

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**SONLU FARKLAR YÖNTEMİ İLE ÇOK YÜKSEK FREKANSLI
ELEKTROMANYETİK DALGA ALANI HESABI**

Arzu KOÇASLAN

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2008**

Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Arzu KOÇASLAN tarafından hazırlanan “**Sonlu Farklar Yöntemi İle Çok Yüksek Frekanslı Elektromanyetik Dalga Alanı Hesabı**” adlı tez çalışması 08/10/2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Yrd. Doç.Dr Selma KADIOĞLU

Jüri Üyeleri:

Başkan : Prof. Dr. Ahmet Tuğrul BAŞOKUR
Ankara Üniversitesi
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Üye : Yrd. Doç. Dr. Murat Hüsnü SAZLI
Ankara Üniversitesi
Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Üye : Yrd. Doç. Dr. Selma KADIOĞLU
Ankara Üniversitesi
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Orhan ATAKOL
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

SONLU FARKLAR YÖNTEMİ İLE ÇOK YÜKSEK FREKANSLI ELEKTROMANYETİK DALGA ALANI HESABI

Arzu KOÇASLAN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Selma KADIOĞLU

Tezin amacı, üç boyutlu (3B) gömülü geometrik şekilli modeller üzerinde çok yüksek frekanslı elektromanyetik (EM) dalga alanını hesaplayan bir bilgisayar programı geliştirmektir. Aynı zamanda laboratuvar şartlarında gerçekleştirilen, fiziksel bir model üzerinde toplanan radar verileri ile geliştirilen programdan elde edilen dalga alanı verilerini de karşılaştırarak uygulanan yöntemin duyarlılığını ortaya çıkarmaktır.

Modelleme gerçek verilerle teorik bir yer modelinden elde edilen sonuçların karşılaştırılmasını sağlayan bir yöntemdir. Çalışmada yer radarı (GPR) yönteminde gömülü nesnelerin bulunmasına katkı sağlayabilmesi amacıyla 3B zaman bölgesinde sonlu farklar (FDTD) yaklaşımı kullanarak çok yüksek frekanslı EM dalga alanı modelleme gerçekleştirilmiştir. Amaca uygun olarak öncelikle teorik gelişmeler, FDTD yöntemi ve Maxwell denklemlerinin bu yöntem ile ifadeleri tanımlanmıştır. Yer radarı yöntemine uygun kaynak tanımı ve sınır şartları ayrıntılı olarak irdelenmiştir. Tez amacına uygun olarak gömülü küre, silindir gibi geometrik şekilli modeller için geliştirilen bilgisayar programı ile elde edilen 3B EM dalga alanı verileri 3B blok ve iki boyutlu (2B) kesitleri ile sunulmuştur.

Ayrıca teorik bir modele ait hesaplanan EM dalga alanı verileri ile Ankara Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü Kayaç Fiziği Laboratuvarında gerçek bir model üzerinde RAMAC CU II sistem ve 1.6 GHz kapalı sistem kullanılarak toplanmış EM dalga alanı verileri karşılaştırılarak geliştirilen program ve FDTD yönteminin duyarlılığı tartışılmıştır.

Ekim 2008, 255 sayfa

Anahtar Kelimeler: Yer Radarı (GPR), Zaman Bölgesinde Sonlu Farklar Yöntemi (FDTD), Çok Yüksek Frekanslı Elektromanyetik Dalga Alanı Hesabı

ABSTRACT

Master Thesis

VERY HIGH FREQUENCY ELECTROMAGNETIC WAVEFIELD COMPUTATION WITH FINITE DIFFERENCE METHOD

Arzu KOÇASLAN

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Geophysical Engineering

Supervisor: Yrd. Doç. Dr. Selma KADIOĞLU

The aim of this thesis is to develop a computer program in which very high frequency electromagnetic (EM) wave field can be computed on the three dimensional (3D) buried geometrical shaped models. In addition, sensitivity of the applied method is to be revealed even by comparing with a real data acquired on the physical model realized in laboratory condition and the data obtained by the computer program results of the theoretical model which is the same with physical model.

Modeling is a method which supplies comparing of the results obtained by a theoretical earth model real data. In the study, very high frequency EM wave field modeling has been realized by using 3D finite difference time domain (FDTD) method to contribute to determination of the buried objects in ground penetrating (GPR) method. First, theoretical developments, FDTD method and expressions of Maxwell equations with this method have been defined. Source definition appropriate to GPR method and boundary conditions have been researched in detail. 3D EM wave field data obtained by developed computer program for models of buried sphere, cylinder etc. have been figured out with 3B blocks and two dimensional (2D) sections of it as relevant of the thesis. In addition developed computer program and sensitivity of the FDTD method have been discussed by comparing with computed EM wave field data relating to a theoretical model and EM wave field data acquired on a real model, which is the same with theoretical model, in the laboratory of rock physics in Ankara University Geophysical Engineering Department by using RAMAC CU II system and 1.6 GHz shielded antenna.

October 2008, 255 pages

Key Words: Ground Penetrating Radar (GPR), Finite Difference Time Domain (FDTD), Very High Frequency Electromagnetic Wavefield Computation

TEŞEKKÜR

Çalışmamın her aşamasında bana yardımcı olan, bilgi ve desteğini benden esirgemeyen, tezin oluşumunda önemli katkılarda bulunan danışman hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Selma KADIOĞLU'na teşekkürlerimi sunarım. Tezin her aşamasında yanımda olan ve görüşlerini aldığım Sayın Araş Gör. Ezgi Esra EKİNCİOĞLU'a, Sayın Araş. Gör. İsmail AKKAYA'ya, ayrıca arkadaşım Büşra Bihter KURT'a teşekkürlerimi sunarım. Tüm bu süre içerisinde beni destekleyen ve daima yanımda olarak başarıya ulaşmamı sağlayan Ailem'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Arzu KOÇASLAN
Ankara, Ekim 2008

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. YER RADARI YÖNTEMİ.....	4
2.1 Tanım.....	4
2.2 Yer Radarının Çalışma Prensipleri	5
2.3 Yer Radarı Yöntemi Tarihçesi	6
2.4 Yer Radarı Kullanım Alanları	8
2.4.1 Jeoteknik ve jeolojik araştırmalar.....	9
2.4.1.1 Yüzeydeki gevşek zonun tespiti.....	9
2.4.1.2 Ana kaya (Temel kaya . derinliğinin saptanması.....	9
2.4.1.3 Zemindeki yanal ve düşey süreksizliklerin saptanması.....	10
2.4.1.4 Zemindeki yanal ve düşey süreksizliklerin saptanması.....	10
2.4.1.5 Otoyol, tünel ve demiryolu güzergah çalışmaları.....	10
2.4.1.6 Boşlukların saptanması.....	10
2.4.1.7 Su tablasının belirlenmesi.....	9
2.4.2 Maden araştırmaları, maden ocağı sınırlarının belirlenmesi	11
2.4.3 Kablo ve boru güzergahı belirleme çalışmaları.....	11
2.4.4 Otoyol asfalt ve dolgularındaki deformasyonların izlenmesi.....	12
2.4.5 Arkeoloji arama çalışmaları.....	12
2.4.6 Güvenlik ve kriminal amaçlı kullanım.....	12
2.5 Yer Radarı Yöntemini Etkileyen Faktörler.....	13
2.6 Araştırma Derinliği.....	14
2.7 Yeriçi İletkenlik ve Dielektrik Sabiti Etkisi.....	15
2.8 Su Ortamı.....	17
2.9 Anten Frekansı.....	18
2.10 Çevre Koşulları.....	19
2.11 Çözünürlük.....	19
2.12 Kalibrasyon.....	19
2.13 Hassasiyet ve Sapmalar.....	20
2.14 Anten Seçimi.....	20
2.15 Ölçüm Aralığının ve Antenler Arası Ayrım Aralığının Seçilmesi.....	22
2.16 Zaman Örnekleme Aralığının ve Kayıt Zamanının Belirlenmesi.....	23
2.17 Profil Yönünün ve Profil Aralığının Seçimi.....	24
2.18 Merkez Frekansı ve Band Genişliği.....	24
2.19 Anten Düzeneginden Kaynaklanan Yayınma Kaybı.....	24
2.20 Saçılma Yüzeyleri.....	25
2.21 Yöntemin Üstünlük ve Zayıflıkları.....	25
2.22 Ölçü Alım Teknikleri ve Sistem Duyarlılığı.....	27
2.22.1 Mono-statik ve Bi-statik anten.....	27

2.22.2 Ölçü alım teknikleri.....	27
2.22.3 Çeşitli anten açılımları.....	30
2.23 Geometrik Optik.....	31
3. ZAMAN BÖLGESİNDE SONLU FARKLAR YÖNTEMİ.....	34
3.1 Bir Boyutlu (1-B) Sonlu Farklar Yöntemi.....	41
3.2 İki Boyutlu (2-B) Sonlu Farklar Yöntemi.....	43
3.3 Üç Boyutlu (3-B) Sonlu Farklar Yöntemi.....	56
3.3.1 Manyetik alan denklemleri.....	57
3.3.1.1 X yönündeki manyetik alan bileşeni.....	57
3.3.1.2 Y yönündeki manyetik alan bileşeni.....	58
3.3.1.3 Z yönündeki manyetik alan bileşeni.....	59
3.3.2 Elektrik Alan Denklemleri.....	60
3.3.2.1 X yönündeki manyetik alan bileşeni.....	61
3.3.2.2 Y yönündeki manyetik alan bileşeni.....	62
3.3.2.3 Z yönündeki manyetik alan bileşeni.....	63
3.4 Yinelemeli Denklemlerde Kararlılık Kriteri.....	67
3.5 FDTD Yönteminde Sayısal Dispersiyon.....	68
3.6 FDTD Yönteminde Parametre Seçimi.....	74
3.7 FDTD Yönteminde Uyarma.....	78
3.8 Zamanda Ayırıklaştırma ve Hata Analizi.....	79
3.9 FDTD Sistem Gereksinimleri.....	80
4. ORTAM MODELLEME VE SINIR KOŞULLARI.....	82
4.1 Ortam Modelleme.....	81
4.2 Yutucu Sınır Koşulları.....	82
4.3 Tek Yönlü Dalga Denklemleri.....	83
4.4 Mur Tipi Abc.....	89
5. UYGULAMALAR.....	91
5.1 Fdtd Algoritması.....	91
5.2 Küp Modeli.....	95
5.3 Küre Modeli	103
5.4 Dikdörtgen Prizma Modeli	117
5.5 SİLİNDİR Modeli.....	125
5. 5.1 Boru Modeli.....	143
5.6 Farklı Büyüklükteki Borular Üzerinde Toplanan Gerçek Veriler ile FDTD Modellerin Karşılaştırılması.....	156
6.TARTIŞMA ve SONUÇLAR.....	162
KAYNAKLAR.....	172
EKLER.....	179
EK 1 Elektromanyetik Dalgalar.....	180
EK 2 Yer Radarı Polarizasyon ve Antenler.....	217
ÖZGEÇMİŞ.....	255

SİMGELER DİZİNİ

1B	Bir Boyutlu
2B	İki Boyutlu
3B	Üç Boyutlu
E_i	Gelen Elektrik alan
E_s	Saçılan Elektrik Alan
f	Frekans
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
z_0	Boşluğun empedansı
k	Dalga yayılım doğrultusu vektörü
E	Elektrik Alan Vektörü
H	Manyetik Alan Vektörü
λ	Dalga Boyu
k	Dalga Sayısı
V	Gerilim
I	Akım
c	Işık Hızı
J	Akım Yoğunluğu
R	Radar hedef arası mesafe
t	Zaman
P	Gözlem noktası
r	Gözlem noktası yer vektörü
r'	Kaynak noktası yer vektörü
$\hat{r}$	Yer vektörü normal
n	Zaman adımı
$n \sim$	Zaman adımı ($n \sim = n + 1/2$)
H_x	Manyetik alan x-bileşeni
H_y	Manyetik alan y-bileşeni
H_z	Manyetik alan z-bileşeni

E_x	Elektrik alan x-bileşeni
E_y	Elektrik alan y-bileşeni
E_z	Elektrik alan z-bileşeni
N	FDTD hücre sayısı
i, j, k	FDTD x, y, z deki konum adımları
Δt	Zaman adımı
α	Zayıflama sabiti
β	Faz sabiti
γ	Yayılma sabiti
μ	Manyetik geçirgenlik
f	Frekans
c	Işık hızı
Z_0	Karakteristik empedans
Γ	Yansıma katsayısı
ϵ_r	Bağıl dielektrik sabiti
ϵ_e	Etkin dielektrik sabiti

KISALTMALAR

FDTD	Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi
GPR	Yer Radarı
FT	Fourier Transformu
FFT	Fast Fourier Transformu
TLM	İletim Hattı Matrisi
PE	Parabolik Denklem
MoM	Moment Yöntemi
RSY	Radar Saçılma Yüzeyi
EM	Elektromanyetik Dalgalar
FD	Sonlu Farklar
EMC	Elektromanyetik Uyumluluk
EMI	Elektromanyetik Girişim

