

**SONLU ALTTAŞLI  
SABİT EĞİMLİ YARIK ANTENİN ANALİZİ**

**ANALYSIS OF LINEARLY TAPERED SLOT ANTENNA  
ON A FINITE SUBSTRATE**

**ARZU KESKİN**

**Prof. Dr. ADNAN KÖKSAL**

**Tez Danışmanı**

Hacettepe Üniversitesi  
Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin  
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Ana Bilim Dalı için Öngördüğü  
DOKTORA TEZİ olarak hazırlanmıştır.

2015

**ARZU KESKİN** in hazırladığı "**Sonlu Alttaşlı Sabit Eğimli Yarık Antenlerin Analizi**" adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **ELEKTRİK VE ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI** 'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Gönül TURHAN SAYAN  
Başkan

---

Prof. Dr. Adnan KÖKSAL  
Danışman

---

Prof. Dr. Birsen SAKA TANATAR  
Üye

---

Doç. Dr. Özlem ÖZGÜN  
Üye

---

Doç. Dr. Asım EGEMEN YILMAZ  
Üye

---

Bu Tez Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **DOKTORA TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. Fatma SEVİN DÜZ  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü



## ETİK

Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmasında,

- 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 üniversitede veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

.../.../ 2015

ARZU KESKİN

# ÖZET

## SONLU ALTTAŞLI SABİT EĞİMLİ YARIK ANTENİN ANALİZİ

ARZU KESKİN

Doktora

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Adnan KÖKSAL

2015, 63pages

Bu çalışmada Sabit Eğimli Yarık Antenin (SEYA) analizi için Moment Metod modeli geliştirilmiştir. Sonsuz boyuttaki dielektrik malzeme için yaklaşık bir Kapalı Form Green Fonksiyonu (KFGF) elde edilmiştir. SEYA için elde edilen Elektrik Alan İntegral Denkleminin (EAİD) çözümünde, elde edilen yaklaşık KFGF, Galerkin moment metodu ve RWG açılım fonksiyonu kullanılmıştır. Antenin beslemesi darbe fonksiyon üretici ile modellenmiştir. Sonlu dielektrik malzeme bu katmanda bulunan eşdeğer hacim polarizasyon akımları ile modellenmiştir. Uyarım vektörü sonlu dielektriğin polarizasyon akımları ile değiştirilmiş ve tüm iletken geometrisi değiştirilmiş uyarım vektörü ile havada yeniden çözülmüştür. Değiştirilmiş uyarım vektörünün bu iki adımlı prosedürü artan hesaplama doğruluğunun nedenidir. Yöntemin geçerliliği küçük ve büyük boyutlu SEYA'ların yayılım örüntülerinin HFSS ile kıyaslanmasıyla gösterilmiştir. SEYA'nın boy, en ve dielektrik sabitine göre yayılım örüntülerinin değişimi incelenmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Sabit Eğimli Yarık Antenler, Elektrik Alan İntegral Denklemi, Moment Metodu, Kapalı Form Green Fonksiyonu

# ABSTRACT

## ANALYSIS OF LINEARLY TAPERED SLOT ANTENNA ON A FINITE SUBSTRATE

ARZU KESKİN

Doctor of Philosophy

Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Adnan KÖKSAL

2015, 63 sayfa

In this work, a Method of Moments (MoM) model has been developed for the analysis of the Linearly Tapered Slot Antenna (LTSA) on a finite dielectric substrate. An approximate Closed Form Green's Function (CFGF) is obtained for the infinite dielectric structure. This approximate CFGF, Galerkin type Method of Moments and RWG basis functions are used together in order to solve the Electric Field Integral Equations (EFIE) derived for the LTSA. The feed section of the antenna is modelled with a pulse excitation. Finite dielectric substrate region is modelled by equivalent volume polarization currents existing in this region. The excitation vector is modified using the polarization current density of finite dielectric and the whole conductor geometry is solved in air with the modified excitation vector. This two step procedure brings about an increased computational accuracy. Comparisons of radiation patterns for small and large LTSAs with HFFS results are presented to demonstrate the validity of the model. Variation of the radiation patterns for LTSA with the length, width and dielectric permittivity are presented.

**Keywords:** Linearly tapered slot antennas, Electric Field Integral Equations, Method of Moments, Closed Form Greens Functions

## TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca desteğini esirgemeyen, anlayıőlı ve motive edici yaklaşımı ile her zaman yol gosterici olan değerli hocam Prof. Dr. Adnan KÖKSAL'a,

İő hayatumdan kaynaklı doktora çalıőmalarımı olumsuz etkileyebilecek sıkıntılarını bertaraf eden ve doktora çalıőmalarımnda edindiğim bilgi ve tecrübeleri iş hayatıma aktarmamı sağlayan Semih AKTÜRK'e ve Dr. Cüneyt UTKU'ya,

Hayatım boyunca her zaman yanımda olan, beraber eğlendiğim ve beraber ağladığım canım anneme ve ağabeyime,

Buęün bile beni izledięine ve benimle gurur duyduęuna inandięim rahmetli babama,

Sonsuz teşekkür ederim...

# İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET . . . . .	i
ABSTRACT . . . . .	i
TEŞEKKÜR . . . . .	iii
İÇİNDEKİLER . . . . .	iv
TABLolar LİSTESİ . . . . .	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ . . . . .	vii
1 GİRİŞ . . . . .	1
2 KAPALI FORM GREEN FONKSİYONUNUN HESAPLANMASI . . . . .	4
2.1 Çok Katmanlı Düzlemsel Yapının Analizi . . . . .	6
2.1.1 Çok Katmanlı Düzlemsel Yapının Green Fonksiyonun Hesaplanması . . . . .	7
2.1.2 Yatay Elektrik Dipolünün (YED) Green Fonksiyonun Hesaplanması . . . . .	8
2.2 Kaynak ve Gözlem Noktasının Farklı Katmanlarda Olması Durumunda Greens Fonksiyonun Hesaplanması . . . . .	11
2.3 Uzay Koordinatlarına Dönüşüm . . . . .	13
2.3.1 Ayırık Karmaşık İmge Metodu-DCIM . . . . .	16
2.3.1.1 İki Seviye Yaklaşım . . . . .	17
2.3.1.2 Üç Seviye Yaklaşım . . . . .	20
2.4 Nümerik Örnekler . . . . .	22
2.4.1 Yüzey kutup değerinin (Surface Wave Pole-SWP) düğüm noktasına çok yakın olduğu durum . . . . .	22



2.4.2Boşluktaki kayıplı bir yapı . . . . .	23
3 SEYA'NIN MOMENT METODU İLE ANALİZİ . . . . .	26
3.1 Elektrik Alan İntegral Denkleminin Çözümü . . . . .	26
3.1.1Moment Metodu (MM) . . . . .	27
3.1.2Rao-Wilton-Glisson (RWG) Açılım Fonksiyonları . . . . .	29
3.1.3EAİD'in Moment Metodu ile Çözümü . . . . .	30
3.1.4Yüzey İntegrallerinin Hesaplanması . . . . .	33
3.2 Anten uyarım modeli . . . . .	35
3.3 Uzak Alan Örüntüsünün RWG Açılım Fonksiyonları Kullanılarak Hesaplanması	37
3.4 Kaynağın Oluşturduğu Uzak Alan Örüntüsünün Hesaplanması . . . . .	37
3.5 Sonlu Dielektrik Yapının Modellenmesi . . . . .	38
3.6 Değiştirilmiş Uyarım Vektörü . . . . .	41
3.7 Janaswamy Yöntemi ile Uzak Alan Örüntüsünün Hesaplanması . . . . .	42
4 BENZETİM SONUÇLARI . . . . .	44
5 SONUÇLAR . . . . .	53
KAYNAKLAR . . . . .	55
EKLER . . . . .	57
A GPOF (GENELLEŞTİRİLMİŞ FONKSİYON KALEMLERİ) YÖNTEMİ . . .	57
B MULLER YÖNTEMİ . . . . .	60
ÖZGEÇMİŞ . . . . .	61

## TABLÖLAR LİSTESİ

### TABLÖLAR

Tablo 4.1 SEYA için uzunluk ve en değişimi . . . . .	47
--	----

# ŞEKİLLER LİSTESİ

## ŞEKİLLER

Şekil 1.1 SEYA Geometri . . . . .	2
Şekil 2.1 SEYA Saçılma Problemi . . . . .	4
Şekil 2.2 $z'$ kaynak noktası, $z$ gözlem noktasının gösterildiği çok katmanlı yapı (Gözlem noktasındaki direkt ve yansıyan dalgaların gösterimi) . . . . .	7
Şekil 2.3 Çok katmanlı yapı, $i$ .katman kaynağın bulunduğu katman, $j$ .katman göz- lem noktasının bulunduğu katman, $j > i$ . . . . .	11
Şekil 2.4 $k_\rho$ düzleminde SIY'in gösterimi . . . . .	16
Şekil 2.5 $k_z$ düzleminde yapılan örnekleme $k_\rho$ düzleminde tanımlanan Sommer- feld integrasyon yolunun gösterimi . . . . .	17
Şekil 2.6 İki seviye yaklaşım için kompleks $k_\rho$ düzleminde izlenen yol . . . . .	17
Şekil 2.7 Üç seviye yaklaşım için kompleks $k_\rho$ düzleminde izlenen yol . . . . .	20
Şekil 2.8 Üç seviye yaklaşım için kompleks $k_z$ düzleminde izlenen yol . . . . .	21
Şekil 2.9 SWP'nin düğüm noktasına yakın olduğu durumu modellemek için kulla- nılan geometri . . . . .	22
Şekil 2.10 $f = 4.075GHz$ 'de Şekil (2.9)'da verilen yapı için elde edilen skalar Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü . . . . .	23
Şekil 2.11 $f = 4.075GHz$ 'de Şekil (2.9)'da verilen yapı için elde edilen vektör Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü . . . . .	24
Şekil 2.12 Boşluktaki kayıplı bir yapı . . . . .	24

Şekil 2.13 $f = 4GHz$ 'de Şekil (2.12)'de verilen yapı için elde edilen skalar Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü . . . . .	25
Şekil 2.14 $f = 4GHz$ 'de Şekil (2.12)'de verilen yapı için elde edilen vektör Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü . . . . .	25
Şekil 3.1 Rao-Wilton-Glisson açılım fonksiyonu . . . . .	29
Şekil 3.2 Nümerik İntegral Hesabında Kullanılan Üçgen Yapısı . . . . .	34
Şekil 3.3 Uyarım kenarının anten üzerinde gösterimi . . . . .	35
Şekil 3.4 Darbe fonksiyon üreticinin anten üzerinde uygulanması . . . . .	36
Şekil 3.5 Dielektrik Bölümleme . . . . .	39
Şekil 3.6 Polarizasyon akımının kaynağa etkisi . . . . .	42
Şekil 4.1 SEYA için seçilen yayılım düzlemleri . . . . .	44
Şekil 4.2 Dielektrik malzemeli SEYA'nın iki farklı uyarım modeli için uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde değişimi ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = 2\lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	45
Şekil 4.3 Dielektrik malzemeli SEYA'nın iki farklı uyarım modeli için uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde değişimi ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = 2\lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	46
Şekil 4.4 SEYA'nın uzak alan örüntüsünün kıyaslanması ( $L = 5.5\lambda$ , $H = 1.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $\epsilon_r = 2.2$ , $W_f = 0.02\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	46
Şekil 4.5 Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = 2\lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	47
Şekil 4.6 Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = 1.5\lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	48
Şekil 4.7 Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = 1.5\lambda$ , $H = 0.375\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	48

Şekil 4.8 Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = \lambda$ , $H = 0.375\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	49
Şekil 4.9 Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ , $d = 0.017\lambda$ , $L = \lambda$ , $H = 0.25\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	49
Şekil 4.10 $\epsilon_r = 2.2$ , $\epsilon_r = 4.4$ , $\epsilon_r = 6$ dielektrik malzemeli SEYA'nın uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde değişimi ( $L = \lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	50
Şekil 4.11 $\epsilon_r = 2.2$ , $\epsilon_r = 4.4$ , $\epsilon_r = 6$ dielektrik malzemeli SEYA'nın uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde değişimi ( $L = \lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	50
Şekil 4.12 SEYA'nın uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = \lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $\epsilon_r = 2.2$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	51
Şekil 4.13 SEYA'nın uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = \lambda$ , $H = 0.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $\epsilon_r = 2.2$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	51
Şekil 4.14 SEYA'nın uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = 4\lambda$ , $H = 1.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $\epsilon_r = 2.2$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	52
Şekil 4.15 SEYA'nın uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = 4\lambda$ , $H = 1.5\lambda$ , $d = 0.017\lambda$ , $\epsilon_r = 2.2$ , $W_f = 0.06\lambda$ , $\alpha = 7^\circ$ ) . . . . .	52
Şekil B.1 Muller yöntemi kullanılarak kök bulma . . . . .	60

# SİMGELER VE KISALTMALAR

## Simgeler

$\varepsilon$	Ortaman elektrik geçirgenliği
$\mu$	Ortaman manyetik geçirgenliği
$\vec{E}_i$	Gelen elektrik alan
$\vec{E}_s$	Saçılan elektrik alan
$\vec{H}_i$	Gelen manyetik alan
$\vec{H}_s$	Saçılan manyetik alan
$\vec{A}$	Vektör manyetik potansiyel
$\phi$	Skaler elektrik potansiyel
$J$	Akım yoğunluğu
$\tilde{G}(k_\rho)$	Spektral Green's fonksiyonu
$G(\rho)$	Uzay koordinatlarında Green fonksiyonu
$k$	Dalga sayısı
$R_{i,j-1}$	Yansımaya katsayısı
$\tilde{R}_{i,j-1}$	Genelleştirilmiş yansımaya katsayısı
$[Z_{mn}]$	Empedans matrisi
$[B_m]$	Bilinmeyen katsayılar vektörü
$[V_m]$	Gerilim vektörü
$F$	Vektör akım momenti
$\omega$	Açısal frekans

## Kısaltmalar

SEYA	Sabit Eğimli Yarık Anten
MM	Moment Metodu
YED	Yatay Elektrik Dipol
KFGF	Kapalı Form Green Fonksiyonu
DCIM	Ayrık Karmaşık İmge Metodu
SWP	Yüzey Kutup Değeri
EAİD	Elektrik Alan İntegral Denklemi
RWG	Rao-Wilton-Glisson
GPOF	Genelleştirilmiş Fonksiyon Kalemleri Yöntemi
HFSS	High Frequency Structural Simulator

# BÖLÜM 1

## GİRİŞ

Mikrodalga ve milimetre dalga sistemlerde düzlemsel antenlerin kullanımı son yıllarda oldukça önem kazanmıştır. Dipol anten, yarık anten, mikroşerit anten gibi antenlerin kazançları düşüktür ve bu antenler,  $12^\circ - 60^\circ$  hüzmeye genişliğinde, yaklaşık 10 dB kazanç gerektiren uygulamalarda yeterli değildir.

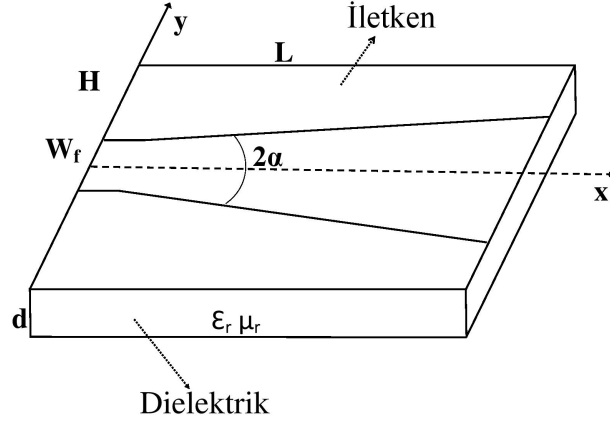
Sabit Eğimli Yarık Antenler (SEYA) (Linearly Tapered Slot Antennas- LTSA), genellikle alt yüzeyinde metal bulunmayan bir dielektrik alttaşı malzeme ile oluşturulur. Alttaşın ince bir film şeklinde metal bulunan üst yüzeyinde eğimli bir yarık kazınarak üretilen bu antenler geniş bantlı ve yüksek kazançlıdır.

Genellikle sezim, yarığın en dar kısmına yerleştirilen bir karıştırıcı diyot ile gerçekleştirilmektedir. Bu bölgeden uzaklaştıkça dalga yayılarak ilerler. Bu antenler, tümleşik devre uygulamalarında, faz dizi antenlerde yaygın olarak kullanılmaktadır [9].

Sabit Eğimli Yarık Antenleri ilk olarak tanıtan Gibson, bu antenleri Vivaldi Anten olarak isimlendirmiştir. İlk çalışmaları genellikle deneysel bazlı olup empirik formüller çıkarmak üzerinedir [26]. O zamandan beri SEYA üzerine başka birçok kişi tarafından çalışmalar gerçekleştirilmiştir [26]-[27].

Pratik uygulamalarda tatmin edici sonuçlar veren SEYA'nın anten karakteristiklerinin incelenmesi ihtiyacı üzerine ilk defa R. Janaswamy tarafından teorik çalışmalara başlanmıştır [16]. Janaswamy ilk olarak, TEM-SEYA olarak adlandırılan dielektrik alttaşı olmayan antenin yayılım karakteristiklerini incelemiştir [11]. Bu çalışmada Şekil (1.1)'de gösterilen SEYA'nın iletken kısımlarının sonsuz olduğu ( $L \geq 3\lambda$ ) kabul edilmiştir. Bu model, 1987 yılında bazı araştırmacılar tarafından dielektrik bir malzemenin eklenmesi ile geliştirilmiştir [10]. Ancak bu yaklaşım, antenin boyutlarının küçük olduğu, alttaşın bittiği anten ucundan yansıyarak geriye doğru ilerleyen dalgaların önem kazandığı durumlarda ve dielektrik





Şekil 1.1: SEYA Geometri

katman kalın olduğunda başarılı sonuçlar vermemektedir.

1989 yılında Johansson TEM-SEYA için Moment Metodunu(MM) kullanmıştır [8]. Bu çalışma ile ilk defa iletken kısımlar üzerindeki akım dağılımı elde edilmiştir. Janaswamy, Johnson'ın çalışmalarını geliştirip, iletken kısımların mükemmel iletken olmadığını da göz önüne alarak, ince bir katmanı hesaplamalarda modellemiştir [17]. Daha sonra Köksal ve Kauffman, SEYA'nın yayılım karakteristiğini elde etmek için MM kullanmış, antenin dielektrik dahil tüm geometrisi ele almışlardır [24]. SEYA'lar, Thiele tarafından da kullanılmış ve analiz edilmiştir. Ancak tüm geometrinin modellenmesini içeren bu yöntemler çok fazla bilinmeyen kullandığı için yüksek hızlı ve büyük bellekli bilgisayarların veya bilgisayar öbeklerinin kullanımını gerektirmektedir [21].

Bu çalışmanın amacı dielektrik bir katman üzerine yerleştirilmiş Sabit Eğimli Yarık Antenlerin (Linearly Tapered Slot Antennas- SEYA) yayılım karakteristiklerinin incelenmesidir. İncelenmesi hedeflenen anten yapısı Şekil (1.1)'de gösterilmektedir.

Geniş bantlı uygulamalarda kullanılan SEYA için  $L$  antenin boyunu,  $H$  yüksekliğini,  $\alpha$  anten ağzının açıklık açısını,  $d$  dielektrik malzemenin kalınlığını,  $W_f$  besleme uygulama aralığını ve  $\epsilon_r$  dielektrik katsayısını göstermektedir. Bu parametreler genellikle aşağıda belirtilen değer aralıklarında değişim göstermektedir [4].

$$0.25\lambda_0 \leq L \leq 5\lambda_0$$

$$0.25\lambda_0 \leq H \leq 3\lambda_0$$

$$2.5^\circ \leq \alpha \leq 9^\circ$$

$$0.01\lambda_0 \leq d \leq 0.1\lambda_0$$

$$1 \leq \epsilon_r \leq 10.5$$

Burada  $\lambda_0$ , çalışma frekansında boş uzaydaki dalga boyunu göstermektedir. SEYA geometrisinin, yukarıda belirtilen parametreler ile analitik olarak çözümü mümkün değildir. Bu yüzden nümerik olarak gerçekleştirilecek başka bir çözüm yöntemi kullanılmalı ve anten geometrisi en iyi şekilde modellenmelidir.

Bu çalışmada, dielektrik bir katman üzerine yerleştirilmiş bir SEYA'nın yayılım karakteristiklerini incelemek için öncelikle sonsuz boyuta sahip bir dielektrik katmanın Kapalı Form Green Fonksiyonu (KFGF) elde edilmiştir. Daha sonra bu Green Fonksiyonu kullanılarak SEYA için Elektrik Alan İntegral Denklemi oluşturulmuştur. Elektrik Alan İntegral Denkleminin Moment Metodu kullanılarak çözülmesi sonucu elde edilen yüzey akımı kullanılarak polarizasyon akımları ve polarizasyon akımlarının beslemeye etkisi hesaplanmıştır. Böylelikle elde edilen yeni uyarım (voltage, sağ taraf) vektörü kullanılarak antenin metal yapısının havada çözülerek yayılım özelliklerinin bulunması çözümün ikinci adımıdır. İletken ve dielektrik kısımlardaki akım dağılımını ayrı ayrı hesaplamak bilinmeyen sayısını artırmakla birlikte sonuçlardaki doğruluğu istenen seviyeye çıkarmaktadır.

