



T.C.  
Uludağ Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü

DEĞİŞTİRİLMİŞ FİZİKSEL OPTİK TEORİSİ İLE  
MÜKEMMEL İLETKEN EĞRİSEL YÜZEYLERDEN  
SAÇILAN ALANLARIN ANALİZİ

Mücahit SARNIK

Yüksek Lisans Tezi

**DEĞİŞTİRİLMİŞ FİZİKSEL OPTİK TEORİSİ İLE  
MÜKEMMEL İLETKEN EĞRİSEL YÜZEYLERDEN  
SAÇILAN ALANLARIN ANALİZİ**

**Mücahit SARNİK**



T.C  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**DEĞİŞTİRİLMİŞ FİZİKSEL OPTİK TEORİSİ İLE MÜKEMMEL İLETKEN  
EĞRİSEL YÜZEYLERDEN SAÇILAN ALANLARIN ANALİZİ**

**Mücahit SARNIK**

Yrd. Doç. Dr. Uğur YALÇIN  
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ  
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ  
ANABİLİM DALI

BURSA-2015

## TEZ ONAYI

Mücahit SARNIK tarafından hazırlanan “Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi ile Mükemmel İletken Eğrisel Yüzeylerden Saçılan Alanların Analizi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman:** Yrd. Doç. Dr. Uğur YALÇIN

**Başkan :** Yrd. Doç Dr. Uğur YALÇIN İmza  
Uludağ Üni. Mühendislik Fakültesi,  
Elektrik-Elektronik Müh. Anabilim Dalı

**Üye :** Prof. Dr. Erdoğan Dilaveroğlu İmza  
Uludağ Üni. Mühendislik Fakültesi,  
Elektrik-Elektronik Müh. Anabilim Dalı

**Üye :** Doç. Dr. Atilla Akpınar İmza  
Uludağ Üni. Fen-Edebiyat Fakültesi,  
Matematik Bölümü Anabilim Dalı

**Yukarıdaki sonucu onaylarım**

**Prof. Dr. Ali Osman DEMİR**  
**Enstitü Müdürü**  
.././....(Tarih)

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

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

**beyan ederim.**

.. / .. / 2015

İmza

Mücahit SARNIK

## ÖZET

### YÜKSEK LİSANS TEZİ

#### DEĞİŞTİRİLMİŞ FİZİKSEL OPTİK TEORİSİ İLE MÜKEMMEL İLETKEN EĞRİSEL YÜZEYLERDEN SAÇILAN ALANLARIN ANALİZİ

**Mücahit SARNIK**

Uludağ Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

**Danışman:** Yrd. Doç. Dr. Uğur YALÇIN

Bu yüksek lisans tezinde çizgisel kaynaktan ışılan alanların mükemmel iletken silindirik ve parabolik reflektörlerden saçılmaları incelenmiştir. Saçılan alanların hesaplanması için yüzeylerden yansıyan ve köşe noktalarındaki kırınan alanların hesabı yapılmıştır.

Literatürde bu konu üzerine geliştirilen yöntemler tanıtılmıştır. Bu yöntemlerin bazı problemlerin çözümünde yetersiz olduğu noktalar vardır. Bu yetersizliklerin giderildiği ve en son geliştirilen Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi (MTPO) bu tezde eğrisel yüzeylerden saçılma problemlerinin çözümünde kullanılmıştır. İlk olarak bu teori tanıtılmış ve teorinin aksiyomları, Fiziksel Optik Teorisi'ne (PO) göre farklılıkları açıklanmıştır.

İkinci olarak MTPO Teorisi, mükemmel iletken silindirik yüzeyden saçılan alanların hesabında uygulanmıştır. MTPO'nun saçılan alan integral ifadesi genlik ve faz fonksiyonlarının çarpımı halinde elde edilmiştir ve stasyonere faz noktasındaki yansıyan alan değeri bulunmuştur. Köşe kırınım değerini bulmak için de kenar-nokta tekniği kullanılmış ve kırınan alanın bazı noktalarda üniform olmadığı (sonsuz iraksadığı) görülmüştür. İfadeyi üniform hale getirmek için detour parametre yöntemi kullanılmış ve kırınan alan ifadesi sürekli hale getirilmiştir.

Üçüncü olarak ise odak noktasına konulan çizgisel kaynaktan ışılan alanların mükemmel iletken parabolik yüzeyden saçılması MTPO ile analiz edilmiştir. Parabolik reflektör için saçılan alan integrali MTPO ile elde edildikten sonra faz ve genlik fonksiyonları cinsinden yazılmış ve stasyonere faz noktasındaki yansıyan alan değeri bulunmuştur. Kırınan alan değerine ulaşmak için ise kenar-nokta tekniği kullanılmıştır. Hesaplanan köşe kırınım değeri bazı noktalarda sonsuz iraksadığı için üniform değildir. Bu değeri üniform yapmak için yine detour parametre yöntemi kullanılmıştır.

Son olarak, elde edilen saçılan alan ifadeleri literatürdeki farklı yöntemlerle bulunmuş sonuçlarla farklı açı değerleri için sayısal olarak karşılaştırılmış ve elde edilen sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür.

**Anahtar Kelimeler:** Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi (MTPO), Fiziksel Optik Teorisi (PO), Detour parametre, Kenar nokta tekniği, Mükemmel iletken silindirik ve parabolik reflektör.

**2015, viii + 57 sayfa.**

## ABSTRACT

MSc Thesis

### ANALYSIS OF THE SCATTERING FIELDS FROM PEC CURVED SURFACES WITH MODIFIED THEORY OF PHYSICAL OPTICS

Mücahit SARNIK

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

**Supervisor:** Asst. Prof. Dr. Uğur YALÇIN

In this master thesis, the fields scattering of the fields, that radiate from a line source, from perfectly conducting cylindrical and parabolic surfaces are analysed. In order to calculate the scattered fields, the reflected and edge-diffracted fields are implemented.

The methods which have been developed for scattering problems and used in literature have been explained. It has been detected that these methods have a failure to solve some problems. The Modified Theory of Physical Optic (MTPO), by which those deficiencies are have been solved and which has been recently developed, has been used in this master thesis in order to analyse scattering fields from curved surfaces. Firstly this theory has been introduced with the related axioms and the differences with respect to Physical Optics (PO).

Secondly, MTPO is used to calculate the scattered fields from a perfectly conducting cylindrical reflector. The scattering field integral of MTPO is obtained in terms of the multiplication of magnitude and phase function and the reflecting field at the stationary phase point is calculated. In order to find the edge diffraction, edge-point technique is used and it has been observed that diffraction value diverges to infinity for certain points. Hence, detour parameter is used to convert the non-uniform values to uniform ones.

Thirdly, the scattering fields from a perfectly conducting parabolic reflector is calculated by MTPO. The scattering field integral of MTPO is obtained for parabolic reflector. The obtained expression is converted to a form of magnitude and phase functions and the reflected field is found at the stationary point. The edge-point technique is used to calculate the diffracted field value. Diffracted field has some singular points where the diffraction value diverges to infinity. Detour parameter is applied similar to the problem in the second part.

Lastly, the scattered fields are numerically compared with the values already found by the methods in the literature for various angles and it has been concluded that the found results are coherent each other.

**Key words:** Modified Theory of Physical Optics (MTPO), Physical Optics (PO), Detour parameter, Edge-point technique, Perfectly electrically conducting cylindrical and parabolic surface.

**2015, viii + 57 pages.**

## TEŞEKKÜR

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

Gerek yüksek lisans eğitimimde gerekse günlük yaşantımda bana verdiği destek için eőime teşekkür ederken, bu çalışmamı ona ve yüksek lisans eğitimim sırasında doğan çocuklarım Yağmur ile Feyza'ya armağan ederim.

Ayrıca üzerimdeki emekleriyle bugünlere gelmemde katkısı olan ve maddi-manevi her türlü yardımcı olan annem ve babama, hayatta çok őeyi paylaőtıđım kardeőime de teőekkürlerimi iletirim.

Mücahit SARNIK

05 /01 / 2015



## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET .....	i
ABSTRACT .....	ii
TEŞEKKÜR .....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI .....	3
3. MATERYAL ve YÖNTEM .....	6
3.1. Geometrik Optik .....	6
3.2. Kırınımın Geometrik Teorisi (GTD).....	9
3.3. Kırınımın Üniform Teorisi (UTD) .....	11
3.4. Fiziksel Optik (PO).....	12
3.5. Kırınımın Fiziksel Teorisi .....	14
3.6. MTPO Yaklaşımı .....	15
3.6.1. Mükemmel İletken Silindirik Yüzeyden Saçılan Alanların Hesabı .....	17
3.6.2. Mükemmel İletken Parabolik Yüzeyden Saçılan Alanları Hesabı .....	24
4. SAYISAL SONUÇLAR.....	40
4.1. Mükemmel İletken Silindirik Yüzey.....	40
4.2. Mükemmel İletken Parabolik Yüzey .....	43

5. SONUÇ	47
KAYNAKLAR	49
EKLER	52
EK-1	53
EK-2	54
EK-3	56
ÖZGEÇMİŞ	57

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
$A(\rho_c, l)$	Mekânsal zayıflama katsayısı
$\bar{D}$	Dişadik kırınım katsayısı
$\vec{E}_i$	Gelen elektrik alan
$\vec{E}_{is}$	Gelen alana bağlı saçılan elektrik alan
$\vec{E}_r$	Yansıyan elektrik alan
$\vec{E}_{rs}$	Yansıyan alana bağlı saçılan elektrik alan
$\vec{E}_d$	Kırınan elektrik alan
$\vec{E}_s$	Toplam saçılan alan
$e^{-jkl}$	Ortamdaki faz gecikme faktörü
$F(\xi)$	Fresnel integrali
$G$	Green fonksiyonu
$\vec{H}_i$	Gelen manyetik alan
$\vec{H}_r$	Yansıyan manyetik alan
$\vec{H}_t$	Toplam manyetik alan
$H_0^{(2)}(k\rho)$	İkinci nevi Hankel fonksiyonu
$\vec{J}_{es}$	Yüzey üzerinde indüklenen akım yoğunluğu
$L$	Uzaklık parametresi
$\vec{n}$	Normal vektörü
$\vec{n}_1$	Gerçek yüzey normal vektörü
$\vec{n}_2$	Sanal yüzey normal vektörü
$\vec{t}$	Teğetsel birim vektörü
$\epsilon$	Elektrik alan geçirgenliği
$\omega$	Manyetik alan geçirgenliği
$\rho$	Kaynak ile gözlem noktası arasındaki mesafe
$\xi_i$	Gelen alan için tanımlanan detour parametresi
$\xi_r$	Yansıyan alan için tanımlanan detour parametresi

**Kısaltmalar****Açıklama**

MTPO

Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi

PO

Fiziksel Optik

GO

Geometrik Optik

UAT

Üniform Asimptotik Teori

UTD

Kırınımın Üniform Teorisi

PTD

Kırınımın Fiziksel Teorisi

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Şekil 3.1 Astigmatik ışın tüpü	7
Şekil 3.2 Kavisli kenar kırınım geometrisi	9
Şekil 3.3 Düz kenar kırınım geometrisi	10
Şekil 3.4 Saçııcı bir yüzey üzerinde indüklenen PO akımı	13
Şekil 3.5 Mükemmel iletken yüzey ve sanal devamından saçılan alanlar	15
Şekil 3.6 XY-düzleminde kaynağın kesiti ve PEC silindir	17
Şekil 3.7 Yüzeyden yansıyan alanın geometrik gösterimi	25
Şekil 3.8 Parabolik reflektörden saçılma	27
Şekil 3.9 Stasyoner faz noktasında yansıma	34
Şekil 4.1 Silindirik yüzeyden üniform olmayan saçılma ( $\phi_0 = \pi/7$ )	40
Şekil 4.2 Silindirik yüzeyden üniform saçılma ( $\phi_0 = \pi/7$ )	41
Şekil 4.3 Silindirik yüzeyden üniform ve üniform olmayan saçılma ( $\phi_0 = \pi/7$ )	41
Şekil 4.4 Silindirik yüzeyden üniform ve üniform olmayan saçılma ( $\phi_0 = \pi/4$ )	42
Şekil 4.5 Parabolik yüzey saçılımı (MTPO ve PO) ( $\phi_0 = \pi/4$ )	43
Şekil 4.6 Parabolik yüzey saçılımı (MTPO ve PO) ( $\phi_0 = \pi/3$ )	44
Şekil 4.7 Parabolik yüzey gelen alan ( $\phi_0 = \pi/6$ )	44
Şekil 4.8 Parabolik yüzey yansıyan alan ( $\phi_0 = \pi/6$ )	45
Şekil 4.9 Parabolik yüzey yansıyan alan ( $\phi_0 = \pi/4$ )	46

## 1. GİRİŞ

Elektromanyetik dalgaların geometrik yüzeylerden yansıması problemi Geometrik Optik (GO) metodu ile çözülebilmektedir. Ancak GO ile kırınan alanların hesabını yapmak mümkün değildir. Kırınan alan hesabı için Kırınımın Geometrik Teorisi (GTD) Keller tarafından geliştirilmiştir. GTD yönteminde ortaya çıkan üniform olmayan sonuçları gidermek için Üniform Kırınım Teorisi (UTD) ve Üniform Asimptotik Teori (UAT) geliştirilmiştir.

Bu teorilere alternatif olarak sonraki dönemlerde Fiziksel Optik (PO) yöntemi geliştirilmiş (Born ve Wolf 1980) ve yansıyan alan ve yansıyan alana bağlı kırınan alan hesaplamalarında etkin olarak kullanılmıştır. Ancak PO iki noktada yetersiz kalmaktadır. Birincisi, yapılan hesaplarda gelen alana bağlı kırınan alanlar hesaplanamamaktadır. İkincisi ise yüzeyin süreksiz olduğu köşe noktalarında yansıma açısının gelen alana eşit olduğunun kabul edilmesi ve böylece kırınan alan hesabının tam olarak yapılamamasıdır. Kırınan alanları hesaplayabilmek için “Kırınımın Fiziksel Teorisi” (PTD) geliştirilse de bu yöntem yalnızca belli geometrik şekiller için kullanılabilmiş, kanonik şekiller üzerindeki kırınım hesaplarında kırınım katsayısı değerine ihtiyaç duyulmuştur. Bu eksiklikleri gidermek için Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi (MTPO) geliştirilmiş ve kırınan alanların tüm şekillerde ve kırınım katsayısına ihtiyaç duymadan asimptotik olarak hesaplanabilmesi mümkün hale gelmiştir.

MTPO’da, PO’dan farklı olarak yansıma yüzeyinin yanına bir de sanal iletim yüzeyi eklenmiştir. Ayrıca yansıyan alanın yüzeye yaptığı açı gelen alanın yüzeye yaptığı açıya eşit kabul edilmemiştir. Bunun yanında yansıyan ve iletilen alanlarla gelen alanlar arasında kalan açığı iki eşit parçaya bölen vektörler tanımlanmıştır. MTPO ile elde edilen sonuçların üniform olmaması durumunda detour parametre kullanılarak üniform hale gelmesi sağlanmıştır.

Bu çalışmada iki farklı problemin çözümü yer almaktadır. İlkinde mükemmel iletken silindirden kırınan üniform alanların hesabı yapılmıştır. Literatürde bu problem için

üniform olmayan kırınan alanların hesabı yapılmıştır (Yalçın, 2007). İkinci problemde ise mükemmel iletken parabolik yüzeyden saçılan üniform alanların analizi yapılmıştır. Bu konuda ise empedans yüzeye sahip parabolik reflektörden saçılan alanların incelemesi (Umul, 2008) yer almakta olup mükemmel iletken yüzey ve üniform çözüm için böyle bir çalışma bulunmamaktadır.