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Yer radarı sistemi ve EM dalgalar. 1 havadan doğrudan gelen EM dalgası 2 yüzeyden doğrudan gelen EM dalgası, 3 ve 4 arayüzeyden yansıyan EM dalgaları (Last ve Smol, 2001	3
Şekil 2.2 Yer radarı yönteminde zaman-uzaklık diyagramı ve dalga modları.....	4
Şekil 2.3 Profiller boyunca elde edilen radargram görüntüsü.....	5
Şekil 2.4 Kumlu bir alanda su tablasının Yer Radarı kesitindeki görünümü (Stickley, Noon, Cherniakov ve Longstaff, 2000	15
Şekil 2.5 Frekans, ayrırlılık ve derinlik arasındaki ilişki (Last ve Smol, 2001	18
Şekil 2.6a . Mono-statik, b . Bi-statik anten.....	25
Şekil 2.7 Yer radarı sisteminin ana bileşenlerinin blok diyagram şeklinde gösterimi (Annan 1992	26
Şekil 2.8 Sabit açıklık profili dizilimi.....	27
Şekil 2.9 Çoklu katlama dizilimi.....	28
Şekil 2.10 Paralel ve uzun kenar bakışımı.....	29
Şekil 2.11 Paralel ve kısa kenar bakışımı.....	29
Şekil 2.12 Dik ve uzun kenar bakışımı.....	30
Şekil 2.13 Dik ve kısa kenar bakışımı.....	30
Şekil 2.14 Dalga cephesi ve ışınlar arasındaki ilişkiler (Stutzman, 1962	31
Şekil 3.1 Yıllara göre yayın sayısı.....	33
Şekil 3.2 a. kare grid, b.skew grid, c. üçgen grid, d. dairesel grid.....	34
Şekil 3.3 İleri, geri ve merkezci farkları kullanarak P noktasındaki $f(x, y)$ 'nin türevi için kullanılan şematik A ve B noktaları.....	35
Şekil 3.4 İki bağımsız x ve t değişkeni için sonlu fark ağı.....	35
Şekil 3.5 Atlamalı FDTD ayrıklaştırması.....	37
Şekil 3.6 Sonlu farklar ağı.....	38
Şekil 3.7 Hücrelerin değişen (i, j) 'lere göre numaralandırılması işlemi.....	38
Şekil 3.8 TM modu.....	41
Şekil 3.9. E_z , H_y ve H_x bileşenlerinin hücre içerisindeki konumları.....	43
Şekil 3.10 Bir önceki zamanda hesaplanan değerlerin kullanılmasıyla bir sonraki zamana ait değerlerin hesaplanması.....	45
Şekil 3.11. TE modu.....	46
Şekil 3.12 E_x , E_y ve H_z bileşenlerinin hücre içerisindeki konumları.....	47
Şekil 3.13 3D Yee birim hücresi.....	50
Şekil 3.14 H_x yönündeki manyetik alan hesabında kullanılan komşu alanlar.....	51
Şekil 3.15 H_y yönündeki manyetik alan hesabında kullanılan komşu alanlar.....	52
Şekil 3.16 H_z yönündeki manyetik alan hesabında kullanılan komşu alanlar.....	53
Şekil 3.17 E_x yönündeki elektrik alan hesabında kullanılan komşu alanlar.....	54
Şekil 3.18 E_y yönündeki elektrik alan hesabında kullanılan komşu alanlar.....	56
Şekil 3.19 E_z yönündeki elektrik alan hesabında kullanılan komşu alanlar.....	57
Şekil 3.20 Sayısal dispersiyonun fiziksel yorumu.....	63

Şekil 3.21 Sayısal faz hızının 2D ortamda yayılım açısına bağlı değişimi.....	65
Şekil 3.22 3B sayısal dispersiyon (Gedney, 1993	66
Şekil 3.23 Gauss tipi kaynak (Gedney, 1993	68
Şekil 3.24 Gauss darbesinin zaman ve frekans davranışı.....	72
Şekil 5.1 FDTD akış diyagramı.....	84
Şekil 5.2 FDTD algoritmasında kullanılan ana program ve alt programlar.....	86
Şekil 5.3 FDTD modelinde kullanılan küp modeli.....	87
Şekil 5.4 Küp modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	88
Şekil 5.5 10 x 10 x 10 cm boyutundaki küp modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	89
Şekil 5.6 50 x 50 x 50 cm boyutundaki küp modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	90
Şekil 5.7 50 x 50 x 50 cm boyutundaki küp modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	91
Şekil 5.8 100 x 100 x 100 cm boyutundaki küp modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	92
Şekil 5.9 Küp modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	93
Şekil 5.11 FDTD modelinde kullanılan küre modeli.....	95
Şekil 5.12 1 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	96
Şekil 5.13 1 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	97
Şekil 5.14 4 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	98
Şekil 5.15 4 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	99
Şekil 5.16 8 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	100
Şekil 5.17 8 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	101
Şekil 5.18 10 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	102
Şekil 5.19 10 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	103
Şekil 5.20 50 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	104
Şekil 5.21 50 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	105
Şekil 5.23 FDTD modelinde kullanılan farklı çaplara sahip küre modeli.....	106
Şekil 5.24 a . 50 x 50 x 50 cm boyutundaki küre modeline, b. 10 x 10 x 10 cm boyutundaki küre modeline c . 1 x 1 x 1 cm boyutundaki küre modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri.....	107
Şekil 5.26 FDTD modelinde kullanılan kare prizma modeli.....	108
Şekil 5.27 200 x 200 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	109
Şekil 5.28 200 x 200 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	110

Şekil 5.29 100 x 100 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	111
Şekil 5.30 100 x 100 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	112
Şekil 5.31 100 x 100 x 20 cm boyutundaki ve $\epsilon_r=80$ ve $\sigma=0.063$ S/m prizma modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	113
Şekil 5.33 100 x 100 x 20 cm boyutundaki ve $\epsilon_r=80$ ve $\sigma=0.063$ S/m prizma modeline ait,y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	114
Şekil 5.35 FDTD modelinde kullanılan silindir modeli.....	115
Şekil 5.36 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 15° derece eğimli silindir modeline ait,x doğrultusuna ait radar kesitleri.....	116
Şekil 5.37 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 15° derece eğimli silindir modeline ait,y doğrultusuna ait radar kesitleri.....	117
Şekil 5.38 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 30° derece eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri.....	118
Şekil 5.39 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 30° derece eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri.....	119
Şekil 5.40 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 45° derece eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri.....	120
Şekil 5.41 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 45° derece eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri.....	121
Şekil 5.42 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 60° derece eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri.....	122
Şekil 5.43 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 60° derece eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri.....	123
Şekil 5.44 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 90° derece eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri.....	124
Şekil 5.45 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 90° derece eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri.....	125
Şekil 5.46 a . farklı açılı silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri. b . farklı açılı silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri.....	126
Şekil 5.47 15° , 30° , 45° , 60° , 90° eğimli silindir modeline ait ölçüm düzeneği.....	127
Şekil 5.48 FDTD modelinde kullanılan boru modeli.....	127
Şekil 5.49 $\epsilon_r=1.0$ ve $\sigma=0$ S/m boru modeline ait,x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	128
Şekil 5.50 $\epsilon_r=1.0$ ve $\sigma=0$ S/m boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	129
Şekil 5.51 $\epsilon_r=80.0$ ve $\sigma=0$ S/m boru modeline ait,x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	130
Şekil 5.52 $\epsilon_r=80.0$ ve $\sigma=0$ S/m boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	131
Şekil 5.53 $\epsilon_r=80.0$ ve $\sigma=0.063$ S/m boru modeline ait,x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	132
Şekil 5.54 $\epsilon_r=80.0$ ve $\sigma=0.063$ S/m boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	133
Şekil 5.55 30cm çapında ve 150 cm boyunda boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	134

Şekil 5.56 30cm çapında ve 150 cm boyunda boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	135
Şekil 5.57 10cm çapında ve 50 cm boyunda boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	136
Şekil 5.58 10cm çapında ve 50 cm boyunda boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	137
Şekil 5.59 20cm çapında ve 100 cm boyunda boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	138
Şekil 5.60 20cm çapında ve 100 cm boyunda boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.....	140
Şekil 5.61 FDTD algoritmasında ve deneylerde kullanılan kasa ve x,y,z boyutları...	141
Şekil 5.62 Deneylerde kullanılan kasa üzerindeki profiller ve doğrultuları.....	142
Şekil 5.63 a. Farklı çaptaki demir boruların kasa içindeki yarı gömülü görüntüleri, b. Demir boruların kasa içinde x-z konumları, c. Kasa içinde x-y konumları.....	143
Şekil 5.64 Farklı çaplardaki demir borunun x eksen yönünde a . FDTD ve b. deneyler sonuçlarından elde edilen kesitleri.....	144
Şekil 5.65 a.Aynı çaptaki demir ve plastik boruların kasa içindeki yarı gömülü görüntüleri, b. Demir, plastik boruların kasa içinde x-z konumları, c. Kasa içinde x-y konumları.....	145
Şekil 5.66 Farklı çaplardaki plastik borunun FDTD ve deneyler sonuçlarından elde edilen radargram kesitleri.....	146
Şekil 5.67 a. Aynı çaptaki demir ve plastik boruların kasa içindeki yarı gömülü görüntüleri, b. Demir, plastik boruların kasa içinde x-z konumları, c. Kasa içinde x-y konumları.....	147
Şekil 5.68 Demir ve plastik boru modelinin FDTD algoritmasından ve deneylerden elde edilen radar kesitleri.....	148

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Yer radarı yöntemi araştırma alanları www.deu.edu.tr/samer).....	12
Çizelge 2.2 Bazı jeolojik birimlere ait dielektrik, iletkenlik, hız ve soğrulma değerleri (Wilchek, 2000).....	15
Çizelge 2.3 Yer radarı parametreleri (dielektrik sabit, elektrik iletkenliği ve anten frekansı) arasındaki ilişki (Takahashi, 2004).....	18
Çizelge 2.4 Derinliğe bağlı örnek frekans seçimleri (Kadioğlu, 2004).....	20
Çizelge 2.5 Frekansa bağlı örnek maksimum ölçüm aralıkları ((Kadioğlu, 2004).....	21
Çizelge 2.6 Frekansa bağlı minimum anten aralığı örnekleri (Kadioğlu, 2004).....	22

1. GİRİŞ

Bu tez çalışmasının ana konusu zaman bölgesinde sonlu farklar yöntemi (FDTD) kullanılarak yüksek frekanslı elektromanyetik (EM) dalga modellemesidir. Yüksek frekanslı elektromanyetik yöntemlerde FDTD, Maxwell denklemlerinin doğrudan zamanda ve konumda yinelenmeli olarak ayrıklaştırılıp adım adım çözülmesine dayanmaktadır. Çalışmada yüksek frekanslı EM yöntem olarak yer radarı (GPR) yöntemi ele alınmakta ve FDTD ile üç boyutlu modelleme yapılmaktadır.

FDTD yöntemi FD olarak kısaltılan sonlu-farklar yönteminin 1966 yılında Yee tarafından Maxwell denklemlerine uyacak şekilde zaman bölgesi için genişletilmesiyle birlikte ortaya atılmış, özellikle 1980'lerin ortalarında bilgisayarların hız ve kapasitelerindeki hızlı artışla birlikte EM dalga problemleri, için en çok kullanılan yöntemlerden biri haline gelmiştir. FDTD yöntemi 30 yılı aşkın bir süredir var olmasına rağmen, bilgisayarların hız ve kapasiteleri arttığı sürece yöntemin popülaritesi artmaya devam edecektir. Ayrıca yöntemin geliştirilmesine yönelik yayınların artması da yöntemin çekiciliğini artırmaktadır. FDTD ile ilgili araştırma faaliyetlerinin çok fazla olmasından dolayı FDTD literatürünün izlenmesi zordur. Yutucu sınır koşulları (Engquist-Majda 1977, Bayliss- Turkel 1980, Liao *et al.* 1980, Scientia Sinica 1984, Brenger 1994), sayısal dispersiyon (Schneider ve Wagner 1999, Krumpholz ve Katehi 1996, Q.H.Liu 1997), sayısal kararlılık (Taflove & Brodwin 1975, Namiki 1999, Zheng *et al.* 2000, De raedt *et al.* 2003), grid biçimlendirme (Taflove-Umashankar 1977, Shankar *et al.* ve Madsen ve Ziolkowski 1990, Rylander ve Bondeson 2000), mikroşerit hatlı devre analizi, açık veya kapalı dalga kılavuzlarında dalga iletimi ve süreksizler (Choi & Hoefer 1982), radar saçılma yüzeyi (RSY) modelleme (Taflove-Umashankar 1977), anten ve anten dizi tasarımları ve sentezi (Maloney *et al.* 1991, Katz *et al.* 1991, Tirkas ve Balanis 1991), biyolojik dokularda elektromanyetik tutulma hesapları (Sullivan *et al.* 1987, Zhang *et al.* 1987). Mikrodalga fırın benzetimi EMC/EMI (elektromanyetik uyumluluk ve girişim) modelleme (Sui *et al.* 1991) bazı uygulama alanlarıdır. Günümüzde GPR modellenmesinde en çok kullanılan sayısal yöntemlerden biri de FDTD yöntemidir (Roberts ve Daniels 1997, Xu ve McMechan 1997, Bergmann

vd.,1998). Sonlu farklar ağının hücresel özelliği nedeniyle, bu yöntemle yapılan çözümlemede basit yeraltı yapılarının yanı sıra, karmaşık yeraltı yapılarına ait model yanıtları da uzun süre gerektirmeden hesaplanabilmektedir. Ayrıca bu teknik, diğer hesaplama teknikleri ile yapılamayan ve radar kuramında önemli bir yeri olan radar anteninin yakın alanındaki gömülü hedeflerden oluşan saçılmaların modellenenebilmesine de olanak vermektedir (Roberts and Daniels, 1997).

Çalışmanın ikinci bölümde yer radarı hakkında temel bilgiler ve dayandığı temel fiziksel ve matematiksel tanımlar verilmiştir.

Çalışmanın üçüncü bölümünde FDTD ayrıntılı olarak ele alınmıştır. Bu yöntemin dayandığı matematiksel ve fiziksel özellikler anlatılmıştır. Sayısal analiz için gerekli denklemler oluşturulmuştur. FDTD yönteminin kararlılık koşulları hakkında nelere dikkat edilmesi gerektiği, kaynak uyarmasının ne şekilde yapılacağı, parametre seçimi ve sayısal dispersiyon gibi yöntemlerle ilgili önemli kavramlar açıklanmıştır.

Dördüncü bölümde, ayrıntılı olarak incelenen yutucu sınır koşullarının matematiksel özellikleri verilmiş ve hangi sınır koşulunun hangi yapılarda ve ne tür problemlerde daha etkili olacağı belirtilmiştir. Güncel araştırma merkezlerinde en çok kullanılan birinci ve ikinci-derece Mur (Mur 1963), Higdon (Higdon 1987), Liao (Lio *et al.* 1984) ve DBC (dispersive boundary condition) türü sınır koşulları ile aralarındaki farklılıklar ve benzerlikler anlatılmaktadır. 1994 yılında Brenger (Berenger 1994), tarafından ortaya atılan ve Mükemmel Uyumlu Tabaka (Perfectly Matched Layer, PML) olarak adlandırılan yutucu sınır koşulu ele alınmıştır. İki boyutlu ve üç boyutlu FDTD uzayına nasıl uygulanacağı anlatılmıştır.