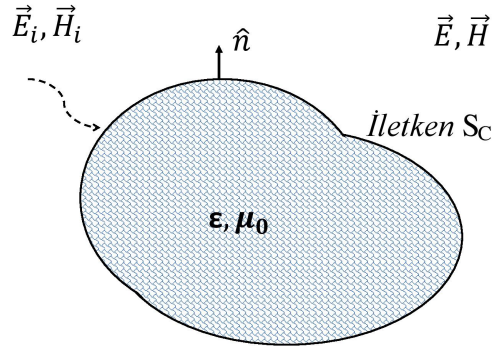
Bu tez beş temel bölümden oluşmaktadır. Bölüm-1'de SEYA'ların özellikleri hakkında bilgi verilmiş ve literatürde yer alan ilgili çalışmalara yer verilmiştir. Bölüm-2'de iletken bir yüzey ile kaplanmış dielektrik bir yapının yüzeyinde oluşan akımı hesaplamak için kullanılan Green fonksiyonlarının elde edilmesi anlatılmıştır. Bu Green fonksiyonlarının integralinin alınması sırasında salınımlı olan ve integrali alınması oldukça zor olan Sommerfeld integralleri ile karşılaşıldığı için Kapalı Form Green Fonksiyonları (KFGF) kullanılmıştır. KFGF, spektral bölgede elde edildikten sonra uzay koordinatlarındaki karşılığını bulabilmek için Weyl's özdeşliğinden ve Ayrık Karmaşık İmge Metodundan (AKİM-Discrete Complex Image Method-DCIM) faydalanılmıştır. Elde edilen vektör ve skaler Green fonksiyonu sonuçları, Sommerfeld integrallerinin nümerik olarak hesabıyla karşılaştırılmış, böylelikle doğruluğundan emin olunmuştur. Bölüm-3'te yüzey akımını hesaplamak için kullanılan EAİD'nin MM kullanılarak çözümü, antenin uyarım modeli, uzak alan örüntüsünün hesaplanması, dielektrik katmanın çözüme etkisi ve voltage matrisinin ikinci adım için değiştirilmesi anlatılmıştır. Bölüm-4'te önerilen yöntem ile elde edilen sonuçlar sunulup, HFSS benzetim programı sonuçları ve literatürde verilen sonuçlarla kıyaslanmıştır. Sonuçların doğruluğu ve oluşan hataların nedenleri değerlendirilmiştir. Antenlerin değişen  $L$ ,  $W$  ve dielektrik sabiti için yayım örüntüleri incelenmiş, parametrik çalışma yapılmıştır. Bölüm-5'te geliştirilen MM modeli kısaca özetlenip başarımlı değerlendirilmiştir.

## BÖLÜM 2

### KAPALI FORM GREEN FONKSİYONUNUN HESAPLANMASI

Şekil (2.1)'de iletken bir yüzey ile kaplanmış dielektrik bir yapıya ilişkin bir modelleme gösterilmektedir. Burada yüzeye dik olan  $\hat{n}$  birim vektörü açık veya kapalı mükemmel iletken  $S_C$  yüzeyinde tanımlanmıştır.  $\vec{E}_i$  ve  $\vec{H}_i$  kaynak tarafından üretilen gelen alan ifadesini,  $\vec{E}$  ve  $\vec{H}$  ise toplam alan değerlerini göstermektedir. Kaynağın konumunun sonsuzda olduğu varsayılmaktadır [3].  $\vec{E}_i$  ve  $\vec{H}_i$  sonsuzda bulunan kaynağı göstermekte olup, problemin yayılım problemi olması durumunda, geometrinin üzerindeki bilinen  $J_i$  ve  $M_i$  akım ifadelerinin yaydığı alan ifadelerini göstermektedir.

Şekil (2.1)'de modellenmiş olan probleme çözüm bulabilmek için Schelkunoff Eşdeğerlik prensibi  $S_C$  iletken yüzeyine uygulanmaktadır. Bu prensibe göre toplam teğet alan bileşenleri, eşdeğer elektrik ve manyetik akım yoğunlukları ile elde edilmektedir. Bu akım bileşenleri,



Şekil 2.1: SEYA Saçılma Problemi

$$\mathbf{J}_s(\vec{r}) = \hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.1)$$

ifade edilmektedir.

Mükemmel elektrik iletkeni (perfect electric conductor-pec)  $\mathcal{S}_c$  yüzeyinde teğet elektrik alan bileşeni sıfıra gideceği için,  $\mathbf{M}_s$  akımı sıfır değerini almaktadır. Eşdeğerlik prensibi  $\mathbf{J}_s$  ve  $\mathbf{M}_s$  akımlarının boş uzayda yaydıkları alanın iletken katmanın oluşturacağı alan değeri ile eşdeğer olduğunu ifade eder.

$\mathcal{S}_c$  mükemmel iletken yüzeyinde, toplam teğet elektrik alan bileşeni sıfır olacağı için,

$$\hat{n} \times (\vec{E}_s(\vec{r}) + \vec{E}_i(\vec{r})) = 0 \quad (2.2)$$

eşitliği sağlanmalıdır.

Saçılan alanı hesaplamak için aşağıdaki eşitlikler kullanılır.

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = -j\omega \vec{A}(\vec{r}) - \nabla \phi(\vec{r}) \quad (2.3)$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_{\mathcal{S}} ds' \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \quad (2.4)$$

$$\phi(\vec{r}) = \int_{\mathcal{S}} ds' G^q(\vec{r}, \vec{r}') \sigma(\vec{r}') \quad (2.5)$$

Burada  $\vec{r}$  gözlem noktasını,  $\vec{r}'$   $\mathcal{S}$  yüzeyi üzerindeki kaynak noktasını göstermektedir. İletken yüzey üzerinde indüklenen yük yoğunluğu  $\sigma$  ve yüzey akım yoğunluğu  $\mathbf{J}_s$  arasındaki ilişki aşağıdaki formül ile ifade edilebilir.

$$\nabla \cdot \vec{J}_s(\vec{r}) = -j\omega \sigma(\vec{r}) \quad (2.6)$$

(2.2) ifadesi düzenlenirse, iletken yüzey üzerinde indüklenen  $\mathbf{J}_s$  yüzey akımı cinsinden teğet bileşenler üzerindeki sınır koşulları

$$-\hat{n} \times \vec{E}_i(\vec{r}) = -j\omega \int_{\mathcal{S}} \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') ds' + \frac{1}{j\omega} \int_{\mathcal{S}} \nabla \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') G^q(\vec{r}, \vec{r}') ds' \quad (2.7)$$

olarak elde edilir.

(2.7) ifadesinin analitik olarak çözümü oldukça zor olduğu için, MM gibi nümerik yöntemlerin kullanılması gerekmektedir. İletken malzemenin altında sonsuz boyutta bir dielektrik katman olması durumunda özel Green fonksiyonlarının elde edilmesi gerekmektedir. Ancak, elde edilen green fonksiyonlarının integralinin alınması sırasında, nümerik olarak integrali alınması oldukça zor olan salınımlı Sommerfeld integralleriyle karşılaşmaktadır [18]-[23]. İlk olarak iletken malzemenin altında dielektrik katman olması durumunda Green fonksiyonlarının elde edilmesi için gereken yöntem anlatılacaktır.

## 2.1 Çok Katmanlı Düzlemsel Yapının Analizi

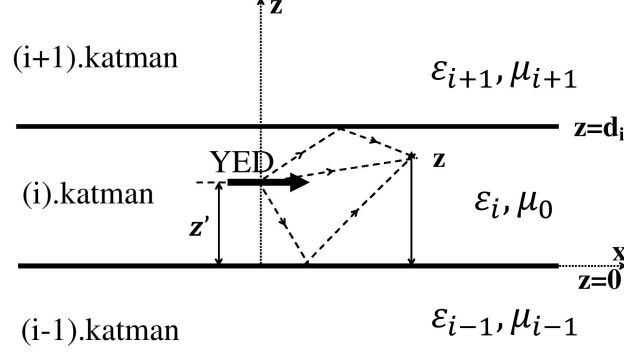
Herhangi lineer bir ortamın dürtü yanıtı (impulse response) modellemek için kullanılan green fonksiyonunu düzlemsel katmanlı bir yapıda oluşturmak için, noktasal bir kaynaktan yayılan alan ifadeleri, öncelikle boş uzayda daha sonra ise yansımalarında hesaba katılması ile katmanlı yapılarda hesaplanmaktadır. Söz konusu green fonksiyonu ifadelerinin hesaplanması ile ilgili yapılan son çalışmaların büyük çoğunluğu en etkin hesaplama yönteminin bulunması üzerinedir.

Dikey yönde yansımalara maruz kalarak ilerleyen TE ve TM dalgalarının toplamı şeklinde formüle edilebilen spektral uzaydaki alan ifadeleri ve bunların uzay koordinatlarındaki karşılıklarını bulabilmek için, tüm spektral eşitlikler öncelikle analitik olarak hesaplanmalıdır. Daha sonra ise, uzay koordinatlarına geçiş için ters Fourier dönüşümü kullanılmalıdır. (2.8)'de verilmiş olan bu dönüşüm genel olarak Sommerfeld integrali olarak adlandırılmaktadır.

$$G(\rho) = \frac{1}{4\pi} \int_{SIY} dk_{\rho} k_{\rho} H_0^{(2)}(k_{\rho}\rho) \tilde{G}(k_{\rho}) \quad (2.8)$$

Burada  $k_{\rho}^2 = k_x^2 + k_y^2$  olup,  $H_0^{(2)}$  sıfırıncı dereceden ikinci tip Hankel fonksiyonunu, SIY Sommerfeld İntegrasyon Yolunu göstermektedir.

Uzay koordinatlarındaki green fonksiyonu ifadelerini hesaplamak için kullanılan Sommerfeld integral dönüşümü ile yavaş yakınsayan, kompleks ifadelerin sonsuz bir uzamdaki integralleri hesaplanmaktadır [25].



Şekil 2.2:  $z'$  kaynak noktası,  $z$  gözlem noktasının gösterildiği çok katmanlı yapı (Gözlem noktasındaki direkt ve yansıyan dalgaların gösterimi)

### 2.1.1 Çok Katmanlı Düzlemsel Yapının Green Fonksiyonun Hesaplanması

Şekil (2.2)'de çok katmanlı bir yapı görülmektedir. Her katmanı farklı kalınlıklara sahip olan bu yapı farklı elektrik ve manyetik  $(\epsilon_{ni}, \mu_{ni})$  özelliklere sahiptir. Yapının  $x - y$  eksenlerindeki boyutları sonsuz uzunluktadır ve yatay bir elektrik dipolü  $i$ . katmana yerleştirilmiştir. Ayrıca, koordinat ekseninin merkezi kaynağın bulunduğu katmanın alt sınırı olarak seçilmiştir [25].

Çok katmanlı yapıya yerleştirilmiş olan yatay elektrik dipolünün oluşturduğu ifadeleri spektral uzayda elde edebilmek için aşağıdaki eşitliklerden faydalanılır.

$$\vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \left[ \vec{I} + \frac{\nabla\nabla}{k^2} \right] \cdot \vec{A}(\vec{r}) \quad (2.9)$$

$\hat{a}$  yönüne yönelmiş elektrik akım dipolü  $\mathbf{J} = \hat{a}Il\delta(\vec{r}-\vec{r}')$  ile gösterilirse, sınırsız ve homojen bir ortamdaki vektör potansiyel ifadesi

$$\vec{A}(\vec{r} - \vec{r}') = \hat{a}\mu Il \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (2.10)$$

şeklinde elde edilir. (2.10) ifadesi (2.9) ifadesinde yerine konulduğunda

$$\vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \left[ \vec{I} + \frac{\nabla\nabla}{k^2} \right] \cdot \hat{a}\mu Il \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (2.11)$$

elde edilir. Bu eşitliği düzlem dalgalar cinsinden ifade etmek için Weyl's özdeşliği kullanılır.

$$\frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y e^{-jk_x(x-x')} e^{-jk_y(y-y')} \frac{e^{-jk_{zi}|z-z'|}}{jk_{zi}} \quad (2.12)$$

$$k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_{zi}^2 \quad (2.13)$$

(2.12) eşitliğinde de görüldüğü gibi Weyl's özdeşliği (Sommerfeld ifadesi), küresel dalgaların düzlem dalgalar cinsinden açılımıdır. Ortam  $x$  ve  $y$  yönlerinde değişim göstermediği için,  $k_x$  ve  $k_y$  tüm ortamlarda aynıdır [25].

### 2.1.2 Yatay Elektrik Dipolünün (YED) Green Fonksiyonun Hesaplanması

Kaynağın bulunduğu katmandaki elektrik ve manyetik alan ifadeleri,

$$E_{zi} = -\frac{jll}{4\pi\omega\epsilon_i} \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \frac{e^{-jk_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (2.14)$$

$$H_{zi} = -\frac{ll}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} \frac{e^{-jk_i|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (2.15)$$

olarak elde edilir. Homojen ve sınırsız bir ortam için (2.12) eşitliği kullanılarak bu ifadeleri düzlem dalgalar cinsinden ifade etmek mümkündür.

$$k_{zi} = \sqrt{k_i^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (2.16)$$

elde edilir. Bu ifadeleri çok katmanlı ortama uyarlamak için ara yüzlerdeki yansımalar hesaba katılır ve aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$E_{zi} = \frac{ll}{8\pi^2\omega\epsilon_i} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y k_x e^{-jk_x(x-x')-jk_y(y-y')} F_{TM}(z, z') \quad (2.17)$$

$$H_{zi} = \frac{ll}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y k_y \frac{e^{-jk_x(x-x')-jk_y(y-y')}}{k_{zi}} F_{TE}(z, z') \quad (2.18)$$

$$F_{TE}(z, z') = e^{-jk_{zi}|z-z'|} + A_h^e e^{jk_{zi}(z-z')} + C_h^e e^{-jk_{zi}(z-z')} \quad (2.19)$$

$$F_{TM}(z, z') = \pm e^{-jk_{zi}|z-z'|} + B_h^e e^{jk_{zi}(z-z')} + D_h^e e^{-jk_{zi}(z-z')} \quad (2.20)$$

(2.20) eşitliğinde verilen  $\pm$  işareti  $e^{-jk_{zi}|z-z'|}$  teriminin  $z$  değişkenine göre alınması sonucunda oluşmaktadır.  $+$  işareti  $z > z'$ ,  $-$  işareti  $z < z'$  için kullanılmaktadır.

(2.19) ve (2.20) eşitliklerindeki ilk terim yansımaların olmadığı boşluktaki dalga ifadesini göstermektedir. Aşağı doğru ilerleyen dalgayı gösteren ikinci terim,  $z = d_i$ 'den yansıyan yukarı doğru ilerleyen dalganın bir sonucudur. Benzer şekilde, üçüncü terimdeki yukarı ilerleyen dalga ise aşağı doğru giden dalganın yansıması sonucu meydana gelmiştir. Dolayısıyla, (2.20) eşitliğindeki aşağı doğru giden dalga,  $z = d_i$  deki yukarı doğru giden dalga ile  $(i, i+1)$  arasında tanımlı genelleştirilmiş yansıma katsayısının çarpımından elde edilir [15].

$$B_h^e e^{jk_{zi}(d_i-z')} = \tilde{R}_{TM}^{i,i+1} \left[ e^{-jk_{zi}(d_i-z')} + D_h^e e^{-jk_{zi}(d_i-z')} \right] \quad (2.21)$$

Benzer bir tanımlama  $z = 0$  için yapıldığında,

$$D_h^e e^{jk_{zi}z'} = \tilde{R}_{TM}^{i,i-1} \left[ -e^{-jk_{zi}z'} + B_h^e e^{-jk_{zi}z'} \right] \quad (2.22)$$

elde edilir. (2.21) ve (2.22) eşitliklerinin aynı anda çözülmesi sonucu

$$B_h^e = \frac{\tilde{R}_{i,i+1}^{TM} e^{-j2k_{zi}(d_i-z')} - \tilde{R}_{i,i+1}^{TM} \tilde{R}_{i,i-1}^{TM} e^{-j2k_{zi}d_i}}{1 - \tilde{R}_{i,i+1}^{TM} \tilde{R}_{i,i-1}^{TM} e^{-j2k_{zi}d_i}} \quad (2.23)$$

$$D_h^e = \frac{-\tilde{R}_{i,i-1}^{TM} e^{-j2k_{zi}z'} + \tilde{R}_{i,i+1}^{TM} \tilde{R}_{i,i-1}^{TM} e^{-j2k_{zi}d_i}}{1 - \tilde{R}_{i,i+1}^{TM} \tilde{R}_{i,i-1}^{TM} e^{-j2k_{zi}d_i}} \quad (2.24)$$

Benzer işlemler yapılarak,

$$A_h^e = \frac{\tilde{R}_{i,i+1}^{TE} e^{-j2k_{zi}(d_i-z')} + \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} e^{-j2k_{zi}d_i}}{1 - \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} e^{-j2k_{zi}d_i}} \quad (2.25)$$

$$C_h^e = \frac{\tilde{R}_{i,i-1}^{TE} e^{-j2k_{zi}z'} + \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} e^{-j2k_{zi}d_i}}{1 - \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} e^{-j2k_{zi}d_i}} \quad (2.26)$$



$$M_i^{TE, TM} = \left[ 1 - \tilde{R}_{i,i+1}^{TE, TM} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE, TM} e^{-j2k_z d_i} \right]^{-1} \quad (2.27)$$

terimleri de hesaplanır [25].

$$R_{i,i-1}^{TE} = \frac{\mu_{i-1} k_{zi} - \mu_i k_{z(i-1)}}{\mu_{i-1} k_{zi} + \mu_i k_{z(i-1)}} \quad (2.28)$$

$$R_{i,i-1}^{TM} = \frac{\epsilon_{i-1} k_{zi} - \epsilon_i k_{z(i-1)}}{\epsilon_{i-1} k_{zi} + \epsilon_i k_{z(i-1)}} \quad (2.29)$$

şeklinde elde edilir. Genelleştirilmiş yansıma katsayıları ise

$$\tilde{R}_{i,i-1}^{TE, TM} = \frac{R_{i,i-1}^{TE, TM} + \tilde{R}_{i-1,i-2}^{TE, TM} e^{-jk_z(i-1)2d_{i-1}}}{1 + R_{i,i-1}^{TE, TM} \tilde{R}_{i-1,i-2}^{TE, TM} e^{-jk_z(i-1)2d_{i-1}}} \quad (2.30)$$

$$\tilde{R}_{i,i+1}^{TE, TM} = \frac{R_{i,i+1}^{TE, TM} + \tilde{R}_{i+1,i+2}^{TE, TM} e^{-jk_z(i+1)2d_{i+1}}}{1 + R_{i,i+1}^{TE, TM} \tilde{R}_{i+1,i+2}^{TE, TM} e^{-jk_z(i+1)2d_{i+1}}} \quad (2.31)$$

olarak bulunur.

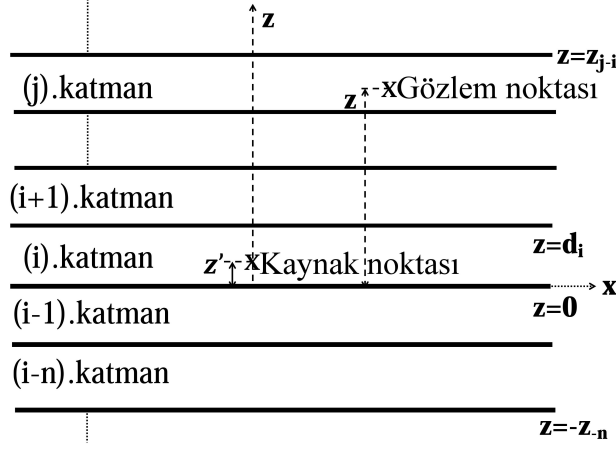
$\hat{x}$  yönündeki yatay elektrik dipolü için  $\mu \vec{H} = \nabla \times \vec{A}$  eşitliği kullanılırsa,  $\vec{A} = \hat{x}A_x + \hat{z}A_z$  olacağı için,

$$\vec{A}_x = \frac{\mu_i}{jk_y} \tilde{H}_z ; \quad \vec{A}_z = -\frac{\mu_i}{jk_y} \tilde{H}_x \quad (2.32)$$

ifadeleri hesaplanabilir.

Herhangi bir katmandaki alan ifadesi düzlemsel dalgalar şeklinde yazıldıktan sonra, kaynağın bulunduğu katmandaki spektral green fonksiyonu direkt olarak elde edilir. Komşu katmanlardaki yansımalar göz önüne alınarak hesaplamalar tamamlanır.

Diğer katmanlardaki alan ifadeleri için ise, ara yüzeylerdeki yansıma ve iletim katsayıları kullanılır.  $TE_z$ ,  $TM_z$  modları,  $H_z$  ve  $E_z$  ile modellenebildiğinden dolayı geri kalan alan ifadelerini bu bileşenler kullanılarak hesaplayabilmek mümkündür. Örnek olması açısından,  $\hat{x}$  yönündeki yatay elektrik dipolünün oluşturduğu vektör potansiyelinin Green fonksiyon ifadeleri (2.33) ve (2.34)'de verilmiştir.



Şekil 2.3: Çok katmanlı yapı,  $i$ .katman kaynağın bulunduğu katman,  $j$ .katman gözlem noktasının bulunduğu katman,  $j > i$

$$\tilde{G}_{xx}^A = \frac{\mu_i}{j2k_{zi}} \left[ e^{-jk_{zi}|z-z'|} + A_h^e e^{jk_{zi}(z-z')} + C_h^e e^{-jk_{zi}(z-z')} \right] \quad (2.33)$$

$$\tilde{G}_{zx}^A = \frac{j\mu_i k_x}{2(k_i^2 - k_{zi}^2)} \left[ (A_h^e + B_h^e) e^{jk_{zi}(z-z')} + (D_h^e - C_h^e) e^{-jk_{zi}(z-z')} \right] \quad (2.34)$$

Skalar potansiyel ifadesini ise,

$$\tilde{G}_x^q = \frac{1}{j2\epsilon_j k_\rho^2} \left[ \frac{k_\rho^2}{k_{zi}} e^{-jk_{zi}|z-z'|} + \frac{k_i^2 A_h^e + k_{zi}^2 B_h^e}{k_{zi}} e^{jk_{zi}(z-z')} + \frac{k_i^2 C_h^e - k_{zi}^2 D_h^e}{k_{zi}} e^{-jk_{zi}(z-z')} \right] \quad (2.35)$$

olarak elde edilir [25].