## 2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Geometrik Optik (GO) yöntemi ile elektromanyetik enerjinin izotropik yüzeylerde yayılması hesaplanabilir (Luneburg 1964, Kline ve Kay 1965). Ancak süreksiz bölgelerdeki kırınım bu yöntemle hesaplanamamaktadır (Keller 1962). Keller tarafından geliştirilen “Kırınımın Geometrik Teorisi” (GTD) ise bu kırınımın hesaplanabildiği bir yüksek frekans metodudur. Bu teori, basit şekillerin bilinen çözümlerinden geliştirilmiştir (James 1976). GTD’nin bazı kısıtları vardır. Bunlardan biri, gölge sınır noktalarındaki sonsuz alanlardır. Bunun için “Üniform Asimptotik Teori” (UAT) ve “Kırınımın Üniform Teorisi” (UTD) geliştirilmiş ve birçok problemde kullanılmıştır (Ahluwalia 1970, Hansen 1981, Ghorbani ve ark. 2011). Ancak yine de kırınım ve odak noktalarında bu teoriler tam çözüm vermez. GTD’nin bir diğer eksik noktası ise bu teknikle sınırlı sayıda problemin çözülebilmesidir. Işın tekniklerinin (GTD, UAT ve UTD) Helmholtz denkleminin kesin çözümünü bulan kırınım katsayısına gereksinimi vardır. Bu nedenle bu yöntemler ile bütün kompleks problemlere kesin çözüm bulunamaz (Taket ve Burge 1991). Örneğin yarım düzlem empedans yüzey için GTD formülünü oluşturabilmek ancak Senior ve Maliuzhinets çalışmaları sonrasında gerçekleşebilmiştir (Senior 1952, Maliuzhinets 1958, Volakis 1986). Bazı Fiziksel Optik (PO) temelli teknikler ise GTD için yaklaşık kırınım katsayısını bulmak için geliştirilebilir (Tekat ve Burge 1991, Burge ve ark. 1999).

Fiziksel optik (PO) bir yüksek frekans metodudur. Yansıyan alanların hesaplanmasında mükemmel iletken yüzeyde indüklenen yüzey akımı yaklaşımını kullanır ki bu akım gelen manyetik alanın teğet değeriyle doğru orantılıdır (Burdalo ve ark. 1993, Hyde 1968, Stutzman ve Thiele 1988). Ancak köşe kırınımını hesaplamada yetersiz kalır (James 1976). PO’nun yüzey alanı yaklaşımını düzeltmek için “Kırınımın Fiziksel Teorisi” (PTD) geliştirilmiştir (Ufimtsev, 1971). PTD ek akım komponentlerini kullanır. Bu teoriyi “artan kırınım katsayısı” cinsinden formüle edilerek “Kırınımın Geliştirilmiş Fiziksel Teorisi” (EPTD) adı altında geliştirmiştir (Michaeli, 1984 ve Knott, 1985). Bu iki metot sıklıkla yansıtıcıların ve kompleks cisimlerin geri yansımasının analizinde kullanılır.



PO'nun, iki noktada yetersizliği vardır. Birincisi bu yöntemde saçılma integrali oluşturmak için sadece mükemmel iletken yüzey dikkate alınırken sanal yüzey ihmal edilir. Bu ihmalin sonucu olarak, yansıyan ve yansıyana bağlı kırınan alanlar hesaplanabilir (Silver 1949) ancak gelen ve gelene bağlı kırınan dalgalarla ilgili herhangi bir bilgi yer almaz (James 1976, Lee 1977). İkinci yetersizliği ise sürekli olmayan yüzeylerin sürekli kabul edilmesi ve yansıma açısının geliş açısına eşit olarak alınması. Bu kabul köşe (sürekli olmayan noktalarda) kırınımının hesaplanması konusunda yetersiz kalmaktadır.

“Fiziksel Optik” (PO) teorisindeki eksiklikleri gidermek ve köşe kırınımında kesin çözümü elde etmek amacıyla yeni bir teori geliştirilmiştir. Bu amaçla üç adet aksiyom ortaya koyuluyor. Yansıyan ve delik yüzeyler göz önüne getirilerek yansıma açısı ve iletilen açı yansıyan ve delik koordinatların birer değişkeni olarak belirtilir ve gelen ve yansıyan (iletilen) ışınları iki eşit parçaya ayıran yeni bir vektör tanımlanır. Bu teoriye “Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi” (MTPO) adı verilir. Yansıtıcı yüzeyin koordinatlarının değişimi “Değiştirilmiş Kenar Gösterimi” metoduna (MER) benzer şekilde yapılır (Murasaki ve Ando 1992, Sakina ve ark. 2000). Yansıtıcının kenarının yerine yeni birisinin geçtiği bu metotta kırınım kanununa uygun her noktada yeni bir vektör tanımlanır. Bu metodun çıkış amacı ise PO ve GTD'deki denk kenar akımlarındaki yanlış tekilliklerin üstesinden gelmektir. PO'yu geliştirmek için birim vektöre yeni bir yön belirlemek literatürde daha önce kullanılmıştır (Goto 2003).

MTPO integralinin asimptotik çözümü, kenar kırınım katsayısının kesin çözümünü verir. MTPO'nun bir diğer orijinal tarafı ise faz fonksiyonunun yeni bir formda ifade edilmesidir (Umul ve ark 2003). Alanların kenar kırınımının kesin çözümünün, herhangi saçılmış dalga veya denk akımı ele almadan, MTPO metoduyla mükemmel iletken yüzeyler için bulunabileceği görülüyor. Bu metod aynı zamanda eğrilik yarıçapının bir açının, fonksiyonu olarak yazılabilen parabolik ve hiperbolik reflektörlerde uygulanabilir.

GTD ve PTD metodlarının daha kompleks geometriler için yüksek frekans asimptotik alanları oluşturabilmesi için standart problemlerin çözümüyle bulunan kırınım

katsayılarına gereksinimi vardır. Bu sebeple bu metotların uygulanabilirliği belli problemlerin çözümlüyle kısıtlıdır. Buna karşılık kesin kenar kırınımının hesabı MTPO integralinin asimptotik hesabıyla doğrudan elde edilebilir. GTD metodunda Sommerfeld vasıtasıyla bulunan kenar kırınım katsayısı doğrudan kullanılır (Sommerfeld 1954) ve bu katsayı ile sadece kenar kırınımının davranışı tanımlanabilir. Ancak kesin kenar kırınımının hesaplanması MTPO integralinin asimptotik olarak hesaplanmasıyla bulunabilir.

### 3. MATERYAL ve YÖNTEM

Bu çalışmada sonlu kaynaklı elektromanyetik dalgaların “Mükemmel İletken Eğrisel Yüzeylerden Saçılmaları” (yansıma ve kırınımları) incelenecektir. Bu problemlerin çözümü için bugüne dek birçok yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntemlerle çeşitli geometri ve yüzey için hesaplamalar yapılmış, her yöntemde ortaya çıkan eksiklikler sonucunda yeni yöntemler geliştirilmiştir.

Bu yüksek lisans tezinde ilk olarak, Değiştirilmiş Fiziksel Optik Teorisi (MTPO) izah edilecektir. İkinci aşamada ise çizgisel akım kaynağının alanında bulunan sonsuz uzunluktaki mükemmel iletken silindirik ve parabolik yüzeylerden saçılan alanlar incelenecektir.

Çalışmada zaman faktörü  $e^{j\omega t}$  olarak alınacak ve denklemlerde gösterilmeyecektir.

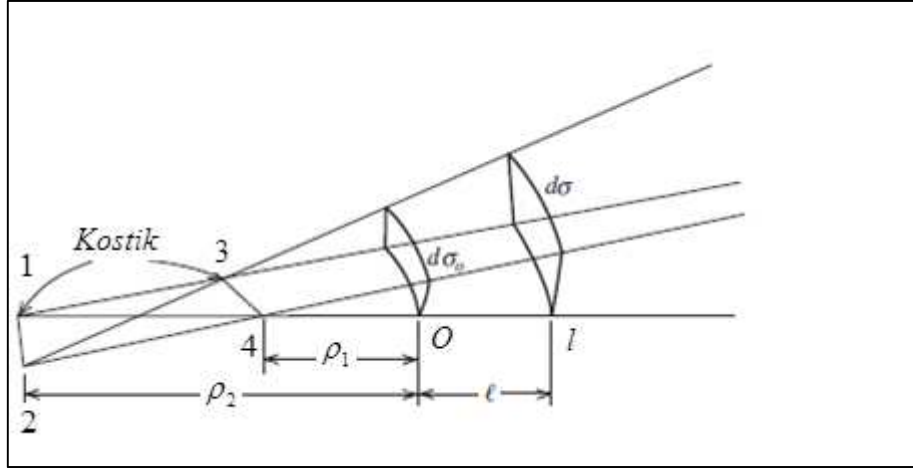
#### 3.1. Geometrik Optik

Elektromanyetik enerjinin izotropik yüzeylerde yayılması Geometrik Optik (GO) yöntemi ile açıklanabilir. Uzun süreden bu yana bilindiği gibi yüksek frekanslarda elektromanyetik enerji, ışın şeklinde düşünülebilir (Luneburg 1964, Kline ve Kay 1965 ve Balanis 1982). Bu ışın yolu sürekli bir ortamda Fermat prensibi ile belirlenebilir: Enerji bir ortamdaki iki nokta arasındaki en kısa elektriksel mesafeyi kat eder. En kısa elektriksel mesafe de bu iki nokta arasındaki en kısa yayılma süresidir. Ayrıca bu ışınlar sabit bölgenin yüzeyine dik durumdadır. Ortam homojen ise –ki incelediğimiz teoride böyle kabul ediyoruz- ışın yolları düz çizgiler halindedir. Bir alanın sabit bir faz referans yüzeyinde olduğu düşünülürse, kostikten uzaklığı herhangi bir mesafedeki değeri enerjinin korunumu ilkesiyle hesaplanabilir. Şekil 3.1’e göre bir elektrik (ya da manyetik) alan, eğrisellik yarıçapı  $\rho_1$  ve  $\rho_2$  olan  $d\sigma_0$  sabit faz yüzeyinde,  $d\sigma$  noktasındaki alan değeri enerjinin korunumu ilkesiyle hesaplanır ve burada belirtilen kabule göre de taşınan elektromanyetik enerji düz bir hattadır. İki yüzey arasındaki

enerji akısının alanın yüzeyinin karesiyle orantılı olmasından dolayı, enerjinin korunumu

$$|\vec{E}(0)|^2 d\sigma_0 = |\vec{E}(l)|^2 d\sigma \quad (3.1)$$

şeklinde belirtilebilir.



Şekil 3.1: Astigmatik ışın tüpü

Geometrik açıdan düşünüldüğünde de

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_0} = \left| \frac{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)}{\rho_1 \rho_2} \right| \quad (3.2)$$

olduğu gözükmektedir. Her iki denklem bir arada düşünüldüğünde

$$|\vec{E}(l)| = |\vec{E}(0)| \sqrt{\left| \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)} \right|} \quad (3.3)$$

ifadesi elde edilebilir. Burada  $l$  yayılma doğrultusunda dikkate alınırken, eğrilik yarıçapları  $\rho_1$  ve  $\rho_2$ , şeklin içbükey veya dışbükey olmasına göre pozitif veya negatif

olabilir. Genlik ve fazı kapsayan toplam alan ifadesi Maxwell denklemlerinin asimptotik çözümüyle

$$|\vec{E}(l)| = |\vec{E}(0)| \sqrt{\left| \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + l)(\rho_2 + l)} \right|} e^{-j(kl - m\frac{\pi}{2})} \quad (3.4)$$

şeklinde elde edilebilir. Burada  $m$ , ışının  $O$ 'dan  $l$ 'ye geçişi sırasında geçtiği kostik sayısını göstermektedir. Örneğin Şekil 3.1'de 3-4 ile gösterilen kostiğin sağ tarafındaki kısım için  $m = 0$ , 1-2 ile 3-4 arasındaki bölge için  $m = 1$  ve 1-2 hattının sol tarafındaki bölge için  $m = 2$  olarak alınır. Dalganın soldan sağa doğru gittiği varsayıldığında  $l$ ,  $O$ 'nun sağ tarafında pozitif, sol tarafında ise negatif durumdadır. GO alanın sonsuz olduğu durumlarda hesaplama için yeterli olmamaktadır.

Bu durumda iki konudan özellikle bahsedilebilir. Bunların ilki  $\rho_1$  ve  $\rho_2$ 'nin  $\infty$ 'a ıraksadığı durumda  $l$  değeri de  $s$  ile gösterildiğinde

$$\vec{E}(s) = \vec{E}(0) e^{-jks} \quad (3.5)$$

ifadesi elde edilebilir ki bu, aynı zamanda pozitif yönde ilerleyen düzlemsel dalganın sonucudur.  $E(0)$  sabit fazlı düzlemdeki değer iken,  $s$  de referans düzlemden uzaklıktır.

Küresel dalga ise bir diğer önemli noktadır. Bunda da  $\rho_1 = \rho_2 = \rho$  olur ve

$$\vec{E}(s) = \vec{E}(0) \left| \frac{\rho}{\rho + s} \right| e^{-j(ks - m\frac{\pi}{2})} \quad (3.6)$$

Referans noktasının kostiğe yaklaştığı ve  $\rho \rightarrow 0$  sonucunda oluşan  $\rho \vec{E}(0) \rightarrow \vec{A}_s$  değeriyle

$$\vec{E}(s) = \vec{A}_s \frac{1}{s} e^{-jks} \quad (3.7)$$

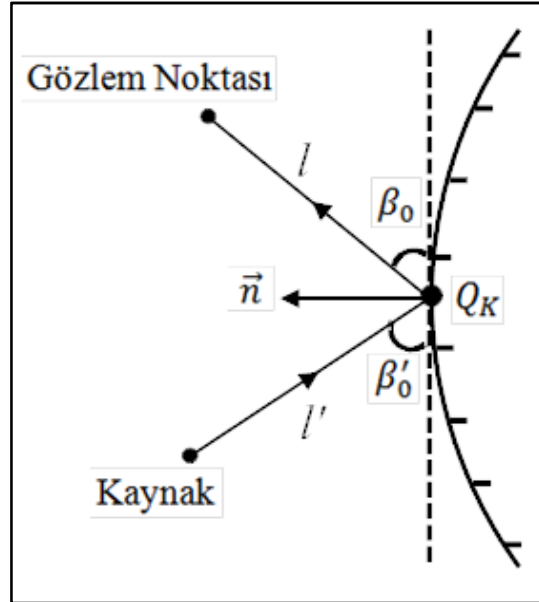
ifadesine ulaşılabilir ki küresel dalga sonucu formundadır. Burada hiç kostikten geçilmediği için  $m = 0$  alınır.

### 3.2. Kırınımın Geometrik Teorisi (GTD)

Geometrik optik yönteminde yansıyan alanlar için çözüm bulunurken kırınan alanları bu yöntemle bulmak mümkün değildir. Kırınan alanları bulmak için Kırınımın Geometrik Teorisi Keller tarafından geliştirilmiştir (Keller 1962). Bir yüzeyin kenar (ya da köşe) noktasına gelen elektrik alanın kırınım ifadesi Şekil 3.2'deki geometri için

$$\vec{E}^d(s) = [\vec{E}^i(Q_K)] \overline{D} \vec{A}(\rho_c, l) e^{-jkl} \quad (3.8)$$

Őeklinededir. Burada  $[\vec{E}^i(Q_K)] \overline{D}$  değeri  $Q_K$ 'ya çok yakın bir noktadaki kırınan alan ile doğru orantılıdır:



Şekil 3.2: Kavisli kenar kırınım geometrisi

$$\lim_{\rho'_c \rightarrow 0} \vec{E}^d(0') \sqrt{\rho'_c} = [\vec{E}^i(Q_K)] \bar{D} \quad (3.9)$$

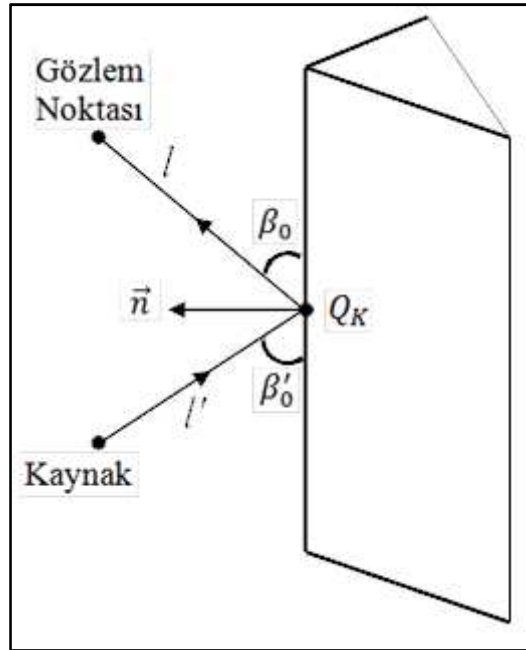
(3.8) no'lu denklemde yer alan “ $\bar{D}$ ” diyardik kırınım katsayısını, “ $e^{-jkl}$ ” faz faktörünü belirtmek için kullanılmıştır.  $\bar{A}(\rho_c, l)$  ise mekânsal zayıflama katsayısıdır ve

$$\bar{A}(\rho_c, l) = \sqrt{\frac{\rho_c}{l(\rho_c + l)}} \quad (3.10)$$

şeklinde gösterilir. Düz bir kenar için kaynak kırınım noktası arası mesafe “ $l'$ ” ve gözlem ile kırınım noktası “ $l$ ” olmak üzere kırınan alan ifadesi

$$\vec{E}^d(s) = [\vec{E}^i(Q_K)] \bar{D} \bar{A}(l', l) e^{-jkl} \quad (3.11)$$

olarak ifade edilmektedir. Düz kenar kırınım geometrisi Şekil 3.3'te gösterilmiştir.