Beşinci bölümde, FDTD yönteminde kullanılan farklı sınır koşulları uygulamaları yardımıyla üç boyutlu (3B) yüksek frekans elektromanyetik dalga modellemesi yapılmış ve karşılaştırılmıştır. Ayrıca, Ankara Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü kayaç fiziki laboratuvarında ahşap hazne içerisinde aynı uzunluklarda, farklı çaplarda içi boş demir ve

plastik borular ayrı ayrı ve bir büyük çaplı demir ve plastik borular kuma gömülerek, yüksek frekanslı RAMAC CU II marka radar sistemi ve 1.6 GHz merkez frekanslı kapalı anten ile 0.0044 m aralıklarla ölçümler alınmıştır. Bu çalışmadaki amaç, aynı şekilli farklı özellikteki cisimlerin gösterdiği farklılıkları işlenmiş radargramlar ve FDTD yönteminden elde edilen radargramlarla karşılaştırmaktır.

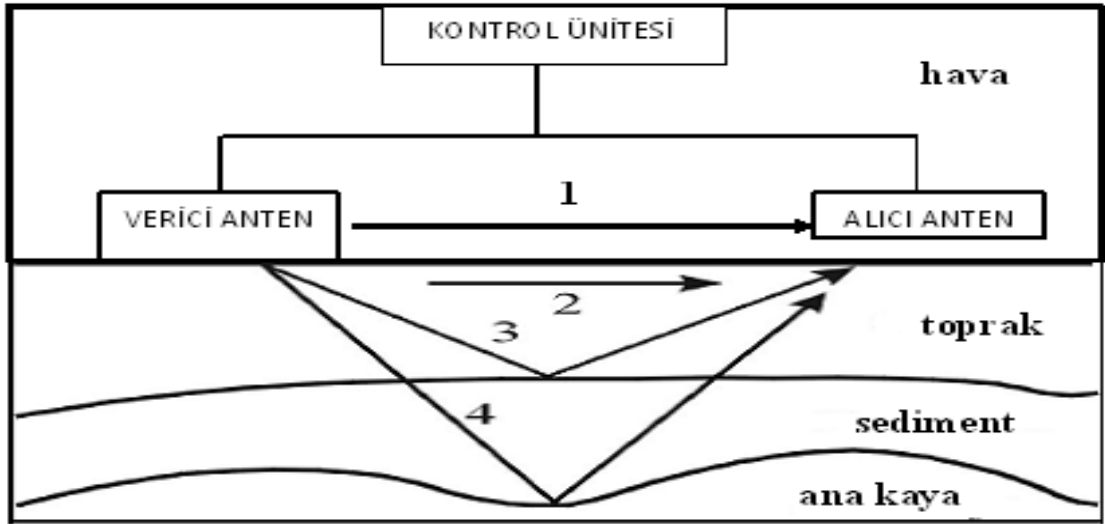
Son bölümde yapılan modelleme ve uygulama sonuçları tartışılmıştır.

Eklerde ise, EM dalgalar teorisinin matematiksel bağıntıları, GPR antenler ve polarizasyon kavramları, yakın-uzak alan denkleminde kullanılan Fresnel denklemler ve Taylor serisi anlatılmıştır.

2. YER RADARI YÖNTEMİ

2.1 Tanım

Yer radarı (GPR), yüzeye yakın yeraltı özelliklerinin belirlenmesinde kullanılan yüksek frekanslı ayırım gücü yüksek elektromanyetik, jeofizik yöntemdir (Griffin and Pippet 2002). GPR ölçüm sistemi, kontrol sistemi, verici anten, alıcı anten ve kayıtcıdan oluşmaktadır (Şekil 2.1). Yöntemde kaynak olarak yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalar kullanılmaktadır. Yer radarı, düşük maliyeti, hızlı kullanımı ve çevreye herhangi bir tahribat vermemesi dolayısıyla birçok alanlarda kullanılmaktadır.

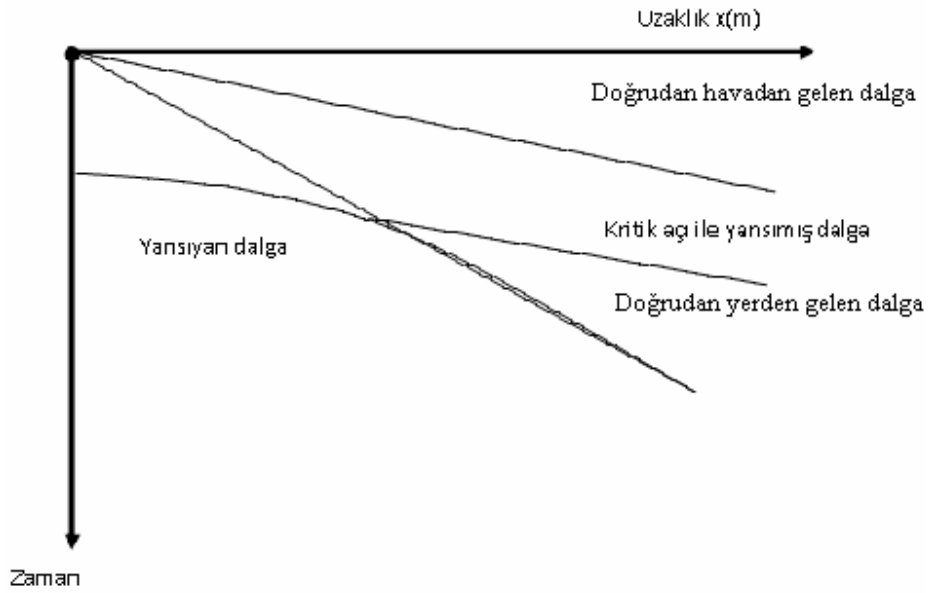


Şekil 2.1 Yer radarı sistemi ve EM dalgalar(Last and Smol 2001)

1 havadan doğrudan gelen EM dalgası, (2) yüzeyden doğrudan gelen EM dalgası, (3) ve(4) arayüzeyden yansıyan EM dalgaları

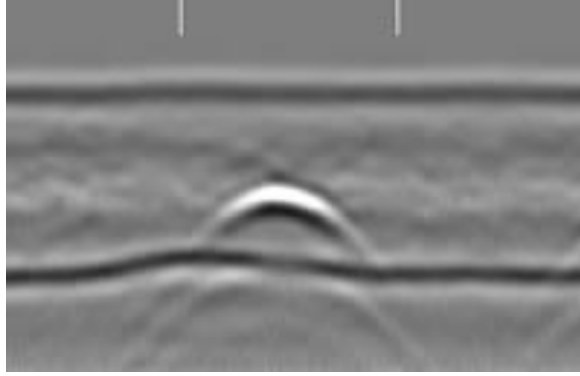
2.2 Yer Radarının Çalışma Prensipleri

Yer radarı, kaynak olarak kullanılan yüksek frekanslı EM dalgaların verici anten kullanılarak yeraltına gönderilmesi ve bu dalgaların bir kısmının karşılaştıkları farklı cisimlerin veya farklı jeolojik yapıların yüzeylerinden yansiyarak alıcı anten tarafından işlem ünitesine iletilmesi şeklinde çalışmaktadır (Şekil 2.2). Bütün bu işlemler saniyenin milyonda biri zamanda gerçekleşmektedir (Çataklı 2003). Verici anten tarafından yeraltına gönderilen EM dalgaların yer içinde ilerleme hızı, ilerlediği ortamın dielektrik sabitine ve manyetik geçirgenliğine; dalganın ulaşabileceği maksimum derinlik ise, dalganın frekansına ve ilerlediği ortamın elektrik iletkenliğine bağlıdır (Weeds 1994).



Şekil 2.2 Yer radarı yönteminde zaman-uzaklık diyagramı ve dalga modları

Ölçümler genellikle bir profil üzerinde, önceden belirlenmiş ölçüm noktalarında alınır. ölçüm noktalarındaki izler yan yana getirilerek radargram adı verilen radar kesitleri elde edilir (Şekil 2.3).



Şekil 2.3 Profiller boyunca elde edilen radargram görüntüsü

Yer radarı sistemleri geniş bantlı antenler kullanır. Yaklaşık olarak 10 MHz' den 1000 MHz'e kadar geniş frekans aralıkları kullanılır. 3 ile 10 nanosaniye ($1 \text{ saniye} = 10^9 \text{ ns}$) impuls kaynaklı bir verici anten yaklaşık 50 -1000 gerilim (V) kullanırken, alıcı antende 0.1-0.001 gerilim oluşur (Rogers 1994). Bu gerilimlerden (2.1) bağıntısı ile verilen dB cinsinden yansıma gücü hesaplanır..

$$x = 10 \log \frac{V_o^2}{V_r^2} \quad (2.1)$$

Burada;

x; dB biriminden göreceli yansıma gücü,

V_o ; yansıma genliği (V),

V_r ; referans genliği (V) dir.

2.3 Yer Radarı Yöntemi Tarihçesi

Yer radarı yöntemi sismik, gravite, düşük frekanslı elektromanyetik yöntemler, elektrik yöntemler ve IP gibi jeofizik yöntemlerle karşılaştırıldığında oldukça yeni bir yöntemdir. Radar, II. Dünya Savaşı sırasında silah sistemlerinin gelişmesi ile radar teknolojisinin olağanüstü gelişmesine yol açtı ve özellikle buna bağlı olarak hava savunma sistemleri kurulmaya başlandı. Savaş sonrasında NATO ve Varşova Paktı üyesi ülkelerin ortak sınırlarında birçok radar sistemi yerleştirildi. İkinci Dünya Savaşından sonra radar yöntemi “barışçıl kullanım” olarak adlandırılan bir yönde kullanılmaya başlandı. Günümüzde radar günlük hayatta çok sık kullanılmaktadır.

1865 İngiliz fizikçi **James Clerk Maxwell** elektromanyetik dalgaları ve bunların yayılmasını açıklayan elektromanyetik ışık kuramını ortaya attı.

1886 Alman fizikçi **Heinrich Rudolf Hertz** elektromanyetik dalgaları keşfetti ve Maxwell'in kuramını kanıtladı.

1904 Alman yüksek frekans teknisyeni **Christian Hülsmeier** su üzerinde ki trafiği denetlemek için [“telemobiloskopu”](#) icat etti. Bu alet metal bir nesneden çarparak dönen elektromanyetik dalgaların süresini ölçüyor ve böylece menzil hesaplanabiliyordu. Bu ilk pratik radar denemesi için Hülsmeier patent başvurusunda bulundu.

1921 **Albert Wallace Hull** tarafından güçlü gönderici tüpü magnetron icat edildi.

1922 ABD Donanma Araştırma Laboratuvarından **A. H. Taylor** ve **L.C.Young** ilk kez bir tahtadan gemiyi algılamayı başardılar.

1921 **Albert Wallace Hull** tarafından güçlü gönderici tüpü magnetron icat edildi.

1922 ABD Donanma Araştırma Laboratuvarından **A. H. Taylor** ve **L.C.Young** ilk kez bir tahtadan gemiyi algılamayı başardılar.

1930 Yine ABD Donanma Laboratuvarından **L. A. Hyland** bir uçağı algıladı.

- 1931** Bir gemiye radar takıldı. Alıcı ve verici anteni olarak boynuz ışın yayıcı bulunan parabolik anten kullanıldı.
- 1936** Metcalf ve Hahn tarafından yükselteç veya osilatör olarak kullanılan klistron bulundu.
- 1939** İngiltere Birmingham Üniversitesinden John Randall ve Henry Boot adlı iki fizikçi hafif fakat güçlü mikrodalga radarını geliştirdiler ve bu radar B-17 bombardıman uçaklarına takıldı. Bu denizaltı savaşlarında bir dönüm noktası oldu.
- 1940** ABD, Rusya, Almanya ve Japonya'da muhtelif radar tesisleri geliştirildi.
- 1940** Yeraltındaki nesnelerin belirlenmesine yönelik ilk uygulama yapılmıştır.
- 1976** İlk uygulama don altında kalan toprak tabakasında Annan ve Davis tarafından gerçekleştirildi.
- 1989** Uygulama alanlarının 1989'da Annan ve Davis tarafından genişletilmesi ile zemin zayıf noktaları ve güçlü yanları anlaşılmıştır (Annan 1992).
- 2000** İnsan kalıntılarının aranması (Hammon III *et al.* 2000), yer altı su seviyelerinin belirlenmesinde (Bano *et al.* 2000, Dannowski ve Yaramancı, 1999, Aspiron ve Aigner, 1999; Harari 1996, Benson 1995).

2.4 Yer Radarı Kullanım Alanları

Yer radarı ilk uygulaması 1929 yılında Avusturya'da buz kalınlığının ölçülmesi amacıyla gerçekleştirilmiş (Stern 1929,1930) ve sonraki yıllarda çok çeşitli sığ araştırmalarda geniş kullanım alanları kazanmıştır. Başlıca uygulama alanları aşağıda kısaca sunulmaktadır. Bununla birlikte Çizelge 2.1'de radarın uygulama alanları sıralanmıştır.

2.4.1 Jeoteknik ve jeolojik araştırmalar

Jeoteknik araştırmalar genelde yüzeyden itibaren 1 – 20 metre derinliklere kadar olan bölüm ile ilgilenmekte, nadiren büyük yapılar için bu derinlik 20 – 60 metreye kadar ulaşmaktadır. Yer radarı ile jeoteknik araştırmalar da bazı alt başlıklarda değerlendirilmektedir (Daniels 2004).

2.4.1.1 Yüzeydeki gevşek zonun tespiti

Zeminin en üst tabakası olarak adlandırılan ve her türlü yapılaşma için mutlaka alttaki sert zemin bulununcaya kadar kazılması gereken bu tabakanın kalınlığı her yerde farklıdır. Malzemenin cinsine de bağlı olarak bazen onlarca metreyi bulmaktadır. Yapılaşmanın programlandığı sahalarda bu birimin saptanması amacı ile elektrik ya da sismik yöntemlerle jeofizik etütler yapılmakta veya sondajlarla saha test edilmektedir. Yer radarı uygulamaları, aynı çalışmaların bu yöntem ile çok daha kısa sürede ve daha az maliyet ve insan gücü ile yapılabilceğini kanıtlamıştır. Genelde yüzeydeki gevşek zon alttaki nispeten pekişmiş zon ile iyi bir dielektrik sabit farkı oluşturmaktadır. Yer radarı uygulamalarında kullanılan elektromanyetik dalgalar için iyi bir kontrast oluşturan bu sınır kayıtlarda kolaylıkla gözlenebilmektedir (Daniels 1989).