## 2.2 Kaynak ve Gözlem Noktasının Farklı Katmanlarda Olması Durumunda Greens Fonksiyonun Hesaplanması

Kaynak ve gözlem noktasının farklı katmanlarda olması durumunda, dalganın bir katmandan diğerine geçişini hesaplamak için bir iletim fonksiyonu tanımlanmalıdır. Bu iletim fonksiyonunu tanımlıyabilmek için öncelikle herhangi bir katmandaki alan ifadesi aşağı doğru giden dalgalar ile yukarı doğru giden dalgalar cinsinden ifade edilmelidir. Aşağıda genelleştirilmiş yansıma katsayıları cinsinden alan ifadeleri verilmiştir. Gözlem noktasının kaynak noktasının üstünde olması durumunda izlenmesi gereken adımlar verilmiştir [15].

$$F_j^{TE} = A_j \left[ e^{-jk_{zi}(z-z')} + \tilde{R}_{j,j+1}^{TE} e^{jk_{zi}(z-z')} e^{-jk_{zi}2(z_{j-i}-z')} \right] \quad (2.36)$$

Burada  $F$  spektral uzamdaki alan ifadesini,  $A_j$   $j$  inci katmanda yukarı doğru ilerleyen dalganın genliğini,  $Z_{j-i}$  orjinden  $j$  katmanındaki gözlem noktasının üst sınırına kadar olan mesafeyi göstermektedir.

$$F_{j+1}^{TE} = A_{j+1} \left[ e^{-jk_{z(j+1)}(z-z')} + \tilde{R}_{j+1,j+2}^{TE} e^{jk_{z(j+1)}(z-z')} e^{-jk_{z(j+1)}2(z_{j+1-i}-z')} \right] \quad (2.37)$$

$i+1$ . katmanda yukarı doğru ilerleyen dalga,  $i$ . katmandan  $i+1$ . katmana doğru iletilen dalga ile,  $i+1$ . katmandan yansıtılarak aşağı doğru ilerleyen dalgaların toplamı şeklinde ifade edilebilir. Bu durum (2.38) ifadesi ile özetlenebilir.

$$\underbrace{A_{i+1} e^{-jk_{z(i+1)}(d_i-z')}}_{(i+1). \text{ bölgede yukarı doğru ilerleyen dalga}} = \underbrace{A_i T_{i,i+1}^{TE} e^{-jk_{zi}(d_i-z')}}_{i. \text{ bölgeden } (i+1). \text{ bölgeye iletilen dalga}} + \underbrace{A_{i+1} \tilde{R}_{i+1,i+2}^{TE} R_{i+1,i}^{TE} e^{jk_{z(i+1)}(d_i-z')} e^{-jk_{z(i+1)}2d_{i+1}}}_{(i+1). \text{ bölgeden yansıtılarak aşağı doğru ilerleyen dalga}} \quad (2.38)$$

Burada  $T_{i,i+1}^{TE}$ ,  $i$ . katmandan  $i+1$ . katmana geçiş için kullanılan iletim fonksiyonunu göstermektedir ( $T_{i,i+1}^{TE} = 1 + R_{i,i+1}^{TE}$ ). (2.38) ifadesi sadeleştirildiğinde (2.39) ifadesi elde edilir.

$$A_{i+1} e^{-jk_{z(i+1)}(d_i-z')} = A_i^+ e^{-jk_{zi}(d_i-z')} \frac{T_{i,i+1}}{1 - \tilde{R}_{i+1,i+2}^{TE} R_{i+1,i}^{TE} e^{-jk_{z(i+1)}2d_{i+1}}} \quad (2.39)$$

(2.39) kullanılarak kaynak katmanındaki alan ifadesinin genliğinden ( $A_i$ ) başlayarak diğer katmandaki alanların genlikleri hesaplanabilir. Ancak  $TE$  ve  $TM$  modların, yansıma ve iletim katsayıları farklı olduğu için, bu modlara ilişkin hesaplamalar ayrı ayrı gerçekleştirilmelidir. Benzer bir analiz kaynak noktasının gözlem noktasının üstünde olması durumu için tekrarlandığında

$$A_{i-1} e^{-jk_{z(i-1)}z'} = A_i^- e^{-jk_{zi}z'} \frac{T_{i,i-1}}{1 - \tilde{R}_{i-1,i-2}^{TE} R_{i-1,i}^{TE} e^{-jk_{z(i-1)}2d_{i-1}}} \quad (2.40)$$

elde edilir. Bilinen alan genlikleri yukarı veya aşağı doğru ilerleyen sırasıyla  $A_i^+$ ,  $A_i^-$  ile gösterilen dalgalar olduğu için, diğer katmanlardaki alan ifadeleri bu genlikler ve (2.39) ve (2.40) ifadeleri kullanılarak elde edilir.

$A_i^+$ ,  $A_i^-$  genliklerini hesaplamak için, elde etmek istediğimiz green fonksiyonu ifadesi aşağı ve yukarı doğru giden dalgaların toplamı şeklinde yazılmalıdır. Örneğin (2.33) ifadesinde verilen  $\tilde{G}_{xx}^A$  ifadesi ele alınıp, gözlem noktası kaynak noktasının üstünde seçilirse, ifade aşağıda gösterildiği gibi yeniden düzenlenebilir.

$$\tilde{G}_{xx}^A \propto \left[ e^{-jk_{zi}|z-z'|} + A_i^+ e^{jk_{zi}(z-z')} + C_h^e e^{-jk_{zi}(z-z')} \right] \quad (2.41)$$

(2.25) and (2.26) ifadeleri (2.41) ifadesinde yerine konulup,

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{xx}^A \propto e^{-jk_{zi}(z-z')} + \left[ e^{-jk_{zi}2(d_i-z')} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} M_i^{TE} + e^{-jk_{zi}2d_i} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} M_i^{TE} \right] e^{jk_{zi}(z-z')} \\ + \left[ e^{-jk_{zi}2z'} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} M_i^{TE} + e^{-jk_{zi}2d_i} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} M_i^{TE} \right] e^{-jk_{zi}(z-z')} \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{xx}^A \propto e^{-jk_{zi}(z-z')} \left[ 1 + e^{-jk_{zi}2z'} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} M_i^{TE} - \overbrace{M_i^{TE} \left( 1 - e^{-jk_{zi}2d_i} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} \right)}^1 \right] \\ e^{jk_{zi}(z-z')} \left[ e^{-jk_{zi}2(d_i-z')} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} M_i^{TE} + M_i^{TE} e^{-jk_{zi}2d_i} \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} \right] \end{aligned} \quad (2.43)$$

(2.43) ifadesi biraz düzenlenirse

$$\tilde{G}_{xx}^A \propto \underbrace{\left( 1 + e^{-jk_{zi}2z'} \tilde{R}_{i,i-1}^{TE} M_i^{TE} \right)}_{A_i^{+TE}} \left[ e^{-jk_{zi}(z-z')} + \tilde{R}_{i,i+1}^{TE} e^{jk_{zi}(z-z')} e^{-jk_{zi}2(d_i-z')} \right] \quad (2.44)$$

elde edilir. Dolayısıyla diğer katmanlardaki  $\tilde{G}_{xx}^A$  ifadesini, (2.39) ve (2.40) iletim fonksiyonları ve (2.44) ifadesini kullanarak hesaplamak mümkündür.

$$\tilde{G}_{xx}^A = A_i^{+TE} \left[ e^{-jk_{zj}(z-z')} + \tilde{R}_{j,j+1}^{TE} e^{jk_{zj}(z-z')} e^{-jk_{zj}2z_{j-i}} \right] \quad (2.45)$$

### 2.3 Uzay Koordinatlarına Dönüşüm

Herhangi bir katmandaki spektral green fonksiyonu ifadesi bulunduktan sonra (2.8) eşitliği kullanılarak uzay koordinatlarına dönüşüm gerçekleştirilir. Bazı özel durumlar haricinde,

söz konusu integral, Hankel dönüşümünün salınımlı olması ve spektral Green fonksiyonlarının yavaş azalan fonksiyonlar olması nedeniyle analitik olarak alınmamaktadır. Nümerik integral alma işlemi bile tekillikler ve salınımlı davranışlar nedeniyle oldukça zahmetlidir. Bu problemin üstesinden gelmek için spektral Green fonksiyonlarını analitik olarak yaklaşık yazan "Ayrık Karmaşık İmge Metodu" (Discrete Complex Image Method-DCIM) kullanılmıştır. Kapalı Form Green Fonksiyonu-KFGF (Closed Form Green's Functions) olarak da adlandırılan bu yöntem, spektral uzayda analitik olarak yazılan green fonksiyonunu,  $k_z$  düzleminde karmaşık üsteller cinsinden açıp Sommerfeld integrali yardımı ile Hankel dönüşümünü analitik olarak gerçekleştirmektedir. Bu yöntemin özü spektral Green fonksiyonlarını yaklaşık yazmak için kullanılan üstel fonksiyonların, (2.8) ifadesinde görüldüğü gibi karmaşık mesafeli küresel dalgalara karşılık gelmesidir. Bu durum bir dipolün doğal dalga yapısına karşılık gelmektedir [25].

Sommerfeld integral ifadesi kullanılırken yüzey kutuplarının etkisini de hesaplamak gerekmektedir. Yüzey kutup değerleri için  $\infty$  değeri veren genelleştirilmiş yansıma katsayıları, spektral koordinatlardaki Green fonksiyonları ile direk olarak bağlantılı oldukları için, bu değerlerde Green fonksiyonlarında tekillik oluşmaktadır. Bu tekillikler Cauchy integral formülasyonu kullanılarak spektral uzaydaki green fonksiyonundan çıkarılıp fonksiyonun integrali alınır. Daha sonra yüzey kutuplarının etkisi uzay koordinatlarında hesaplanıp, elde edilen sonuca eklenir.

Teorik olarak izlenen yol aşağıda ifade edilmektedir.

$$G^{sw}(\rho) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^{N_p} \int_{-\infty}^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} H_0^{(2)}(k_{\rho}\rho) \frac{2k_{\rho\rho(i)} \mathit{Res}|_{k_{\rho\rho(i)}}}{k_{\rho}^2 - k_{\rho\rho(i)}^2} \quad (2.46)$$

Burada  $\mathit{Res}$  kalıntı değerini,  $k_{\rho\rho} = \lambda_{\rho} - j\nu_{\rho}$  kompleks kutup değerini,  $N_p$  kompleks kutup sayısını göstermektedir.

$$G^{sw}(\rho) = \frac{-j}{2} \sum_{i=1}^{N_p} k_{\rho\rho(i)} H_0^{(2)}(k_{\rho\rho(i)}\rho) \mathit{Res}|_{k_{\rho\rho(i)}} \quad (2.47)$$

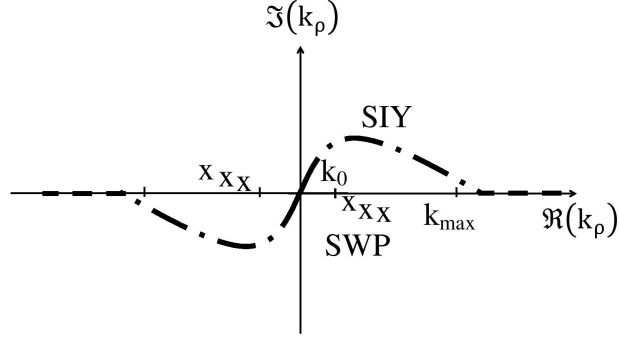
(2.47) ifadesi ile green fonksiyonunun kompleks kutup değerleri için uzay koordinatlarında aldığı değer hesaplanmaktadır. Tekillik ifadesi integranttan çıkarıldıktan sonra geriye kalan fark integrali

$$G(\rho)_{-sw} = G(\rho) - G^{sw}(\rho) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^{N_p} \int_{-\infty}^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} H_0^{(2)}(k_{\rho}\rho) \left( \tilde{G}(k_{\rho}) - \frac{2k_{\rho\rho(i)} \text{Res}|_{k_{\rho\rho(i)}}}{k_{\rho}^2 - k_{\rho\rho(i)}^2} \right) \quad (2.48)$$

olarak elde edilir. Kutup değerlerinin reel kısmı, katmanlı yapıdaki dalga numarasının en büyük ve en küçük değerleri arasında yer almaktadır. Kutup değerlerinin belirlenmesi için bir çok farklı yöntem uygulanmaktadır. Bu yöntemlerden bir tanesi, Newton-Raphson kök bulma algoritmasıdır. Söz konusu yöntem bir yüzeyi topraklanmış dielektrik tabakanın analizinde kullanılmıştır. Mevcut düğüm noktalarının yüzey kutuplarına çok yakın olması nedeniyle, kök bulma algoritmasını gerçekleştirebilmek için köklere yakın başlangıç değerlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Ancak, çok katmanlı bir yapı için bu başlangıç değerleri bilinmemektedir. Bu yüzden, Marques [13] üç katmanlı bir yapı için analitik bir fonksiyonun hat integralinin sıfır olduğu değerlere göre kutup değerlerini arayan bir algoritma geliştirmiştir. Ne yazık ki bu yöntem de çok katmanlı yapılar için verimli sonuçlar vermemektedir. Tüm bu nedenlerden ötürü, Şekil(2.4)'de gösterilen integrasyon yolu üzerinden integralin alınmasını sağlayan DCIM yöntemi kullanılarak, yüzey kutuplarını çıkarmaya gerek kalmadan yapılan analiz gerçekleştirilmiştir [22]. Ama yüzey kutupları tam olarak çıkarılmadığı için çok katmanlı yapının özellikle uzak alan Green fonksiyonu ifadeleri tam doğru olarak hesaplanamamaktadır. Dolayısıyla, her iki yönteminde avantajlarından faydalanılarak analizi hızlandırmak için hem DCIM yöntemini kullanmak, hem de yüzey kutuplarını çıkararak doğruluk derecesini yükseltmek gerekmektedir. (2.27) ifadesi ile verilen  $M_i^{TE, TM}$  genelleştirilmiş yansıma katsayısının sıfırlarını bulmak kutup değerlerini elde etmek için çözüm olabilmektedir [28].

Bizim analizimizde kutup değerlerini hassas belirleyebilmek için öncelikle Bisection yöntemi kullanılmıştır. Daha sonra elde edilen bu değerler başlangıç değerleri olarak kullanılıp Muller yöntemi ile analiz hassaslaştırılmıştır [1].

Sommerfeld integrali,  $k_{\rho}$  değişkeninin  $[k_{max}, \infty]$  olduğu bölgede yavaş yakınsamakta ve Bessel fonksiyonları nedeniyle salınımlı bir davranış göstermektedir. Bu yüzden bu integralleri hesaplamak uzun ve fazla işlem yükü gerektiren çalışmalardır. Bu sıkıntıları ortadan kaldırmak için değişik yöntemler geliştirilmiştir. Salınımlı davranışın etkisini en aza indirmek için en çok kullanılan yöntemlerden biri dış değerlendirme yöntemidir. Bu yöntemde,



Şekil 2.4:  $k_\rho$  düzleminde SIY'in gösterimi

$$I_p^1 = \int_{k_{max}}^{\lambda_l} dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho \rho) \tilde{G}(k_\rho), \quad p = 1, 2, \dots, P \quad (2.49)$$

elde edilir.  $\lambda_l$  integrandın sıfırlarını,  $k_{max} = k_0 \sqrt{\max(\varepsilon)}$ 'u göstermektedir.

$$I_p^{l+1} = \frac{1}{2} (I_p^l + I_{p+1}^l) \quad p = 1, 2, \dots, P-1 \quad l = 1, 2, \dots, L-1 \quad (2.50)$$

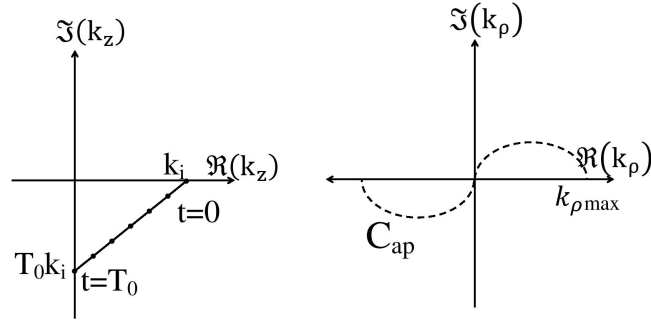
ile birbirini izleyen iki değerin ortalaması alınmaktadır [12].

### 2.3.1 Ayırık Karmaşık İmge Metodu-DCIM

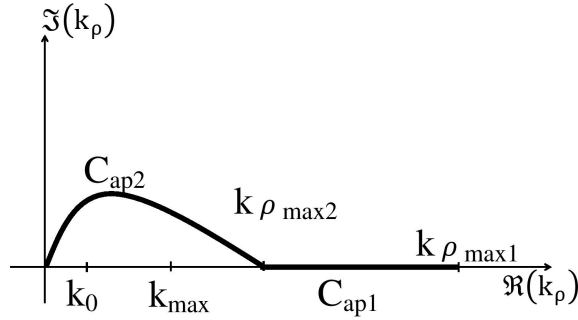
(2.8) eşitliğinde verilen integral ifadesini nümerik olarak almak integralin sahip olduğu tekillikler ve gösterdiği salınımlı davranış nedeniyle oldukça zahmetlidir. Dolayısıyla Sommerfeld integral ifadesini nümerik olarak almak yerine, yaklaşık nümerik integrasyon alma yöntemleri geliştirilmiştir. Söz konusu yöntemi kullanabilmek için aşağıda verilen Sommerfeld ifadesinden faydalanılmaktadır.

$$\frac{e^{-jkr}}{r} = -\frac{j}{2} \int_{SIY} dk_\rho k_\rho H_0^{(2)}(k_\rho) \frac{e^{-jk_z|z|}}{k_z} \quad (2.51)$$

Daha sonra (2.48) ifadesine KFGF uygulanır. KFGF uygulayabilmek için, (2.48) ifadesi  $k_z$  düzleminde karmaşık üsteller cinsinden açılır.  $\tilde{G}$  fonksiyonun eksponansiyel olarak açılabilmesi için düzgün olarak örnekleme gerekmektedir.  $k_\rho$  düzleminde yapılacak olan bir örnekleme,  $k_z$  düzleminde istenilen bir eksponansiyel açılımın yapılmasına olanak vermeyeceği için, (2.51) ifadesini kullanmak mümkün olmayacaktır. Bu yüzden örnekleme



Şekil 2.5:  $k_z$  düzleminde yapılan örneklemenin  $k_\rho$  düzleminde tanımlanan Sommerfeld integrasyon yolunun gösterimi



Şekil 2.6: İki seviye yaklaşım için kompleks  $k_\rho$  düzleminde izlenen yol

$k_z$  düzleminde yapılır ve aşağıda verilen formül ile tanımlanır. Bu eşitliğin  $k_\rho$  düzleminde izlediği yol Şekil (2.5) gösterilen  $C_{ap}$  integrasyon yoluna karşılık gelmektedir [22].

### 2.3.1.1 İki Seviye Yaklaşım

Bu durum fonksiyonun, iyi olarak modellenebilmesi için çok fazla örnekleme yapılmasını gerektirmektedir. Örnekleme sayısını azaltabilmek için iki seviye yaklaşım uygulayarak fonksiyon  $C_{ap2}$ ,  $C_{ap1}$  ile gösterilen iki farklı yol boyunca örneklenir.  $C_{ap2}$  integrasyon yolu ile integral alınırken kutup değerlerinin olduğu bölge,  $C_{ap1}$  integrasyon yolu ile  $k_\rho$ 'nun reel olduğu bölge incelenmektedir [4].

$$C_{ap1} \text{ üzerinde} \quad k_{zi} = -jk_i(T_{02} + t), \quad 0 \leq t \leq T_{01} \quad (2.52)$$



$$\mathcal{C}_{ap2} \text{ üzerinde } k_{zi} = k_i \left[ -jt + \left( 1 - \frac{t}{T_{02}} \right) \right], \quad 0 \leq t \leq T_{02} \quad (2.53)$$

İntegrasyon yolu boyunca izlenen iki farklı adım için sınırları oluşturan  $k_{\rho_{max2}}$  ve  $k_{\rho_{max1}}$  değerleri aşağıdaki şekilde hesaplanır.

$$\mathcal{C}_{ap2} \text{ kullanılarak } t = T_{02} \text{ 'de } k_{\rho_{max2}} = k_i \sqrt{1 + T_{02}^2} \quad (2.54)$$

$$\mathcal{C}_{ap1} \text{ kullanılarak } t = 0 \text{ 'da } k_{\rho_{max2}} = k_i \sqrt{1 + T_{02}^2}$$

$$t = T_{01} \text{ 'de } k_{\rho_{max1}} = k_i \sqrt{1 + (T_{01} + T_{02})^2}$$

Spektral uzaydaki green fonksiyonlarının integralini alabilmek için kullanılan iki seviye yöntemi aşağıdaki şekilde özetlenebilir.