Şekil 3.23: Düz kenar kırınım geometrisi

(3.10) no'lu denklemdeki mekânsal zayıflama katsayısı farklı tür dalgalar için

$$A(l', l) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{l}} (\text{düzlemsel / konik}) \\ \frac{1}{\sqrt{q}}, q = l \sin \beta_0 (\text{silindirik}) \\ \sqrt{\frac{l'}{l(l+l')}}; (l \gg l' \text{ için}) \cong \sqrt{\frac{l'}{l}} (\text{küresel}) \end{cases} \quad (3.12)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Kırınım katsayısı, yansıyan alan sınırında ve gölge sınırında sonsuza ıraksamaktadır ve bu problemi gidermek için Kırınımın Üniform Teorisi metodu geliştirilmiştir.

### 3.3. Kırınımın Üniform Teorisi (UTD)

GTD'deki kırınım katsayılarını sonsuza ıraksatan (paydayı 0'a yakınsatan) değerleri üniform hale getirmek için Fresnel integraliyle çarpılması gerekir. Kouyoumjian ve Pathak tarafından yapılan tanımlamaya göre (Kouyoumjian ve Pathak 1974) bu çarpım sonunda diyalik kırınım katsayısı

$$D_{s,h} = \frac{-e^{-j\frac{\pi}{4}}}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta'} \left\{ \left( \cot\left(\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n}\right) F[kLa^+(\phi - \phi')] + \cot\left(\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n}\right) F[kLa^-(\phi - \phi')] \right) \right. \\ \left. + \left( \cot\left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kLa^+(\phi + \phi')] + \cot\left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kLa^-(\phi + \phi')] \right) \right\} \quad (3.13a)$$

olarak bulunabilir. Bu ifadede  $L$ , gelen alanın kaynağına (düzlemsel, küresel dalga... vb) bağlı bir fonksiyon olup



$$L = \begin{cases} l \sin^2 \phi' (\text{düzlemsel}) \\ \frac{\rho \rho'}{\rho + \rho'} (\text{silindirik}) \\ \frac{l' l \sin^2 \phi'}{l + l'} (\text{konik / küresel}) \end{cases} \quad (3.13b)$$

eşittir. (Burada  $l, l', \rho, \rho'$  uzaklık parametreleridir). F ise Fresnel integrali olup

$$F(Q) = -j2\sqrt{Q}e^{-jQ} \int_{\sqrt{Q}}^{\infty} e^{jx^2} dx \quad (3.13c)$$

şeklinde gösterilebilir. (3.13a) no'lu denklemde gösterilen  $a^+(a^-)$  fonksiyonu ise

$$a^\pm(\eta) = 2\cos^2 \left[ \frac{1}{2}(2n\pi N^\pm - \eta) \right] \quad (3.13d)$$

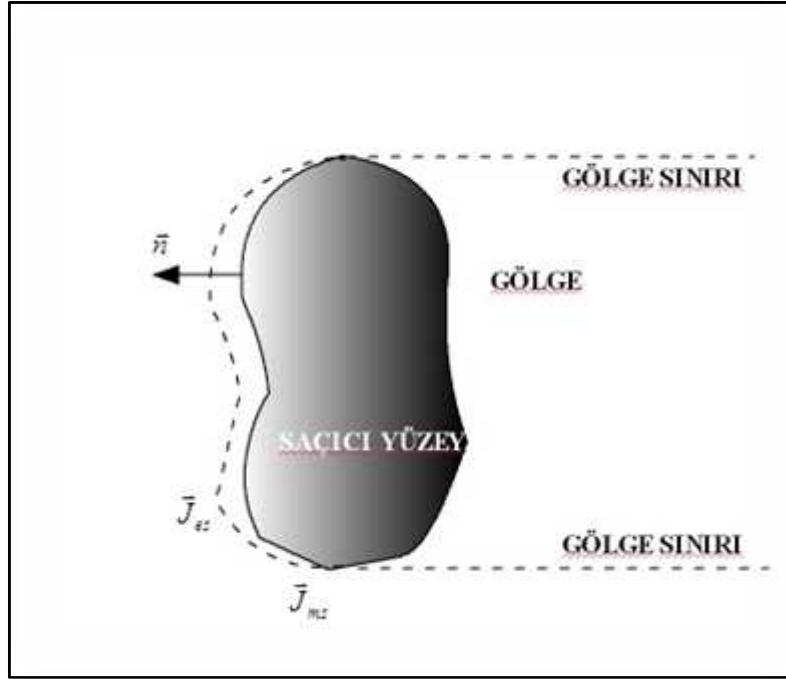
şeklinde olup  $N^\pm, 2n\pi N^+ - \eta = \pi$  ve  $2n\pi N^- - \eta = -\pi$  şartlarını  $\eta = \phi \pm \phi'$  ile birlikte sağlayan bir pozitif ve negatif iki farklı değeri olan bir tamsayıdır.

### 3.4. Fiziksel Optik (PO)

Fiziksel Optik (PO), herhangi bir şekilden saçılan alanların hesabı için çokça kullanılan bir metottur ve GO'ya göre avantajlı frekansa bağlı değişiklik gösterebilmesidir. Yüzey akımına fiziksel optik yaklaşımı

$$\vec{J}(\vec{r}') = \begin{cases} 2\vec{n} \times \vec{H}_i & \text{aydınlanmış bölgede} \\ 0 & \text{gölge bölgesinde} \end{cases} \quad (3.14)$$

şeklindedir.



**Şekil 3.4:** Saçıcı bir yüzey üzerinde indüklenen PO akımı

Burada aydınlatılmış ve gölgeli bölgeler ışın optiği kullanılarak belirlenirken  $\vec{H}_i$  gelen manyetik alanı belirtmek için kullanılmıştır. Sadece uzak bölgedeki kaynaklar dikkate alındığı için gelen alan düzlem, ışınlar da birbirine paralel olarak kabul ediliyor. Burada, saçılan elektrik alan bileşeni için

$$\vec{E}^s(s) = -\frac{jkZ_0}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S'} \vec{J}(\vec{r}') e^{jk\vec{r} \cdot \vec{r}'} dS' \quad (3.15)$$

ifadesi yazılabilir. Yüzey akımına Fiziksel Optik yaklaşımı uygulanırsa

$$\vec{E}^s(s) = -\frac{jkZ_0}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S'} 2\vec{n} \times \vec{H}_i(\vec{r}') e^{jk\vec{r} \cdot \vec{r}'} dS' \quad (3.16)$$

haline gelir. Burada manyetik alan bileşeni ise  $\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$  Maxwell-Faraday denklemi kullanılarak

$$\vec{H}^s(s) = \frac{jk}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{S'} ((2\vec{n} \times \vec{H}_i(\vec{r}')) \times \vec{s}) e^{jk\vec{r} \cdot \vec{r}'} dS' \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $\vec{s}$  yüzeyin normal birim vektörüdür.

### 3.5. Kırınımın Fiziksel Teorisi

Kırınımın Fiziksel Teorisi, Ufimtsev tarafından saçılma problemleri için geliştirilmiştir (Ufimtsev 1971). Bu yöntemde Fiziksel Optik akımlarının üzerine ek akımlar eklenmiş ve böylece kesin çözüme ulaşılmıştır. Literatürdeki kesin çözümü bulunan geometrik şekiller (Örneğin yarım düzlem) için yüzey akımından ( $\vec{J}$ ) PO akımı ( $\vec{J}_{PO}$ ) çıkarılarak düzeltici (fringe) akım ( $\vec{J}_f$ ) elde edilmiştir.

$$\vec{J} - \vec{J}_{PO} = \vec{J}_f \quad (3.18)$$

Bir diğer deyişle  $\vec{J}_f$ , PO akımına düzeltme faktörü olarak eklenmektedir ve böylece saçıcı üzerindeki gerçek akım elde edilmektedir. PO akımı yüzeye teğet olan düzlemden türetilirken,  $\vec{J}_f$  de yüzeyin düzlemden sapması sonucu ortaya çıkan akım olarak açıklanabilir.

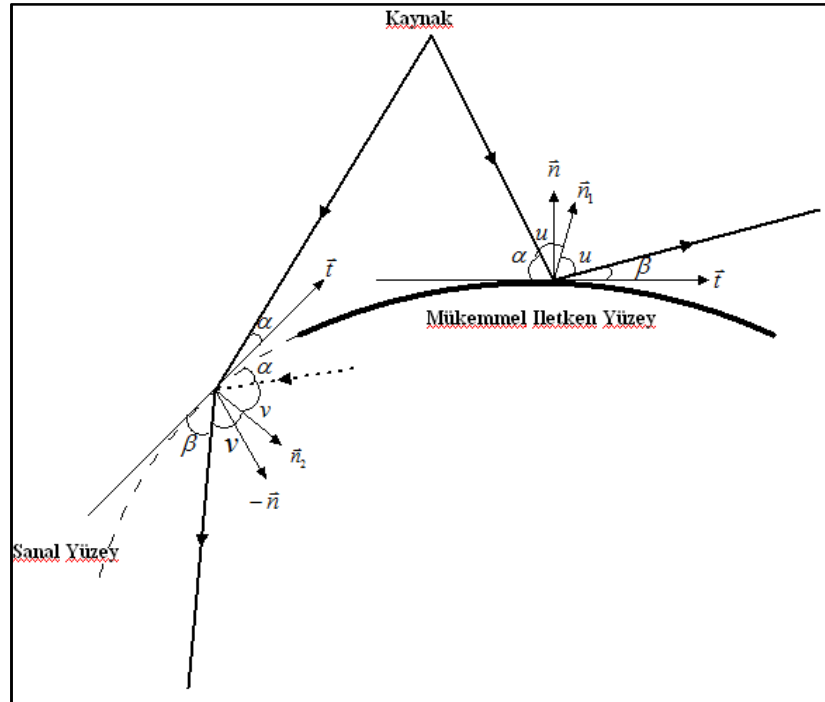
Düzlemsel dalga olarak düşünüldüğünde, aydınlanan yüzey üzerinde oluşan akımın PO'dan kaynaklanan kısmının büyüklüğü sabittir. Bu sebeple bu kısma üniform kısmı denilebilir. Düzeltici akımın ( $\vec{J}_f$ ) büyüklüğü ise yüzey üzerinde sabit değildir. Bu yüzden saçıcı akımına toplam akımın üniform olmayan kısmı da denilebilir. Buna bağlı olarak da üniform olmayan kısım aracılığıyla oluşan elektrik alan için “kenar dalga” tabiri kullanılmaktadır.

### 3.6. MTPO Yaklaşımı

Bu metodun açıklanması için rastgele bir geometri seçilmiştir.  $S_1$  mükemmel iletken yüzey,  $S_2$  ise sanal bir yüzeydir. MTPO için üç adet genel kural mevcuttur (Umul, 2004).

Fiziksel optik (PO) metoduna göre  $S_1$  yüzeyi üzerine gelen elektrik alan vasıtasıyla bir elektrik akımı meydana gelir ve yansıyan ve yansıyan alana bağlı kırınan alanlar elde edilir. Ancak gelen alana bağlı kırınan alan bu metot ile hesaplanamaz. Bu sebeple MTPO'da ikinci bir sanal yüzey ( $S_2$ ) öngörülür. Eşdeğer Kaynak Teoremi ile bu yüzeyde denk akım bulunur ve  $S_2$  yüzeyindeki integral denklemiyle gelen alana bağlı kırınan alan değerlerine ulaşılır.  $S_1$  yüzeyi üzerinde indüklenen akımın bulunabilmesi için toplam manyetik alan ( $H_t$ ) değeri kullanılır.

$$\vec{J}_{es} = \vec{n}_1 \times \vec{H}_t \Big|_{S_1} \quad (3.19)$$



Şekil 3.5: Mükemmel iletken yüzey ve sanal devamından saçılan alanlar

Sanal yüzey ( $S_2$ ) üzerinde tanımlanan akımlar ise

$$\vec{J}_{es} = \vec{n}_2 \times \vec{H}_i \Big|_{S_2} \quad (3.20a)$$

$$\vec{J}_{ms} = -\vec{n}_2 \times \vec{E}_i \Big|_{S_2} \quad (3.20b)$$

şeklinde formülize edilebilir.

Yansıma ve iletim açıları ( $\beta$ ) yüzeylerin ( $S_1, S_2$ ) koordinatlarına bağlı değişkenlerdir.

Birim vektörleri ( $\vec{n}_1$  ve  $\vec{n}_2$ ) yansıyan (iletilen) ve gelen alanlar arasında kalan açığı iki eşit parçaya bölen vektörlerdir. Formülü ise  $S_1$  için  $\vec{n}_1 = \cos(u + \alpha)\vec{t} + \sin(u + \alpha)\vec{n}$  ve  $S_2$  için  $\vec{n}_2 = \cos(v + \alpha)\vec{t} - \sin(v + \alpha)\vec{n}$  şeklindedir. Burada  $\alpha$ , gelen alan ile yüzey arasında kalan açı olup  $\vec{t}$  ve  $\vec{n}$  ise sırasıyla tanjant ve normal birim vektörlerini simgelemektedir.

Toplam elektrik alan değerinin bileşenleri  $\vec{E}_t = \vec{E}_{is} + \vec{E}_{rs}$  şeklindedir ki burada gelen ve yansıyan alana bağlı elektrik alan

$$\vec{E}_{is} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \iint_{S_w} \vec{n}_2 \times \vec{H}_i \Big|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} dS' + \iint_{S_2} \nabla \times (\vec{n}_2 \times \vec{E}_i \Big|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2}) dS' \quad (3.21a)$$

$$\vec{E}_{rs} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \iint_{S_1} \vec{n}_1 \times \vec{H}_i \Big|_{S_1} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} dS' \quad (3.21b)$$

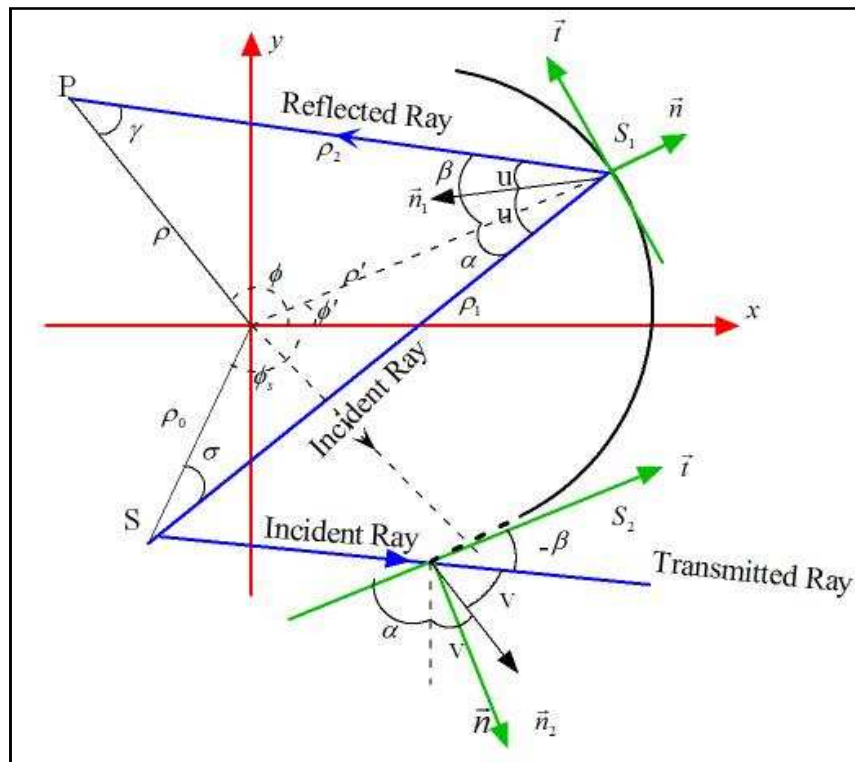
olurken manyetik alan ise

$$\vec{H}_{is} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_w} \nabla \times (\vec{n}_2 \times \vec{H}_i \Big|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2}) dS' + \frac{j\omega\epsilon}{4\pi} \iint_{S_2} \vec{n}_2 \times \vec{E}_i \Big|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} dS' \quad (3.22a)$$

$$\vec{H}_{rs} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} \nabla \times (\vec{n}_1 \times \vec{H}_t \Big|_{S_1} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1}) dS' \quad (3.22b)$$

olarak gösterilebilir. Toplam manyetik alan da  $\vec{H}_t = \vec{H}_{is} + \vec{H}_{rs}$  olarak belirtilebilir:

### 3.6.1. Mükemmel İletken Silindirik Yüzeyden Saçılan Alanların Hesabı



Şekil 3.6: Kaynağın kesiti ve silindirik yüzeyden saçılım geometrisi

Bu kısımda MTPO ile z eksenine paralel olarak yerleştirilmiş, sonsuz uzunluktaki ve merkezi odak noktasında bulunan mükemmel iletken silindirik yüzeyden saçılan alanlar incelenecektir. Şekil 3.6'da gelen alan incident ray, yansıyan alan reflected ray, iletilen alan ise transmitted ray olarak gösterilmiştir. z eksenine paralel çizgisel bir kaynaktan yayılan elektrik alan denklemi

$$\vec{E}_i = -\frac{\omega\mu_0 I}{4} H_0^{(2)}(k\rho_1) \vec{e}_z \quad (3.23)$$

şeklinde alınabilir. Burada  $H_0^{(2)}(k\rho_1)$  ikinci dereceden Hankel fonksiyonudur. Bu değeri manyetik alan değerine çevirmek için  $\nabla \times \vec{E}_i = -j\omega\mu_0\vec{H}_i$  Maxwell-Faraday eşitliği kullanılabilir. Böylece gelen manyetik alan vektörü

$$\vec{H}_i = H_i(\sin\alpha\vec{e}_\rho + \cos\alpha\vec{e}_\phi) \quad (3.24)$$

şeklinde ifade edilebilir. (3.20a) ve (3.20b) denklemleri ve Şekil 3.6'daki gösterimden de anlaşılacağı üzere yansıyan manyetik alan  $\vec{H}_r = H_i(-\sin\beta\vec{e}_\rho + \cos\beta\vec{e}_\phi)$  şeklinde gösterilebilir. Bu durumda toplam manyetik alan da

$$\vec{H}_t = \vec{H}_r + \vec{H}_i = H_i(\sin\alpha\vec{e}_\rho + \cos\alpha\vec{e}_\phi - \sin\beta\vec{e}_\rho + \cos\beta\vec{e}_\phi) \quad (3.25)$$

olarak elde edilebilir. Gelen alandaki ışının kaynaktan yüzeye dek aldığı yol ise yine Şekil 3.6'da da görüleceği üzere  $\rho_1 = [\rho'^2 + \rho_0^2 - 2\rho'\rho_0 \cos(\phi' - \phi_s)]^{1/2}$  olarak yazılabilir.  $S_1$  yüzeyinde indüklenen akım ise

$$\vec{J}_{es} = -\vec{e}_z 2\vec{H}_i \cos\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) \quad (3.26)$$

olarak elde edilebilir. Sanal yüzeyde indüklenen diğer akım yoğunlukları ise

$$\vec{J}_{es} = \vec{e}_z \vec{H}_i \cos v \quad (3.27a)$$

$$\vec{J}_{ms} = -E_i [\vec{e}_\rho \sin(v + \alpha) - \vec{e}_\phi \cos(v + \alpha)] \quad (3.27b)$$

şeklinde hesaplanabilir ki burada gelen ve yansıyan alanlar arasında kalan açı  $v = \frac{\pi}{2} - \frac{\alpha - \beta}{2}$  şeklinde yazılabilir. Yüzey elemanı ise (E-1.3) no'lu denklemde gösterildiği üzere  $dS' = a d\phi' dz'$  şeklinde bulunur ki burada silindirin yarı çapı  $\rho' = a$  'dır.

Green fonksiyon yardımıyla,

$$\int_{z=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} dz' = \int_{z'=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2j} \int_{\zeta=-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(\sqrt{k^2 - \zeta^2} \rho_1) e^{-j\zeta(z-z')} d\zeta dz' \quad (3.28)$$

denklemini integrali çözmek için kullanılabilir (Sarnık ve Yalçın, 2010).

$\int_{z'=-\infty}^{\infty} e^{j\zeta z'} dz' = 2\pi\delta(\zeta)$  özelliği kullanıldığında Green fonksiyonu

$$\int_{z=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} dz' = \frac{\pi}{j} H_0^{(2)}(k\rho_1) \quad (3.29)$$

halinde sadeleştirilebilir. Bu ifade (3.21a) ve (3.21b) denklemlerinin kullanılmasıyla toplam saçılan alan

$$\begin{aligned} \vec{E}_s = \vec{E}_{is} + \vec{E}_{rs} = -\vec{e}_z \frac{k^2 Z_0 I a}{8} & \left( \int_{\phi'=-\phi_0}^{\phi_0} \cos\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) H_0^{(2)}(k\rho_1) H_0^{(2)}(k\rho_2) d\phi' \right. \\ & \left. + \int_{\phi'=\phi_0}^{-\phi_0} \sin\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) H_0^{(2)}(k\rho_1) H_0^{(2)}(k\rho_2) d\phi' \right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

şeklinde bulunabilir. Hankel fonksiyonunun Debye asimptotik açılımı (Bayrakçı, 1991)

$$H_0^{(2)}(k\nu) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-jk\nu + j(\pi/4)}}{\sqrt{k\nu}} \quad (3.31)$$

ile toplam saçılan alan

$$\vec{E}_s = -\vec{e}_z \frac{kZ_0 I a}{4\pi} \left[ \int_{\phi'=-\phi_0}^{\phi_0} \cos\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) \frac{e^{-jk(\rho_1 + \rho_2)}}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}} d\phi' + \int_{\phi'=\phi_0}^{-\phi_0} \sin\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) \frac{e^{-jk(\rho_1 + \rho_2)}}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}} d\phi' \right] \quad (3.32)$$

haline çevrilebilir. Böylece MTPO ile elde edilen integral ifadesi



$$I_s = \int_{x'=-\infty}^{\infty} f(x')e^{-jk\psi(x')} dx' \quad (3.33)$$

formunda elde edilir. Burada genlik fonksiyonu  $f(\phi')$  sinüzoidal çarpan, faz fonksiyonu  $\psi(\phi')$  ise  $(\rho_1 + \rho_2)$  ile temsil edilebilir. Faz fonksiyonu denklemini açıldığında Şekil 3.6'daki açı ve uzaklık değerleri kullanılarak

$$\psi(\phi') = \rho_1 + \rho_2 = \rho_0 \cos \sigma + \rho' \cos \alpha + \rho \cos \gamma + \rho' \cos \beta \quad (3.34)$$

sonucuna ulaşılır. Faz fonksiyonunun  $\phi'$ 'e göre türevi alındığında

$$\psi'(\phi') = -\rho_0 \sin \sigma \frac{d\sigma}{d\phi'} - \rho' \sin \alpha \frac{d\alpha}{d\phi'} - \rho \sin \gamma \frac{d\gamma}{d\phi'} - \rho' \sin \beta \frac{d\beta}{d\phi'} \quad (3.35)$$

denklemini elde edilebilir. Açı değerleri ise yine Şekil 3.6 vasıtasıyla

$$\sigma = \pi \pm \phi_s \mp \phi' - \alpha \quad \gamma = \pi \mp \phi_s \pm \phi' - \beta \quad (3.36)$$

şeklinde belirtilebilir. Sinüs teoremi

$$\frac{\rho_0}{\sin \alpha} = \frac{a}{\sin \sigma} \quad (3.37a)$$

$$\frac{\rho}{\sin \beta} = \frac{a}{\sin \gamma} \quad (3.37b)$$

eşitlikleri yazılabilir. Açı bağlantıları faz fonksiyonunun türevi denkleminde (3.35) yerine koyulursa, faz fonksiyonunun türevi

$$\psi'(\phi') = a \sin \alpha - a \sin \beta \quad (3.38)$$

haline gelir. Bu eşitlik  $\alpha = \beta$  noktasında 0'a eşit olur ki bu durumda da (3.33) no'lu eşitliğin faz fonksiyonunun Taylor Serisi açılımındaki ikinci terim de 0'a eşit olur.

Köşe kırınımında ise

$$\alpha = \alpha_e \quad \beta = \beta_e \quad \phi'_e = \phi_0 \quad (3.39)$$

büyüklikleri kullanılır. Kırınan alanı hesaplamak için

$$\vec{E}_d \approx \mp \vec{e}_d \frac{1}{jk} \frac{f(x')}{\psi'(x')} e^{-jk\psi(x')} \quad (3.40)$$

eşitliği kullanılır (James 1976). Bu denklemde  $f(x')$  genlik,  $\psi(x')$  faz fonksiyonu olarak ele alınır.  $\vec{e}_d$  ise kırınan alanın birim vektörüdür. Burada eksi ve artı değerler sırasıyla üst ve alt limitleri simgelemektedir. Bu ifade kenar-noktası tekniğinin (edge-point technique) türetilmiş bir halidir ve çarpanlar sırasıyla yansıyan ve gelen alana bağlı kırınan alan terimleri için

$$f(\phi_0) = \frac{-jkZ_0 I a}{4\pi} \frac{\cos\left(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2}\right)}{\sqrt{l_0 l_1}} \quad (3.41a)$$

$$f(\phi_0) = \frac{-jkZ_0 I a}{4\pi} \frac{\sin\left(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2}\right)}{\sqrt{l_0 l_1}} \quad (3.41b)$$

şeklinde bulunabilir. Faz fonksiyonu ve türevi ise sırasıyla

$$\psi(\phi_0) = l_0 + l_1 \quad (3.42a)$$

$$\psi'(\phi_0) = a(\sin \alpha_e - \sin \beta_e) \quad (3.42b)$$

şeklinde belirtilebilir ki burada şekil 3.6 yardımıyla köşe noktaları için

$$l_0 = \rho_0 \cos \sigma + a \cos \alpha_e \quad l_1 = \rho \cos \gamma + a \cos \alpha_e \quad (3.43)$$

eşitlikleri hesaplanabilir. Toplam kırınan alan

$$\vec{E}_d = \vec{E}_{id} + \vec{E}_{rd} = \vec{e}_z \frac{Z_0 I}{8\pi} \left( \frac{1}{\sin(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2})} - \frac{1}{\cos(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2})} \right) \frac{e^{-jk(l_0+l_1)}}{\sqrt{l_0 l_1}} \quad (3.44)$$

şeklinde hesaplanabilir. Buna göre kenar kırınım alanı ifadesi paydada sinüzoidal terim bulundurmaktadır (Yalçın 2007). Bu noktada kırınan alan değerinin  $\sin(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2}) \rightarrow 0$  ve  $\cos(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2}) \rightarrow 0$  noktalarında sonsuza ıraksadığı görülebilir.

Kırınan alan değerindeki süreksizlik geçiş noktalarında oluşmaktadır.  $\alpha_e = \beta_e$  eşitliğinin sağlandığı nokta yansıma sınır noktasıyken,  $\alpha_e = \pi - \beta_e$  eşitliği ise gölge sınırı değeridir. Kırınan alan ifadesinde paydayı 0 yapan noktalar sebebiyle oluşan süreksizliği gidermek için “detour parametre” metodu kullanılır (Yalçın 2009, Yalçın 2010). Detour parametresi

$$\xi_{i,r} = -\sqrt{\psi_{i,r} - \psi_d} \cdot \quad (3.45)$$

şeklinde belirtilebilir. Fresnel fonksiyonu detour parametre cinsinden

$$\widehat{F}(\hat{\xi}_i) = F(|\xi_i|) \operatorname{sgn}(\xi_i) = \frac{e^{-j\xi_i^2 - j\pi/4}}{2\sqrt{\pi}\xi_i} \quad (3.46a)$$

$$\widehat{F}(\hat{\xi}_r) = F(|\xi_r|) \operatorname{sgn}(\xi_r) = \frac{e^{-j\xi_r^2 - j\pi/4}}{2\sqrt{\pi}\xi_r} \quad (3.46b)$$

olarak yazılabilir (Yalçın 2011). Burada  $\widehat{F}(\xi_{i,r})$  ifadesi ise

$$\widehat{F}(\xi_{i,r}) = \frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_{\xi_{i,r}}^{\infty} e^{-jt^2} dt \quad (3.47)$$

şeklinde belirtilebilir. (3.44) no'lu denklem yeniden yazılırsa

$$\vec{E}_d = \vec{E}_{id} + \vec{E}_{rd} = \vec{e}_z \frac{kZ_0 I}{8\pi} \frac{1}{\sin(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2})} \frac{e^{-jkl_0} e^{-jkl_1}}{\sqrt{kl_0} \sqrt{kl_1}} - \vec{e}_z \frac{kZ_0 I}{8\pi} \frac{1}{\cos(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2})} \frac{e^{-jkl_0} e^{-jkl_1}}{\sqrt{kl_0} \sqrt{kl_1}} \quad (3.48)$$

haline dönüştürülebilir. Bu ifadeyi Fresnel fonksiyonuna ( $\xi_{i,r}$ ) dönüştürme ise

$$\begin{aligned} \vec{E}_d = \vec{E}_{id} + \vec{E}_{rd} = \vec{e}_z \frac{kZ_0 I}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-jkl_0(2\sin^2\frac{\alpha_e - \beta_e}{2} + \cos(\alpha_e - \beta_e))}}{2\sqrt{\pi}\sqrt{2kl_0} \sin(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2})} \frac{e^{-jkl_1}}{\sqrt{kl_1}} \\ - \vec{e}_z \frac{kZ_0 I}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-jkl_0(2\cos^2\frac{\alpha_e + \beta_e}{2} - \cos(\alpha_e + \beta_e))}}{2\sqrt{\pi}\sqrt{2kl_0} \cos(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2})} \frac{e^{-jkl_1}}{\sqrt{kl_1}} \end{aligned} \quad (3.49)$$

(3.46a) ve (3.46b) cinsinden yazma ile sağlanabilir. Böylece, Fresnel fonksiyonunun argümanları

$$\xi_i = \sqrt{2kl_1} \sin\left(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2}\right) \quad (3.50a)$$

$$\xi_r = \sqrt{2kl_1} \cos\left(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2}\right) \quad (3.50b)$$

şeklinde elde edilebilir. Yukarıda açıklanan işlemler sonunda

$$\vec{E}_d = \vec{E}_{id} + \vec{E}_{rd} = \vec{e}_z \frac{kZ_0 I e^{j\frac{\pi}{4}}}{2\sqrt{2\pi}} \frac{e^{-jkl_0}}{\sqrt{kl_0}} \left[ e^{-jkl_1 \cos(\alpha_e - \beta_e)} F(\xi_i) - e^{jkl_1 \cos(\alpha_e + \beta_e)} F(\xi_r) \right] \quad (3.51)$$

uniform ifadeler bulunabilir (Yalçın ve Sarnık 2013)

### 3.6.2. Mükemmel İletken Parabolik Yüzeyden Saçılan Alanları Hesabı

Mükemmel iletken parabolik yüzeyde saçılan alanları bulmak için öncelikle MTPO integrali oluşturulacaktır. Gelen alan

$$\vec{E}_i = \vec{e}_z E_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \quad (3.52)$$

olarak tanımlanabilir. Burada  $E_0 = e^{j(\pi/4)} \frac{\omega\mu_0 I_0}{2\sqrt{2\pi}}$  eşitliği kullanılmıştır. Bu değeri manyetik alan değerine çevirmek için  $\nabla \times \vec{E}_i = -j\omega\mu_0 \vec{H}_i$  eşitliği kullanılabilir. Bu eşitlikten

$$-\vec{e}_\phi E_0 \frac{-jke^{-jk\rho} \sqrt{k\rho} - e^{-jk\rho} \frac{k}{\sqrt{k\rho}}}{k\rho} = -j\omega\mu_0 \vec{H}_i \quad (3.53)$$

ifadesi elde edilebilir. Eşitliğin sol tarafındaki kısımda yer alan 2. terim ihmal edilirse

$$-\vec{e}_\phi E_0 \frac{ke^{-jk\rho} \sqrt{k\rho}}{k\rho} = \omega\mu_0 \vec{H}_i \quad (3.54)$$

şekline dönüşür.