2.4.1.2 Ana kaya (Temel kaya) derinliğinin saptanması

Ana kaya yüzeyi elektromanyetik dalgalar için iyi bir yansıma yüzeyi olup derinliği 40 – 50 metreyi geçmeyen temel kaya derinlikleri yer radarı yöntemi ile kolaylıkla bulunabilmektedir. Köprü ayakları, viyadükler, bazı yapıların temeline irtibatlandırılan fore kazıkları et aler bazı mühendislik uygulamaları için temel kaya derinliğinin saptanması gerekli olmakta, yer radarı yöntemi ile bu çalışmalar başarı ile yapılmaktadır (Roberts 1992).

2.4.1.3 Zemindeki yanal ve düşey süreksizliklerin saptanması

Zemin içerisinde bulunan gevşek birimler, yanal ve düşey formasyon değişimleri homojen zemin özelliğini bozabilmektedir. Bu zeminlerin araştırılması yapılmadan üzerine inşa edilecek her türlü yapıda bir süre sonra deformasyon başlayacaktır. Bunun önüne geçmek için sahada önceden yapılacak olan bir yer radarı etüdü, bu tür gevşek birimleri bütün detayları ile ortaya çıkaracaktır (Haeni 1995).

2.4.1.4 Otoyol, tünel ve demiryolu güzergah çalışmaları

Yapılması planlanan otoyol ve tren yolu zeminlerinin araştırılması ile tünel açılması planlanan kaya ortamlarındaki tünel güzergahı boyunca kayalık zemindeki mevcut süreksizlik veya çatlakların araştırılması, yer radarı ile başarıyla yapılmaktadır. Kayalık ortamlar düşük dielektrik sabiti ve elektrik iletkenlik nedeniyle elektromanyetik dalgaların kaya ortamı içerisindeki kolay yayılımı ve süreksizliklerden yansıma elde edilmesi bu yöntemin uygulamasını yaygınlaştırmıştır (Koppenjan 1993).

2.4.1.5 Boşlukların saptanması

Özellikle karstik sahalarda büyük çaplı hava boşlukları zeminde ciddi tehlikeler oluşturmaktadır. Bu boşlukların belirlenmesinde elektrik ve sismik yöntemler bazen yetersiz kalabilmektedirler. Yer radarı yöntemi ise bu konuda büyük avantajlar sağlamaktadır. Hava, elektromanyetik dalganın yayılması için ideal bir ortamdır. Kayaçlar ise, dielektrik sabitlerine, manyetik geçirgenliklerine, manyetik süseptibilitelerine, içerdikleri su miktarına ve buna bağlı olarak artan elektrik iletkenliklerine bağlı olarak elektromanyetik dalga yayılımına direnç göstermektedir. Ancak bir hava boşluğu ile karşılaşan elektromanyetik dalgalar aniden hızlanmakta ve bu yeni ortamın ara yüzeyinden kuvvetli yansımalar göndermektedir. Bu nedenle hava boşluklarının yer radarı yöntemi ile saptanması mümkündür.

2.4.1.6 Su tablasının belirlenmesi

Zeminde bulunan su tablasının seviyesi ve mevsimsel hareketleri üzerine inşaa edilecek yapılar için çok önemlidir. Elektromanyetik dalgaların, su içeren formasyon içerisinde, yüksek elektrik iletkenliği nedeniyle yayınımlı güçtür. Dolayısıyla su tablası sınırı elektromanyetik dalgalar için çok kuvvetli bir yansıma yüzeyidir. Bu yöntem kullanılarak zemindeki su tablası seviyesinin dağılımı büyük bir duyarlılıkla çıkarılabilmektedir (Roberts 1994).

2.4.2 Maden araştırmaları, maden ocağı sınırlarının belirlenmesi

Madenlerin saptanması ve işletmeye alınacak madenlerin ocak sınırlarının tespiti, yer radarı uygulama derinlikleri içerisinde yer aldığından bu yöntem ile saptanabilmektedir. Yüzeye sokulum yapan volkanik ve metamorfik kayalarındaki elektromanyetik dalga yayınımlı, civarındaki ayrılmış yüzey çökellerinden farklı olduğundan dokunaklarda iyi yansıma yüzeyleri oluşmaktadır. Mermer işletmeciliğinde kalınlık ve süreksizliklerin değişiminin ortaya konulmasında en yaygın olarak kullanılan yöntemdir.

2.4.3 Kablo ve boru güzergahı belirleme çalışmaları

Su, kanalizasyon, akaryakıt ve doğal gaz boru hatları ile elektrik ve haberleşme kabloları bir lokasyondan diğerine ulaştırılırken yeraltına gömülmektedir. Gömme operasyonu öncesi ise uygun zeminin belirlenmesi amacıyla araştırma yapılmaktadır. Yer radarı yöntemi ile yapılan zemin incelemeleri boru hattı ve kablo döşenmesine en uygun zemini süratli bir şekilde belirlemektedir (Roberts 1994).

2.4.4 Otoyol asfalt ve dolgularındaki deformasyonların izlenmesi

Otoyollar yapıldıktan sonra bazı kesimlerde gözle görülen deformasyonlar ortaya çıkabilmektedir. Gerek doğal afetler gerekse beklenenin üzerindeki yükler otoyollarda kısmi bozukluklara neden olmakta, önlemi alınmazsa daha büyük deformasyonları beraberinde getirmektedir. Deformasyon belirtilerinin ortaya çıkmasından sonra bölgede yapılan yer radarı ölçümleri bu sahada deformasyona neden olan kaynağı ortaya çıkarmakta büyük yarar sağlamaktadır. Asfalt üzerinde yapılan yer radarı çalışmaları uygun zemin nedeniyle son derece hızlıdır. Elde edilen kayıtlardan deformasyonun asfalt kaplama veya altındaki dolgu malzemesindeki miktarı da belirlenmektedir (Daniels, 1989).

2.4.5 Arkeolojik arama çalışmaları

Günümüzde birçok eski medeniyete ait tarihi kalıntılar yerin altında keşfedilmeyi beklemektedir. Toprak altında bulunan eski yapıların jeofizik yöntemlerle saptanarak tahrip edilmeden kazılması için arkeologlar ile jeofizikçiler arasında uzun yıllardır ortak çalışmalar yürütülmektedir. Yer radarı tekniğinin uygulanmaya başlamasından sonra jeofizikçiler arkeologlara en kesin ve en tahribatsız sonuçları vermeye başlamışlar, arkeologlar da yer radarı sonuçlarını kullanarak kazılarını tahribatsız yapmaya başlamışlardır. Yer radarı ile özellikle toprak altında kalan eski yapılar ve mezar boşlukları başarılı bir şekilde görüntülenebilmektedir (Daniels, 1989).

2.4.6 Güvenlik ve kriminal amaçlı kullanım

Güvenlik açısından, cezaevi çevresinde periyodik yer radarı ölçümleri ile cezaevi dışına doğru kazılacak tüneller tespit edilebilmektedir. Ayrıca hücre evi olarak ele geçirilen yasadışı örgüt barınaklarında ve çevresindeki gizli bölmelerde gizlenen silah, cephane ve erzak tespitinde de yer radarı uygulamalarından yararlanılmaktadır. Ayrıca arazide gömülü olan ceset veya toplu mezarların aranmasında da yer radarı kesin sonuçlar vermektedir.

Çizelge 2.1 Yer radarı yöntemi araştırma alanları(www.deu.edu.tr/samer)

➤ Yeraltı su tablasını haritalamak
➤ Toprak stratigrafisi, su içeriği, biyolojik gözlemleme, tuzlu akışkanın belirlenmesi
➤ Metalik ve metalik olmayan boru ve kabloları belirlemek
➤ Gömülü tankların yerlerinin ve derinliğinin saptanması (metalik veya metalik olmayan)
➤ Boşlukların saptanması
➤ Faylar, toprak ve kaya stratigrafisi, anakaya topografyasının belirlenmesi
➤ Paleokanalların haritalanması
➤ Arkeolojik alanların haritalanması
➤ Kazılmış ve yeniden doldurulmuş alanların saptanması
➤ Endüstriyel atık yerlerinin belirlenmesi
➤ Baraj, otoyol, demiryolu, köprü gibi yapılardaki sorunları incelemek
➤ Kara mayınları ve patlamamış askeri malzemelerin bulunması
➤ Buz-kar kalınlığı, çığ araştırması, kayak için kar kalınlığı ölçümü
➤ Buzulların kalınlığının saptanması, glasiyolojik araştırmalar
➤ Yeraltı yapılarının sistematik saptanması ve haritalanması
➤ Kaya kalitesinin ve çatlak zonlarının saptanması, taş ocağı haritalanması
➤ Mineral ve cevher zonlarının saptanması

2.5 Yer radarı Yöntemini Etkileyen Faktörler

Yer radarı, yüksek çözünürlük ile yüzeysel derinlik araştırmalarında kullanılan bir yöntemdir. Yer radarı yöntemi ölçümün yapılacağı çevreye oldukça duyarlıdır. En önemli iki faktör, elektromanyetik kaynaklar ile metalik yapıların varlığıdır. Ayrıca, diğer önemli faktörde araştırma alanının koşullarıdır. Çalışmanın yapılacağı alanda ekipmanla güvenli ve ekonomik bir biçimde çalışmanın yapılıp yapılmayacağı da önemli bir konudur. Eğer ortamda sıcaklık, soğukluk, kirlilik gibi olağan dışı koşullar ya da tehlikeler mevcut ise bunlara dikkat edilmeli ve çalışma esnasında not alınmalıdır. Veri-işlem ve yorum aşamasında bu notlara dikkat edilerek işlemler yapılmalıdır (Annan, 1999).

2.6 Araştırma Derinliği

Ölçümlerde kullanılacak frekanslar, antenlerin aralığı, ölçüm aralığı, kayıt uzunluğu, örnekleme aralığı, yeraltı suyu seviyesi, örtü katmanının türü ve öz direnci araştırma amacına göre belirlenmesi gereken büyüklükler veya değişkenlerdir. Örneğin, inceleme alanında birkaç noktada düşey elektrik sondaj ölçümü yapılarak derinliğin fonksiyonu olarak öz direnç bulunarak ortamda oluşacak sönüm miktarı hesaplanabilir. Bu durumda ölçümlerde ulaşılabilecek en yüksek araştırma derinliği;

$$r \leq \frac{30}{\alpha} \text{ veya } r \leq \frac{35}{\sigma} \quad (2.2)$$

ile hesaplanabilir. Burada sönüm katsayısının (α) birimi dB/m, iletkenliği birimi mS/m'dir. Araştırmada çözünürlüğü istenen derinlik d ve ortamın sahip olduğu permitivite değeri ϵ ise, ölçümlerin yapılması için uygun frekans;

$$f = \frac{150}{d\sqrt{\epsilon}} \quad (2.3)$$

ile bulunur. Eğer sabit ölçüm aralıklı profillerde iki ölçüm arası uzaklık, dalga boyunun $\frac{1}{4}$ 'ün den büyük ise kuramsal olarak araştırılmak istenen hedefler belirlenemez. Bu koşul yaklaşık olarak birimi metre olan ölçüm aralığı

$$D_x = \frac{75}{f\sqrt{\epsilon}} \quad (2.4)$$

ile verilebilir (Griffin and Pipet 2002). Diğer bir yaklaşımla, her iki işlemde D_x 'in araştırma derinliğinin en fazla $1/8$ 'i kadar veya daha az olması gerektiği görülebilir. Anten dizilimleri genelde yan yana olarak yapılmasına rağmen uç uca dizgelerde kullanılmaktadır. Jeolojik uzanımın veya araştırma hedefinin bilindiği durumlarda antenler yapıya koşut

tutulmalıdır. Uygulamalarda anten aralığının araştırma derinliğinin 1/5'i veya daha küçük alındığında iyi sonuç verdiği görülmüştür. Derinliğe bağlı olarak anten aralığı D_{anten} (m) için ampirik bağıntı;

$$D_{anten} = \frac{2 * derinlik}{\sqrt{\epsilon - 1}} \quad (2.5)$$

ile verilir (Griffin and Pipet 2002).

2.7 Yeriçi İletkenlik ve Dielektrik Sabiti Etkisi

İletkenlik ve dielektrik sabiti, yüzeysel özelliklerin bulunmasını etkilemektedir (Ulriksen 1982). Bu iki parametre sudan önemli bir şekilde etkilenmektedir. Bundan dolayı suyun yer radarının başarısı üzerinde büyük etkisi bulunmaktadır (Griffin and Pipet 2002). Çizelge 2.2'de bazı jeolojik malzemelere ait dielektrik sabit, iletkenlik, yayılma hızı ve soğrulma değerleri verilmiştir.