1.  $k_{\rho_{max2}} \geq k_0 \sqrt{\max(\varepsilon)}$  olacak şekilde  $T_{02}$  değeri seçilir. Böylelikle yüzey kutuplarının bulunduğu aralık belirlenir. Örneğin yapının içinde **GaAs** en yüksek dielektrik sabitine sahip malzeme ise,  $\varepsilon_r(\text{GaAs}) = 12.5$  ve  $k_{\rho_{max2}} = \sqrt{12.5} k_0$  olduğu için  $T_{02} = 5$  rahatlıkla seçilebilir.
2.  $T_{01}$ 'in seçimi kritik değildir. Büyük  $k_\rho$  değerleri için spektral Green fonksiyonunu modelleyecek şekilde seçimi yapılmalıdır.  $k_{\rho_{max2}}$ 'den sonra spektral alan davranışı düzgün olduğu için çok fazla örnekleme alınmasına gerek yoktur.  $T_{01}$  ve örnekleme sayısı tipik olarak 200 seçilmektedir.
3. Fonksiyon ilk olarak  $\mathcal{C}_{ap1}$  boyunca örneklenir ve GPOF kullanılarak eksponansiyel fonksiyonlar cinsinden açılır [1].

$$f(k_\rho) \left( \cong \frac{\tilde{G}}{j2k_{zi}} \quad k_\rho \in [k_{\rho_{max2}}, k_{\rho_{max1}}] \right) = \sum_{m_1=1}^{M_1} b_{m_1} e^{\beta_{m_1} t} = \sum_{m_1=1}^{M_1} a_{m_1} e^{-\alpha_{m_1} k_{zi}} \quad (2.55)$$

$$\alpha_{m_1} = \frac{\beta_{m_1}}{jk_i}; \quad a_{m_1} = b_{m_1} e^{-jk_i \alpha_{m_1} T_{02}} \quad (2.56)$$

Burada  $b_m$  ve  $\beta_m$ , GPOF kullanılarak elde edilmiş olan eksponansiyellerin katsayısını ve üs çarpanlarını göstermektedir.  $M$  bu yaklaşım için kullanılan eksponansiyel sayısıdır. Eksponansiyel fonksiyonlar cinsinden açılmış olan bu spektral fonksiyon (2.51) ifadesinde yerine konarak

$$\sum_{m_1=1}^{M_1} \int_0^\infty a_{m_1} \frac{e^{-jk_{zi}(z+\alpha_{m_1}/j)}}{jk_{zi}} J_0 k_\rho dk_\rho = \sum_{m_1=1}^{M_1} a_{m_1} \frac{e^{-jk_i r_{m_1}}}{r_{m_1}} \quad (2.57)$$

$$r_{m_1} = \sqrt{\rho^2 - \alpha_{m_1}^2}$$

spektral uzaydaki  $f(k_\rho)$  fonksiyonunun uzay koordinatlarındaki karşılığı  $k_\rho$ 'nin tüm pozitif reel eksenini boyunca elde edilmiş olunur. (2.51) eşitliğindeki her terim YED kompleks imajını oluşturmaktadır.

$$\begin{aligned} G_x^q &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho) \frac{\tilde{G}_x^q}{jk_{zi}} \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho) \left[ \frac{\tilde{G}_x^q}{jk_{zi}} - f(k_\rho) + f(k_\rho) \right] \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_{C_{ap1} + C_{ap2}} dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho) \left[ \frac{\tilde{G}_x^q}{jk_{zi}} - f(k_\rho) \right] + \underbrace{\frac{1}{4\pi} \int_{C_{ap1} + C_{ap2}} dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho) f(k_\rho)}_{\sum_{m_1=1}^{M_1} a_{m_1} \frac{e^{-jk_i r_{m_1}}}{r_{m_1}}} \\ &\int_{C_{ap1}} dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho) \left[ \frac{\tilde{G}_x^q}{jk_{zi}} - f(k_\rho) \right] \cong 0 \end{aligned}$$

olduğu için

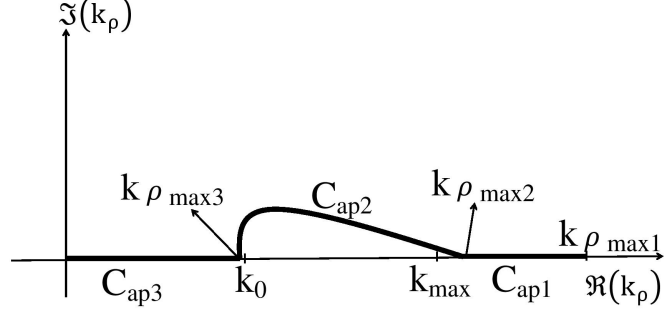
$$\begin{aligned} G_x^q &= \frac{1}{4\pi} \int_{C_{ap2}} dk_\rho k_\rho J_0(k_\rho) \left[ \frac{\tilde{G}_x^q}{jk_{zi}} - f(k_\rho) \right] + \frac{1}{4\pi} \sum_{m_1=1}^{M_1} a_{m_1} \frac{e^{-jk_i r_{m_1}}}{r_{m_1}} \\ G_x^q &= \frac{1}{4\pi} \sum_{m_2=1}^{M_2} a_{m_2} \frac{e^{-jk_i r_{m_2}}}{r_{m_2}} + \frac{1}{4\pi} \sum_{m_1=1}^{M_1} a_{m_1} \frac{e^{-jk_i r_{m_1}}}{r_{m_1}} \end{aligned} \quad (2.58)$$

$C_{ap2}$  boyunca alınacak olan integralin  $(0, k_{\rho_{max2}})$  aralığı dar olduğu için örnekleme istenildiği kadar fazla yapılabilir.

$$\frac{\tilde{G}_x^q}{jk_{zi}} - f(k_\rho) = \sum_{m_2=1}^{M_2} b_{m_2} e^{\beta_{m_2} t} = \sum_{m_2=1}^{M_2} a_{m_2} e^{-\alpha_{m_2} k_{zi}} \quad (2.59)$$

$$a_{m_2} = b_{m_2} e^{\alpha_{m_2} k_i}; \quad \alpha_{m_2} = \frac{\beta_{m_2} T_{02}}{k_i(jT_{02} + 1)} \quad (2.60)$$

olarak elde edilir [1].



Şekil 2.7: Üç seviye yaklaşım için kompleks  $k_\rho$  düzleminde izlenen yol

### 2.3.1.2 Üç Seviye Yaklaşım

İki seviye yaklaşımın en önemli eksiği düğüm noktasının analize olan etkisini hesaba katmamasıdır. Düğüm noktasının büyük  $\rho$  değerleri için uzay koordinatlarındaki değişimi

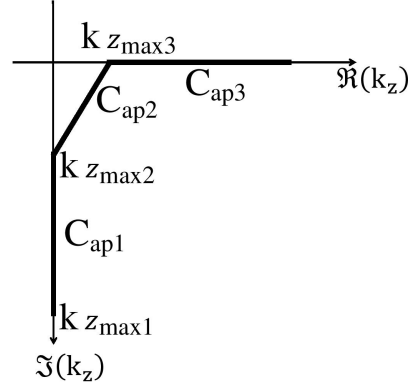
$$\frac{e^{-jk_0\rho}}{\rho^2} \quad (2.61)$$

eşitliği ile ifade edilebilir. Burada  $k_0$  yapının düğüm noktasını göstermektedir. Green fonksiyonu ifadelerinin hesaplanması sırasında önemli bir etken olan yüzey dalgalarının uzay koordinatlarındaki davranışı silindirik tanımlanıp (2.62) eşitliği ile ifade edilebilir.

$$\frac{e^{-jk_{swp}\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (2.62)$$

Burada  $k_{swp}$ , yüzey dalgasının numarasını göstermektedir. (2.62) ifadesi yüzey dalgasının sanal bir kökü olması durumunda, yüzey dalgasının katkısının eksponansiyel olarak azaldığını göstermektedir. Dolayısıyla düğüm noktası, uzak alanda Green fonksiyonunun davranışını belirlemektedir.

1. Kayıpsız bir malzemeye ilişkin Green fonksiyonunun kutup değerinin olmadığı durumlarda,
2. Kayıplı malzemelerde,
3. Kutup değerlerinden herhangi birinin düğüm noktasına çok yakın olması durumunda,



Şekil 2.8: Üç seviye yaklaşım için kompleks  $k_z$  düzleminde izlenen yol

düğüm noktası etkin davranışı belirlemektedir. Bu problemi çözmek için iki seviye yaklaşım modifiye edilerek üç seviye yaklaşım meydana getirilmiştir. Üç seviye yaklaşım düğüm noktası analizini hesaba katan bir yöntem olup, bu analiz için seçilebilecek üç farklı integrasyon yolu aşağıdaki şekilde özetlenebilir.

Üç seviye yaklaşım kullanılarak  $k_\rho$  düzleminde yapılan örnekleme Şekil(2.7) ile,  $k_z$  düzleminde izlenen yol Şekil(2.8)'da gösterilmektedir [1].

$$C_{ap1} \text{ üzerinde} \quad k_{zi} = -jk_i \left[ \frac{T_{02}}{T_{03} + 1} + t \right], \quad 0 \leq t \leq T_{01} \quad (2.63)$$

$$C_{ap2} \text{ üzerinde} \quad k_{zi} = k_i \left[ \frac{1}{T_{03} + 1} \right] \left[ -jt + \left( 1 - \frac{t}{T_{02}} \right) \right], \quad 0 \leq t \leq T_{02} \quad (2.64)$$

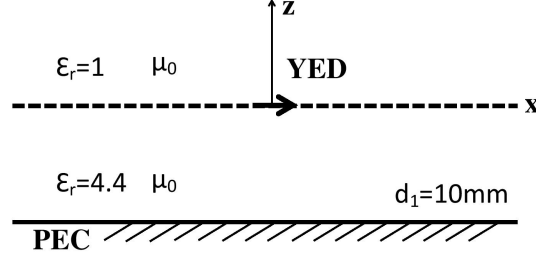
$$C_{ap3} \text{ üzerinde} \quad k_{zi} = k_i \left[ 1 - \frac{t}{T_{03} + 1} \right], \quad 0 \leq t \leq T_{03} \quad (2.65)$$

$k_{\rho max1}$ ,  $k_{\rho max2}$  ve  $k_{\rho max3}$  aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir.

$$k_{\rho max1} = \sqrt{1 + \left( \frac{T_{02}}{1 + T_{03}} + T_{01} \right)^2} \quad (2.66)$$

$$k_{\rho max2} = \sqrt{1 + \left( \frac{T_{02}}{1 + T_{03}} \right)^2} \quad (2.67)$$

$$k_{\rho max3} = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{1 + T_{03}}\right)^2} \quad (2.68)$$



Şekil 2.9: SWP'nin düğüm noktasına yakın olduğu durumu modellemek için kullanılan geometri

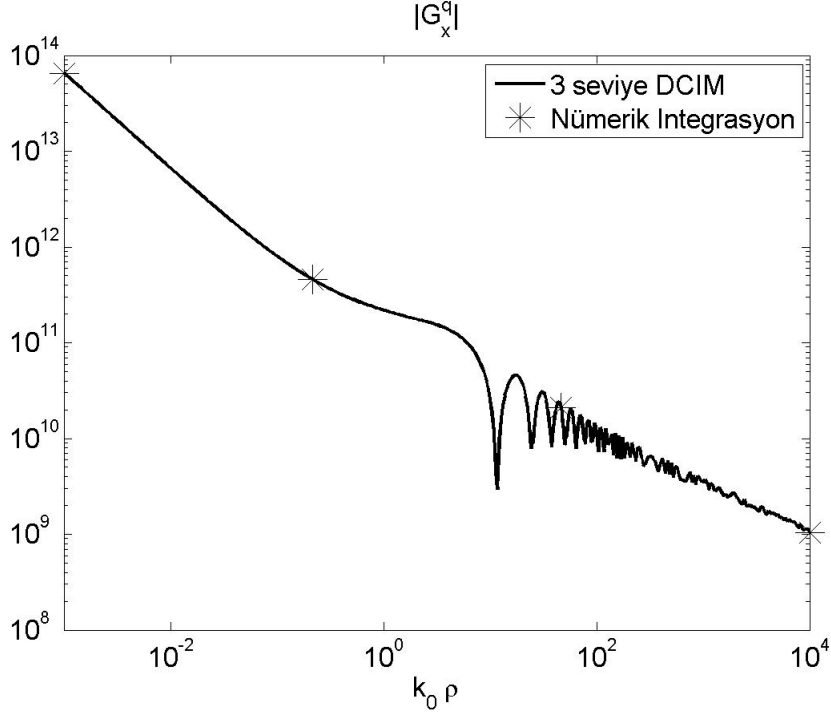
## 2.4 Nümerik Örnekler

### 2.4.1 Yüzey kutup değerinin (Surface Wave Pole-SWP) düğüm noktasına çok yakın olduğu durum

İlk olarak, Şekil (2.9)'de gösterilen, dielektrik katsayısı  $\epsilon_r = 4.4$ , kalınlığı  $d = 10 \text{ mm}$  olan mikroşerit bir yapı ele alınmıştır. Bu yapının 2. katmanındaki  $\hat{x}$  yönündeki YED'nün  $f = 4.075 \text{ GHz}$ 'de oluşturduğu skalar  $G_x^g$ , ve vektörel green fonksiyonu  $G_{xx}^A$ , ifadeleri hesaplanmıştır. Gözlem ve kaynak noktaları hava ve dielektrik katmanın ara yüzeyinde seçilmiştir. Sonuçlar 3-seviye DCIM ve nümerik integrasyon işlemi kullanılarak kıyaslanmıştır. ( $z = z' = 0$ ) [1].

Bu geometri için boşluktaki dalga vektörü  $k_0 = 85.3466 \text{ m}^{-1}$  dir. Hesaplanan yüzey kutup değerleri ise  $k_{SW,TE} = 85.3478 = 1.0000144 k_0$  ve  $k_{SW,TM} = 126.2 = 1.4787 k_0$  olup, TE yüzey kutup değeri  $k_{SW,TE}$ 'nin düğüm noktasına çok yakın olduğu görülmüştür. Geometriye üç seviye yaklaşım uygulanıp  $T_{01} = 100$ ,  $T_{02} = 200$ ,  $T_{03} = 99$  seçilmiştir. Kullanılan eksponansiyel sayıları vektör potansiyel için  $M_1 = 4$ ,  $M_2 = 5$ ,  $M_3 = 4$  skalar potansiyel için  $M_1 = 4$ ,  $M_2 = 7$ ,  $M_3 = 5$  dir. Nümerik integrasyon ve 3 seviye yaklaşım kullanılarak elde edilen sonuçlar Şekil (2.10) ve Şekil (2.11)'de verimştir. Yüzey kutup değeri düğüm noktasına çok yakın olması durumunda düğüm noktasının etkisinin yüzey kutubuna göre

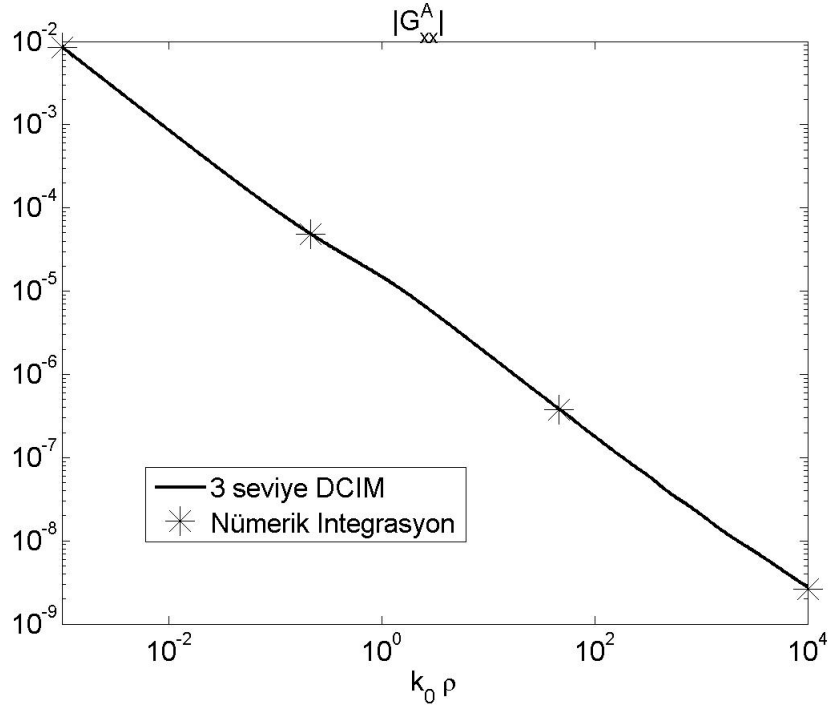
baskın olması ve büyük  $\rho$  değerleri için hatalı sonuçlar vermesi beklenmektedir. Ancak buna rağmen sonuçlar uyumlu elde edilmiştir.



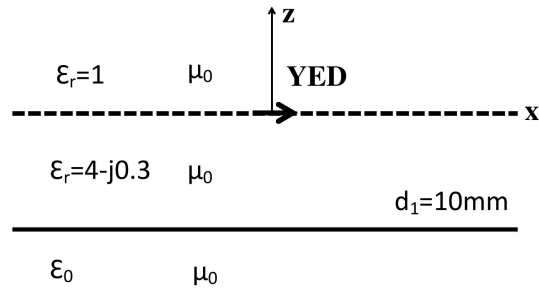
Şekil 2.10:  $f = 4.075\text{GHz}$ 'de Şekil (2.9)'da verilen yapı için elde edilen skalar Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü

#### 2.4.2 Boşluktaki kayıplı bir yapı

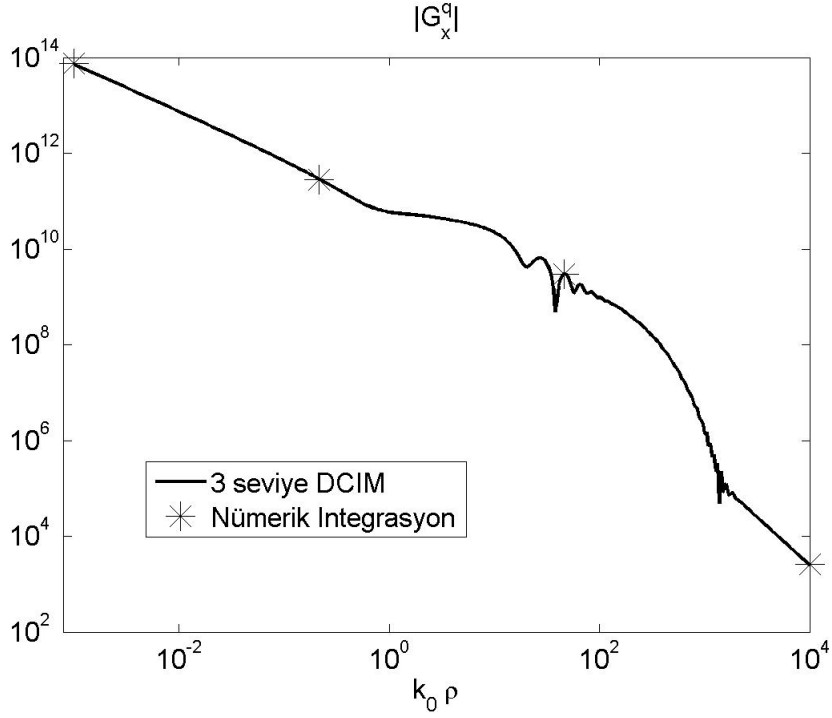
Şekil (2.12)'de gösterilen yapı  $4\text{GHz}$ 'de ele alınmıştır. YED, hava ve dielektrik katmanın ara yüzeyine yerleştirilmiş olup kaynak noktasıda aynı noktada seçilmiştir ( $z = z' = 0$ ). Bu analiz için boşluktaki dalga vektörü  $k_0 = 83.7758\text{m}^{-1}$ , yüzey kutupları değerleri sırasıyla  $k_{SW,TE} = 117.08 - j5.45 = (1.3975 - j0.0651) k_0$  ve  $k_{SW,TM} = 89.1348 - j0.5733 = (1.0640 - j0.0068) k_0$  olarak elde edilmiştir. Üç seviye yaklaşım uygulanıp  $T_{01} = 100$ ,  $T_{02} = 200$ ,  $T_{03} = 99$  seçilmiştir. Kullanılan eksponansiyel sayıları vektör potansiyel için  $M_1 = 3$ ,  $M_2 = 5$ ,  $M_3 = 5$  skalar potansiyel için  $M_1 = 5$ ,  $M_2 = 5$ ,  $M_3 = 5$  dir. Elde edilen sonuçlar Şekil (2.13) ve Şekil (2.14)'de vermiştir [1].



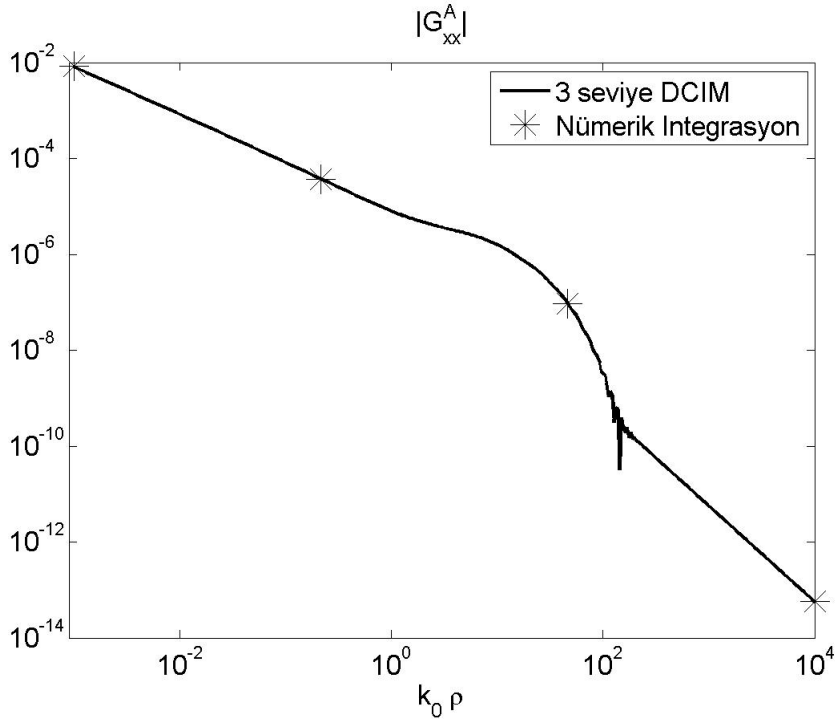
Şekil 2.11:  $f = 4.075GHz$ 'de Şekil (2.9)'da verilen yapı için elde edilen vektör Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü



Şekil 2.12: Boşluktaki kayıplı bir yapı



Şekil 2.13:  $f = 4GHz$ 'de Şekil (2.12)'de verilen yapı için elde edilen skalar Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü



Şekil 2.14:  $f = 4GHz$ 'de Şekil (2.12)'de verilen yapı için elde edilen vektör Green fonksiyonu ifadesinin büyüklüğü



## BÖLÜM 3

### SEYA'NIN MOMENT METODU İLE ANALİZİ

Bu çalışmada SEYA'nın analizini yapabilmek için, ilk olarak SEYA'nın sonsuz boyutlu dielektrik bir katman üzerinde olduğu varsayılacak ve yüzey akım dağılımı Moment Metodu kullanılarak hesaplanacaktır [7]. (2.7) ifadesini sonsuz boyutlu dielektrik bir alttaşın varlığında çözebilmek için 2. Bölümde elde edilen Kapalı Form Green Fonksiyonu kullanılacaktır.