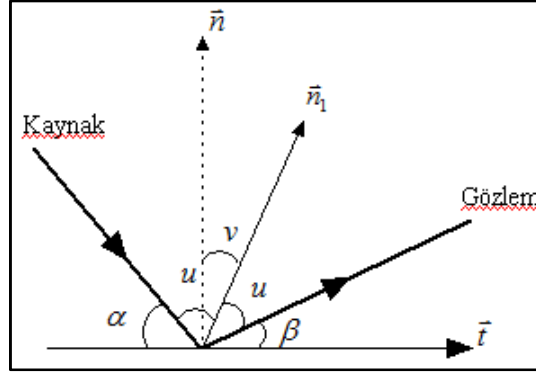
$$k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \quad (3.55)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (3.56)$$

denklemleri yardımıyla  $-\vec{e}_\phi E_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \frac{\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}{\omega\mu_0} = \vec{H}_i$  yazılır ve

$$-\vec{e}_\phi \frac{E_0}{Z_0} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} = \vec{H}_i \quad (3.57)$$

manyetik alan ifadesine ulaşılır. Mükemmel iletken yüzeylerdeki  $\vec{n}_1 \times (\vec{E}_i + \vec{E}_r) = 0$  ve yansıma olayının  $\rho$ 'ya göre zıt doğrultuda olmasından ötürü yansıyan manyetik alan  $\vec{H}_r$ 'nin  $\vec{H}_i$ 'ye eşit olduğu görülebilir ve  $\vec{H}_t = 2\vec{H}_i$  değeri bulunabilir.



Şekil 3.7: Yüzeyden yansıyan alanın geometrik gösterimi

Genel normal vektörü

$$\vec{n} = -\cos \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\rho + \sin \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\phi \quad (3.58)$$

ve teğet vektörü

$$\vec{t} = \sin \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\rho + \cos \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\phi \quad (3.59)$$

şeklinde belirtilebilir. Noktasal normal vektörü ise  $\vec{n}_1 = \sin \nu \vec{t} + \cos \nu \vec{n}$  formülüyle açıklanabilir. Yerine yazma metodu ile:

$$\vec{n}_1 = \sin v \left( \sin \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\rho + \cos \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\phi \right) + \cos v \left( -\cos \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\rho + \sin \frac{\phi'}{2} \vec{e}_\phi \right) \quad (3.60)$$

$$\vec{n}_1 = -\cos\left(v + \frac{\phi'}{2}\right) \vec{e}_\rho + \sin\left(v + \frac{\phi'}{2}\right) \vec{e}_\phi \quad (3.61)$$

ifadesi hesaplanabilir. Şekil 3.7'ye göre  $\frac{\alpha - \beta}{2} = v$  ifadesi  $\vec{n}_1$  için yerine yazılırsa

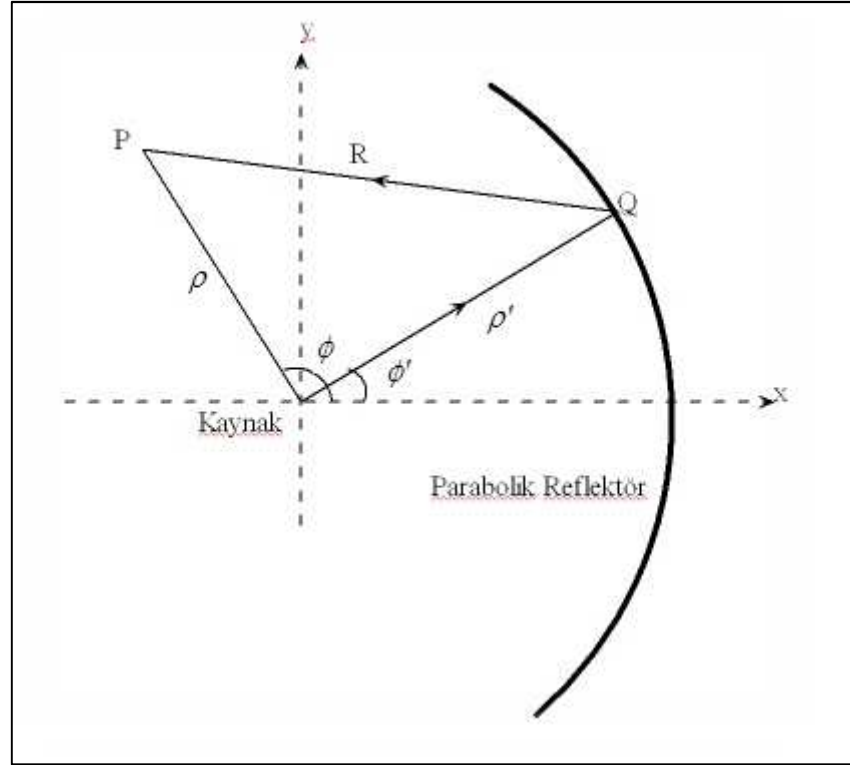
$$\vec{n}_1 = -\sin\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) \vec{e}_\rho + \cos\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) \vec{e}_\phi \quad (3.62)$$

ifadesine ulaşılabilir.

Yansıyan alana bağlı saçılan alan ifadesi genel olarak (3.21b) no'lu denklem yerine yazılırsa,

$$\vec{E}_{rs} = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_{z'=-\infty}^{\infty} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} (\vec{n}_1 \times \vec{H}_t) \Big|_{S_2} \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{kR}} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} d\phi dz' \quad (3.63)$$

şeklinde belirtilebilir.



**Şekil 3.8:** Parabolik reflektörden saçılma

(3.28), (3.29) ve (3.31) no'lu denklemlerin kullanılmasıyla yansıyan alana bağlı saçılan alan ifadesi

$$\vec{E}_{rs} = -\frac{\omega\mu_0}{4} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} (\vec{n}_1 \times \vec{H}_1) \Big|_{s_2} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} \left( \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-jkR+j(\pi/4)}}{\sqrt{kR}} \right) d\phi \quad (3.64)$$

haline dönüştürülebilir. (3.57) ve (3.62) no'lu denklemler yerine yazılarak elde edilen indüklenen akım değeri denklemde yerine yazıldığında ifade önce

$$\vec{E}_{rs} = -\frac{\omega\mu_0}{4} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-jkR+j(\pi/4)}}{\sqrt{kR}} \left( -\sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right) \vec{e}_\rho + \cos\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right) \vec{e}_\phi \right) \times (-\vec{e}_\phi) \frac{2E_0}{Z_0} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} d\phi \quad (3.65)$$

halinde yazılabilir. İntegral içi vektör çarpımı sonrası



$$\vec{E}_{rs} = -\vec{e}_z \frac{\omega\mu_0}{4} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{-jkR+j(\pi/4)}}{\sqrt{kR}} \left( \sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right) \frac{2E_0}{Z_0} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \right) d\phi \quad (3.66)$$

halini alır. Gerekli sadeleştirmeler sonrasında ise

$$\vec{E}_{rs} = -\vec{e}_z \frac{kE_0 e^{j(\pi/4)}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{kR}} \left( \sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right) \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \right) d\phi \quad (3.67)$$

haline gelir. Gelen alana bağlı saçılan alan ifadesi ise (3.21a) no'lu denklem kullanılarak çözümlür.

$$\begin{aligned} \vec{E}_{is} = & -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_{z'=-\infty}^{\infty} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \left( \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \vec{e}_\rho + \cos\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \vec{e}_\phi \right) \times \left( -\vec{e}_\phi \frac{E_0}{Z_0} \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \right) \Bigg|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} dS \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{z'=-\infty}^{\infty} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \nabla \times \left( \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \vec{e}_\rho + \cos\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \vec{e}_\phi \right) \times \left( \vec{e}_z E_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \right) \Bigg|_{S_2} \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} dS \end{aligned} \quad (3.68)$$

Bu ifadede 2. terim

$$\nabla \times \left( -\vec{e}_\phi \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) E_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} + \vec{e}_\rho \cos\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) B E_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \right) = \vec{e}_z \frac{jk \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) E_0 e^{-jk\rho}}{2\sqrt{k\rho}} \quad (3.69)$$

haline getirilebilir. (3.28), (3.29), (3.31) ve (3.68) no'lu denklemler kullanılarak gelen alana bağlı saçılan alan

$$\vec{E}_{is} = \vec{e}_z \frac{E_0 k e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{kR}} d\phi' \quad (3.70)$$

şeklinde elde edilebilir. Gelen ve saçılan alanların toplamı ise

$$\bar{E}_s = \bar{e}_z E_0 \left[ \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} + \frac{ke^{j(\pi/4)}}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\phi_0}^{\phi_0} \left( \sin\left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right) - \sin\left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right) \right) \frac{e^{-jk\rho'}}{\sqrt{k\rho'}} \frac{e^{-jkR}}{\sqrt{kR}} \frac{\rho'}{\cos(\phi'/2)} d\phi \right] \quad (3.71)$$

şeklinde belirtilebilir. Bu durumda faz fonksiyonu

$$g(\phi') = R + \rho' \quad (3.72)$$

şeklinde bulunur. Şekil 3.8 yardımıyla

$$R = -\rho' \cos(\alpha + \beta) + \rho \cos \gamma \quad (3.73)$$

yazılabilir ve faz fonksiyonu

$$g(\phi') = \rho \cos \gamma + \rho' [1 - \cos(\alpha + \beta)] \quad (3.74)$$

haline gelir. Şekil 3.8'deki gözlem noktasındaki açı  $\gamma$ , gelen alan ile yansıyan yüzey arasındaki açı  $\alpha$  ve yansıyan alan ile yüzey arasındaki açı  $\beta$  olarak tanımlanırsa

$$\gamma + \phi - \phi' = \alpha + \beta \quad (3.75)$$

bağlantısı bulunur. Bu ifadenin türevi ise

$$\frac{d\gamma}{d\phi'} - 1 = \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \quad (3.76)$$

şeklinde dir. Faz fonksiyonunun türevi alındığında

$$\frac{dg(\phi')}{d\phi'} = -\rho \sin \gamma \frac{d\gamma}{d\phi'} + \frac{d\rho'}{d\phi'} [1 - \cos(\alpha + \beta)] + \rho' \sin(\alpha + \beta) \left( \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \right) \quad (3.77)$$

eşitliği elde edilir. Ek-2'de yer alan (E-2.6) eşitliği kullanılarak

$$\rho' = \frac{2f}{1 + \cos \phi'} = \frac{f}{\cos^2 \frac{\phi'}{2}} \quad (3.78)$$

yazılabilir.  $\phi'$ 'e göre türev alındığında

$$\frac{d\rho'}{d\phi'} = \frac{-2f(-\sin \phi')}{(1 + \cos \phi')^2} \quad (3.79)$$

olur. Gerekli düzenlemeler yapıldığında

$$\frac{d\rho'}{d\phi'} = \rho' \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \quad (3.80)$$

değerine ulaşılır. Sinüs teoremine göre

$$\frac{\rho}{\sin(\alpha + \beta)} = \frac{\rho'}{\sin \gamma} \quad (3.81)$$

eşitliği yazılabilir ve buna bağlı

$$\rho \sin \gamma = \rho' \sin(\alpha + \beta) \quad (3.82)$$

denklemi bulunabilir. (3.74), (3.75), (3.77) ve (3.82) no'lu denklemler bir arada düşünüldüğünde faz fonksiyonunun türevi

$$\begin{aligned} \frac{dg(\phi')}{d\phi'} &= -\rho' \sin(\alpha + \beta) \left( \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} + 1 \right) \\ &+ \rho' \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} [1 - \cos(\alpha + \beta)] + \rho' \sin(\alpha + \beta) \left( \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \right) \end{aligned} \quad (3.83a)$$

olur. Bu eşitlik sadeleştirildiğinde

$$\frac{dg(\phi')}{d\phi'} = \rho' \left( \frac{\cos \alpha - \cos \beta}{\sin \alpha} \right) \quad (3.83b)$$

şeklinde elde edilebilir. Bu değerin 0'a eşitlenmesi için gerekli şart  $\cos \alpha_s = \cos \beta_s$ 'dir. Dolayısıyla açılar arasında  $\alpha_s = \pm \beta_s$  bağıntısı bulunmaktadır. Yansıyan alan için:  $\alpha_s = \beta_{sr}$ , iletilen alan için ise  $\alpha_s = -\beta_{st}$  eşitlikleri gereklidir. Faz fonksiyonunun ikinci türevi hesaplanmak istendiğinde:

$$\frac{d^2 g(\phi')}{d\phi'^2} = \frac{d}{d\phi'} \left( \frac{\rho'}{\sin \alpha} \right) (\cos \alpha - \cos \beta) + \frac{\rho'}{\sin \alpha} \left( -\sin \alpha \frac{d\alpha}{d\phi'} + \sin \beta \frac{d\beta}{d\phi'} \right) \quad (3.84)$$

eşitliği yazılabilir. Bu ifadede gerekli düzenlemeler yapılarak

$$\begin{aligned} \frac{d^2 g(\phi')}{d\phi'^2} &= \frac{\rho' \cos^2 \alpha - \rho' \cos \alpha \cos \beta - \rho' \cos^2 \alpha \frac{d\alpha}{d\phi'}}{\sin^2 \alpha} \\ &+ \frac{\rho' \cos \alpha \cos \beta \frac{d\alpha}{d\phi'} - \rho' \sin^2 \alpha \frac{d\alpha}{d\phi'} + \rho' \sin \beta \sin \alpha \frac{d\beta}{d\phi'}}{\sin^2 \alpha} \end{aligned} \quad (3.85)$$

eşitliğine ulaşılabilir. Stasyonier faz noktasındaki değer ise ( $\alpha_s = \beta_{sr}$ ) olduğundan:

$$\frac{d^2 g(\phi')}{d\phi'^2} = -\rho' \left( \frac{d\alpha}{d\phi'} - \frac{d\beta}{d\phi'} \right) \quad (3.86)$$

haline gelir.  $\alpha$  ve  $\beta$  'nın  $\phi'$  'ye göre türevini almak için öncelikle (3.82) no'lu denklemin türevi alınması gerekir.

$$\rho \cos \gamma \frac{d\gamma}{d\phi'} = \rho' \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \sin(\alpha + \beta) + \rho' \cos(\alpha + \beta) \left( \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \right) \quad (3.87)$$

İlgili dönüşümler yapıldığında

$$\frac{\rho'}{R} - 1 = \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \quad (3.88)$$

ifadesi elde edilebilir. Burada

$$\frac{\phi'}{2} = \frac{\pi}{2} - \alpha \quad (3.89)$$

ifadesinin de türevi alınırsa

$$\frac{d\alpha}{d\phi'} = -\frac{1}{2} \quad (3.90a)$$

$$\frac{d\beta}{d\phi'} = \frac{\rho'}{R} - \frac{1}{2} \quad (3.90b)$$

eşitliklerine ulaşılır. (3.90a) ve (3.90b) no'lu ifadeler denklemler (3.86) no'lu denklemden yerine yazılırsa faz fonksiyonunun ikinci türevi

$$\frac{d^2 g(\phi')}{d\phi'^2} = \frac{\rho'^2}{R} \quad (3.91)$$

halinde bulunur. Faz fonksiyonunun Taylor Serisi açılımı

$$g(\phi') = g(\phi'_s) + \frac{1}{2!} g''(\phi'_s)(\phi' - \phi'_s)^2 + \dots \quad (3.92)$$

şeklinde yazılabilir. Bu serinin sadece ilk 3 terimi dikkate alınıp diğer terimler ihmal edildiğinde

$$g(\phi') = l + l_0 + \frac{1}{2!} \frac{l_0^2}{l} (\phi' - \phi'_s)^2 \quad (3.93)$$

eşitliğine ulaşılabilir. Elektrik alan ifadesi stasyoner faz yöntemi ile

$$\vec{E}_r = f(\phi'_s) e^{-jkg(\phi'_s)} \int_{\phi'=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{jk}{2!} g''(\phi'_s)(\phi' - \phi'_s)} d\phi' \quad (3.94)$$

halinde yazılabilir. (3.93) ve (3.94) no'lu denklemler bir arada yazıldığında

$$\vec{E}_r = f(\phi'_s) e^{-jk(l+l_0)} \int_{\phi'=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{jk l_0^2}{2! l} (\phi' - \phi'_s)^2} d\phi' \quad (3.95)$$

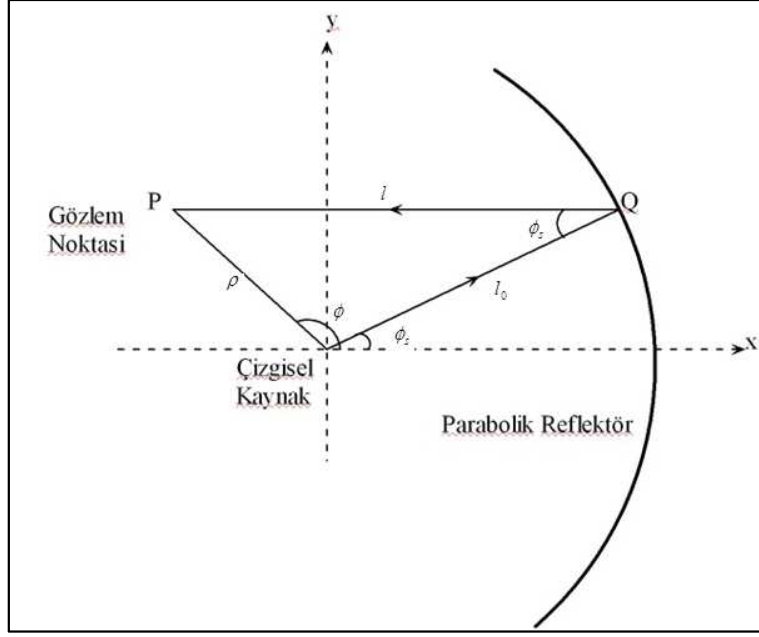
ifadesine ulaşılabilir.  $\int_{\phi'=-\infty}^{\infty} e^{-\frac{(z-z')^2}{2\sigma^2}} dz' = \sqrt{2\pi}\sigma$  şeklindeki Poisson integrali kullanılarak

elektrik alan ifadesi  $z - z' = \phi' - \phi'_s$  ve  $jk g''(\phi'_s) = \frac{1}{\sigma^2}$  şeklinde yerine konularak

bulunabilir:  $jk \frac{l_0^2}{l} = \frac{1}{\sigma^2}$  ve dolayısıyla  $\frac{\sqrt{l}}{l_0 \sqrt{jk}} = \sigma$  eşitliği yardımıyla integral ifadesi

$$\frac{\sqrt{2\pi l}}{l_0 \sqrt{jk}} = \sqrt{2\pi}\sigma \quad (3.96)$$

halinde bulunabilir.