Çizelge 2.2 Bazı jeolojik birimlere ait dielektrik, iletkenlik, hız ve soğrulma değerleri (Wilchek 2000)

Malzeme	Bağıl dielektrik, Sabit, $\epsilon_r (\epsilon / \epsilon_0)$	İletkenlik, σ , (mS/m)	Yayılım hızı, V , (m/nsn)	Soğrulma, Soğrulma sabiti, α
Hava	1	0	0,3	0
Buz	3-4	0,01	0,16	0,01
Su (taze)	80	0,5	0,033	0,1
Su (tuzlu)	80	3000	0,01	1000
Topraklar				
Kıl	5-40	2-1000	0,06	1-300
Toprak (kuru)	3-5	0,01	0,15	0,01
Toprak (doygün)	20-30	0,1-1,0	0,06	0,03-0,3
Silt	5-30	1-100	0,07	1-100
Mineraller				
Kalsit	7,8-8,5	$5 \cdot 10^{-10}$	0,11	$3 \cdot 10^{-10}$
Kuvars	4,2-5	$3 \cdot 10^{-14}$ - $5 \cdot 10^{-12}$	0,13-0,15	$2 \cdot 10^{-8}$ - $4 \cdot 10^{-12}$
Tortul kayalar				
Kireçtaşı	4-8	0,5-2	0,12	0,4-1,0
Tuz (kuru)	5-6	0,01-1	0,13	0,01-1
Kumtaşı	4-7-12	$1 \cdot 10^{-3}$ -0,7	0,09-0,14	$5 \cdot 10^{-8}$ -0,6
Şeyl	5-15	1-100	0,09	1-100
Magmatik kayalar				
Bazalt	12	$8 \cdot 10^{-6}$ -0,025	0,09	$4 \cdot 10^{-6}$ -0,01
Dasit	6,8-8,2	0,05	0,12	0,03
Diyabaz	10,5-34,5	$2 \cdot 10^{-5}$ -50	0,05-0,09	$1 \cdot 10^{-2}$ -26
Diyorit	6	0,0002-0,002	0,12	0,0001-0,001
Gabro	8,5-40	0,001-1	0,05-0,10	$3 \cdot 10^{-4}$ -0,6
Granit	4,6	0,01-1	0,13	0,01-1
Norit	61	0,02-1	0,04	0,004-0,2
Obsidiyen	5,8-10,4	n/a	0,11	n/a
Peridotit	8,6	0,15-0,33	0,10	n/a
Metamorfik kayalar				
Gnays	8,5	0,0003-0,02	0,10	n/a
Arjilit	n/a	1-100	n/a	n/a
Kuvarsit	n/a	$5 \cdot 10^{-6}$ -100	n/a	n/a

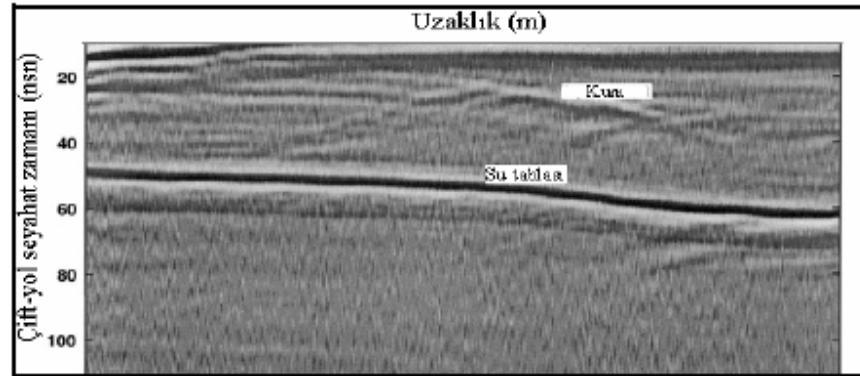
Yüksek iletkenlik radar çalışmalarını sınırlandıran en önemli faktörlerden biridir. Yüksek iletkenli zemin (yüksek kil içerikli zemin) düşük iletkenli zeminden (kuru kum) daha fazla enerji soğurur (Griffin *et al.* 2002). Yüksek iletkenli ortamlar, iletilen sinyalin soğurulmasına ve derinliğin azalmasına neden olmaktadır. Bu nedenle yer radarı çalışmalarında çalışılan ortamın iletkenliğinin düşük olması istenir. Zemin dokusu, zemin yoğunluğu, zemin hacimsel su içeriği ve zemin tuz miktarı içindeki değişiklikler radar sinyallerini etkilemektedir (Bristow and Jol 2003).

Ortamın dielektrik sabiti elektromanyetik dalganın yayılma hızını belirlemektedir. Yayılma hızı ile dielektrik sabiti arasında ters orantı vardır. Yeraltına gönderilen elektromanyetik

dalgaların hızı, ani bir dielektrik sabit düşmesi sonucunda artmaktadır. Bu ortam değişikliği sınırı bir yansımaya yüzeyi oluşturduğundan ilerleyen dalga'nın bir kısmı geri dönmekte ve alıcı antene ulaşmaktadır. Dielektrik sabitin arttığı ortamlarda (Kil gibi su içeriğinin yüksek olduğu ortamlar), dalga hızı azalmakta ve enerji kaybına uğramaktadır.

2.8 Su Ortamı

Su sahip olduğu yüksek polarizetibilite nedeniyle en yüksek dielektrik sabitine sahiptir (Weeds 1994). Bu nedenle elektromanyetik dalgaların bu direnç karşısında ilerlemesi oldukça zordur. Diğer yandan, su tablası sınırı, yer radarı çalışmalarında elektromanyetik dalgalar için iyi bir yansımaya yüzeyi oluşturmaktadır ve bu sınır kolay bir şekilde tespit edilebilmektedir (Şekil 2.4).



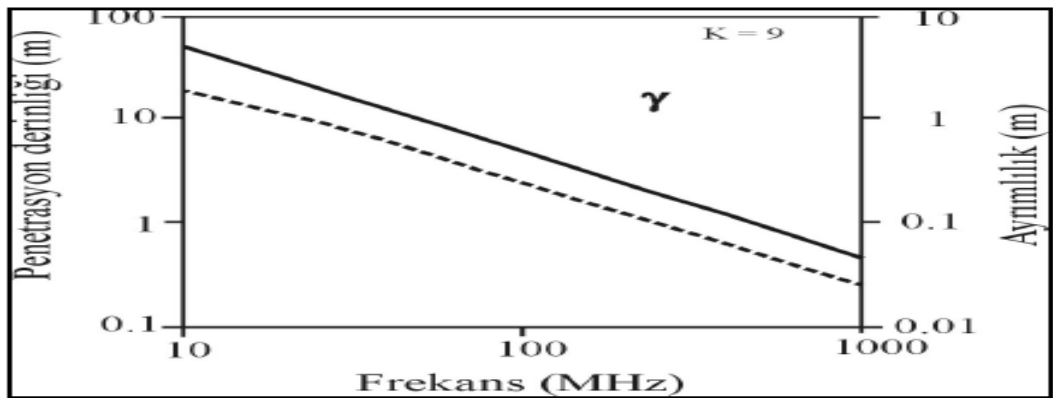
Şekil 2.4 Kumlu bir alanda su tablasının Yer Radarı kesitindeki görünümü (Stickley *et al.* 2000).

2.9 Anten Frekansı

Yer radarı çalışma performansına etki eden diğer bir faktörde kullanılan anten frekansıdır. Uygulamalarda kullanılan anten frekansları 25 MHz ile 2000 MHz arasında değişmektedir. Bu frekans uygulama derinliğine bağlı olarak değişmektedir. Antenin fiziksel boyutu iletilen dalgaların frekansını etkiler (Griffin *et al.* 2002). Elektromanyetik dalgalarının derinliği ve çözünürlüğü kullanılan anten frekansına bağlıdır (çizelge 2.3) (Takahashi 2004). Yüksek frekanslı elektromanyetik dalgalar düşük frekanslı elektromanyetik dalgalara göre daha fazla detay ve yüksek ayrırlılık elde edilmesine olanak sağlar, fakat yüksek frekanslar çok hızlı emildiği için penetrasyon derinlikleri düşük frekanslar kadar iyi değildir (Griffin and Pipet 2002). Kısacası, frekans ile ayırım arasında doğrusal orantı; frekans ile derinlik arasında ters orantı vardır. Şekil 2.5’de frekans, ayrırlılık ve derinlik arasındaki ilişki verilmiştir.

Çizelge 2.3 Yer radarı parametreleri (dielektrik sabit, elektrik iletkenliği ve anten frekansı) arasındaki ilişki (Takahashi 2004)

GPR Parametreleri	Dielektrik Sabit		Elektrik İletkenlik		Anten Frekansı	
	Düşük	Yüksek	Düşük	Yüksek	Düşük	Yüksek
Yayılma Hızı	Yüksek	Düşük				
Penetrasyon	Kısa	Uzun	Uzun	Kısa	Uzun	Kısa
Dalga Boyu	Uzun	Kısa			Uzun	Kısa
Çözünürlük	Düşük	Yüksek			Düşük	Yüksek



Şekil 2.5 Frekans, ayrırlılık ve derinlik arasındaki ilişki (Last and Smol 2001).

Anten frekansı seçimi yapılırken bilinmesi gereken koşullar vardır (Takahashi 2004).

Bunlar;

- 1) Hedef araştırmanın boyutu, derinliği, materyal türü,
- 2) Hedefin gömülü olduğu zemin ve kayanın özellikleri,
- 3) GPR penetrasyonunu etkileyen nem ve kil içeriği,
- 4) Alanın yüzey engebeleri ve bitki örtüsüdür.

2.10 Çevre Koşulları

Yer Radarı yöntemi ölçümün yapılacağı çevreye oldukça duyarlıdır. En önemli iki faktör, elektromanyetik kaynaklar ile metalik yapıların varlığıdır. Ayrıca, diğer önemli faktörde araştırma alanının koşullarıdır. Çalışmanın yapılacağı alanda ekipmanla güvenli ve ekonomik bir biçimde çalışmanın yapılıp yapılmayacağı da önemli bir konudur. Eğer ortamda sıcaklık, soğukluk, kirlilik gibi olağan dışı koşullar ya da tehlikeler mevcut ise bunlara dikkat edilmeli ve çalışma esnasında not alınmalıdır. Veri-işlem ve yorum aşamasında bu notlara dikkat edilerek işlemler yapılmalıdır (Anan 1999).

2.11 Çözünürlük

Çözünürlük kullanılan antene bağlıdır. Gereksinim duyulan derinlik ve çözünürlüğe göre 10-1800 MHz arasında antenler vardır. Düşük frekanslı anten kullanımında derinlere inme imkanı artar. Derinliğin artması ise, çözünürlükte azalma anlamına gelir. Bu durum yüksek frekans içinde geçerlidir. Yüksek frekanslı anten kullanımında derinlik azalırken çözünürlük artar. Yüksek frekansların yüzeye yakın kesimlerde emilmesi fazla olacağından derinlik bakımından fazla bilgi alınamaz.

2.12 Ayar

Yer radarı sistemi üreticisinin yapacağı ayar ve standartlaştırma önemlidir. Bir projeye başlamadan önce mutlaka cihazların ayarları yapılmalıdır. Eğer ölçü alımı birbirini takip eden günler içindeyse gene her gün ayar yapılmalıdır. Cihazların temel bakımları aksatılmamalı, varsa bozucu etkiler uzaklaştırılmalıdır.

2.13 Hassasiyet ve Sapmalar

Hassasiyet, yapılan ölçümlerin tekrarlanabilirliği ve antenin uygun ve doğru şekilde kullanımıyla ayrıca doğru anten türü seçimiyle bağlantılıdır. Alınan veriden emin olunamadığında ölçüyü tekrar almak hassasiyeti artırırken fiyatlandırmada ise artışa sebep olabilir. Ölçü alanının sadece kum içerdiği var sayılırsa her tekrarlanan ölçüde aynı verinin elde edilmesi gereklidir. Farklı veride hata oluşuyorsa ölçümde hata yada kalibrasyon hatası olduğu kolayca anlaşılabılır. Bu durum, farklı litoloji içeren alanlarda yapılan ölçüm çalışmalarında da aynı mantık içinde yapılır.

Sapmalar ise kaydediciden kaynaklanan hatalardır. Gidiş geliş zamanlarında hatalar ya da ölçü alımı sırasında alıcının uygun şekilde kullanılamaması hesap hataları, profili takip edememe ve nedeni bilinmeyen radar hızındaki ani değişiklikler olarak tanımlayabiliriz.

Yer adarı yönteminde kullanılan başlıca ana programlar SIR SYSTEM / PATHFINDER, RAMAC / GPR SYSTEM, PULSEEKKO / NOGGIN SYSTEM dir.

2.14 Anten Seçimi

Anten seçiminde önemli olan hangi derinliğin gözlemlenmek istendiğidir. Yüksek frekanslar yüksek çözünürlük sunarken derinlere indikçe soğurulmaktadırlar. Düşük frekanslar ise daha derinlere rahatça nüfuz edebilmektedirler.

Çizelge 2.4 Derinliğe bağlı örnek frekans seçimleri (Kadioğlu 2004)

Merkez Frekans (MHz)	Düşey Ayrırlılık (m)	Maksimum Penetrasyon (m)
25	1	50
50	0.5	40
100	0.25	25
200	0.125	12
500	0.05	6
800	0.03	2.5
1000	0.025	1.5
1600	0.0125	1

2.15 Ölçüm Aralığının ve Antenler Arası Ayrım Aralığının Seçilmesi

Seçilen antenin ayrırlılık gücüne yani merkez frekansına uygun bir ölçüm aralığı belirlenmeli. Nyquist örnekleme aralığını geçmemelidir. Bu da dalga boyunun dörtte biridir.

Çizelge 2.5 Frekansa bağlı örnek maksimum ölçüm aralıkları ((Kadioğlu 2004)

Frekans	Maksimum Ölçüm Aralığı (m)
12.5	2.0
25	1.0
50	0.5
100	0.25
200	0.10
450	0.05
900	0.02

Antenler açık türü ve ayrı durumda iseler her bir merkez frekansı için antenler arası minimum aralık korunmalıdır. Minimum anten aralığı, anten boyuna eşittir. Seçilmesi gereken aralıktan daha küçük seçilirse alıcı doygunluğu (saturation) oluşabilir ve kesilmeden dolayı veri kaybolabilir.

Çizelge 2.6 Frekansa bağlı minimum anten aralığı örnekleri (Kadıoğlu 2004)

Frekans	Minimum Anten Aralığı (m)
12.5	8
25	4
50	2
100	1
200	0.5
450	0.25
900	0.17

2.16 Zaman Örnekleme Aralığının ve Kayıt Zamanının Belirlenmesi

Diğer önemli bir parametre de zaman örnekleme aralığı seçimidir. Bir iz üzerindeki noktalar arası zaman aralığıdır. Merkez frekansı büyüdükçe verinin toplanmasında daha küçük örnekleme aralığı seçilmelidir. Zaman örnekleme aralığı ile merkez frekansı arasındaki ilişki ,

$$\Delta t = 1000 / (6 \times F) \quad (2.6)$$

şeklindedir.

Maksimum kayıt zamanının doğru seçilmesi önemlidir. Gereğinden az seçilmesi durumunda hedef derinliğe ulaşmadan kayıt biter, gereğinden fazla seçilmesi durumunda veri hacmi artar ve gereksiz şekilde kayıt sistemi hafızası doldurulur. Buna göre jeolojik çalışmalar için ortalama 0.1 m/ns hız alınırsa;

$$T = 1.3 \times (2xd) / V \quad (2.7)$$

Olarak ampirik bir bağıntı ile hesaplanabilir (Annan, 2000).

d = maksimum derinlik,

V = minimum hız.