#### 3.1 Elektrik Alan İntegral Denkleminin Çözümü

Bu tez çalışmasında (2.7) ile verilen EAİD'nin çözümü için, sonsuz boyutlu bir dielektrik katmanın iletken kısmın alt tarafına yerleştirilmesi durumunda geçerli olan kapalı formda Green fonksiyonu elde edilip bu fonksiyon ile EAİD'nin çözümü gerçekleştirilmektedir. Düzlemsel bir geometri için gerekli sınır koşulları kullanılarak (2.7) ifadesi

$$\vec{E}_{tan}^i(\vec{r}) = j\omega \int_S \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_s(\vec{r}') ds' - \frac{1}{j\omega} \int_S \nabla \left( \nabla \cdot \vec{J}_s(\vec{r}') \right) G^q(\vec{r}, \vec{r}') ds' \quad (3.1)$$

olarak elde edilir. EAİD, genellikle iletken yüzey üzerinde indüklenen yüzey akımını hesaplamak için kullanılır. Burada  $\vec{E}^i$  saçıcı yokken kaynak tarafından üretilen,  $S$  yüzeyinde  $\vec{J}_s$  akımını indükleyen alandır.  $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ , gözlem noktası  $\vec{r}$  ile  $S$  yüzeyi üzerindeki kaynak noktası  $\vec{r}'$  arasındaki uzaklıktır.

(3.1) ifadesine Moment Metodunu uygulayabilmek için iletken SEYA'nın yüzeyi düzlemsel üçgen yamalar ile modellenmektedir [15]. Üçgen yamalar yüzey modellemelerinde oldukça başarılı sonuçlar vermektedir.

Bu çalışmada incelenecek SEYA geometrisi, Matlab PDE araç kutusu kullanılarak üçgen

yamalara ayrılıp, her üçgenin köşelerinin koordinatları, bu koordinatların geometri üzerindeki hangi üçgene ait olduğu gibi her bir üçgene özel bilgiler elde edilmektedir. Bu bilgiler Matlab ortamında kendi geliştirdiğimiz kaynak kodunda kullanılmaktadır.

### 3.1.1 Moment Metodu (MM)

İntegral denklemler genel olarak aşağıdaki (3.2) ifadesindeki gibi ifade edilir. Bilinmeyeni gösteren  $f$  fonksiyonu  $L$  doğrusal operatörünün tanımlı olduğu bölgede bilinen fonksiyonlar cinsinden (3.3) ifadesinde gösterildiği gibi seriye açılmaktadır [7]. Burada  $s$  bilinen bir fonksiyondur [20].

$$L\{f\} = s \quad (3.2)$$

$$f = \sum_{n=1}^N B_n f_n \quad (3.3)$$

Burada  $B_n$  bilinmeyen katsayıyı,  $f_n$  ise bilinen açılım fonksiyonunu göstermektedir. Açılım fonksiyonları doğrusal bağımsız bir küme oluşturmalıdır. Açılım fonksiyonlarının toplamı ile gerçek fonksiyon arasındaki fark hatayı oluşturmaktadır. Kalıntı hatası olarak adlandırılan fonksiyon (3.4) ifadesi ile verilmektedir.  $L$  doğrusal operatörü toplam ifadesi ile yer değiştirilerek (3.4) ifadesi yeniden düzenlenir.

$$Hata(x) = L\left\{\sum_{n=1}^N B_n f_n(x)\right\} - s(x) = \left[\sum_{n=1}^N B_n L b\{f_n\}\right] - s(x) \quad (3.4)$$

Hata fonksiyonunun mümkün olduğunca sifıra gitmesi istendiği için test fonksiyonu ve hata fonksiyonunun iç çarpımı kullanılarak,

$$\langle f_m, Hata(x) \rangle = \sum_{n=1}^N B_n \langle f_m, L f_n \rangle - \langle f_m, s \rangle \quad (3.5)$$

elde edilir. Bu çarpımının sıfır olması istenmektedir.

$$\sum_{n=1}^N B_n \langle f_m, L f_n \rangle = \langle f_m, s \rangle \quad (3.6)$$

$$\sum_{n=1}^N B_n \int f_m \cdot L \{f_n(x)\} = \int f_m(x) \cdot s(x) \quad (3.7)$$

(3.7) ifadesi ile verilen denklem, (3.8) ifadesindeki gibi bir matris denklemi halinde ifade edilebilir.

$$[Z_{mn}][B_n] = [V_m] \quad (3.8)$$

Burada,

$$[Z_{mn}] = \begin{bmatrix} \langle f_1, L f_1 \rangle & \langle f_1, L f_2 \rangle & \dots & \langle f_1, L f_N \rangle \\ \langle f_2, L f_1 \rangle & \langle f_2, L f_2 \rangle & \dots & \langle f_2, L f_N \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle f_N, L f_1 \rangle & \langle f_N, L f_2 \rangle & \dots & \langle f_N, L f_N \rangle \end{bmatrix}$$

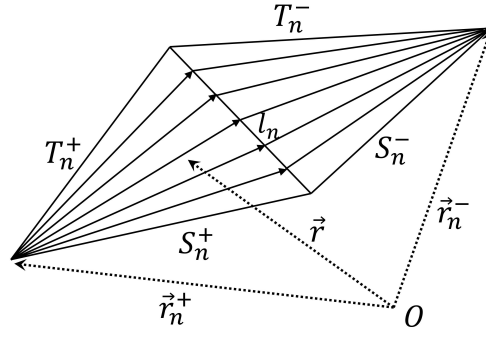
$$[B_n] = \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \\ B_N \end{bmatrix}$$

$$[V_m] = \begin{bmatrix} \langle f_1, s \rangle \\ \langle f_2, s \rangle \\ \vdots \\ \langle f_M, s \rangle \end{bmatrix}$$

olarak verilmektedir.  $Z_{mn}$  matrisi tekil olmadığı sürece tersi vardır ve

$$[B_n] = [Z_{mn}]^{-1} [V_m] \quad (3.9)$$

olarak bulunur. Test ve açılım fonksiyonlarının seçimi önemlidir.  $f_m = f_n$  olması durumunda yöntemin ismi Galerkin metodu olarak adlandırılır. Bu tez çalışmasında test metodu olarak Galerkin test yöntemi kullanılmıştır [20].



Şekil 3.1: Rao-Wilton-Glisson açılım fonksiyonu

### 3.1.2 Rao-Wilton-Glisson (RWG) Açılım Fonksiyonları

Üçgen tanım kümesinde tanımlanabilecek birçok açılım fonksiyonu mevcuttur. Akım ifadesinde hataların küçük olması için Rao-Wilton-Glisson (RWG) açılım fonksiyonu olarak tercih edilmektedir. Şekil(3.1)'de görüldüğü gibi RWG fonksiyonu için  $T_n^\pm$  birbirine komşu üçgenleri,  $l_n$  komşu üçgenlerin ortak kenar uzunluğunu,  $S_n^\pm$  bu üçgenlerin yüzeylerini,  $\vec{r}_n^\pm$   $n$ . kenarın koordinat merkeziyle bağımsız düğüm noktası arasındaki vektörü ifade etmektedir [19]. Bu değişkenlerle RWG fonksiyonu

$$f_n(\vec{r}) = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{l_n}{2A_n^+} \rho_n^+, & r \in T_n^+ \\ \frac{l_n}{2A_n^-} \rho_n^-, & r \in T_n^- \\ 0, & \text{diğer durumda} \end{array} \right\} \quad (3.10)$$

olarak verilir [20]. Burada  $A_n^\pm$ ,  $T_n^\pm$  üçgenlerine ait yüzey alanını göstermektedir ve  $\rho_n^\pm = \vec{r} - \vec{r}_n^\pm$  olarak verilmektedir.

RWG fonksiyonuna ilişkin bazı özellikler şöyle özetlenebilir:

- İki komşu üçgenin ortak kenarı üzerinden akan akımı gösteren RWG her bir üçgen çifti için bir tanedir.
- Bilinmeyen RWG fonksiyonu, iki üçgeni birbirine bağlayan ortak kenar üzerinde tanımlıdır.
- RWG fonksiyonunun dik bileşenini sadece tanımlı olduğu kenarda süreklidir ve büyüklüğü birdir, bu kenar dışındaki hiç bir kenara dik bileşen içermez.

- $f_n$ 'nin iraksaklığı

$$\nabla \cdot f_n(\vec{r}) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{j_n}{A_n^+}, \quad r \in T_n^+ \\ \frac{j_n}{A_n^-}, \quad r \in T_n^- \\ 0, \quad \text{diğer durumda} \end{array} \right\} \quad (3.11)$$

şeklinde tanımlıdır. RWG fonksiyonunun neden olduğu toplam yük sıfır olduğu için, EAİD'nin çözümünde yük birikimi ile ilgili herhangi bir sıkıntı oluşmamaktadır.

### 3.1.3 EAİD'in Moment Metodu ile Çözümü

$J$ 'nin RWG fonksiyonları cinsinden açılımı yapırsa

$$\vec{J}_s(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N B_n \vec{f}_n(\vec{r}) \quad (3.12)$$

elde edilir [20].  $B_n$  bilinmeyen katsayılar,  $N$  bilinmeyen sayısını göstermektedir.

(3.1) ifadesine (3.12) ifadesi yerleştirilip, Galerkin test metodu uygulanırsa,

$$\langle \vec{E}^i, \vec{f}_m \rangle = \langle \vec{J}_s, \vec{f}_m \rangle \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \int_{S_m} \vec{E}_{tan}^i \cdot \vec{f}_m(\vec{r}) ds &= \int_{S_m} \vec{f}_m(\vec{r}) \cdot \left[ \sum_{n=1}^N j\omega \left[ \int_{S_n} B_n \vec{f}_n(\vec{r}') \right] \right] \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') ds' ds + \\ &\int_{S_m} \vec{f}_m(\vec{r}) \cdot \left[ \sum_{n=1}^N j \left[ \frac{1}{\omega} \int_{S_n} \nabla \nabla \cdot B_n \vec{f}_n(\vec{r}') \right] \right] \vec{G}^q(\vec{r}, \vec{r}') ds' ds \end{aligned} \quad (3.14)$$

elde edilir. Bu ifade matris formunda aşağıdaki şekilde ifade edilebilir.

$$\sum_{n=1}^N B_n Z_{mn} = V_m \quad (3.15)$$

$$Z_{mn} = j\omega \int_{S_m} f_m(\vec{r}) \cdot \int_{S_n} f_n(\vec{r}') \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') ds' ds$$

$$- \int_{S_m} f_m(\vec{r}) \cdot \left[ \int_{S_n} \frac{\nabla \nabla}{j\omega} G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right] ds \quad (3.16)$$

$$V_m = \int_{S_m} \vec{E}^i \cdot \vec{f}_m(\vec{r}) ds \quad (3.17)$$

olarak düzenlenir. (3.16) ifadesinin ikinci kısmı,

$$\begin{aligned} & \int_{S_m} f_m(\vec{r}) \cdot \left[ \int_{S_n} \frac{\nabla \nabla}{j\omega} G^q(\vec{r}, \vec{r}') f_n(\vec{r}') ds' \right] ds \\ &= \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} f_m(\vec{r}) \cdot \nabla \left[ \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right] ds \end{aligned} \quad (3.18)$$

olarak ifade edilebilir.

Iraksama operatörü

$$\nabla \cdot (\psi \vec{A}) = \psi \nabla \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \nabla \psi$$

özdeşliğini sağladığı için, (3.18) ifadesi,

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \left\{ f_m(\vec{r}) \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right\} ds \\ &\quad - \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot f_m(\vec{r}) \left\{ \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right\} ds \\ &= \frac{1}{j\omega} \int_{\partial S_m} \hat{u} \cdot \left\{ f_m(\vec{r}) \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right\} dl \\ &\quad - \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot f_m(\vec{r}) \left\{ \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right\} ds \end{aligned} \quad (3.19)$$

olarak düzenlenir [20]. RWG fonksiyonun tanımlı olduğu üçgende akım iki kenar üzerinden teğet olarak aktığı ve  $\hat{u}$  birbirine komşu iki üçgen etrafındaki dik bileşeni gösterdiği için, (3.19) ifadesinin ilk kısmı

$$\frac{1}{j\omega} \int_{\partial S_m} \hat{u} \cdot \left\{ f_m(\vec{r}) \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot f_n(\vec{r}') ds' \right\} dl = 0$$

olarak elde edilir. Böylece (3.19) ifadesi

$$\begin{aligned} \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \mathbf{f}_m(\vec{r}) \cdot \nabla \left\{ \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' \right\} ds = \\ - \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \left\{ \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' \right\} ds \end{aligned} \quad (3.20)$$

olarak yeniden düzenlenir.

$\nabla \mathbf{G}_0 = -\nabla' \mathbf{G}_0$  ifadesi kullanılırsa,

$$\begin{aligned} \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \mathbf{f}_m(\vec{r}) \cdot \nabla \left\{ \int_{S_n} \nabla G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' \right\} ds = \\ \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \left\{ \int_{S_n} \nabla' G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' \right\} ds \end{aligned} \quad (3.21)$$

elde edilir. (3.21) ifadesinin içteki ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$\begin{aligned} \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \int_{S_n} \nabla' G^q(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' ds \\ = \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \int_{S_n} \nabla' \cdot \{ G^q(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{f}_n(\vec{r}') \} ds' ds \\ - \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \int_{S_n} G^q(\vec{r}, \vec{r}') \nabla' \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' ds \end{aligned} \quad (3.22)$$

elde edilir. (3.22) ifadesinin ilk terimine iraksama teoremi uygulanırsa,

$$\frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \int_{\Delta S_n} \hat{\mathbf{u}} \cdot \{ G^q(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{f}_n(\vec{r}') \} dl' ds = 0 \quad (3.23)$$

bulunur ve (3.22) ifadesi

$$\begin{aligned} \mathbf{Z}_{mn} = j\omega \int_{S_m} \mathbf{f}_m(\vec{r}) \cdot \int_{S_n} \mathbf{f}_n(\vec{r}') \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') ds' ds \\ - \frac{1}{j\omega} \int_{S_m} \nabla \cdot \mathbf{f}_m(\vec{r}) \int_{S_n} G^q(\vec{r}, \vec{r}') \nabla' \cdot \mathbf{f}_n(\vec{r}') ds' ds \end{aligned} \quad (3.24)$$

haline gelir [24]. RWG yüksek mertebeli bir fonksiyon olduğu için iraksaması vardır. Açılım ve test fonksiyonları yerine konursa empedans matrisi,

$$\begin{aligned}
Z_{ik,jl} &= j\omega \frac{l_{ik}l_{jl}}{4A_iA_j} \int_{S_i} (\vec{r} - \vec{r}_{ik}) \int_{S_j} (\vec{r} - \vec{r}_{jl}) \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') ds' ds \\
&\quad - \frac{1}{j\omega} \frac{l_{ik}l_{jl}}{4A_iA_j} \int_{S_i} \int_{S_j} G^q(\vec{r}, \vec{r}') ds' ds
\end{aligned} \tag{3.25}$$

olarak elde edilir. (3.25) ifadesindeki  $k$  ve  $l$  indisleri sırasıyla açılım ve test fonksiyonlarının  $i$ . ve  $j$ . üçgen üzerindeki sıralamasını göstermektedir. Nümerik integral alma işlemi bilinmeyenler arasındaki etkileşim olarak gerçekleştiğinde uzun süreceği için, bu işlem yerine üçgen üçgen dolaşarak çözüme gidilmiştir. Böylelikle her üçgene ait integral dokuz kere hesaplamak yerine bir defada çözülmüştür.

(2.33) ve (2.35) ifadelerinin 3-seviye yaklaşım kullanılarak uzay koordinatlarındaki karşılıklarının bulunup (3.25) ifadesinde yerine konması sonucu, MM kullanılarak anten üzerindeki yüzey akım dağılımı hesaplanabilecektir.

### 3.1.4 Yüzey İntegrallerinin Hesaplanması

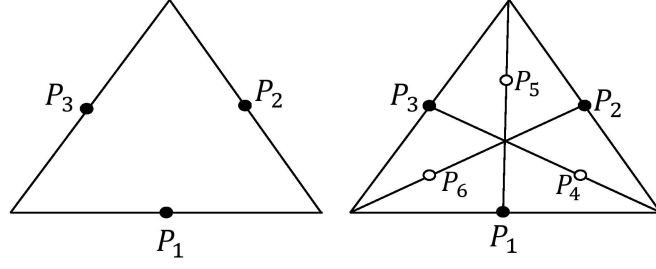
(3.25) ifadesinde verilen nümerik integralleri hesaplayabilmek için birçok farklı yöntem kullanılmaktadır [20]. Potansiyel integralleri hesaplamak için kullanılan yöntemler oldukça doğru sonuçlar vermesine rağmen yüklü matematik işlem gerektirir. Dolayısıyla nümerik yöntemleri kullanmak daha hızlı sonuçlar elde edilmesini sağlar [20].

İletken yüzeyler üzerinde tanımlı akım fonksiyonları ve uyarlamalı Gauss integral (Adaptive Gauss Integration) algoritması kullanılarak integraller nümerik olarak hesaplanır. Gauss integral algoritması ile fonksiyon tanım kümesi içinde önceden belirlenmiş noktalarda hesaplanır. Daha sonra, genellikle seçilen nokta sayısına göre belirlenen ağırlık katsayılarının toplamları bulunarak fonksiyonun integral değeri yaklaşık olarak elde edilir.

$$\int_a^b f(x) dx = \sum_{n=1}^N A_n f(x_n) + E(f) \tag{3.26}$$

$A_n$  önceden belirlenmiş ağırlık katsayılarını,  $x_n$  ise seçilen integral noktalarını göstermektedir. Gauss integral algoritmasını kullanmak için geometri üçgensel yamalar ile modellenir. Uyarlamalı Gauss integral yönteminde üçgenlerin şekilleri, örneğin kenar uzunluğu,





Şekil 3.2: Nümerik İntegral Hesabında Kullanılan Üçgen Yapısı

yükseklik oranı veya üçgenlerin birbirine ne kadar uzak olduğu önem arz etmekte olup, integralin uyarlamalı algoritma sırasında kaç nokta üzerinden alınacağını belirlemektedir.

Şekil (3.2)'de herhangi bir üçgenin üzerinde alınan üç tane integral noktası görülmektedir. Bu noktalar kullanılarak integral,

$$I_3 = \int_{T_m} f(r) ds = \frac{A_m}{3} (f(\rho_1) + f(\rho_2) + f(\rho_3)) \quad (3.27)$$

olarak alınır. Burada  $A_m$ ,  $m$ . üçgen- $T_m$ 'in alanını göstermektedir.

Daha sonra Şekil (3.2)'de gösterildiği gibi köşegenlerin orta noktalarında üç yeni nokta daha belirlenip integral

$$I_6 = \int_{T_m} f(r) ds = \frac{A_m}{9} (f(\rho_1) + f(\rho_2) + f(\rho_3) + 2f(\rho_4) + 2f(\rho_5) + 2f(\rho_6)) \quad (3.28)$$

olarak yinelenir. (3.27) ve (3.28) ifadelerine bağlı olarak hesaplanan hata değeri,

$$Hata = \frac{|I_6 - I_3|}{I_6} \quad (3.29)$$

belirlenen hata değerinden azsa iterasyonlara son verilir. Eğer istenen doğruluk oranına ulaşılamamışsa, üçgenler üzerindeki örnekleme sayısı artırılarak hesaplamalara devam edilir. Bu işlem geometri üzerinde belirlenmiş tüm üçgenler üzerinde yakınsama elde edilene kadar sürdürülür.



Şekil 3.3: Uyarım kenarının anten üzerinde gösterimi

### 3.2 Anten uyarım modeli

Antenler genelde birbirine en yakın uçlardan beslenir ve bunun için iletim hatları kullanılır. Bu durumu modelleyebilmek için gerilim kaynağı yerine küçük yarıklar kullanılır. Yarık içinde elektrik alan tanımlamanın en kolay yolu Şekil(3.3)'te gösterildiği gibi delta fonksiyon üretici veya besleme kenarı modelidir [20].

$V$  yarık boyunca tanımlı olan gerilim değerini göstermektedir.