Şekil 3.9: Stasyoner faz noktasında yansıma

Genlik fonksiyonu ise

$$f(\phi') = \frac{e^{j(\pi/4)} E_0 \sqrt{l_0}}{\sqrt{2\pi} \sqrt{l}} \quad (3.97)$$

şeklinde hesaplanabilir. Yansıyan elektrik alan ifadesi ise

$$\vec{E}_{rs} = \vec{e}_z E_0 \frac{e^{-jkl_0}}{\sqrt{kl_0}} e^{-jkl} \quad (3.98)$$

haline dönüştürülebilir.

İletilen alan için stasyoner faz noktası  $\alpha_s = -\beta_s$  olarak bulunmuştur.

$$\frac{\rho' \cos \alpha_s \sin(\alpha_s + \beta_s) - \rho \cos \gamma \sin \alpha_s}{R \sin \alpha_s} = \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \quad (3.99)$$

ifadesi yardımıyla

$$\frac{-\rho \cos \gamma}{R} = \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'} \quad (3.100)$$

ifadesine ulaşılabilir. Semer noktasında  $\gamma = 0$  olduğu için  $\frac{-\rho}{R} = \frac{d\alpha}{d\phi'} + \frac{d\beta}{d\phi'}$  yazılabilir ve iletilen alan için faz fonksiyonunun ikinci türevi

$$\frac{d^2 g(\phi')}{d\phi'^2} = \frac{\rho\rho'}{R} \quad (3.101)$$

olarak bulunabilir. İletilen alanda  $\rho' = \rho_s$  ve  $R = R_s$  olarak yazılırsa genlik fonksiyonu

$$f(\phi') = -\frac{e^{j(\pi/4)} E_0 \sqrt{\rho_s}}{\sqrt{2\pi} \sqrt{R_s}} \quad (3.102)$$

olur. Faz fonksiyonu için ise  $jk \frac{\rho\rho_s}{R_s} = \frac{1}{\sigma^2}$  ve  $\frac{\sqrt{R_s}}{\sqrt{\rho\rho_s} \sqrt{jk}} = \sigma$  denklemlerine bağlı olarak integral değeri

$$\frac{\sqrt{2\pi} \sqrt{R_s}}{\sqrt{\rho\rho_s} \sqrt{jk}} = \sqrt{2\pi}\sigma \quad (3.103)$$

olur. İletilen elektrik alan değeri için

$$\vec{E}_{ts} = \vec{e}_z \frac{e^{j(\pi/4)} E_0 \sqrt{\rho_s}}{\sqrt{2\pi} \sqrt{R_s}} e^{-jk\rho} \frac{\sqrt{2\pi R_s}}{\sqrt{\rho\rho_s} \sqrt{jk}} \quad (3.104)$$

ifadesine ulaşılabilir. Gerekli sadeleştirmeler yapıldığında iletilen elektrik alan



$$\vec{E}_{ts} = \vec{e}_z E_0 \frac{e^{-jk\rho}}{\sqrt{k\rho}} \quad (3.105)$$

şeklinde bulunabilir.

Reflektörün köşelerindeki kırınan alan ifadesini bulmak için ise Şekil 3.8'deki  $Q$  noktası reflektörün köşesine taşınır ve  $Q_e$  olarak dikkate alınır,  $R$  değeri  $l_e$ ,  $\phi'$  değeri de  $\phi_e$  halinde belirtilebilir. Üçgende sinüs teoremi vasıtasıyla

$$\frac{l_e}{\sin(\phi - \phi_e)} = \frac{\rho}{\sin(\alpha_e + \beta_e)} \quad (3.106)$$

yazılabilir ki  $\beta_e = \sin^{-1} \frac{\rho \sin(\phi - \phi_e)}{l_e} - \alpha_e$  şekline dönüştürülebilir. Parabolün bir köşesi

( $\phi_0$ ) için kırınan alan değeri (E-3.3) no'lu denklemden yola çıkılarak (Umul, 2005)

$$\vec{E}_d(\phi_0) = \vec{e}_z \frac{E_0}{jk\sqrt{2\pi}\sqrt{\rho_e l_e}} \left[ \frac{\sin \alpha_e}{\cos(\phi'/2)} \frac{(\sin \frac{\beta_e + \alpha_e}{2} - \sin \frac{\beta_e - \alpha_e}{2})}{(\cos \alpha_e - \cos \beta_e)} \right] e^{-jk(\rho_e + l_e)} e^{j(\pi/4)} \quad (3.107)$$

şeklinde bulunabilir. (3.89) no'lu denkleme göre sadeleştirme yapılır ve ifade

$$\vec{E}_d = \vec{e}_z \frac{E_0}{k\sqrt{\rho_e l_e} 2\sqrt{2\pi}} \left[ \frac{1}{\sin \frac{\beta_e - \alpha_e}{2}} - \frac{1}{\sin \frac{\beta_e + \alpha_e}{2}} \right] e^{-jk(\rho_e + l_e)} e^{-j(\pi/4)} \quad (3.108)$$

haline getirilir. Burada köşe kırınım katsayısı,

$$D(\phi_0) = \frac{e^{-j(\pi/4)}}{2\sqrt{2\pi}} \left[ \frac{1}{\sin \frac{\beta_e - \alpha_{e,\phi_0}}{2}} - \frac{1}{\sin \frac{\beta_e + \alpha_{e,\phi_0}}{2}} \right] \quad (3.109a)$$

şeklinde (3.108) no'lu denklemden bulunabilir. Kırınım katsayısı, ikinci köşe için  $(-\phi_0)$  durumunda

$$D(-\phi_0) = \frac{e^{-j(\pi/4)}}{2\sqrt{2\pi}} \left[ \frac{1}{\sin \frac{\beta_e - \alpha_{e,-\phi_0}}{2}} - \frac{1}{\sin \frac{\beta_e + \alpha_{e,-\phi_0}}{2}} \right] \quad (3.109b)$$

şeklinde tanımlanabilir. Neticede toplam kırınan elektrik alan

$$\vec{E}_d = \vec{e}_z \frac{E_0 e^{-jk(\rho_e + l_e)}}{k\sqrt{\rho_e l_e}} [D(\phi_0) - D(-\phi_0)] \quad (3.110)$$

şeklinde ifade edilebilir.

(3.110) no'lu denklemden paydada yer alan sinüs faktörleri sebebiyle bazı değerler için sonsuza ıraksama görülebilir. Bunun için “detour parametre” yöntemi kullanılabilir.

$1 = 2\sin^2 \frac{x}{2} + \cos x$  trigonometrik eşitliğinden  $\phi_0$  köşe noktasındaki kırınan alan ifadesi

$$\vec{E}_d = \vec{e}_z \frac{E_0 e^{-j(\pi/4)} e^{-jk(\rho_e + l_e)}}{k\sqrt{\rho_e l_e} 2\sqrt{2\pi}} \left( \frac{e^{\left(2\sin^2 \frac{\beta_e - \alpha_e}{2} + \cos(\beta_e - \alpha_e)\right)}}{\sin \frac{\beta_e - \alpha_e}{2}} - \frac{e^{\left(2\sin^2 \frac{\beta_e + \alpha_e}{2} + \cos(\beta_e + \alpha_e)\right)}}{\sin \frac{\beta_e + \alpha_e}{2}} \right) \quad (3.111)$$

haline getirilebilir. Kırınan alan ifadesi sırasıyla gelen ve yansıyan alana bağlı olarak iki ayrı terim halinde belirtilirse

$$\vec{E}_{id} = \vec{e}_z \frac{E_0 e^{-jk(\rho_e + l_e)}}{\sqrt{kl_e}} \left( \frac{e^{-j(\pi/4)} e^{-jk\rho_e 2 \sin^2 \frac{\beta_e + \alpha_e}{2}}}{2\sqrt{\pi} \sqrt{2k\rho_e} \sin \frac{\beta_e + \alpha_e}{2}} \right) e^{\cos(\beta_e + \alpha_e)} \quad (3.112a)$$

$$\vec{E}_{rd} = \vec{e}_z \frac{E_0 e^{-jk(\rho_e + l_e)}}{\sqrt{kl_e}} \left( \frac{e^{-j(\pi/4)} e^{-jk\rho_e 2 \sin^2 \frac{\beta_e - \alpha_e}{2}}}{2\sqrt{\pi} \sqrt{2k\rho_e} \sin \frac{\beta_e - \alpha_e}{2}} \right) e^{\cos(\beta_e - \alpha_e)} \quad (3.112b)$$

şekline gelir. Buradan gelen ve yansıyan alana bağlı “detour parametre” değerleri

$$\xi_i = \sqrt{2k\rho_e} \sin\left(\frac{\beta_e - \alpha_e}{2}\right) \quad (3.113a)$$

$$\xi_r = \sqrt{2k\rho_e} \sin\left(\frac{\beta_e + \alpha_e}{2}\right) \quad (3.113b)$$

bulunabilir ve bu değerlerin kullanıldığı Fresnel integrali gelen ve yansıyan alana bağlı olarak

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

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

gösterilebilir (Yalçın 2009). Bu durumda kırınan alan ifadesi ( $\phi_0$ ) noktasında

$$\vec{E}_d(\phi_0) = \vec{e}_z \frac{E_0 e^{-jk(\rho_e + l_e)}}{\sqrt{kl_e}} \left( F(\xi_i) e^{\cos(\beta_e - \alpha_e)} - F(\xi_r) e^{\cos(\beta_e + \alpha_e)} \right) \quad (3.115)$$

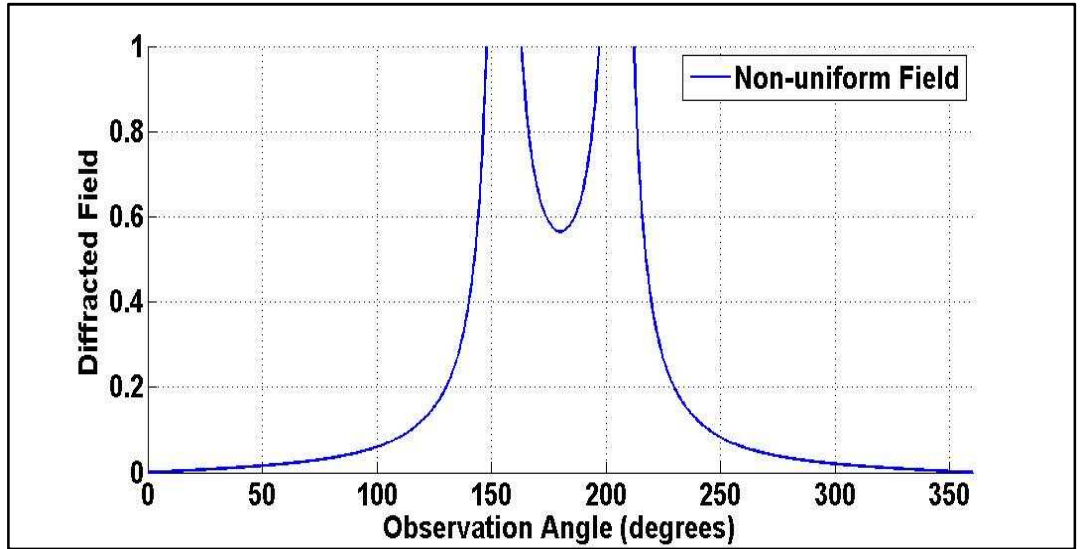
şeklinde bulunabilir. Diğer köşe noktası için de benzer işlemler yapılarak kırınan alan ifadesi ( $-\phi_0$ ) için çözüldüğünde  $\alpha_e = \frac{\pi}{2} + \frac{\phi_0}{2}$  olmak üzere yine (3.115) no’lu alan

ifadesine ulaşılabilir. Böylece bazı noktalarda oluşan tekillikler giderilmiş ve kırınan alan ifadesinin üniform hali bulunmuştur.

## 4. SAYISAL SONUÇLAR

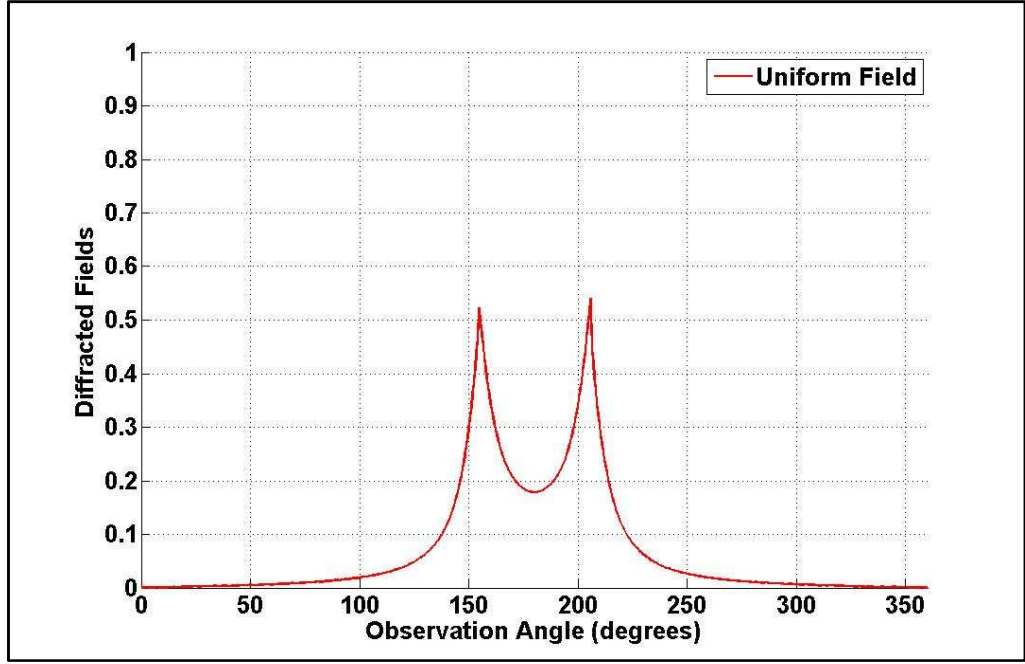
### 4.1. Mükemmel İletken Silindirik Yüzey

Mükemmel iletken silindirik yüzey için elde edilen kırınan alan ifadesi sayısal olarak MTPO metoduyla bulunan üniform olmayan sonuçlarla karşılaştırılacaktır. Öncelikle üniform olmayan alan (Non-uniform Field)  $\phi_0 = \frac{\pi}{7}$  değeri için analiz edildiğinde (Şekil 4.1), kırınan alanın (Diffracted Field)  $\phi = \frac{15\pi}{7}$  gözlem açısında (Observation Angle)  $\sin(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2}) \rightarrow 0$  olduğu için sonsuza ıraksadığı görülmektedir. Yine  $\phi = \frac{13\pi}{7}$  değeri için, üniform olmayan çözümün ikinci teriminde paydanın 0'a yakınsadığı ( $\cos(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2}) \rightarrow 0$ ) ve kırınan alanın sonsuza ıraksadığı gözlemlenebilir.