2.17 Profil Yönünün ve Profil Aralığının Seçimi

- Hedefin uzun eksenini biliniyorsa, profil yönü buna dik yön boyunca olmaktadır.
- Hedefin yönü hakkında bilgi yoksa deneme profilleri yardımı ile profil yönü belirlenebilir.
- 3B yer radarı çalışmalarında başlangıç noktaları ve bitiş noktaları aynı olan örnekleme kuramına göre düzenlenmiş paralel profiller ile ölçüm alanı taranmalıdır.

2.18 Merkez Frekansı ve Band Genişliği

Sistemin band genişliği sistemin minimum cevap zamanını tanımlar. Frekans ortamında düşük band genişliği zaman ortamında merkez frekansı ile karakterize edilen geniş bir dalgacığı tanımlar.

2.19 Anten Düzeneginden Kaynaklanan Yayınma Kaybı

Yer radarı yönteminde genlik değerleri desibel (dB) ile yani kazanç sönüm işlemleri ile tanımlanırlar.

$$dB = 10 \log_{10}(\text{kazanc/sönüm}) \quad (2.8)$$

2.20 Saçılma Yüzeyleri

Yer radarında saçılma yüzeyleri etkili bir parametredir. Hedeflerin tanımlanmasında saçılma yüzeylerinden yararlanılır. En etkili olana yansımalarlardır. Yüzeylerin eğrilik yarıçaplarının gelen dalga boyuna göre çok büyük olduğu durumlarda geçerli olur. Snell yasalarına uyarlar. Diğerleri ise kırınımlardır. Uç ve kenar süreksizlik gösteren yüzeylerden olan saçılmalar. Temel ışın-optik yöntemler yerine kırınım terimlerini içeren geometrik kırınım teorisi ve fiziksel kırınım teorisi kullanılır. Yüzey dalgası terimi, pek çok dalga tipini içeren ve bir gövde boyunca yol alan akımı ifade eder. Yüzey dalgaları, iç bükey yüzeylerde yüzeyi yalayarak gelen dalgalar. Bu dalgalar dış bükey yüzeylerde zayıflayarak yol alırlar ve bunlara sürünen dalgalar denir.

2.21 Yöntemin Üstünlük ve Zayıflıkları

Sığ yer araştırmalarında oldukça yaygın kullanılmaya başlanılan yer radarı yöntemi, diğer jeofizik yöntemlerle karşılaştırıldığında önemli artılar ve eksilere sahiptir. Bu artılar ve eksiler yöntemin kullanılacağı çalışmada mutlaka göz önüne alınmalıdır.

Yer radarı yönteminde, yüksek frekanslı kaynak kullanılması araştırma derinliği çözünürlüğünü yükseltir. Ayrıca yığma yapabilme olanağı da araştırma derinliği çözünürlüğünü pozitif yönde etkilemektedir. Araştırma çözünürlüğü derinliği, ölçümlerin yapıldığı istasyonlar arası uzaklığa da bağlıdır. İstasyonlar arası uzaklık, hedeflenen yapının elektriksel iletkenliğine bağlı olarak seçilen elektromanyetik dalganın dalga boyu ile ilişkilidir.

Araştırma da hedeflenen yapının derinliği, yapının elektriksel özelliklerine, ortamın jeolojik özelliklerine ve seçilen elektromanyetik dalganın merkezi frekansına bağlı olarak duyarlı bir şekilde hesaplanabilir. Bu önemli bir avantajdır.

Çalışma sırasında, insanlar tarafından oluşturulan istenmeyen olaylar diğer bir deyişle gürültüler, veri – işlem teknikleri ile kolayca ayıklanabilir.

Ayrıca, kullanılan ekipmanlar bakımından, ortamın topografyasına da bağlıdır, uygulanması oldukça kolay ve hızlıdır.

Kullanılan elektromanyetik dalganın merkezi frekansının yüksek frekanslı olması araştırma derinliği, çözünürlüğünü arttırsa da, araştırma derinliğini azaltmaktadır. Etki – tepki sorunu da, yüksek frekansın diğer bir eksi yönüdür.

Yer radarı yöntemi nemli ortamlarda istenildiği gibi çalışmamaktadır. İletkenlik arttıkça, kesitler kalitesizleşmektedir. Çok yüksek iletkenliklerde ara yüzeylerde enerji yayılırken keskin yansıma sinyalleri yaratabilir ve bilgi alınması zorlaşabilir. Yeraltı su seviyesine yaklaştıkça oluşan ani iletkenlik artışı da elektromanyetik dalganın genliği ve yüksek frekansında önemli bir soğurulmaya neden olacaktır. Bu da kesiti kalitesizleştirmektedir.

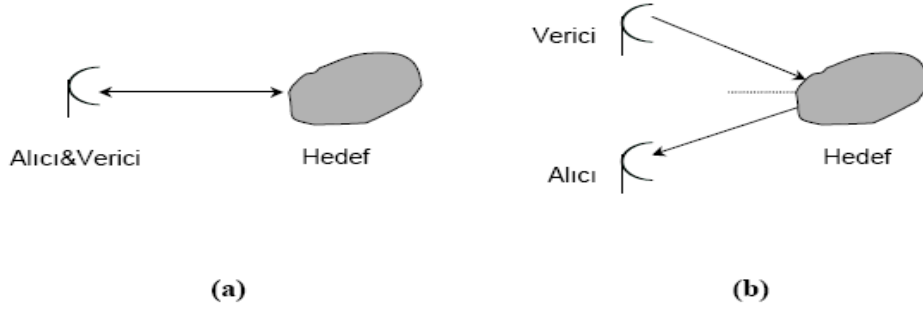
Radyo vericileri, gürültü yaratırlar ve ölçülen sinyalleri de kayıt aygıtının belirlenen ölçüm aralığı dışına taşıyabilirler.

Araştırma yapılan bölgede bulunabilecek metalik nesneler, çok keskin yansımalara neden olarak kesiti bozucu etki yaratabilirler.

2.22 Ölçüm Teknikleri ve Sistem Duyarlılığı

2.22.1 Mono-statik ve Bi-statik Anten

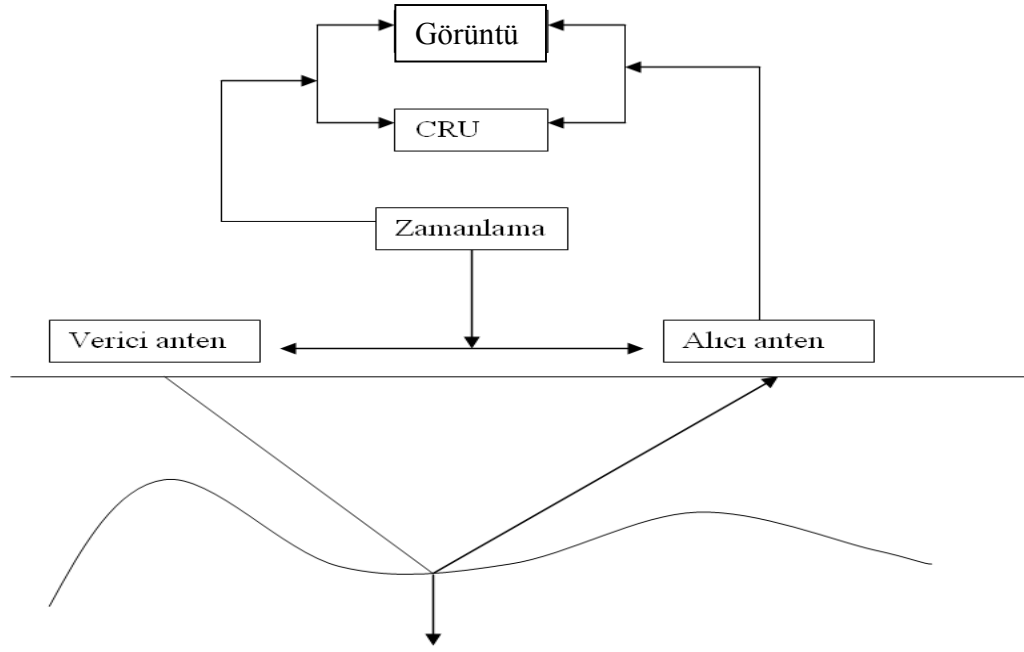
Alıcı ve vericini antenlerin tek bir düzenekte olmasına mono-statik ayrı ayrı düzenekte olmasına bi-statik anten denir (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 a. Mono-statik, b. Bi-statik anten

2.21.2 Ölçüm teknikleri

Arazi çalışmalarında yer radarı dizgesi, verici-alıcı antenler, bilgisayar, kontrol ve kayıt birimlerinden oluşan kayıt aygıtı (CRU) ünitelerinden meydana gelmektedir (Şekil 2.7).



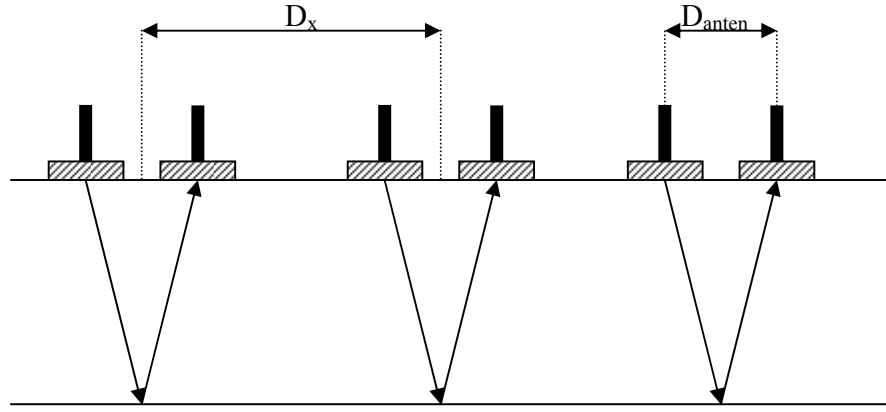
Şekil 2.7 Yer radarı sisteminin ana bileşenlerinin blok diyagram şeklinde gösterimi (Annan 1992)

Kayıt aygıtı yardımıyla, kullanılan frekans, ölçümün yapılacağı süre, yığma yapılacak iz sayısı gibi koşullar ayarlanabilir. Kayıt süreleri 32-2448 nanosaniye arasında değişebilirken, 2049 ize kadar yığma yapılabilir.

Arazide ölçüm, seçilen hat boyunca yapılır. Birbirinden belli uzaklıkta tutulan verici ve alıcı antenler hat boyunca ilerletilir ve belirlenen istasyon noktalarında ölçümler alınır. Antenler arası mesafe kullanılan frekans, çevre koşulları ve anten boyutlarına bağlı olarak seçilmelidir.

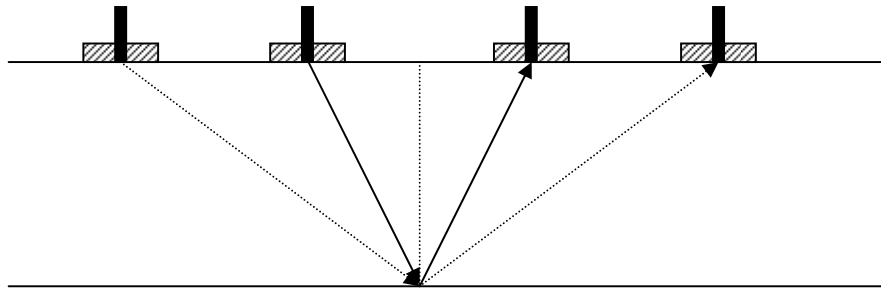
Bağıl geçirimsizlik, yani K , derinlere doğru artmaktadır. Bu durum, elektromanyetik dalganın hızının giderek azalmasına ve Snell kanununa bağlı olarak elektromanyetik ışının giderek normale yaklaşmasına neden olacaktır. Bu, sismik yöntemlerde karşılaşılan tersi bir durumdur. Derinliklere doğru hız artımı, sismik kırılma yönteminin temelini

oluşturmaktadır. Ancak elektromanyetik dalga hızı giderek azaldığından, yer radarı kırılma yönteminin kullanılma şansını azaltmaktadır. Bu nedenle çoğu yer radarı araştırmalarında sabit anten aralığı kullanılır ve sabit açıklık profili dizilimi olarak tanımlanır (Şekil 2.8).



Şekil 2.8 Sabit açıklık profili dizilimi

Diğer bir dizilim şekli ise, orta nokta sabit kalacak şekilde farklı anten aralığı kullanarak, çoklu katlama tekniğidir (Şekil 2.9)



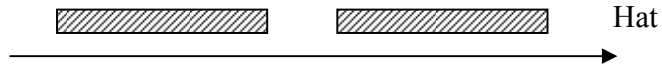
Şekil 2.9 Çoklu katlama dizilimi

2.21.3. Çeşitli anten açımları

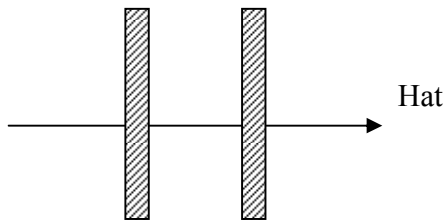
Verici ve alıcı antenlerin hatlara göre konumlarını, jeolojik yapı ve topoğrafya etkilemektedir. Jeolojik uzanımın bilindiği çalışmalarda genelde yapıya paralel anten açılımı seçilir.