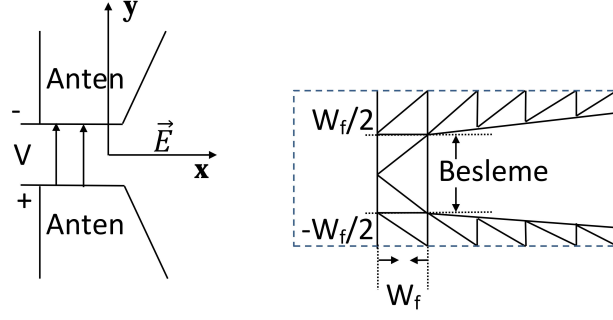
$$\vec{E} = -\nabla\phi = \frac{V}{W_f}\hat{a}_y \quad (3.30)$$

elde edilir. Elektrik alan besleme kenarını gösteren  $W_f$  sifira yaklaştıkça sonsuza gideceği için, bu besleme modeli delta fonksiyonu olarak isimlendirilebilir. Delta fonksiyonu yaklaşımı yapmak, sınır elemanı olan  $n$ . kenarı yarık yerine kullanmayı Şekil(3.3)'te gösterildiği gibi mümkün kılar [20].  $n$ . kenara kenara ait besleme kenarını gösteren RWG elemanı bir tanedir. Bu bilgiler ışığında moment denklemindeki voltaj vektörü

$$V_{n=m} = \int_{T_{n=m}} \vec{E} \cdot \vec{f}_m ds = V \int_{T_{n=m}} \delta(y)\hat{a}_y \cdot \vec{f}_m ds, \quad m = n$$

$$V_{n=m} = \int_{T_{n=m}} \vec{E} \cdot \vec{f}_m ds = 0, \quad \text{diğer durumda} \quad (3.31)$$

olarak hesaplanır. Bu tez çalışması için uyarım kenarı modeli kullanılmış ancak sonuçlar istenilen doğrulukta elde edilememiştir.



Şekil 3.4: Darbe fonksiyon üreticinin anten üzerinde uygulanması

Bu nedenle yeni bir kaynak modeli seçilmiş ve (3.25) ifadesinde uyarım kaynağı olarak anten üzerinde tanımlanan kaynağın oluşturduğu elektrik alan kullanılmıştır [14]-[5]. Kaynak modeli olarak darbe fonksiyon üretici kullanılmıştır. Şekil(3.4)'te SEYA üzerinde tanımlanan darbe fonksiyon üretici gösterilmiştir. Burada darbe fonksiyon üretici

$$\vec{E}_i = \begin{cases} \hat{a}_y \frac{1}{W_f} & (0 \leq x \leq W_f) \text{ ve } \left(-\frac{W_f}{2} \leq y \leq \frac{W_f}{2}\right) \\ 0 & \text{diğer durumda} \end{cases} \quad (3.32)$$

olarak verilmektedir. Uyarım voltajı  $W_f$  boyunca sabit ve  $\frac{1}{W_f}$  değerindedir. Diğer bölgelerde sıfıra eşit olduğu kabul edilmektedir.

(3.25) ifadesi kullanılarak moment denklemindeki uyarım vektörü,

$$V_m = \int \vec{E}_i \cdot \vec{f}_m ds \quad (3.33)$$

$$V_m = \begin{cases} \int \hat{a}_y \frac{\vec{f}_m ds}{W_f} & (0 \leq x \leq W_f) \text{ ve } \left(-\frac{W_f}{2} \leq y \leq \frac{W_f}{2}\right) \\ 0 & \text{diğer durumda} \end{cases} \quad (3.34)$$

olarak elde edilir.

### 3.3 Uzak Alan Örüntüsünün RWG Açılım Fonksiyonları Kullanılarak Hesaplanması

Anten için uzak alandaki yayılım örüntüsü, antene olan uzaklıktan bağımsız bir noktada antenden yayılan gücünün açısız olarak yönelimin ifade etmektedir [2],[6] .

Yayılım örüntüsünde tanımlanan E-düzlemi ve H-düzlemi yayılan alanın bulunduğu ve ilgili elektrik veya manyetik alanın maksimum olduğu bölgeyi ifade eder [20].

$r \gg \lambda$  için elektrik alan,

$$\vec{E}(\vec{r}) = -jk\eta \left[ \vec{\theta} \vec{\theta} \cdot \vec{F}(\theta, \phi) + \vec{\phi} \vec{\phi} \cdot \vec{F}(\theta, \phi) \right] g(r) \quad (3.35)$$

$$g(r) = \frac{e^{-jkr}}{r}$$

olarak yazılabilir. Burada vektör akım momenti  $\vec{F}(\theta, \phi)$ ,

$$\vec{F}(\theta, \phi) = \int_{S'} \vec{J}(\vec{r}') e^{j\vec{k}\vec{r}'} dr' \quad (3.36)$$

ile verilir. Akımın açılımında RWG fonksiyonları kullanıldığı için, açılım üçgeni için vektör akım momenti şu şekilde bulunabilir:

$$\vec{F}(\theta, \phi) = \int_{S'} \sum_{n=1}^N a_n \vec{f}_n(\vec{r}') e^{j\vec{k}\vec{r}'} dr' \quad (3.37)$$

$$\vec{F}(\theta, \phi) = \sum_{n=1}^N a_n \int_{S'} \vec{f}_n(\vec{r}') e^{j\vec{k}\vec{r}'} dr'$$

$$\vec{k} = k (\hat{a}_x \sin \theta \cos \phi + \hat{a}_y \sin \theta \sin \phi + \hat{a}_z \cos \theta) \quad (3.38)$$

### 3.4 Kaynağın Oluşturduğu Uzak Alan Örüntüsünün Hesaplanması

Anten üzerindeki akım dağılımının oluşturduğu manyetik ve elektrik alanın yanı sıra, iletken yüzey üzerinde akımın oluşmasına neden olan uyarım kaynağında uzayda bir alan oluşturmaktadır. Bu alan ifadesini hesaplayabilmek için öncelikle eşdeğer manyetik akım yoğunluğu ifadesi hesaplanır.

$$\vec{M}_s = \vec{E}_i \times \hat{n} \quad (3.39)$$

Burada  $\hat{n} = \hat{a}_z$  dir. Boş uzayda yayılımı hesaplamadan önce görüntü teorisi kullanılarak  $\vec{M} = 2\vec{M}_s$  elde edilir.

$M$  manyetik akım yoğunluğunun boş uzayda, uzak alanda yaydığı alanı hesaplamak için

$$\vec{E} = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{F} \quad (3.40)$$

ifadesi kullanılır. (3.39) ifadesi (3.40) ifadesinde yerine konup düzenlenirse,

$$\vec{F} = \frac{\epsilon}{4\pi} \int_s \vec{M} \frac{e^{-jkR}}{R} dS = \epsilon \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_s 2M_x e^{j\vec{k}\vec{r}'} dr' \quad (3.41)$$

$$\vec{F} = \epsilon \frac{e^{-jkr}}{2\pi r} \int_{-W_f/2}^{W_f/2} \int_0^{W_f} \frac{1}{W_f} e^{jk(x' \sin \theta \cos \phi + y' \sin \theta \sin \phi)} dx' dy' \quad (3.42)$$

$$F_x = \frac{W_f}{2\pi} \text{Sinc}[\pi(\alpha W_f/\lambda)] \text{Sinc}[\pi(\beta W_f/\lambda)] e^{jk\beta \frac{W_f}{2}} \quad (3.43)$$

elde edilir, burada  $\alpha = \sin \theta \cos \phi$  ve  $\beta = \sin \theta \sin \phi$  olarak verilmiştir.

$$F_\theta = F_x \cos \theta \cos \phi \quad (3.44)$$

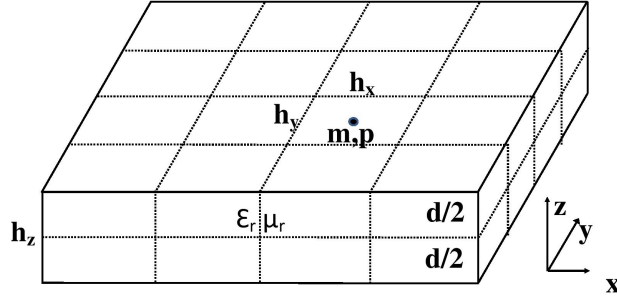
elde edilir. Böylelikle  $r \gg \lambda$  için elektrik alan,

$$E_\phi = jkF_\theta \quad (3.45)$$

ifadesi ile hesaplanabilir.

### 3.5 Sonlu Dielektrik Yapının Modellenmesi

Dielektrik sonsuz bir katman üzerindeki iletken yapının meydana getirdiği yüzey akım değerleri hesaplandıktan sonra Şekil (3.5)'te gösterildiği gibi sonlu dielektrik katman üzerinde kübik bir bölümlenme yapılır.  $z = -d/2$  ekseninde her bir kübiğin orta noktasında



Şekil 3.5: Dielektrik Bölümleme

yakın elektrik alan ifadesi, Kapalı Form Green Fonksiyonları ve yüzey akımları kullanılarak (3.46) ifadesinde gösterildiği gibi hesaplanır.

$$\vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \int_S \vec{G}^A(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}_s(\vec{r}') ds' + \nabla \left[ \nabla \cdot \frac{1}{j\omega} \int_S \vec{J}_s(\vec{r}') G^q(\vec{r}, \vec{r}') ds' \right] \quad (3.46)$$

(3.46) ifadesi düzenlenirse,

$$\vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \int_S \vec{G}^A \vec{J}_s ds' + \nabla \left[ \frac{1}{j\omega} \int_S G^q (\nabla \cdot \vec{J}_s ds') \right] \quad (3.47)$$

ve vektör bileşenlerine göre açılımı yapılırsa

$$E_x(\vec{r}) = -j\omega \vec{G}_{xx}^A(\vec{r}, \vec{r}') * J_x(\vec{r}') + \frac{1}{j\omega} \frac{\partial}{\partial x} (G^q(\vec{r}, \vec{r}') * \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}')) \quad (3.48)$$

$$E_y(\vec{r}) = -j\omega \vec{G}_{yy}^A(\vec{r}, \vec{r}') * J_y(\vec{r}') + \frac{1}{j\omega} \frac{\partial}{\partial y} (G^q(\vec{r}, \vec{r}') * \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}')) \quad (3.49)$$

$$E_z(\vec{r}) = -j\omega \vec{G}_{zx}^A(\vec{r}, \vec{r}') * J_x(\vec{r}') - j\omega \vec{G}_{zy}^A(\vec{r}, \vec{r}') * J_y(\vec{r}') + \frac{1}{j\omega} \frac{\partial}{\partial z} (G^q(\vec{r}, \vec{r}') * \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}')) \quad (3.50)$$

elde edilir. Burada

$$G^q * \nabla \cdot \vec{J} = G_x^q * \frac{\partial J_x}{\partial x} + G_y^q * \frac{\partial J_y}{\partial y} + G_z^q * \frac{\partial J_z}{\partial z} \quad (3.51)$$

ile verilir. Akım için RWG fonksiyonları kullanıldığı ve  $G_x^q = G_y^q$  olduğu için, (3.51) ifadesi

$$\mathbf{G}^q * \nabla \cdot \mathbf{J} = G_x^q * \frac{\partial J_x}{\partial x} + G_y^q * \frac{\partial J_y}{\partial y} = 2G_x^q \quad (3.52)$$

olarak elde edilir.

Green fonksiyonları üç seviye yaklaşım kullanılarak elde edildiği için,

$$G \cong \sum a_m \frac{e^{-jk r_m}}{r_m} \quad (3.53)$$

$$r_m = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 - \alpha_n^2}$$

olarak elde edilir. Green fonksiyonunun türevi

$$\frac{\partial G}{\partial x} = \sum a_m \frac{(x - x')}{r_m^2} e^{-jk_i r_m} \left( jk_i + \frac{1}{r_m} \right) \quad (3.54)$$

olarak alınır. \* konvolüsyon işlemini,  $k_i$  kaynağın bulunduğu katmandaki dalga numarasını göstermektedir.

Yakın alan ifadeleri hesaplandıktan sonra bu ifadeler kullanılarak eşdeğer polarizasyon akımları,

$$\vec{J}_p(\mathbf{m}, \rho) = j\omega(\epsilon - \epsilon_0)\vec{E}(\mathbf{m}, \rho) \quad (3.55)$$

elde edilir. Burada  $(\mathbf{m}, \rho)$  her bir kübün orta noktasını göstermektedir. Uzak alanda polarizasyon akımları nedeniyle oluşan elektrik alan ifadesi,

$$\vec{E} = -jk\vec{F}(\theta, \phi)g(r) \quad (3.56)$$

$$g(r) = \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3.57)$$

kullanılarak elde edilir. Burada

$$\vec{F}(\theta, \phi) = \int \vec{J}_p(\vec{r}') e^{j\vec{k}\vec{r}'} d\vec{r}' \quad (3.58)$$

ile verilmiştir. (3.58) ifadesi düzenlenirse

$$\vec{F}(\theta, \phi) = \vec{J}_p d h_x h_y e^{j k_0 (X_0 \tilde{\alpha} + Y_0 \tilde{\beta} + Z_0 \tilde{\gamma})} \text{Sinc}(X') \text{Sinc}(Y') \text{Sinc}(Z') \quad (3.59)$$

olarak elde edilir. Burada,

$$X_0 = X(m, p), \quad Y_0 = Y(m, p), \quad Z_0 = -d/2 \quad (3.60)$$

$$\tilde{\alpha} = \sin \theta \cos \phi$$

$$\tilde{\beta} = \sin \theta \sin \phi$$

$$\tilde{\gamma} = \cos \theta \quad (3.61)$$

$$X' = \tilde{\alpha} h_x / \lambda, \quad Y' = \tilde{\beta} h_y / \lambda, \quad Z' = \tilde{\gamma} d / \lambda \quad (3.62)$$

olarak hesaplanır. Böylelikle dielektrik katmanın meydana getirdiği etki polarizasyon akımları ile modellenmiş olur. İletken yüzeydeki akım dağılımının ve polarizasyon akımlarının ayrı ayrı modellenmesi bilinmeyen sayısını azaltarak hız kazandırmaktadır.

### 3.6 Değiştirilmiş Uyarım Vektörü

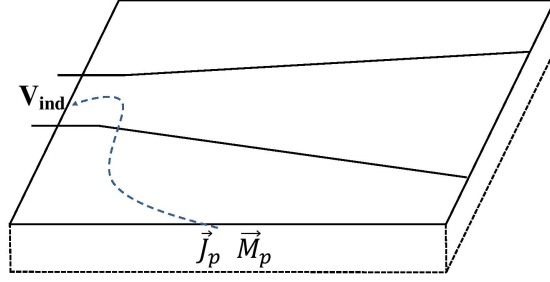
Dielektrik katmandan dolayı oluşan polarizasyon akımlarının (3.33) ifadesi ile verilen voltaj vektörüne etkisi hesaplanmıştır.

(3.33) ifadesine (3.63) ifadesi eklenerek polarizasyon akımlarının uyarım modeline etkisi dahil edilmiş olup,

$$\Delta V_m = \int_{S_c} \vec{E} \left\{ \vec{J}_p \right\} \cdot \vec{J}_c ds \quad (3.63)$$

yeni (3.33) ifadesi elde edilir. (3.63) ifadesi hesaplanırken karşılıklılık (reciprocity) özelliğinin kullanılması,





Şekil 3.6: Polarizasyon akımının kaynağa etkisi

$$\int_{S_c} \vec{E} \{ \vec{J}_p \} \cdot \vec{J}_c ds = \int_{S_c} \vec{E} \{ \vec{J}_c \} \cdot \vec{J}_p ds \quad (3.64)$$

polarizasyon akımları yerine iletken akımlarının meydana getirdiği alanların hesaplanmasını mümkün kılar. Uyarım olarak (3.64) ifadesi kullanılarak, EAİD MM ile yeniden çözülüp anten üzerindeki yeni yüzey akım dağılımı hesaplanır.  $r \gg \lambda$  için elektrik alan ifadesi, (3.35) ve yeni yüzey akımları kullanılarak hesaplanır. Daha önce hesaplamış olduğumuz alanlara etkisi dahil edilir.

Darbe fonksiyon üretici kullanılarak modellenen uyarım vektörünün, polarizasyon akımları ile değiştirilerek SEYA'nın havada uzak alan ifadelerinin yeniden hesaplanmasını içeren iki adımlı yöntemin hesaplama doğruluğunu artırarak HFSS benzetim programı ile daha uyumlu sonuçlar verdiği görülmüştür.

### 3.7 Janaswamy Yöntemi ile Uzak Alan Örüntüsünün Hesaplanması

Bu tez çalışmasında kullanılan yöntemlere alternatif olması ve çalışmalarımıza referans olması için Janaswamy'nin yöntemi incelenmiştir [4]-[6]. SEYA'nın boyutlarının büyük olduğu ( $L \gg 3\lambda_0$ ) durumlarda kullanılan yöntemde SEYA'nın yarı kısım ( $\lambda_0/5$ )'lik adımlara ayrılarak öz değer problemi olarak çözümlenmektedir. İkinci aşamada açıklıkta elde edilen eşdeğer manyetik akım ve uzak alan için verilen Green fonksiyonu kullanılarak yayılım karakteristikleri elde edilmektedir.

Bu çalışmada, Janaswamy tarafından  $(x', z')$ 'a konumlandırılmış sonsuz küçük boyutlar-

daki yarıık için verilen uzak alan ifadesi

$$\hat{e}_{\theta, janas}(\theta, \phi) = |\sin \phi| e^{j\pi/4} F(v) e^{jk_0(x' \sin \theta \cos \phi + z' \cos \theta)} + \frac{\frac{\sin \phi}{2} e^{-j[\pi/4 + k_0(x' \sin \theta - z' \cos \theta)]}}{\sqrt{\pi k_0 x' \sin \theta}} \quad (3.65)$$

kullanılarak uzak alan yayılım karakteristikleri incelenmiştir. Burada  $v = k_0 x' \sin \theta (1 + \cos \phi)$  olarak verilmiştir.  $F(v)$  ise

$$F(v) = \int_0^v \frac{e^{-jt}}{\sqrt{2\pi t}} \quad (3.66)$$

Fresnel integralini göstermektedir.

Janaswamy'nin yöntemini referans almak için bu çalışmada öncelikle (3.14) ifadesi ile verilen EAİD kullanılarak yüzey akımları elde edilmiştir. Daha sonra yüzey akımlarının SEYA'nın açıklığında oluşturduğu elektrik alan  $E_a^i$ , (3.46) ifadesi ile hesaplandıktan sonra SEYA'nın yayılım karakteristiğini elde etmek için SEYA'nın üzerinde bulunan her bir yarığın toplam etkisini dahil edebilmek için,

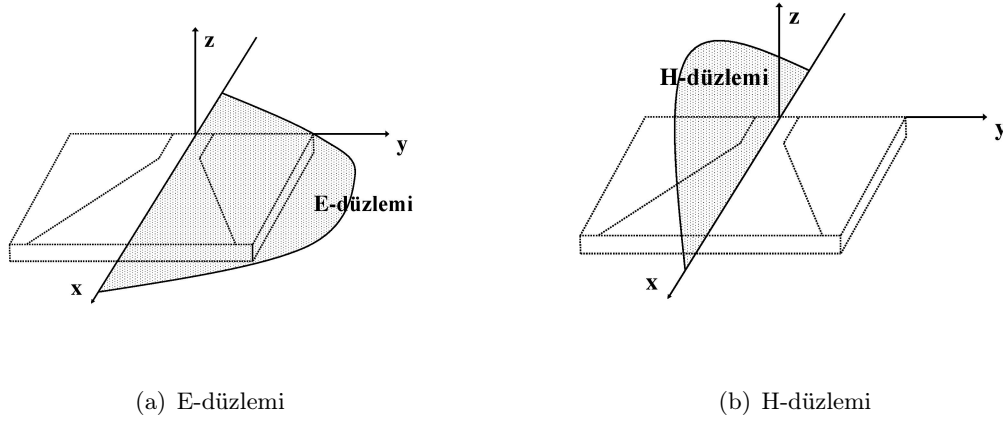
$$E_{\theta, janas}^i = \hat{e}_{\theta, janas}(\theta, \phi) \cdot E_a^i \quad (3.67)$$

ifadesi kullanmıştır.

## BÖLÜM 4

### BENZETİM SONUÇLARI

Bu bölümde havada veya dielektrik bir malzeme üzerine yerleştirilmiş olan SEYA'nın yayılım karakteristikleri incelenmiştir. Tüm problemler için elektrik alan integral denkleminde MM uygulanırken bu tezde geliştirilen MATLAB kodları kullanılmış ve sonuçlar HFSS benzetim programı kullanılarak kıyaslanmıştır. Havada veya dielektrik bir malzeme ile desteklenmiş SEYA için parametrik çalışmalar yapılarak anten örüntüsünün parametreler ile nasıl değiştiği gözlenmiştir.

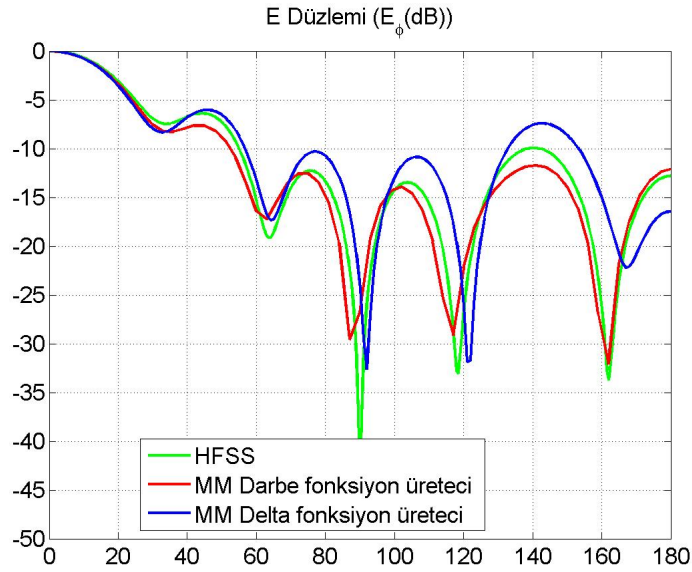


Şekil 4.1: SEYA için seçilen yayılım düzlemleri

Önceki bölümlerde EAİD'nin çözümü için anlatılan yöntemler kullanılarak SEYA'ların yayılım karakteristikleri incelenmiştir. Şekil(4.1)'de gösterilen koordinat sistemi referans alındığında antenin yayılım karakteristiğine ilişkin E-düzlemi ( $x - y$ ), H-düzlemi ise ( $x - z$ ) düzlemi ile çakışmaktadır. SEYA'nın ışınım örüntülerini incelemek için E-düzlemi  $\theta = 90$ ,  $\phi \rightarrow [0, 180]$ , H-düzlemi  $\phi = 0$ ,  $\theta \rightarrow [90, 0]$  ve  $\phi = \pi$  ve  $\theta \rightarrow [0, 90]$  olarak seçilmiştir.