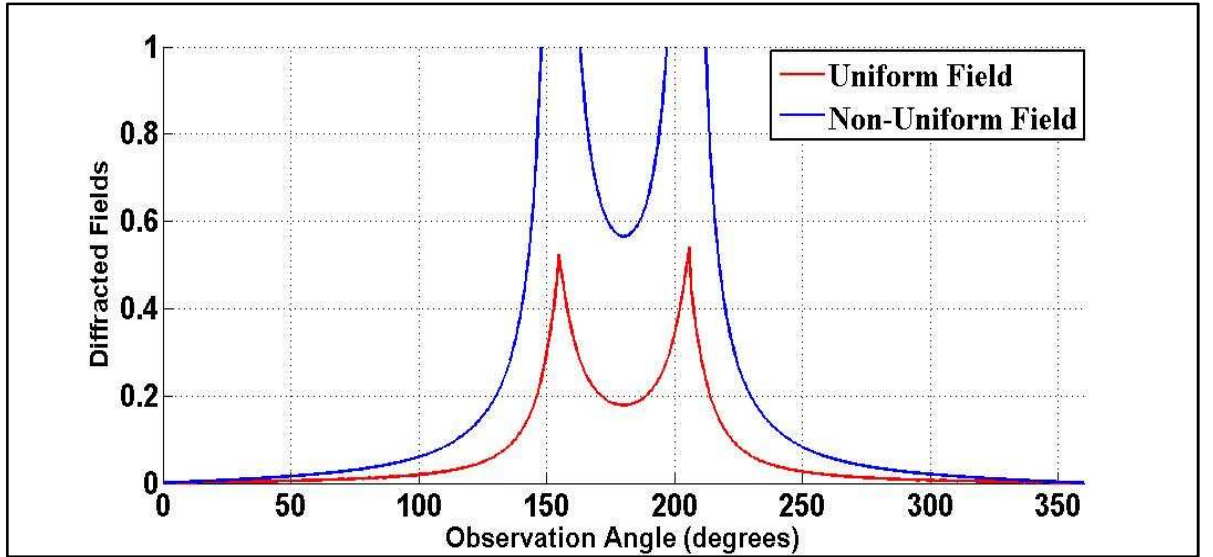
Şekil 4.1: Silindirik yüzeyden üniform olmayan saçılma ( $\phi_0 = \frac{\pi}{7}$ )

Şekil 4.2'de ise  $\phi_0 = \frac{\pi}{7}$  açısı için elde edilen üniform alan (Uniform Field) görülmektedir.

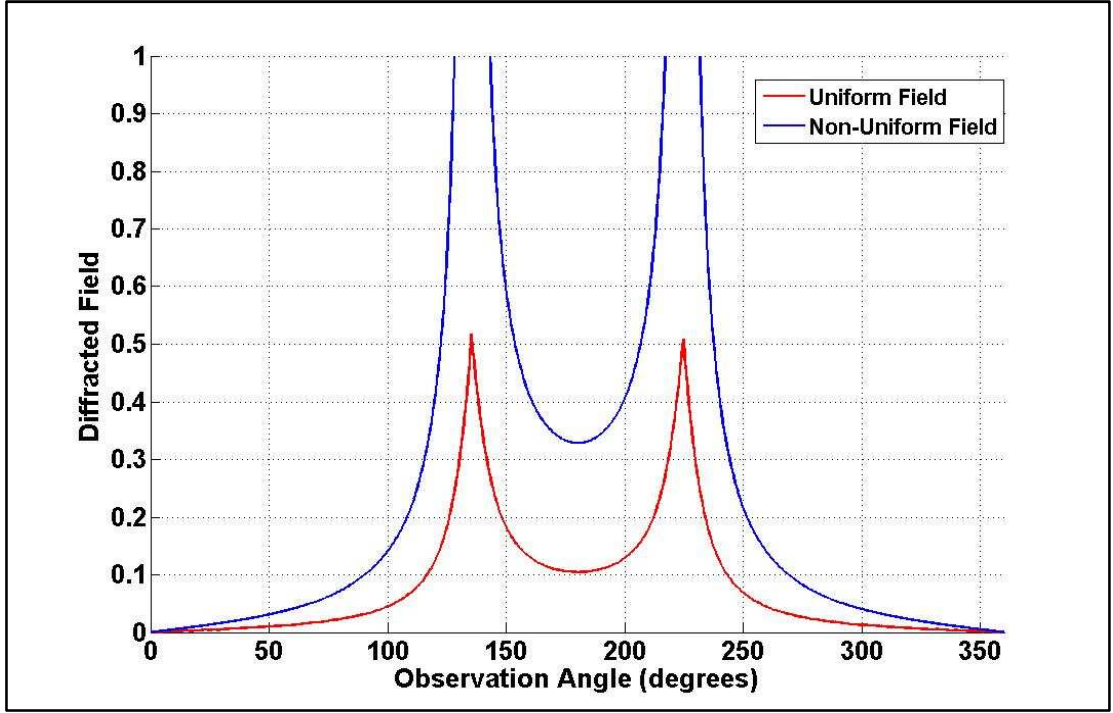


Şekil 4.2: Silindirik yüzeyden üniform saçılma ( $\phi_0 = \pi/7$ )

Elde edilen üniform ve literatürdeki üniform olmayan çözümlerin aynı geliş açısı göz önüne alınarak sayısal olarak karşılaştırılması şekil 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.3: Silindirik yüzeyden üniform ve üniform olmayan saçılma ( $\phi_0 = \pi/7$ )

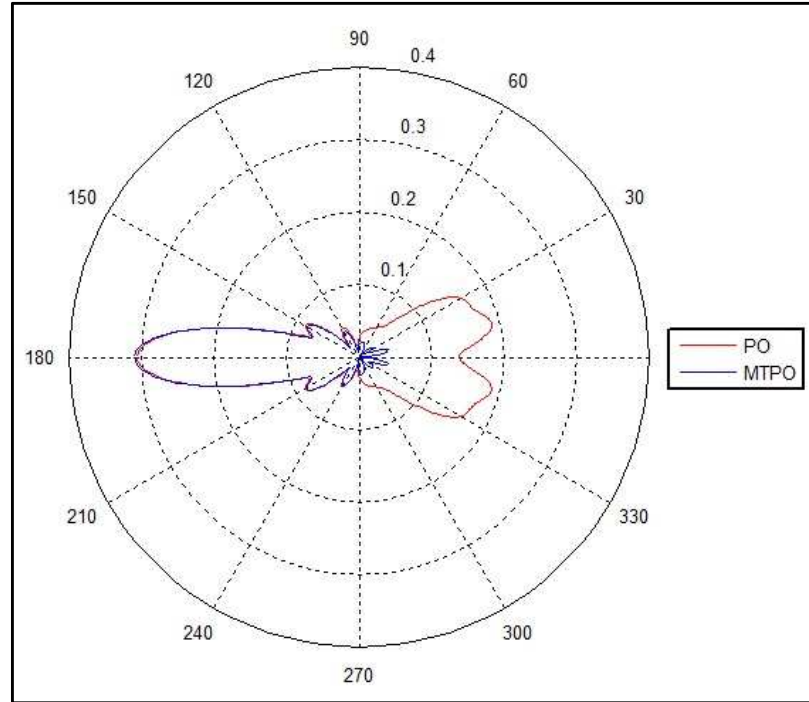


Şekil 4.4: Silindirik yüzeyden üniform ve üniform olmayan saçılma ( $\phi_0 = \pi/4$ )

Bu iki tipteki çözümün  $\phi_e = \frac{\pi}{4}$  noktasındaki sonuçlarının karşılaştırması yapıldığında (Şekil 4.4) üniform olmayan çözümde  $\phi = \frac{7\pi}{4}$  ve  $\phi = \frac{7\pi}{4}$  noktalarında sırasıyla  $\cos(\frac{\alpha_e + \beta_e}{2})$  ve  $\sin(\frac{\alpha_e - \beta_e}{2})$  terimlerinin 0'a yakınsadığı ve bu noktalarda kırınım alan değerinin sonsuza ıraksadığı görülmektedir. Üniform çözümde ise her noktada sonlu bir değere ulaşılmaktadır.

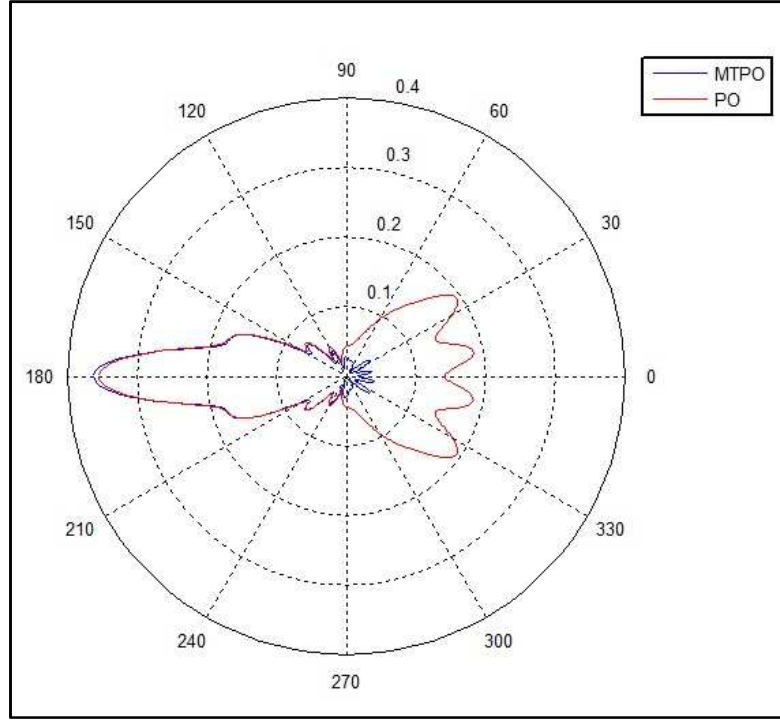
## 4.2. Mükemmel İletken Parabolik Yüzey

Mükemmel iletken parabolik yüzeyden yansıyan ve kırılan alanlar için elde edilen sonuçlar sayısal olarak Fiziksel Optik metoduyla bulunan sonuçlarla karşılaştırılacaktır. Her iki yöntemin saçılan ve kırılan alan ifadelerinin toplamı  $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$  değeri için Şekil 4.5'te bir arada verilmiştir. Verilen şekilde iki farklı yöntem için oluşan farkın sebebi MTPO yönteminde gelen alana bağlı kırılan alanlar hesaplanabildiği halde, Fiziksel Optik metodundan bu kısmın bulunamamasıdır. Ayrıca gözlem noktasının 0 ile  $\frac{\pi}{2}$  arasında ve  $\frac{3\pi}{2}$  ile  $2\pi$  arasında olduğu kısımlarda, yerel maksimum noktalarının aynı açı değerlerinde olduğu da görülmektedir.



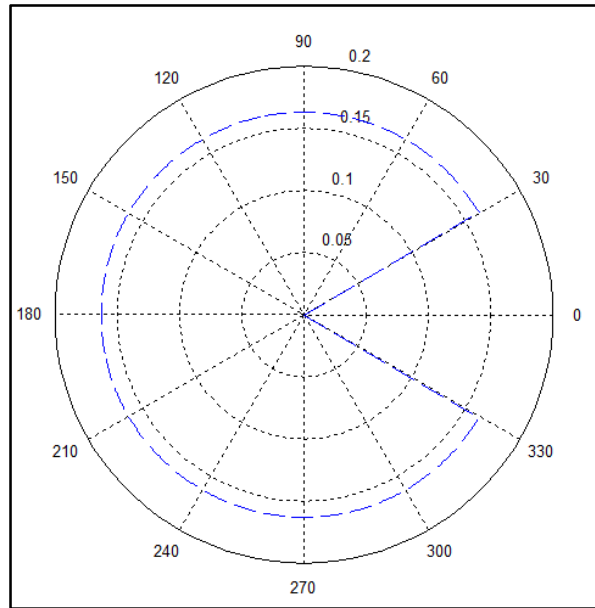
Şekil 4.5: Parabolik yüzey saçılımı (MTPO ve PO) ( $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$ )





**Şekil 4.6:** Parabolik yüzey saçılımı (MTPO ve PO) ( $\phi_0 = \pi/3$ )

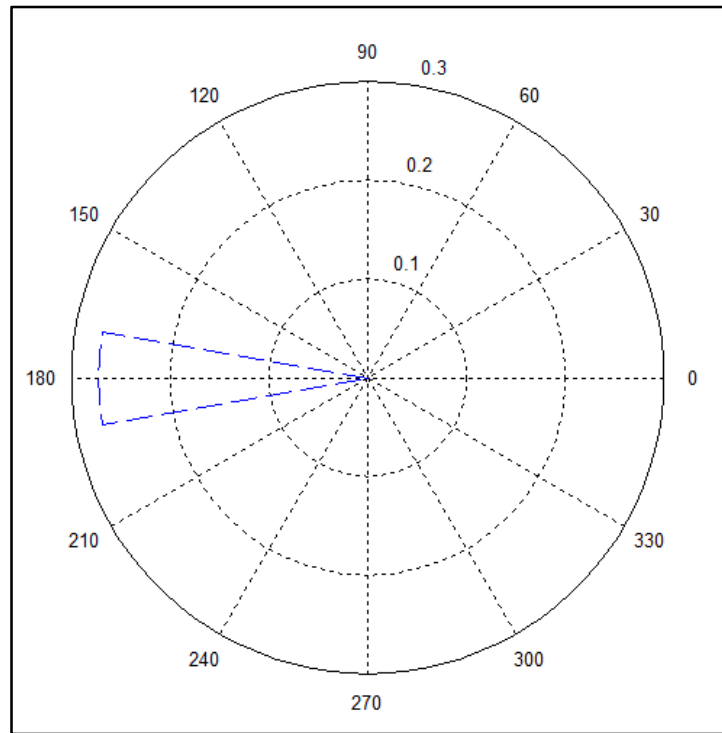
Benzer karşılaştırma  $\phi_0 = \pi/3$  değeri için yapıldığında ise şekil 4.6'daki grafik bulunabilir.



**Şekil 4.7:** Parabolik yüzey gelen alan ( $\phi_0 = \pi/6$ )

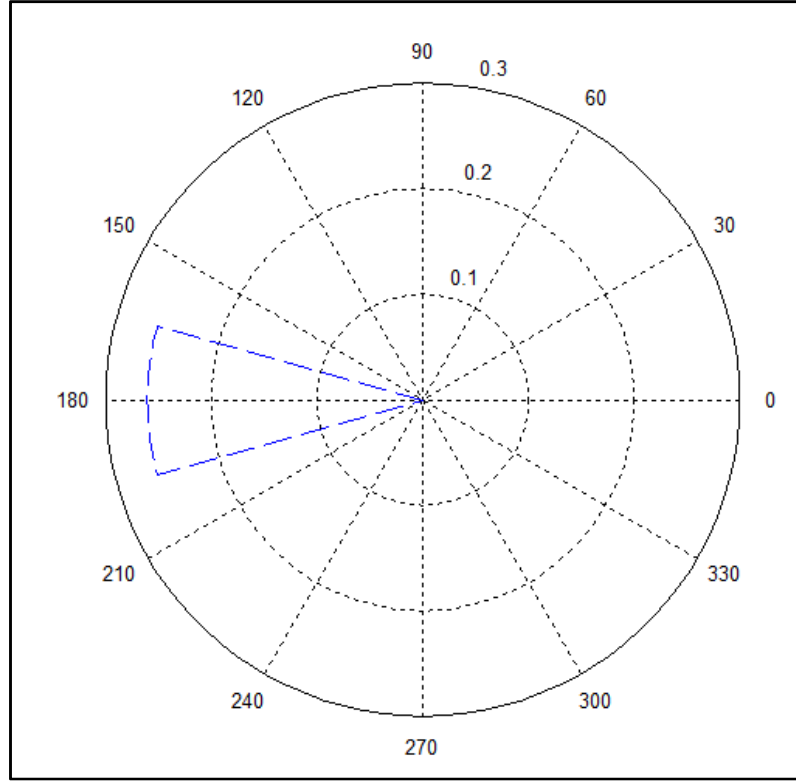
Gelen alan grafiği ifadesi ise  $\phi_0 = \frac{\pi}{6}$  değeri için şekil 4.7’de gösterildiği gibi  $-\phi_0$  ve  $\phi_0$  değerleri arasında 0 olup aydınlık bölgede sabittir.