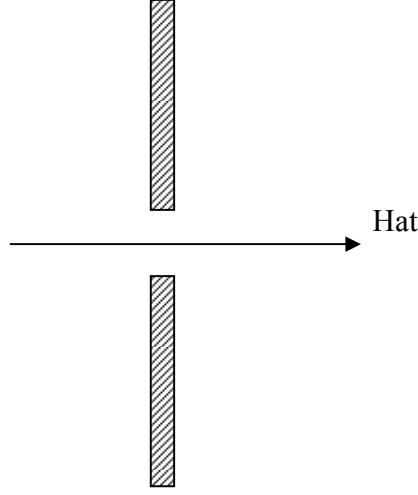
Şekil 2.10 Paralel ve uzun kenar bakışımı



Şekil 2.11 Paralel ve kısa kenar bakışımı



Şekil 2.12 Dik ve uzun kenar bakışımı

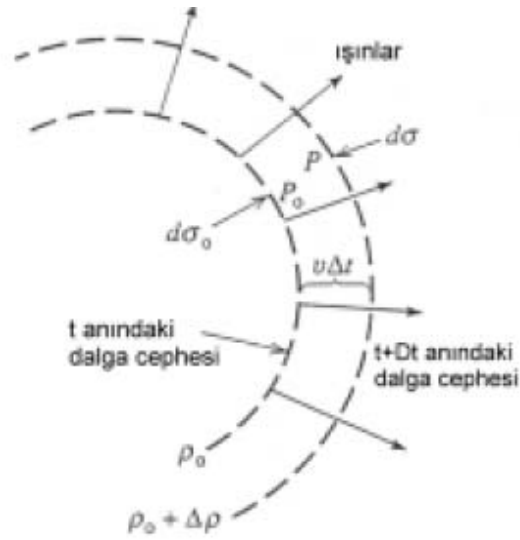
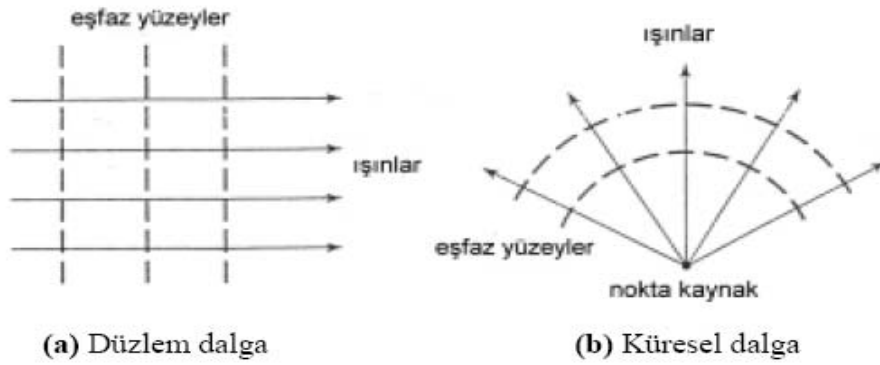


Şekil 2.13 Dik ve kısa kenar bakışımı

Aynı yerde yapılan yer radarı uygulamalarında farklı anten açılımları kullanıldığında farklı yer radarı kesitleri elde edilmektedir (Annan 1992).

2.23 Geometrik Optik

Geometrik optikte (GO), saçılan alanın hesaplanmasında elektromanyetik enerjinin izlediği yollar ışınlarla modellenir. Bu yollar direkt, yansımış ve kırınımına uğramış terimler içerebilirler. GO, direkt yollardan başka yansıyan ışın yolları içerir ve kırınım terimlerini içermez. Homojen ortamda, enerji ışın yolu boyunca düz bir hatta ilerler. Bu ışın normal olan yüzeyler eş faz yüzeyler olarak adlandırılır. Şekil 2.14’de gösterilen homojen ortamdaki düzlem dalga için, eş faz yüzeyler ışın yollarına dik olan düzlemlerden oluşur. Küresel kaynak için ise yine küresel düzlemlerden oluşan eş faz yüzeyler ışın yollarına diktirler.



Şekil 2.14 Dalga cephesi ve ışınlar arasındaki ilişkiler (Stutzman 1962)

$$S_0 d\sigma_0 = S d\sigma \quad (2.9)$$

yazılabilir.

Yansıma katsayıları $R_{\parallel}=+1$ $R_{\perp}=-1$ olarak alınıp, bu gösterim Fresnel yansıma katsayıları olarak adlandırılmaktadır. Fresnel yansıma katsayıları, ancak gelen dalganın düzlem dalga ve yine yansıtıcı yüzeylerin düzlemsel olduğu durumlarda kullanılabilir. Yüksek frekanslarda bu sınırlamalardan yola çıkarak, GO yansımasının yerel bir olay olduğunu ve bu yüzden gelen dalganın yansıtıcı noktada düzlem dalga olması gerektiğini söyleyebiliriz.

GO yöntemini, kaynak ve yansıma noktalarının sabit olduğu problemlere uyguladığımızda yansıma kurallarına göre belirlenmek zorundadır. Bu nedenle GO yönteminde yansıyan alan hakkında sadece tek bir doğrultuda bilgi toplanabilir. Ancak gerçek hedeflerde yansımalar çok farklı açısal bölgelerde gerçekleşebilir.

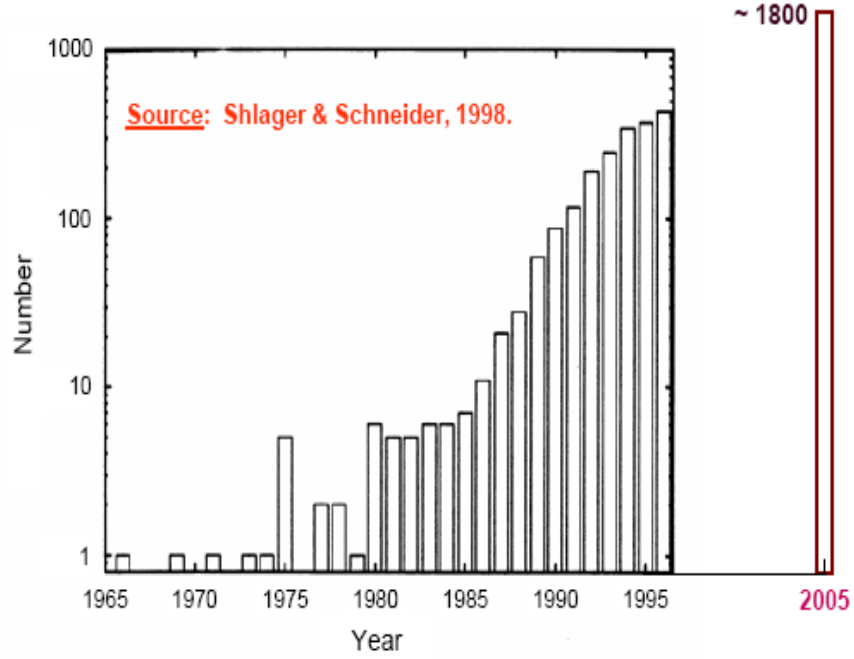
3. ZAMAN BÖLGESİNDE SONLU FARKLAR YÖNTEMİ

Sonlu-farklar yöntemi, ilk olarak, doğrusal olmayan hidrodinamik eşitlikleri çözmek için “kareler yöntemi” adı altında 1920 lerde A. Thom tarafından geliştirilmiştir. O zamandan beri, yöntem farklı alan problemlerini çözmede kullanılmıştır. Sayısal yöntemlerin uygulanmasında en çok dikkat edilmesi gereken noktalar, benzetim süresi, bellek (RAM), işlemci (CPU) hızı yeterliliği, modellemede kullanılan üst seviyeli programlama dillerinin ve sonuçları uygun formatta işleyebilecek gelişmiş grafik çizim programlarının seçimi olarak sıralanabilir. Bu nedenle kullanılan sayısal yöntemin ve problemin gerektirdiği tüm sistem ihtiyaçları iyi belirlenmeli ve bir optimizasyon yapılmalıdır.

Zaman Ortamında Sonlu-Farklar (Finite Difference Time Domain) yöntemi, elektromanyetik problemlerin çözümünde kullanılan en popüler sayısal yöntemlerden biridir. FDTD yöntemi 30 yılı aşkın bir süredir var olmasına rağmen, bilgisayarların hız ve kapasiteleri arttığı sürece yöntemin popülaritesi artmaya devam edecektir. Ayrıca yöntemin geliştirilmesine yönelik yayınların artması da yöntemin çekiciliğini artırmaktadır.

İlk defa 1966’da Yee tarafından ortaya atılan FDTD yöntemi, Maxwell denklemlerinin diferansiyel formunu ayrıklaştırmaya yarayan sade ve sık bir yöntemdir. FDTD ile ilgili araştırma faaliyetlerinin çok fazla olmasından dolayı FDTD literatürünün izlenmesi zor bir iştir. Bu yöntemle ilgili yayın sayısı aşağıda görüldüğü gibi sürekli olarak artmaktadır. FDTD yöntemi FD olarak bilinen sonlu farklar yönteminin 1966 yılında Yee (Yee 1966) tarafından Maxwell denklemlerine uyacak şekilde zaman bölgesi için genişletilmesiyle birlikte ortaya atılmış, özellikle 1980’lerin ortalarında bilgisayarların hız ve kapasitelerindeki hızlı artışla birlikte elektromanyetik dalga problemler için en çok kullanılan yöntemlerden biri haline gelmiştir). FDTD yöntemi 30 yılı aşkın bir süredir var olmasına rağmen, bilgisayarların hız ve kapasiteleri arttığı sürece yöntemin popülaritesi artmaya devam edecektir. Ayrıca yöntemin geliştirilmesine yönelik yayınların artması da yöntemin çekiciliğini artırmaktadır. FDTD ile ilgili araştırma faaliyetlerinin çok fazla olmasından dolayı FDTD literatürünün izlenmesi zordur. Yutucu sınır koşulları (Engquist-

Majda 1977, Bayliss- Turkel 1980, Liao *et al.* Scientia -Sinica 1984, Brenger 1994), Sayısal dispersiyon (Schneider and Wagner 1999, Krumpholz and Katehi 1996, Liu 1997), Sayısal kararlılık (Taflove and Brodwin 1975, Namiki 1999, Zheng *et al.* 2000, De raedt *et al.* 2003), grid biçimlendirme (Taflove-Umashankar 1977, Shankar *et al.* 1990, Rylander and Bondeson 2000), Mikroşerit hatlı devre analizi, Açık veya kapalı dalga kılavuzlarında dalga iletimi ve süreksizler (Choi and Hoefer 1982), radar saçılma yüzeyi (RSY) modelleme (Taflove-Umashankar 1977), anten ve anten dizi tasarımları ve sentezi (Maloney *et al.* Katz *et al.* 1991), Biyolojik dokularda elektromanyetik tutulma hesapları (Sullivan *et al.* Zhang *et al.* 1987). Mikrodalga fırın benzetimi EMC/EMI (elektromanyetik uyumluluk ve girişim) modelleme (Sui *et al.* 1991) vb. çalışmalarda kullanılan en popüler sayısal yöntemlerden biridir. Günümüzde GPR modellenmesinde en çok kullanılan sayısal yöntemlerden biri de FDTD yöntemidir (Roberts and Daniels 1997, Xu and McMechan 1997, Bergmann *et al.* 1998). Sonlu farklar ağının hücresel özelliği nedeniyle, bu yöntemle yapılan çözümlemede basit yeraltı yapılarının yanı sıra, karmaşık yer altı yapılarına ait model yanıtları da uzun süre gerektirmeden hesaplanabilmektedir. Ayrıca bu teknik, diğer hesaplama teknikleri ile yapılamayan ve radar kuramında önemli bir yeri olan radar anteninin yakın alanındaki gömülü hedeflerden oluşan saçılmaların modellenebilmesine de olanak vermektedir (Roberts and Daniels 1997).

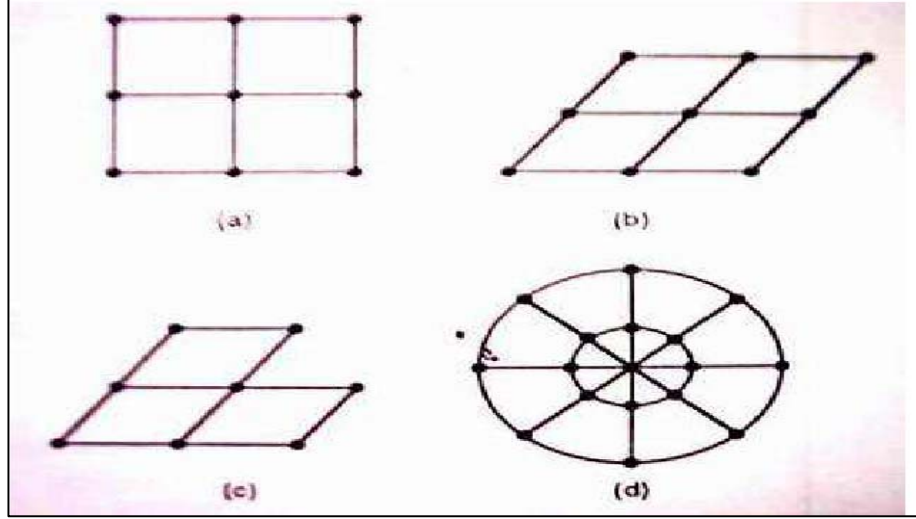


Şekil 3.1 Yıllara göre yayın sayısı

Sonlu farklar teknikleri, diferansiyel eşitlikleri fark eşitlikleriyle değiştirmeye izin veren, tahminlere dayanır. Bu sonlu fark tahminleri biçimsel olarak sayısaldır; çözüm bölgesindeki bir noktadaki bağlı değişkenin değerini, bazı komşu noktalardaki değerlerle ilişkilendirirler. Böylece, sonlu fark çözümü temel olarak üç adımı kapsar:

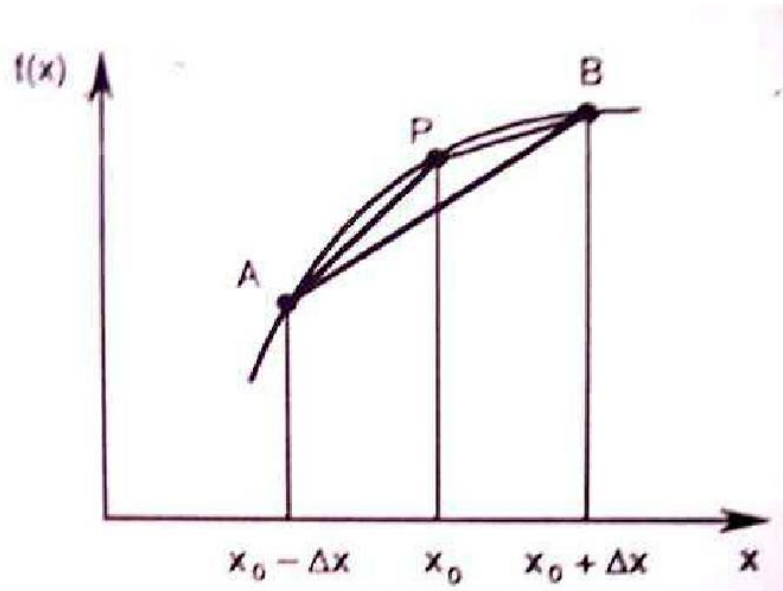
1. Çözüm bölgesini, düğümlerden oluşan grid'e bölmek,
2. Verilen diferansiyel denklemi, çözüm bölgesindeki bir noktadaki bağlı değişkeni komşu noktalardaki değerleriyle ilişkilendiren sonlu farklar eşiti ile yaklaşık olarak hesaplamak,
3. Sınır koşulları ve/veya başlangıç koşullarına bağlı olarak fark eşitliklerini çözmek.