Bu çalışmada kullanılan anten Şekil (4.1)'de gösterilen antendir. Antenin bulunduğu düzlem  $x - y$  düzlemdir.

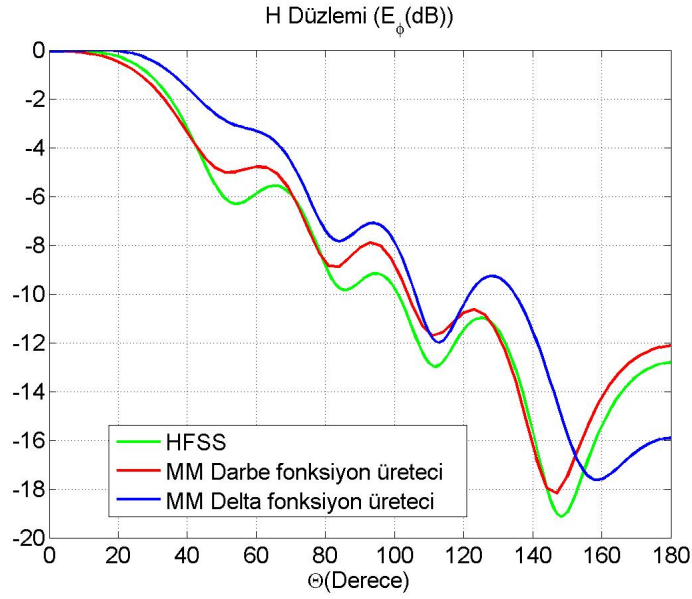
İlk olarak, bu tez çalışmasında anten uyarımında kullanılan iki farklı kaynak modeli için uzak alan karakteristiklerinin değişimi incelenmiştir. Şekil (4.2) ve Şekil (4.3)'de görüldüğü gibi darbe fonksiyon üretici kullanıldığında bu çalışmada elde edilen sonuçların HFSS sonuçları ile daha uyumlu olduğu, delta fonksiyon üreticinin hata oranının ise daha yüksek olduğu gözlenmiştir. HFSS'de kullanılan kaynak modelinin analitik ifadesi tam olarak bulunamadığından ve doğruluk değerinin daha yüksek olması nedeniyle benzetim çalışmalarında kaynak modeli olarak darbe fonksiyon üretici kullanılmıştır.



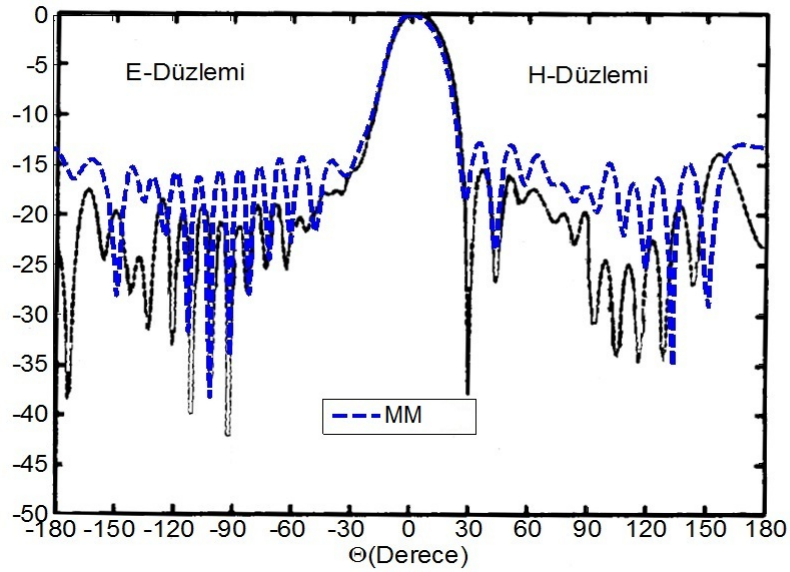
Şekil 4.2: Dielektrik malzemeli SEYA'nın iki farklı uyarım modeli için uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde değişimi ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = 2\lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

Sonuçlarımızı kıyaslarken referans olması için Prof. Dr. Adnan Köksal'ın doktora tezinde kullanılan  $L = 5.5\lambda$ ,  $H = 1.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $W_f = 0.02\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$  boyutlarındaki bir SEYA ele alınmış ve Şekil(4.4)'de gösterilen sonuçlar elde edilmiştir. Şekil(4.4)'de ve tezde elde edilen sonuçlar kıyaslandığında uyumlu sonuçlar elde edildiği gözlenmiştir [4]. Özellikle hem E hem de H düzleminde ana hüzmünün referans sonuçlar ile uyumlu olduğu ve yayılım örüntüsünün şeklinin benzediği gözlenmektedir.

Bu bölümde, dielektrik sabiti  $\epsilon_r = 2.2$  ve açıklık açısı  $\alpha = 7^\circ$  olan, sonlu alt taşı değişik boyutlardaki SEYA'ların yayılım karakteristikleri ele alınmıştır. Tablo-(4.1)'de benzetimi yapılan antenlerin boş uzaydaki dalga boyu cinsinden boyutları verilmiştir. Şekil(4.5)-(4.9)'da Tablo-(4.1)'de verilen boyutlardaki SEYA'ların hem E hem de H düzleminde ki yayılım örüntüleri incelenmiştir.



Şekil 4.3: Dielektrik malzemeli SEYA'nın iki farklı uyarım modeli için uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde değişimi ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = 2\lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )



Şekil 4.4: SEYA'nın uzak alan örüntüsünün kıyaslanması ( $L = 5.5\lambda$ ,  $H = 1.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $W_f = 0.02\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

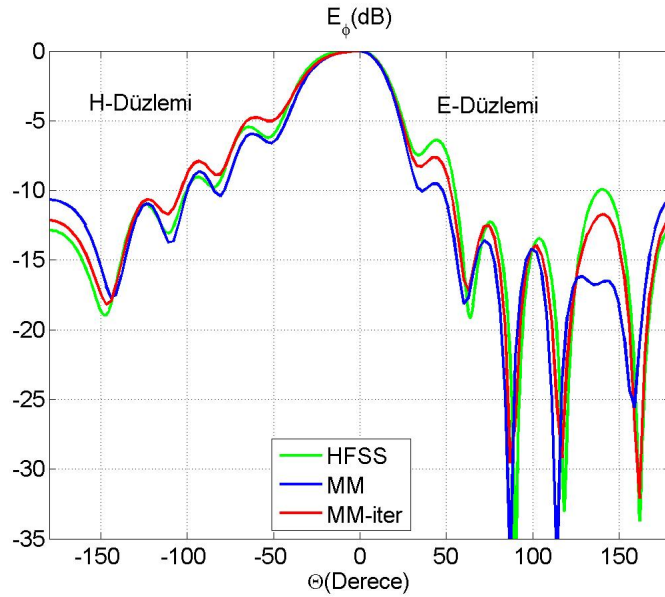
Benzetim sonuçları verilen bu antenlerin analizinde iki adımlı metod izlenmiştir. Metodun ilk adımında sonsuz dielektrik bir malzemenin kapalı form Green fonksiyonu elde edilip anten yüzeyinde indüklenen akımlar hesaplanmıştır. İkinci adımda ise EAİD'nin uyarım vektörü, sonlu büyüklükteki dielektrik alttaş malzemenin boyutları kullanılarak hesaplanan polarizasyon akımları ile değiştirilmiştir. Şekil (4.5)-(4.9)'da 'MM' EAİD'nin moment

Tablo4.1: SEYA için uzunluk ve en değışimi

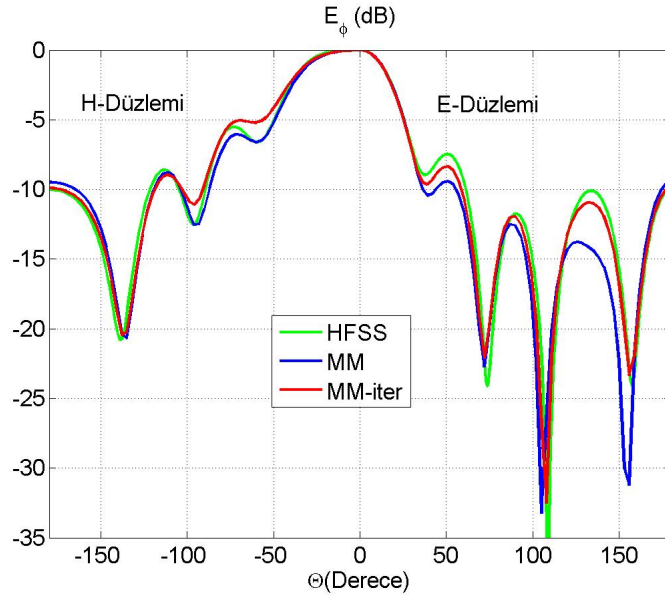
L	W
$2\lambda$	$0.5\lambda$
$1.5\lambda$	$0.5\lambda$
$1.5\lambda$	$0.375\lambda$
$\lambda$	$0.375\lambda$
$\lambda$	$0.25\lambda$

metodu ve darbe kaynak ile çözümlenmesi, 'MM-iter' ise ikinci adımda polarizasyon akımlarının etkisi ile bulunan yeni uyarım vektörü ile çözümlenmesi sonucu elde edilen sonuçları göstermektedir. Analiz hem MM hem de HFSS benzetim programı kullanılarak gerçekleştirilmiş ve sonuçların uyumlu olduğu görülmüştür. Elde edilen sonuçlar incelendiğinde SEYA'nın  $L$  boyutu yani boyu arttıkça ana hüzmeyin genişlediği ve yan kulakçık seviyelerinin düştüğü daha yönlü bir anten haline geldiği,  $W$  boyutu arttıkça H-düzleminde ana hüzmeyin genişlediği, E düzleminde yan kulakçık seviyelerinin arttığı gözlenmiştir.

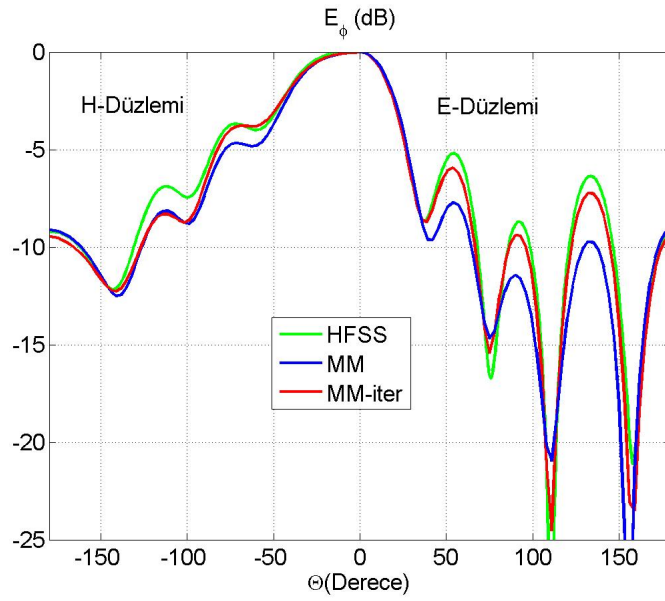
Dielektrik sabitinin yayılım örüntüsüne etkisini incelemek için aynı fiziksel boyutlara farklı dielektrik sabitlerine sahip alttaşı SEYA'lar ele alınmıştır. SEYA'nın boyutları  $L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$  olacak şekilde seçilmiş, üç farklı dielektrik sabiti için incelenmiş ve sonuçlar Şekil (4.10) ve Şekil (4.11)'de gösterildiği gibi elde edilmiştir.



Şekil 4.5: Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = 2\lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )



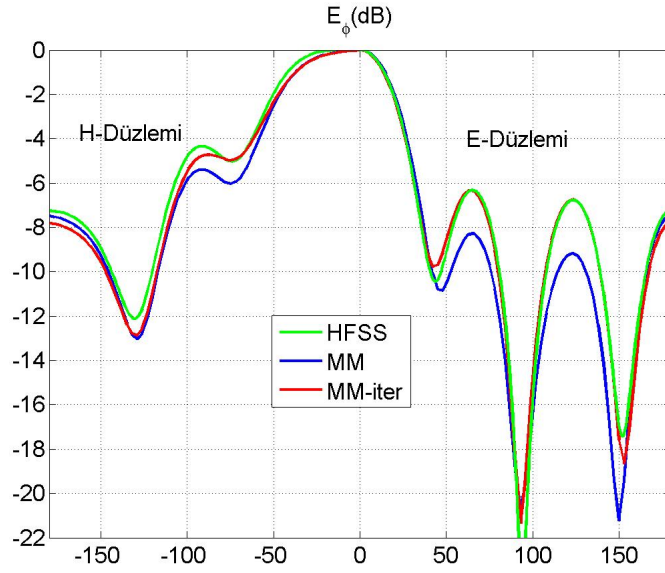
Şekil 4.6: Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = 1.5\lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )



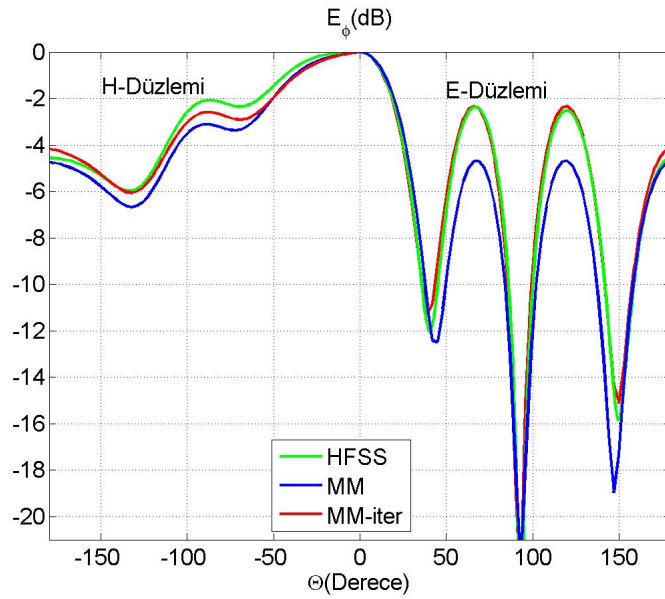
Şekil 4.7: Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = 1.5\lambda$ ,  $H = 0.375\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

Şekil (4.10) ve Şekil (4.11)'de görüldüğü gibi dielektrik sabitinin artması ile beraber H-Düzleminde 3dB bant genişliği azalmakta, E-Düzleminde yan bant seviyesi yükselmektedir. Bu durum dielektrik sabiti arttıkça daha fazla yayılan gücün dielektrik malzemenin içine hapsolmesinden kaynaklanmaktadır.

Dielektrik sabitinin artması ile tez çalışmasında elde edilen sonuçlar ile HFSS modeli ara-



Şekil 4.8: Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = \lambda$ ,  $H = 0.375\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

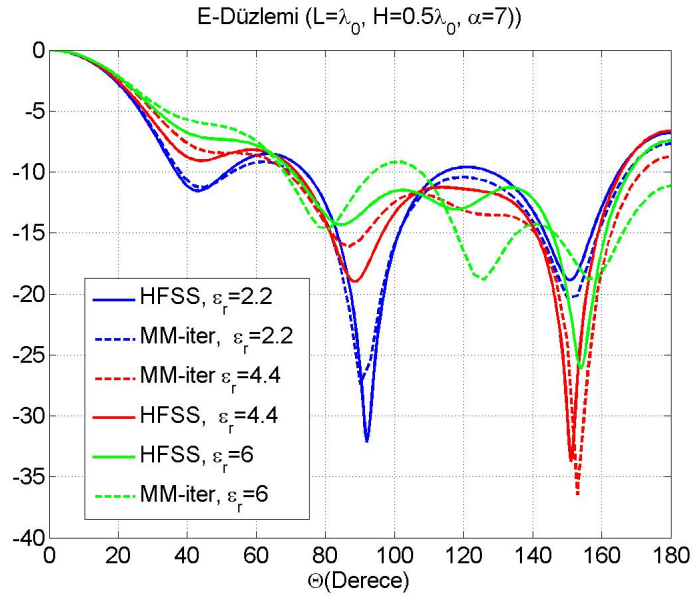


Şekil 4.9: Dielektrik malzemeli SEYA için uzak alan örüntüsü ( $\epsilon_r = 2.2$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $L = \lambda$ ,  $H = 0.25\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

sındaki hata değeri özellikle H-Düzleminde artmaktadır. Bu durumun, iki adımlı çözüm yönteminin yüksek dielektrik sabiti değerleri için geçerliğinin azalması olduğu sonucuna varılmıştır. Ayrıca HFSS modelinde kullanılan kaynak modelinin tam olarak bilinmemesinden kaynaklanan hatanın da yüksek dielektrik sabitleri için arttığı da düşünülmektedir.

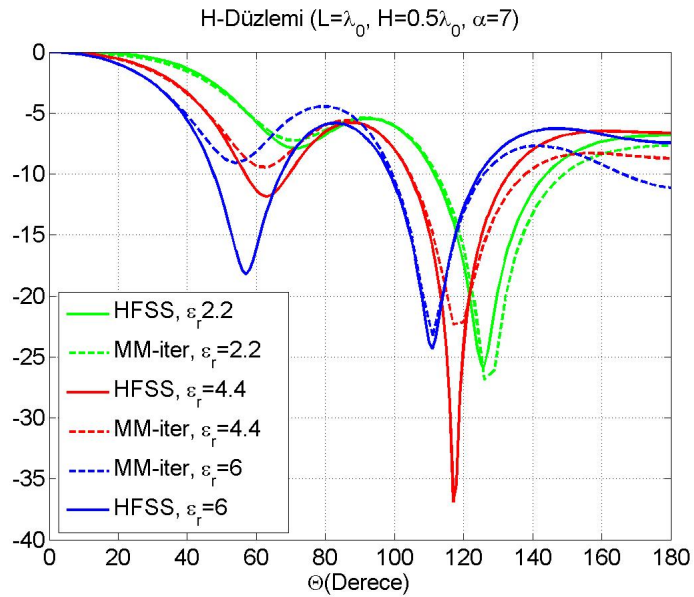
Son olarak Janaswamy'nin uzak alan ifadesi kullanılarak elde edilen sonuçları, bu tez



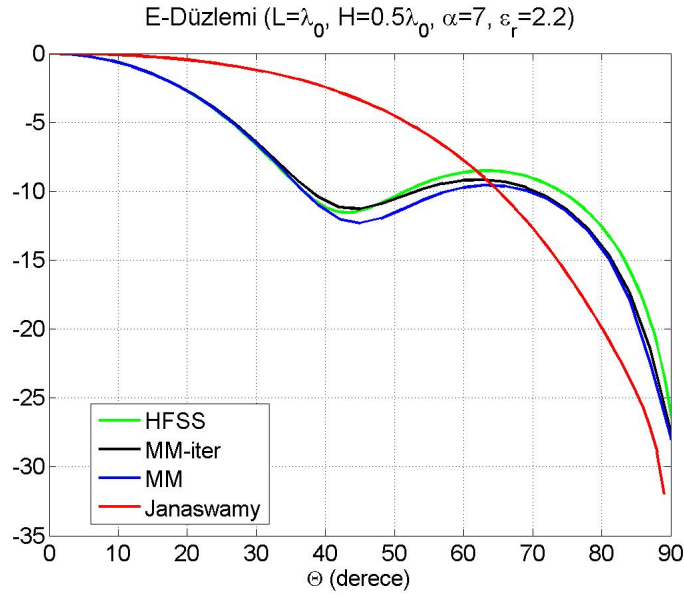


Şekil 4.10:  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $\epsilon_r = 4.4$ ,  $\epsilon_r = 6$  dielektrik malzemeli SEYA'nın uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde değişimi ( $L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

çalışmasında geliştirilen yöntemle kıyaslamak için  $L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$  ve  $L = 4\lambda$ ,  $H = 1.5\lambda$  boyutlarında olup diğer parametreleri aynı özelliklerine sahip iki SEYA analiz edilmiştir. Janaswamy kendi yönteminde SEYA'yı sıralı yarıklara ayırıp uzak alan ifadesini hesaplamak için açıklıkta oluşan alandan faydalanmış ve yöntemin özellikle büyük boyutlu ( $L \gg 3\lambda$ ) antenler için anlamlı gözlenmiştir [17]. Bizim çalışmamızda Janaswamy olarak adlandırılan sonuçlarda çok küçük boyuttaki yarıklık için Janaswamy'in vermiş olduğu uzak alan ifadesi ve kendi geliştirdiğimiz yöntem ile elde ettiğimiz alan sonuçları kullanılmıştır.