Yansıyan alan grafiği ise  $\phi_0 = \frac{\pi}{6}$  değeri için şekil 4.8’deki gibidir. Yansıyan alan değeri  $\phi = \frac{-a \sin(\phi_0)}{\rho} + \pi$  ve  $\phi = \frac{-a \sin(-\phi_0)}{\rho} + \pi$  açıları arasında oluşur ve sabittir. Diğer kısımlarda ise 0’a eşittir.



**Şekil 4.8:** Parabolik yüzey yansıyan alan ( $\phi_0 = \frac{\pi}{6}$ )

Yansıyan alan grafiği  $\phi_0 = \frac{\pi}{4}$  için ise şekil 4.9’daki gibi elde edilir. Görüleceği üzere  $\phi_0$  açısı büyüdükçe yansıyan alanın oluştuğu alan da büyümektedir.



**Şekil 4.9:** Parabolik yüzey yansıyan alan ( $\phi_0 = \pi/4$ )

## 5. SONUÇ

Bu çalışmada mükemmel iletken (PEC) silindirik ve parabolik reflektörlerden saçılan üniform alanların hesabı “Değiştirilmiş Fiziksel Optik Yöntemi (MTPO)” ile yapılmıştır. Öncelikle MTPO yöntemi, integral denklemlerini oluşturmak için kullanılan üç temel aksiyomuyla birlikte izah edilmiştir.

MTPO yöntemi, ilk olarak mükemmel iletken silindirik yüzeyden saçılan alanların hesabı için uygulanmıştır. Bunun için MTPO ile elde edilen elektrik alan ifadesi genlik ve faz fonksiyonlarının çarpımı şeklinde yazılmış ve stasyonere faz noktasındaki yansıyan alan ifadesi bulunmuştur. Köşe noktalarında oluşan kırınan alan ifadesi ise “kenar nokta tekniği” (edge-point technique) kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen bu ifade bazı noktalarda sonsuza ıraksadığından (paydanın sıfıra yakınsaması) bu noktaları –ve dolayısıyla kırınan alan ifadesini- üniform hale getirmek için “detour parametresi” kullanılmıştır.

İkinci olarak ise MTPO ile mükemmel iletken parabolik yüzeyden saçılan alanların analizi yapılmıştır. Burada da silindirik yüzeye benzer şekilde yansıyan ve kırınan alan ifadeleri elde edilmiş ve elde edilen ifadelerin sonsuza ıraksadığı noktalarda üniform hale getirmek için yine “detour-parametresi” kullanılmıştır.

Son olarak, mükemmel iletken silindirik yüzeyde elde edilen üniform alan ifadeleri daha önce literatürde yer alan üniform olmayan sonuçlarla reflektörün farklı kesim açısı değerlerinde sayısal olarak karşılaştırılmıştır. Çıkan grafiklerde daha önceki sonuçlarda yer alan tekilliklerin giderildiği ve çalışmada ulaşılan sonucun üniform olduğu görülmüştür. Ayrıca tekil olmayan noktalardaki sonuçlar da birbiriyle örtüşmektedir. Mükemmel iletken parabolik yüzey için ise MTPO ve “Fiziksel Optik” yöntemleriyle elde edilen saçılan alan ifadeleri farklı açı değerleri için sayısal olarak karşılaştırılmıştır. Fiziksel Optik yönteminde hesaplanamayan “gelen elektrik alandan kaynaklanan kırınan elektrik alan” ifadesinin MTPO ile bulunduğu görülmüştür.

MTPO 2004 yılında geliştirilen yeni bir yöntemdir. Bugüne kadar bu yöntemle bazı problemler çözülmüştür. Bunun yanında çeşitli eğrisel yüzeylerden saçılma problemleri de bu yöntemle yakın gelecekte çözülebilir. Bu yüksek lisans tezinde anlatılan yöntem ve problem çözümleri anten uygulamaları, savaş uçakları ve görünmez uçak teknolojilerinde kullanılabilir.

## KAYNAKLAR

**Ahluwalia, D.S. 1970.** Uniform Asymptotic Theory of Diffraction by the Edge of a Three-Dimensional Body. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 18(3):287-301.

**Bayrakçı, H.E. 1991.** Lineer Sistemlerin Mühendislik Matematiği. Çağlayan Kitabevi, İstanbul, 336 pp.

**Balanis, C.A. 1982.** Antenna Theory: Analysis and Design. Harper and Row Publishers, Inc., New York, 790 pp.

**Born M., Wolf E. 1980.** Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press, United Kingdom, 952 pp.

**Burge, R.E., Yuan, X.C., Caroll, B.D. Fisher, N.E., Hall, T.J., Lester, G.A., Taket, N.D., Oliver, C.J. 1999.** Microwave scattering from dielectric wedges with planar surfaces: A diffraction coefficient based on a physical optics version of GTD. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 47: 1515-1527.

**Ghorbani A., Tajvidy A., Torabi E., Arablouei R. 2011.** A New Uniform Theory of Diffraction Based Model for Multiple Building Diffraction in the Presence of Trees. *Electromagnetics*, 3(31):127-146.

**Goto, J., 2003.** Interpretation of high frequency diffraction based upon PO. *Yüksek Lisans Tezi*, Tokyo Institute of Technology, Tokyo, Chap 3.

**Griesser, T., Balanis, C.A. 1985.** Backscatter analysis of dihedral corner reflectors using physical optics and physical theory of diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 35: 1137-1147.

**Hansen, R.C. 1981.** Geometrical Theory of Diffraction. IEEE Press, New York, 406 pp.

**Hyde, G. 1968.** Studies of the focal region of a spherical reflector: stationary phase evaluation. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 16: 646–656.

**Ishimaru, A. 1991.** Electromagnetic Wave Propagation, Radiation and Scattering. Prentice Hall, New Jersey, 637 pp.

**James, G.L. 1976,** Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves. IEE Peregrinus, Londra.

**Keller, J.B. 1962.** Geometrical theory of diffraction. *J.Opt. Soc. Of America*, 52:116-130.

**Kline, M., Kay, I.W. 1965.** Electromagnetic Theory and Geometrical Optics. Interscience Publishers, Inc, New York, 527 pp.

**Knott F.E. 1985.** The relationship between Mitzner's ILDC and Michaeli's equivalent currents. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 33:112-114.

**Kouyoumjian R.G., Pathak P.H. 1974.** A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface. *Proceedings of the IEEE*, 62(11):1448-1461.

**Lee, S.W. 1977.** Comparaison of uniform asymptotic theory and Ufimtsev's theory of electromagnetic edge diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 25:162-170.

**Luneburg, R.K. 1964.** Mathematical Theory of Optics. University of California Press, Berkeley, California, 448 pp.

**Maliuzhinets, G.D. 1958.** Excitation, reflection and emission of surface waves from a wedge with given face impedances. *Sov. Phys. Dokady.*, 3:752-755.

**Martinez-Burdalo, M., Martin, A., Villar, R. 1993.** Uniform PO and PTD solution for calculating plane wave backscattering from a finite cylindrical shell of arbitrary cross section. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 41:1336-1339.

**Murasaki, T., Ando, M. 1992.** Equivalent edge currents by the modified edge representation: physical optics components. *IEICE Trans on Electronics*, E75-C(5): 617-626.

**Michaeli, A. 1984.** Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 23: 252-258.

**Michaeli, A. 1995.** Incremental diffraction coefficients for the extended physical theory of diffraction. *IEEE Trans Antennas and Propagat.*, 43:732-734.

**Sakina, K., Cui, S., Ando, M. 2000.** Mathematical investigation of modified edge representation. 2000 IEEE AP-S URSI International Symposium, 16-21 Temmuz 2000, Salt Lake City-Utah, ABD.

**Sarnık, M., Yalçın, U. 2010.** Yutucu yarım düzlemin kenarından kırınan üniform alanların fiziksel optik yöntemiyle hesabı. *Cankaya University Journal of Science and Engineering*, 7(2): 95-104.

**Senior, T.B.A. 1952.** Diffraction by a semi infinite metallic sheet. *Proc. Roy. Soc.*, 213A: 436-458.

**Silver, S. 1949.** Microwaves Antenna Theory and Design. Mc Graw-Hill, New York, 636 pp.

**Sommerfeld, A. 1954.** Optics. Academic Press, New York, 383 pp.

**Stutzman, W.L., Thiele, G.A. 2013.** Antenna Theory and Design. John Wiley and Sons. New York, 820 pp.

**Taket, N.D., Burge, R.E. 1991.** A physical optics version of geometrical theory of diffraction. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 39:719-731.

**Ufimtsev, P.Y. 1971.** Method of edge waves in the Physical Theory of Diffraction. Foreign Tech. Div. Air Force Systems Command, USA, 223 pp.

**Umul, Y.Z., Yengel, E., Aydın A. 2003.** Comparison of physical optics integral and exact solution for cylinder problem. 2003 International Conference, 3-7 Aralık 2003. Bursa, Turkey.

**Umul, Y.Z. 2004.** Modified Theory of Physical Optics. *Optics Express*, Vol 12, No 20.

**Umul, Y.Z. 2005.** Diffraction by a black half plane: Modified theory of physical optics approach. *Optics Express*, Vol 13, No 19.

**Umul, Y.Z. 2008.** Scattering of a line source by a cylindrical parabolic impedance surface. *Journal Optical Society of America*, Vol 25, No 7.

**Volakis, J.L. 1986.** A uniform geometrical theory of diffraction for an imperfectly conducting half-plane. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 34:172-180.

**Yalçın, U. 2007.** Scattering from a cylindrical reflector: modified theory of physical optics solution. *Journal Optical Society of America*, Vol 24, No 2.

**Yalçın, U. 2009.** Uniform Scattered Fields Of The Extended Theory of Boundary Diffraction Wave for PEC Surfaces. *Progress in Electromagnetics Research M*, 7:29-39.

**Yalçın, U. 2010.** Investigation of Gaussian Beams Scattering with The Theory of the Boundary Diffraction Wave. *University of Uludağ Journal of the Faculty of Engineering and Architecture*, 15(2): 1-7.

**Yalçın, U. 2011.** Analysis of diffracted fields with the extended theory of the boundary diffraction wave for impedance surfaces. *Applied Optics*, 50(3):296-301.

**Yalçın, U., Sarnık, M. 2013.** Uniform diffracted fields from a perfectly conducting reflector with modified theory of physical optics. *The Scientific World Journal*, 2013 (Article ID: 195402): 1-6.



## EKLER

**EK-1:** Silindirik yüzeyde birim yüzey elemanı hesabı

**EK-2:** Parabolik yüzeyde odağa yerleştirilmiş kaynağın değişen  $\phi'$  açıları için genel ifadesi

**EK-3:** Kırınan alan ifadesinde “kenar nokta yönteminde” ifadenin faz ve genlik fonksiyonları cinsinden yazılması

## EK-1

Silindirik yüzey geometrisi için yüzey elemanı

$$ds = dl dz \quad (\text{E-1.1})$$

şeklinde tanımlanabilir. Birim uzunluk elemanı  $dl$  ise

$$dl = \rho d\phi \quad (\text{E-1.2})$$

olarak yazılabilir. Burada  $\rho$  silindirin yarıçapını temsil etmektedir. Bu durumda birim yüzey elemanı

$$ds = \rho d\phi dz \quad (\text{E-1.3})$$

olarak bulunabilir.

## EK-2

Parabolün kartezyen koordinat sistemindeki genel denklemi

$$y^2 + z^2 = 4f(f - x) \quad (\text{E-2.1})$$

şeklindedir. Parabol  $z = 0$  doğrusu üzerinde olduğu için, denklem

$$(\rho \sin \phi)^2 = 4f(f - \rho \cos \phi) \quad (\text{E-2.2})$$

haline getirilebilir. İlgili trigonometrik eşitlikler yazılır

$$(\rho^2 (1 - \cos^2 \phi) = 4f^2 - 4f\rho \cos \phi) \quad (\text{E-2.3})$$

ve 2. dereceden denklem haline getirilirse

$$\rho^2 - \rho^2 \cos^2 \phi - 4f\rho \cos \phi - 4f^2 = 0 \quad (\text{E-2.4})$$

ifadesi elde edilir. 2. derece denklem çözümü

$$\rho = \frac{-4f \cos \phi \pm \sqrt{(4f \cos \phi)^2 + 4(1 - \cos^2 \phi)4f^2}}{2(1 - \cos^2 \phi)} \quad (\text{E-2.5})$$

gibidir. İlgili sadeleştirmeler sonunda

$$\rho = \frac{f}{\cos^2 \frac{\phi}{2}} \quad (\text{E-2.6})$$

ve buna bağlı  $\rho' = \frac{2f}{1 + \cos \phi'}$  ifadesine ulaşılabilir. Bu ifadenin türevi alındığında

$$d\rho' = \frac{2f}{(1 + \cos \phi')^2} \sin \phi' d\phi' \quad (\text{E-2.7})$$

şekline gelir. Parabol üzerine yer alan bir bölgenin alanı

$$dS = dl dz \quad (\text{E-2.8})$$

ifadesiyle belirtilebilir. Buradaki uzunluk değeri ise  $dl = \sqrt{\rho'^2 (d\phi')^2 + (d\rho')^2}$  şeklindedir.  $\rho$  değeri yerine (E-2.8) no'lu denklemde yerine koyulursa

$$dl = \rho' (d\phi') \frac{1}{\cos \frac{\phi'}{2}} \quad (\text{E-2.9})$$

olarak hesaplanabilir. Böylece alan ifadesi de

$$dS = \frac{\rho'}{\cos \frac{\phi'}{2}} d\phi' dz \quad (\text{E-2.10})$$

şekline gelir.

### EK-3

Kırınan alan değeri ise kenar noktası tekniği hesaplanabilir.  $I = \int_a^b f(x)e^{-jk g(x)} dx$  ifadesi büyük  $k$  değeri için

$$I = \int_a^b \frac{f(x)}{g'(x)} g'(x) e^{-jk g(x)} dx \quad (\text{E-3.1})$$

olarak yazılabilir. İntegral çözümü yapıldığında

$$I = \frac{1}{jk} \left[ \frac{f(a)}{g'(a)} e^{-jk g(a)} - \frac{f(b)}{g'(b)} e^{-jk g(b)} \right] + \frac{1}{jk} \int_a^b \frac{f'(x)g(x) - f(x)g'(x)}{(g(x))^2} e^{-jk g(x)} dx \quad (\text{E-3.2})$$

değerine ulaşılır. Büyük  $k$  değeri için 2. terim ihmal edilirse,

$$I = \frac{1}{jk} \left[ \frac{f(a)}{g'(a)} e^{-jk g(a)} - \frac{f(b)}{g'(b)} e^{-jk g(b)} \right] \quad (\text{E-3.3})$$

ifadesi ulaşılabilir.

## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı	:Mücahit SARNIK
Doğum Yeri ve Tarihi	:Bursa 31.08.1982
Yabancı Dili	:İngilizce, Fransızca
Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)	
Lise	:Bursa Anadolu Lisesi, 2000
Lisans	:Orta Doğu Teknik Üniversitesi, 2005
Yüksek Lisans	:
Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl	:Oyak-Renault Otomobil Fabrikaları 2006-....
İletişim (e-posta)	:msarnik@yahoo.com

### Yayınları

**Sarnık, M., Yalçın, U. 2010.** Yutucu yarım düzlemin kenarından kırılan üniform alanların fiziksel optik yöntemiyle hesabı. *Cankaya University Journal of Science and Engineering*, 7(2): 95-104.

**Yalçın, U., Sarnık, M. 2013.** Unifom diffracted fields from a perfectly conducting reflector with modified theory of physical optics. *The Scientific World Journal*, 2013 (Article ID: 195402): 1-6.