **R.G. Kouyoumjian , P.H. Pathak.** (1974). *A Unifm Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface*. Proceedings of the IEEE, Volume: 62, Issue: 11, Nov.
- [18] **R. K. Luneberg.** (1944). *Mathematical theory of optics*. Brown University Notes, Providence, RI.
- [19] **M. Kline.** (1997). *An asymptotic solution of Maxwell's equations*. The Theory of Electromagnetic Waves, Springer, Michigan Universty.
- [20] **M. Kline and I. Kay.** (1965). *Electromagnetic Theory and Geometrical Optics*. Interscience, New York.
- [21] **T. Griesser and C. A. Balanis.** (1987). *Dihedral corner reflector backscatter using higher-order reflections and diffractions*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation Volume: 35, Issue 11, Nov.
- [22] **C. A. Balanis, Antenna Theory.** (2005). *Analysis and Design, 3rd edition*, Wiley, New York.
- [23] **A. Sommerfeld.** (1896). *Mathematical Theory of Diffraction*. Springer Science & Business Media.
- [24] **Eray Arık , Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Yüksek Başarımli Hesaplama Kullanarak Kapsama Alanı Kestirimi*. 5. Ulusal Yüksek Başarımli Hesaplama Konferansı. İstanbul: Y.T.Ü 14-15 Eylül.
- [25] **J. B. Keller.** (1962). *Geometrical theory of diffraction*. Journal of the Optical Vol. 52, Issue 2, 116-130.
- [26] **Philip J. Joseph, B.S.E.E.** (1993). *A Utd Scattering Analysis of Pyramidal Absorber for Design of Compact Range Chambers* (doktora tezi). The Ohio State University.
- [27] **Ozlem Ozgun.** (2016). *New Software Tool (GO+UTD) for Visualization of Wave Propagation*. IEEE Antennas and Propagation Magazine, Volume: 58, Issue 3, June.
- [28] **A. Michaeli.** (1985). *Contribution of a single face to the wedge diffracted field*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation Volume: 33, Issue 2, Feb.
- [29] **L W Barclay; Institution of Electrical Engineers.** (2003). *Propagation of Radiowaves*. London, Institution of Electrical Engineers.
- [30] **Francesco Mani.** (2012). *Improved Ray-Tracing for Advanced Radio Propagation Channel Modeling* (Doktora tezi). Universite catholique de Louvain.
- [31] **Zhengqing Yun and Magdy F. Iskander.** (2015). *Ray Tracing for Radio Propagation Modeling: Principles and Applications*. IEEE Access Volume: 3, 1089-1100.
- [32] **Eray Arık. Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *EKDZ Modelinin Kapsama Alanı Haritalanmasında Kullanılması ve FEKO Yazılımıyla Karşılaştırılması*. 25. Sinyal İşleme Ve İletişim Uygulamaları Kurultayı 15-18 Mayıs.
- [33] **Eray Arık. Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Reducing EMI by Multiple Slits Shielding*. Electronics, Computers and Artificial Intelligence Targoviste, ROMÂNIA, 29 June -01 July.

- [34] **Eray Arik, Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2018). *Çift Kırınım İçeren Senaryolar için Kapsama Alanı Tahmini.* Ieee Sinyal İşleme Ve İletişim Uygulamaları Kurultayı Çeşme – İzmir, 2-5 Mayıs.
- [35] **Eray Arik, Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Uniform Kırınım Teorisi ve Geometrik Optik Modeliyle Kapsama Alanı Haritalanması.* Akademik Bilişim Konferansı Aksaray Üniversitesi.
- [36] **Eray Arik, Mehmet Baris Tabakcioglu.** (2017). *Detailed Analysis of Amplitude and Slope Diffraction Coefficients for knife-edge structure in S-UTD-CH Model.* Advances in Science, Technology and Engineering Systems Journal Vol. 2, No. 3, 7-11.
- [37] **Eray Arik, Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Kapsama Alanı Kestiriminde Çok Çekirdekli Hesaplama.* ICADET International Conference on Advanced Engineering Technologies 21-23 September.
- [38] **Alp Eren Aydın, Eray Arik, Mehmet Baris Tabakcioglu.** (2018). *Coverage Prediction with UTD Model.* World Scientific, Engineering Academy, and Society
- [39] **Alp Eren Aydın, Eray Arik, Mehmet Baris Tabakcioglu.** (2018). *En Uygun Baz İstasyon Konumunu Bulmaya Yönelik Bir Çalışma.* 20. Akademik Bilişim Karabük Üniversitesi

ÖZGEÇMİŞ

TARANMIŞ
VESİKALIK
FOTOĞRAF

Ad-Soyad : Eray Arık
Doğum Tarihi ve Yeri : 21.03.1989
E-posta : cherayarik@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2014 Uludağ Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Elektronik Mühendisliği
- **Yüksek Lisans** : 2018, Bursa Teknik Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği

MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

- ST Mühendislik – Elektromanyetik Simülasyon Mühendisi (2015 - 2017)
- Ermaksan – EMC Test Mühendisi (2017 - 2018)
- Valeo – Test ve Validasyon Mühendisi (2018 – devam ediyor)

TEZDEN TÜRETİLEN ESERLER, SUNUMLAR VE PATENTLER:

- **Eray Arık, Mehmet Baris Tabakcioglu.** (2017). *Detailed Analysis of Amplitude and Slope Diffraction Coefficients for knife-edge structure in S-UTD-CH Model.* Advances in Science, Technology and Engineering Systems Journal Vol. 2, No. 3, 7-11
- **Eray Arık, Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Kapsama Alanı Kestiriminde Çok Çekirdekli Hesaplama.* ICADET International Conference on Advanced Engineering Technologies 21-23 September

- **Eray Arık. Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Reducing EMI by Multiple Slits Shielding.* lectronics, Computers and Artificial Intelligence 29 June -01 July, Targoviste, ROMÂNIA
- **Eray Arık. Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *EKDZ Modelinin Kapsama Alanı Haritalanmasında Kullanılması ve FEKO Yazılımıyla Karşılaştırılması.* 25. Sinyal İşleme Ve İletişim Uygulamaları Kurultayı 15-18 Mayıs
- **Eray Arık. Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2018). *Çift Kırınım İçeren Senaryolar için Kapsama Alanı Tahmini.* Ieee Sinyal İşleme Ve İletişim Uygulamaları Kurultayı / 2-5 Mayıs 2018 / Çeşme – İzmir
- **Alp Eren Aydın, Eray Arık, Mehmet Baris Tabakcioglu.** (2018). *Coverage Prediction with UTD Model.* World Scientific and Engineering Academy and Society
- **Alp Eren Aydın, Eray Arık, Mehmet Baris Tabakcioglu.** (2018). *En Uygun Baz İstasyon Konumunu Bulmaya Yönelik Bir Çalışma.* 20. Akademik Bilişim 2018- Karabük Üniversitesi
- **Eray Arık. Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2018). *Uniform Kırınım Teorisi ve Geometrik Optik Modeliyle Kapsama Alanı Haritalanması.* Akademik Bilişim Aksaray Üniversitesi
- **Eray Arık , Mehmet Barış Tabakcioğlu.** (2017). *Yüksek Başarılı Hesaplama Kullanarak Kapsama Alanı Kestirimi.* 5. Ulusal Yüksek Başarılı Hesaplama Konferansı. İstanbul: Y.T.Ü 14-15 Eylül.