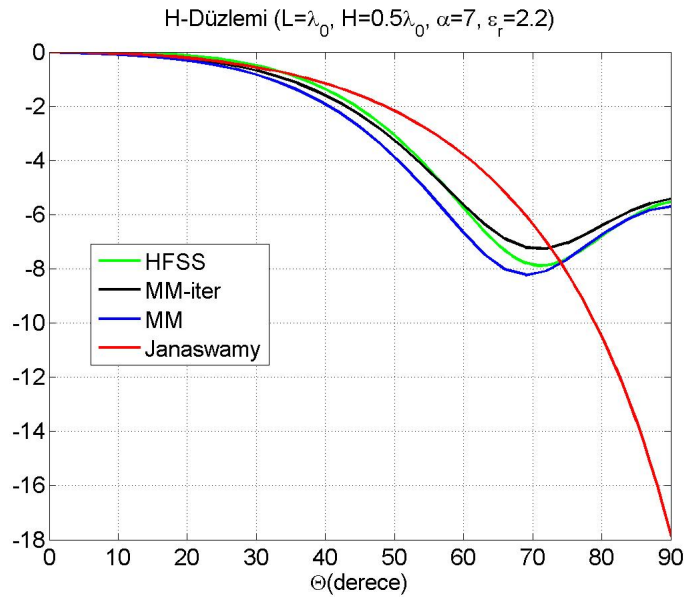


Şekil 4.11:  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $\epsilon_r = 4.4$ ,  $\epsilon_r = 6$  dielektrik malzemeli SEYA'nın uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde değişimi ( $L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

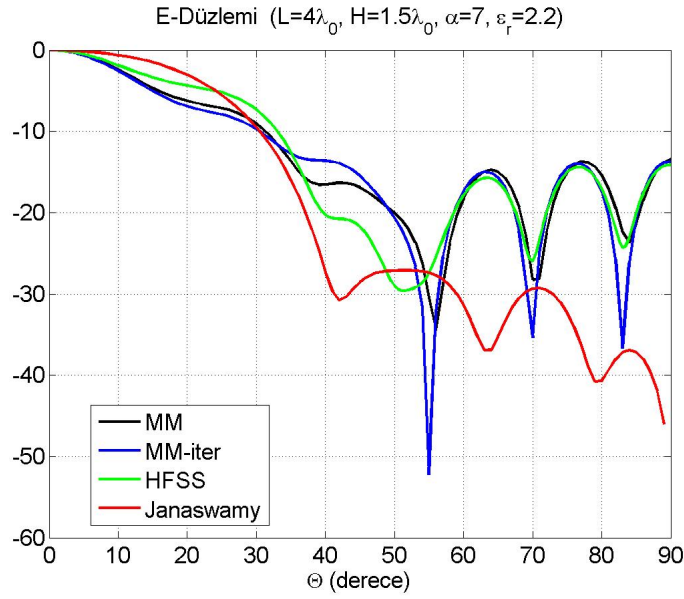


Şekil 4.12: SEYA'nın uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

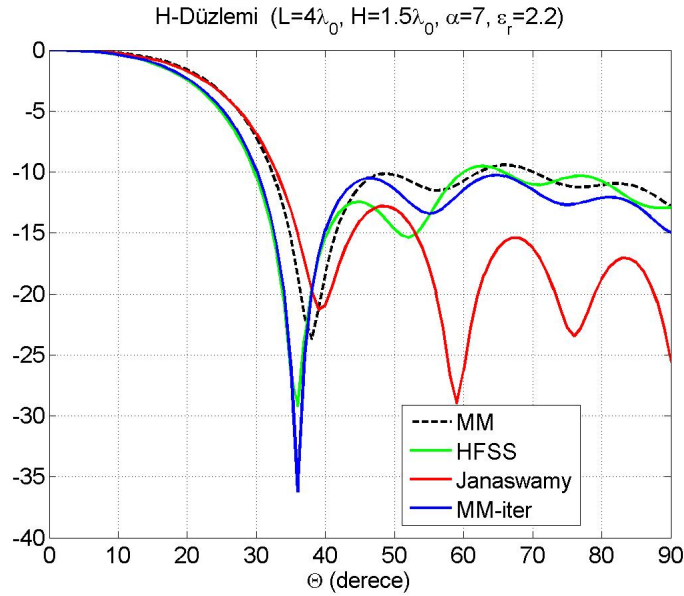
$L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$  boyutlarındaki SEYA için Şekil(4.12) ve Şekil(4.13)'te gösterilen sonuçlar elde edilmiştir. Benzer şekilde  $L = 4\lambda$ ,  $H = 1.5\lambda$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$  sonuçları Şekil (4.14) ve Şekil (4.15)'te verilmiştir. Şekil (4.12)-(4.15)'te görüldüğü gibi küçük boyutlu antenler için Janaswamy uzak alan ifadesi ile elde edilen sonuçlardaki hata oranı çok büyük iken, büyük boyutlu antenler için (özellikle  $L \gg 3\lambda$ ) doğruluk derecesi artmaktadır. Bu tez çalışmasında ise, küçük antenler için, özellikle iteratif yöntemden dolayı HFSS ile oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Büyük antenler için benzer bir doğruluk



Şekil 4.13: SEYA'nın uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = \lambda$ ,  $H = 0.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )



Şekil 4.14: SEYA'nın uzak alan örüntüsünün E-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = 4\lambda$ ,  $H = 1.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )



Şekil 4.15: SEYA'nın uzak alan örüntüsünün H-Düzleminde Janaswamy'nin uzak alan ifadesi ile kıyaslanması ( $L = 4\lambda$ ,  $H = 1.5\lambda$ ,  $d = 0.017\lambda$ ,  $\epsilon_r = 2.2$ ,  $W_f = 0.06\lambda$ ,  $\alpha = 7^\circ$ )

derecesi elde edilmesine rağmen hesaplama maliyeti oldukça artmaktadır. Örneğin  $4\lambda \times 1.5\lambda$ 'lık SEYA'nın analizi için  $2238 \times 2238$ 'lik moment matrisi kullanılırken,  $\lambda \times 0.5\lambda$ 'lık SEYA için  $462 \times 462$  boyutlarında bir moment metod matrisi elde edilir. Polarizasyon akımlarının voltaj matrisine etkisi eklenerek iteratif yöntem uygulandığında bu maliyet daha da artmaktadır.

## BÖLÜM 5

### SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında Sabit Eğimli Yarık Antenlerin (SEYA) uzak alan yayılım örüntülerinin incelenmesi için Moment Metodu ve kapalı form Green fonksiyonu kullanılmıştır. Öncelikle sonsuz boyutlu dielektrik malzeme için elde edilen KFGF, EAİD'de kullanılarak Moment Metodu ile integral denklemi çözülmüş ve SEYA'nın iletken yüzeyindeki akım dağılımı elde edilmiştir.

Moment Metodu ile elektrik alan integral denklemi çözülürken empedans matrisinin hesaplanması oldukça zahmetli ve zaman alıcı olduğundan, hesaplama zamanını azaltmak için geometrinin simetrik olmasından faydalanılmıştır.

EAİD'de kaynak modeli olarak darbe fonksiyon üretici kullanılmıştır. Dielektrik malzemenin sonlu olarak modellenebilmesi için dielektrik malzeme, her yönde dalga boyunda en az on tane alt bölme olacak şekilde alt bölmelere ayrılarak, bu bölmelerin orta noktasında polarizasyon akımları elde edilmiştir. İkinci adımda EAİD'nin uyarım vektörüne polarizasyon akımlarının etkisi dahil edilmiş ve EAİD yeniden çözümlenerek havada yayılım örüntüleri hesaplanmıştır.

Sommerfeld integrallerinin salınımlı ve integrali alınması zor olması nedeniyle Green fonksiyonları hesaplanırken ayrık karmaşık imge metodundan (DCIM) ve KFGF'den faydalanılmış ve integral alma işlemlerinde hız kazanılmıştır. İki-Seviye DCIM metodu dal noktası etkisini içermediği için Üç-Seviye DCIM kullanılmış ve yüzey kutuplarının etkisi spektral koordinatlarda integral alma işleminden önce çıkarılıp uzay koordinatlarına dönüşüm gerçekleştirildikten sonra dahil edilmiştir. Üç-Seviye DCIM ve Sommerfeld integrallerinin sonuçlarının uyumlu olduğu, ancak Sommerfeld integrali ile elde edilen Green fonksiyonu ve KFGF arasındaki farkın uzay koordinatlarındaki  $\rho$  değerleri küçüldükçe arttığı gözlemlenmiştir.

EAİD'nin uyarım vektörünü hesaplamak için kaynak modeli öncelikle delta fonksiyon üretici kullanılmış, ancak HFSS programı ile yapılan benzetimler sonucunda hata oranının büyük olduğu görülmüştür. Bu yüzden kaynak modeli darbe fonksiyon üretici ile değiştirilmiş ve sonuçların HFSS sonuçları ile daha uyumlu hale geldiği gözlenmiştir.

Sonuçlardaki olumlu gelişmenin bir diğer nedeni de iki adımlı yaklaşım kullanarak sonlu dielektrik katmanın etkisinin polarizasyon akımları vasıtasıyla uyarım vektörüne dahil edilmesidir. Tüm bu adımlara rağmen özellikle H-Düzleminde gözlemlenen farklılıkların HFSS benzetim programında kaynak olarak kullanılan "lumped-port" kaynak modelinin tam olarak bilinmemesinden kaynaklanmaktadır.

HFSS benzetim programının yanı sıra alternatif olarak Janaswamy'nin metodu incelenmiş sonsuz küçük boyutlardaki yarık için Janaswamy'nin vermiş olduğu uzak alan ifadesi kullanılarak SEYA'nın yayılım örüntüsü hesaplanmıştır. Küçük boyutlara sahip ( $L \ll 3\lambda$ ) antenler için metodun anlamlı olmadığı, büyük boyutlarda doğruluk oranının arttığı gözlemlenmiştir.

Bu tez çalışmasında sadece Sabit Eğimli Yarık Antenler kullanılmakla birlikte, tezde geliştirilen metod başka tip antenler için de kullanılabilir. Üstel eğimli yarık antenler ve farklı geometrilere sahip mikroşerit antenler bu antenlere örnek olarak verilebilir.

## KAYNAKLAR

- [1] Alparslan A. *Study of Green's Functions of Potentials and Fields in Layered Media Composed of Left-handed and Right-handed Materials*. Master Tezi, Koç Üniversitesi, İstanbul, **2008**.
- [2] Balanis C. A. *Antenna Theory Analysis and Design*. John Wiley and Sons, **1982**.
- [3] Balanis C. A. *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley and Sons, **1989**.
- [4] Köksal A. *Moment Method Analysis of Linearly Tapered Slot Antennas*. Doktora Tezi, North Carolina State University, Raleigh, NC 27695, ABD, **1992**.
- [5] Liang F. ve Yuan B. Ding W., Wang G. An enhanced gap source model. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 61(1266-1272), **2013**.
- [6] Collin R. E. *Antennas and Radio Wave Propagation*. McGraw-Hill Book Company.
- [7] Harrington R. F. *Field computation by moment methods*. *IEEE Press.*, New York, **1993**.
- [8] Johansson J. F. A moment method analysis of the linearly tapered slot antenna. *IEEE AP-S Symposium*, 1:383–386, **1989**.
- [9] Gibson P. J. The vivaldi aerial. *Proc. 9th European Microwave Conf.(Brighton, U.K.)*, pages 101–105, **1979**.
- [10] Pozar D. M. Janaswamy R. Analysis of the tapered slot antenna. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-35:1058–1064, **1987**.
- [11] Schaubert D. H. ve Pozar D. M. Janaswamy R. Analysis of transverse electromagnetic mode linearly tapered slot antenna. *Radio Science*, 21(11):797–804, **1986**.
- [12] Krzysztof A. M. Extrapolation methods for sommerfeld integral tails. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-46(10):1405–1418, **1998**.
- [13] Mesa F. L. ve Horno M. Marques R. Nonreciprocal and reciprocal complex and backward waves in parallel plate waveguides loaded with a ferrite slab arbitrarily magnetized. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, MTT-41(4):1409–1418, **1993**.
- [14] Makarov S. N. *Antenna and EM Modelling with MATLAB*. John Wiley and Sons, **2002**.
- [15] Önal T. *Development of a Rigorous and Efficient Electromagnetic Simulation Algorithm for 3-D Printed Structures in Multilayer Environment*. Yüksek Lisans Tezi, Koç Üniversitesi, İstanbul, **2005**.

- [16] Janaswamy R. Radiation pattern analysis of the tapered slot antenna. *Ph. D. Tezi*, Massachusetts Üniversitesi, **1986**.
- [17] Janaswamy R. An accurate moment method model for the tapered slot antenna. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-37:1523–1528, **1989**.
- [18] Mosig J. R. "*Integral Equation Techniques*" in *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter Wave Passive Structures* ?? T.Itoh Ed., 133-213, New York:John Wiley Sons, **1989**.
- [19] Wilton D. R. Rao S. M. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, AP-30(3):409–418, **1982**.
- [20] Balk S. *Üçgen Antenlerin Analizi*. Yüksek Lisans Tezi, Hacettepe Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, **2008**.
- [21] Taflove A. Thiele E. Fd-td analysis of vivaldi flared horn antennas and arrays. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, 42(5):633–641, **1994**.
- [22] Aksun M. I. ve Dural G. Clarification of issues on the closed-form greens functions in stratified media. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 53(11):3644–3653, **2005**.
- [23] Mosig J. R. ve Gardiol F. E. A dynamical radiation model for microstrip structures. *Advances in Electronics and Electron Physics*, 59, **1982**.
- [24] Köksal A. ve Kauffman J. F. Moment method analysis of linearly tapered slot antennas. *Int Journal of Microwave and Millimeter-Wave CAE 4*, pages 76–87, **1994**.
- [25] Aksun M. I. ve Kinayman N. *Modern Microwave Circuits*. Artech House, **2005**.
- [26] Prasad S.N. ve Mahapatra S. A novel mic slot line antenna. *Proc. 9th European Microwave Conf.(Brighton, U.K.)*, pages 120–124, **1979**.
- [27] at al ? Yngvesson K. S. Endfire tapered slot antennas on dielectric substrates. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-33(11):1392–1400, **1985**.
- [28] Li L.W. ve Tian Y.F. Zhang M. An efficient approach for extracting poles of green's functions in general multilayered media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 56(1):269–273, **2008**.

## EK A

### GPOF (GENELLEŞTİRİLMİŞ FONKSİYON KALEMLERİ) YÖNTEMİ

Spektral uzaydaki Green fonksiyonu açılım için kullanılan GPOF yöntemine göre bir elektromanyetik sinyal

$$y[r] = \sum_{m=1}^M b_m e^{\beta_m \delta t r} \quad r = 0, 1, \dots, N-1, (t = r \delta t) \quad (\text{A.1})$$

şeklinde ağırlıklı üstel fonksiyonlar ile ifade edilebilir. Bu formülde  $b_m$ , kompleks kalıntı;  $\beta_m$ , kompleks kutup;  $\delta t$  ise örnekleme aralığını,  $N$  toplam örnekleme sayısını göstermekte ve  $b_m, \beta_m$  bilinmeyenleri oluşturmaktadır.  $N$  noktası bilinen  $y$  sinyalinin model parametreleri kullanılarak sinyalin değeri istenilen herhangi bir noktada hesaplanabilir. Oluşturulan modelin doğruluğu modelde kullanılan karmaşık eksponansiyel sayısı olan  $M$  ile doğrudan ilişkilidir. Öncelikle  $N$  noktada örneklenmiş  $y$  sinyali kullanılarak, aşağıda verilen bilgi matrisleri oluşturulur [7].

$$\mathbf{y}_0, \mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2, \dots, \mathbf{y}_L$$

$$\mathbf{y}_i = [y_i, y_{i+1}, \dots, y_{i+N-L-1}]^T$$

Bu vektörlerden hareketle  $Y_1$  ve  $Y_2$  matrisleri tanımlanır

$$Y_1 = [\mathbf{y}_0, \mathbf{y}_1, \dots, \mathbf{y}_{L-1}]$$

$$Y_2 = [\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2, \dots, \mathbf{y}_L]$$



ve bu yöntem matris klemi olarak adlandırılan  $Y_2 - \lambda Y_1$ 'i kullanarak aşağıdaki özdeğer denklemini çözmeyi amaçlar:

$$(Y_2 - \lambda Y_1) \cdot v_i = 0 \quad (\text{A.2})$$

Burada  $\lambda$  ile temsil edilen genelleştirilmiş özdeğerler,  $z_m = e^{\beta_m \delta t}$  dir. Kalem parametresi olarak adlandırılan L ise M'in alabileceği değerler için üst sınırı oluşturmaktadır.

(A.2) eşitliğinin eşdeğeri şu şekilde verilebilir:

$$(Y_1^+ Y_2 - \lambda I) \cdot v_i = 0 \quad (\text{A.3})$$

Burada  $Y_1^+$ ,  $Y_1$  matrisinin sanki-tersidir (Moore-Penrose pseudo inverse) tersidir.

$$Y_1^+ = (Y_1^H \cdot Y_1)^{-1} \cdot Y_1^H$$

H, matrisin kompleks konjuge transpozisinin aldığı gösterir. Özellikle gürültülü sinyaller için  $Y_1^+ Y_2$  kötü koşullu matrisler oluşturmaktadır. Bu eşitliği kötü şartlara neden olan tekil değerleri süzerek çözmek için tekil değerler ayrıştırması (Singular Value Decomposition-SVD) kullanılmıştır.

Aşağıdaki yol izlenerek Z matrisi oluşturulur.

$$UDV^H = SVD(Y_1) \quad (\text{A.4})$$

$$V \leftarrow [V]_{M \times M}$$

$$U \leftarrow [U]_{M \times M}$$

$$D \leftarrow [D]_{M \times M}$$

$$VD^{-1}U^H = SVD(Y_1^+) \quad (\text{A.5})$$

Tekil değerlerin M tanesi kullanılarak matrislerin daha iyi koşul sayıları (condition number) olmaları sağlanmıştır.  $Y_1^+ \cdot Y_1 = V \cdot V^H$  ve  $V^H \cdot V = I$  olduğu göz önüne alınarak (A.2) eşitliği soldan  $V^H$  ile çarpılırsa;

$$(Z - z_m I) \mathbf{z}_m = 0 \quad (\text{A.6})$$

elde edilir. Burada

$$Z = D^{-1} U^H Y_2 V \quad (\text{A.7})$$

ve  $\mathbf{z}_m = V^H \mathbf{v}_i$  dir.  $z_m$  değerleri ise  $Z$  matrisinin özdeğerleridir.

Sistemin kutupları

$$\beta_m = \frac{\log z_m}{\delta t} \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (\text{A.8})$$

olarak elde edilir.  $z_m$ 'ler  $Z$  matrisinin öz vektörlerini gösterir. Kompleks  $b_m$  kalıntı değerleri ise aşağıdaki sistemin çözümü ile elde edilir [7].

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ z_1 & z_2 & \dots & z_M \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ z_1^{N-1} & z_2^{N-1} & \dots & z_M^{N-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_0 \\ y_1 \\ \vdots \\ y_{N-1} \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

Bu analiz boyunca

$$M \leq L \leq N - M \quad (\text{A.10})$$

olarak seçilmelidir [10]. Gürültülü veriler ile uğraşırken  $L = \frac{N}{2}$  olarak seçilmelidir. Dolayısıyla  $M \leq \frac{N}{2}$  olmalıdır.

Model parametreleri  $b_m, \beta_m$  bulunduktan sonra aşağıdaki adımlar uygulanarak,  $\mathbf{C}_{ap}$  integrasyon yolu üzerinde örneklene  $\tilde{G}/jk_{zi}$  fonksiyonu eksponansiyel fonksiyonlar cinsinden ifade edilmiş olunur.

$$\frac{\tilde{G}}{jk_{zi}} = \sum_{m=1}^M b_m e^{\beta_m \delta t r} = \sum_{m=1}^M a_m e^{-\alpha_m k_{zi}} \quad (\text{A.11})$$

Şecilen bir veya iki seviye yaklaşıma göre  $a_m$  ve  $\alpha_m$  değerleri hesaplanır [8]-[10].

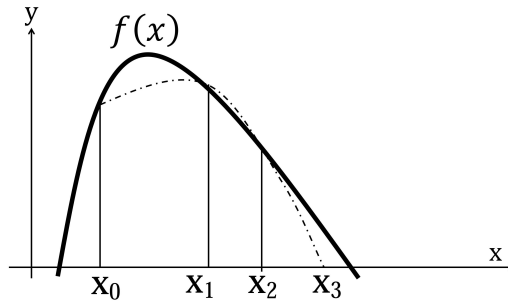
## EK B

### MULLER YÖNTEMİ

Bisection yöntemi kullanılarak  $x_0$  ve  $x_2$  aralığındaki  $x_1$  kökü bulunur. Daha sonra bu üç noktadan geçen parabolün kökü (B.1)- (B.5) ifadeleri kullanılarak bulunur.

$$q = \frac{x_n - x_{n-1}}{x_{n-1} - x_{n-2}} \quad (\text{B.1})$$

$$A = qf(x_n) - q(1 + q)f(x_{n-1}) + q^2f(x_{n-2}) \quad (\text{B.2})$$



Şekil B.1: Muller yöntemi kullanılarak kök bulma

$$B = (2q + 1)f(x_n) - (1 + q)^2f(x_{n-1}) + q^2f(x_{n-2}) \quad (\text{B.3})$$

$$c = (1 + q)f(x_n) \quad (\text{B.4})$$

ve diğeri iterasyon

$$x_{n+1} = x_n - (x_n - x_{n-1}) \frac{2C}{\max(B \pm \sqrt{B^2 - 4AC})} \quad (\text{B.5})$$

ile elde edilir.

# ÖZGEÇMİŞ

## Kimlik Bilgileri

Adı Soyadı : ARZU KESKİN  
Doğum Yeri : Ankara  
Medeni Hali : Bekar  
E-posta : arzu\_keskin\_@hotmail.com  
Adresi : Çankaya / ANKARA

## Eğitim

Lisans : Gazi Üniversitesi, Mühendislik Mimarlık Fakültesi,  
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü, ANKARA(1995-2000)  
Yüksek Lisans : Hacettepe Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,  
Elektrik-Elektronik Mühendisliği, ANKARA (2000-2003)

## Yabancı Dil ve Düzeyi

İyi derecede İngilizce

## İş Deneyimi

Hacettepe Üniversitesi, Elektrik ve Elektronik Mühendisliği  
Bölümü, ANKARA, Araştırma Görevlisi (2000-2004)  
Başbakanlık, ANKARA, Elektronik Mühendisi (2004-2015)

## Deneyim Alanları

Nümerik Elektromanyetik Yöntemler, Antenler,  
Mikrodalga Devre Tasarımı

## Tezden Üretilmiş Yayınlar

-

## Tezden Üretilmiş Tebliğ ve/veya Poster Sunumu ile Katıldığı Toplantılar

Poster Sunumu : Analysis of Linearly Tapered Slot Antennas on a Dielectric Substrate,  
*General Assembly and Scientific Symposium, URSI, Eylül 2011.*