Üç adımda alınan çözümün nasıl yapılacağı çözülecek problemin doğası, çözüm bölgesi ve sınır koşulları ile belirlenir. İki boyutlu problemler için genellikle en çok kullanılan gridleme türleri Şekil 3.2' de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. a. kare grid, b.skew grid, c. üçgen grid, d. dairesel grid

Şimdi verilen bir diferansiyel eşitlikten sonlu fark tahmini hesaplarının nasıl yapıldığına bakalım. Bu aslında türevleri nümerik olarak tahmini hesaplamayı içermektedir.



Şekil 3.3 İleri, geri ve merkezci farkları kullanarak P noktasındaki $f(x)$ 'in türevi için kullanılan şematik A ve B noktaları

Şekil 3.3’de gösterilen bir $f(x)$ fonksiyonunun P noktasındaki türevini, eğimini veya tanjantını, ileri-fark formülünü veren PB yayının eğimi ile,

$$f'(x) \cong \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \quad (3.1)$$

veya geri-fark formülünü veren AP yayının eğimi ile,

$$f'(x) \cong \frac{f(x_0) - f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} \quad (3.2)$$

ve merkezci- fark formülü ile sonuçlanan AB yayının eğimi ile,

$$f'(x) \cong \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x)}{2\Delta x} \quad (3.3)$$

yaklaşık olarak hesaplayabiliriz. P ‘deki $f(x)$ ’in ikinci türevini de,

$$f''(x_0) \cong \frac{f'(x_0 + \Delta x/2) - f'(x_0 - \Delta x/2)}{\Delta x} \quad (3.4)$$

$$= \frac{1}{\Delta x} \left[\frac{f(x_0 + \Delta x/2) - f(x_0)}{\Delta x} - \frac{f(x_0) - f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} \right]$$

$$f''(x_0) \cong \frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{(\Delta x)^2}$$

şeklinde yaklaşık olarak hesaplanabilir. Ayırık bir noktalar kümesindeki değerler cinsinden

$$f(x_0 + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!}(\Delta x)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (3.5)$$

$$f(x_0 - \Delta x) = f(x_0) + \Delta x f'(x_0) + \frac{1}{2!}(\Delta x)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}(\Delta x)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (3.6)$$

$$f(x_0 + \Delta x) - f(x_0 - \Delta x) = 2\Delta x f'(x_0) + (\Delta x)^2 f''(x_0) + O(\Delta x)^4 \quad (3.7)$$

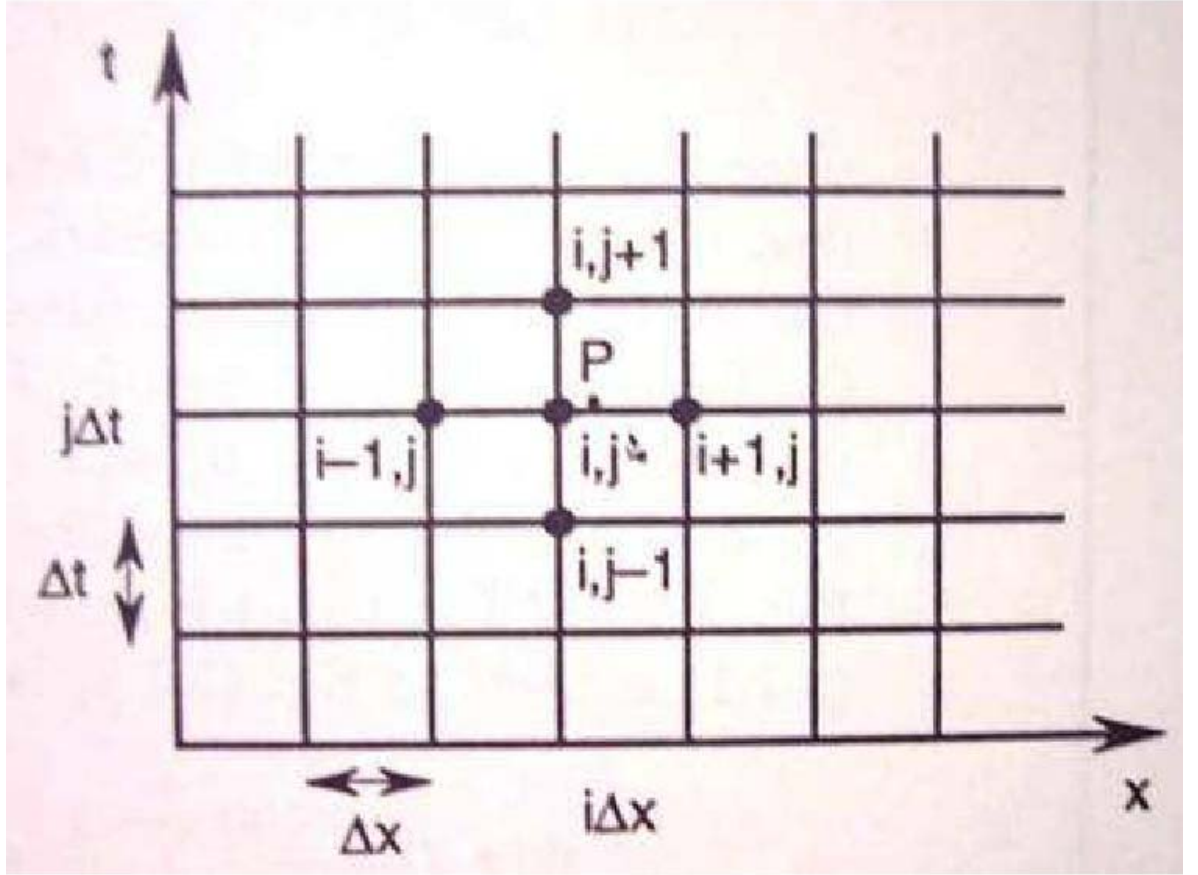
bir türevin yaklaşık olarak hesaplanması, sonlu fark hesabı olarak adlandırılır. Daha genel bir yaklaşım için Taylor serileri kullanılmaktadır. $O(\Delta x)^4$ kesme hatasıdır. Bu hata $(\Delta x)^4$ mertebesinde hatadır.

Merkezi Farklar Yönteminde hata bağıntısı diğer iki yöntemden daha küçüktür. Türev açılımında daha fazla nokta kullanılarak hata istenilen mertebeye indirilebilir, fakat bu durumda bilgisayardaki hesaplama süresi ve bellek gereksimi artacaktır. Daha yüksek mertebe sonlu fark yaklaşık hesaplamaları, Taylor serisi açılımında daha çok terim almakla elde edilebilir. Eğer sonsuz Taylor serisi alınmış olsaydı, problem için tam bir çözüm olduğu farkına varılırdı. Bununla birlikte, pratiklik için, sonsuz seri genellikle ikinci-mertebe terimden sonra kesilir. Bu bütün sonlu fark çözümlerinde var olan bir hatayı gösterir. Bir $\Phi(x,t)$ fonksiyonunun çözümünü bulmaya fark yöntemini uygulamak için x - t düzlemindeki çözüm bölgesini Şekil 3.3'deki gibi eşit karelere veya Δx ve Δt kenarlı ağlara böleriz. Tipik bir grid noktasının veya düğümün (x,t) koordinatları,

$$\begin{array}{ll} x=i \Delta x & i=0,1,2,\dots\dots\dots \\ t=j \Delta t & j=0,1,2,\dots\dots\dots \end{array} \quad (3.9)$$

olsun ve P deki Φ değeri,

$$\Phi_p = \Phi(i\Delta x, j\Delta t) = \Phi(i, j) \quad (3.10)$$



Şekil 3.4 İki bağımsız x ve t değişkeni için sonlu fark ağı

olsun. Bu notasyon ile, i ve j . N. düğümdeki Φ 'nin türevlerinin merkezselsel fark yaklaşık hesaplamaları,

$\Phi_{x i,j}$	$\simeq \frac{\Phi(i+1,j) - \Phi(i-1,j)}{2\Delta x},$
$\Phi_{t i,j}$	$\simeq \frac{\Phi(i,j+1) - \Phi(i,j-1)}{2\Delta t},$
$\Phi_{xx i,j}$	$\simeq \frac{\Phi(i+1,j) - 2\Phi(i,j) + \Phi(i-1,j)}{(\Delta x)^2},$
$\Phi_{tt i,j}$	$\simeq \frac{\Phi(i,j+1) - 2\Phi(i,j) + \Phi(i,j-1)}{(\Delta t)^2},$

şeklindedir (N.O.Sadiku 1992).

Sonlu farklar yöntemi uzun zamandır bilinmesine rağmen zaman bölgesinde Maxwell denklemleri için kullanımı ilk kez 1966 yılında Kano Yee tarafından ortaya atılmıştır. Bunun sonucunda, elektromanyetik dalga yayılımını modelleyen Maxwell denklemlerinin sonlu farklar ile yazılması ve zamana göre türevlerinde sayısallaştırılarak genelleştirilmesi yöntemi Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi (FDTD) adıyla özel olarak adlandırılmıştır. FDTD yöntemi Maxwell denklemlerindeki diferansiyel operatörlerin zamanda ve konumda ayrıklaştırılmasına dayanır.

3.1 Bir Boyutlu (1-B) Sonlu Farklar Yöntemi

Homojen ortamda zamana bağlı Maxwell denklemleri eşitlik (3.11) ile ifade edilir (Bkz Ek A).

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla_x H \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \frac{1}{\mu_0} \nabla_x E \quad (3.12)$$

Burada E ve H üç boyutlu yöneylerdir. (3.11) ve (3.12) denklemleri her üç yöney bileşenini de ifade eder. Burada E_x ve H_y 'nin kullanıldığı bir boyutlu durum ele alınmıştır.

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3.14)$$

Bu denklemler, elektrik alanı x, manyetik alanı y doğrultusunda yönlendirilmiş ve z yönünde ilerleyen bir düzlemsel dalgayı temsil eder.

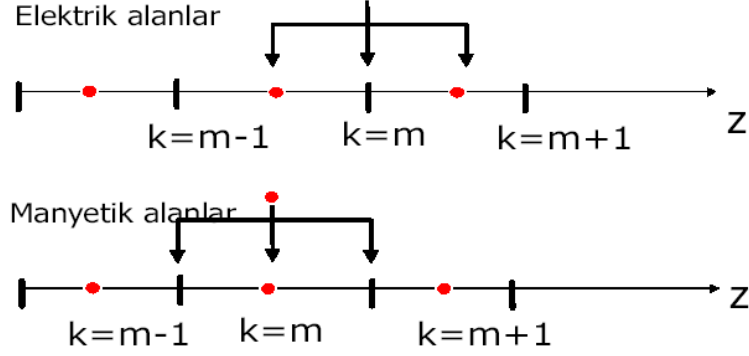
Geçici ve uzaysal türevlerin her ikisi ile beraber merkezi farklar yaklaşımı kullanılarak aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$E_x^n(k) = E_x^{n-1}(k) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z} (H_y^n(k+1) - H_y^n(k-1)) \quad (3.15)$$

$$H_y^n(k) = H_y^{n-1}(k) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} (E_x^n(k+1) - E_x^n(k-1)) \quad (3.16)$$

Burada, n zamanı belirtir. Bu yinelemeli denklemler ile zamanda ve konumda ayrık adımlarla dalga yayılım modellenmektedir. Yinelemeli çözümler daima koşullu kararlı

çözümlerdir ve kararlılık şartı sağlanamazsa çözümler geçersiz kalır. Kararlılık şartı zaman ve konum adımlarının birbirinden bağımsız seçilemeyeceğini gösteren bir parametredir.



Şekil 3.5 Atlamalı FDTD ayrıklaştırması

3.2 İki Boyutlu (2B) Sonlu Farklar Yöntemi

Homojen, tekdüze bir ortamda EM dalga yayılımı yer radarı (GPR) sistemi için 10 MHz'den 1 GHz'e kadar değişen bir merkez frekansı ile aşağıda (3.17) denkleminde verilen Maxwell denklemlerinden elde edilen EM dalga denklemi ile ifade edilir (Bkz. Ek A).

$$\begin{aligned}\nabla^2 E &= \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial E}{\partial t} \\ \nabla^2 H &= \mu\epsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial H}{\partial t}\end{aligned}\tag{3.17}$$

$\sigma = 0$ kabul edildiğinde (1) denklemi aşağıdaki gibi verilir (Bkz. Ek A);

$$\begin{aligned}\nabla^2 E &= \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \\ \nabla^2 H &= \mu\epsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}\end{aligned}\tag{3.18}$$

(3.18) denklemlerindeki ifadeler;

E : Elektrik alan

H : Manyetik alan

ϵ : Dielektrik sabiti (permittivity)

μ : manyetik geçirgenlik (permeability)

σ : Elektriksel iletkenlik (conductivity)

dir. (3.8) denklemlerinin son hali;

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = -\mu_0\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\tag{3.19}$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = -\mu_0\epsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}\tag{3.20}$$

şeklindedir. Bu dalga denklemlerinin çözümünde Maxwell denklemlerinden elde edilen Faraday ve Amper kanunlarını veren ifadeler ((3.23)-(3.24) denklemleri) kullanılır. Yani yer radarı yönteminde kullanılan EM dalga denklemi çifti parabolik tipte bir dalga denklemleridir ve modellemede sonlu farklar yöntemi kullanılarak bu denklem çifti çözülür. Buradan yola çıkılırsa;

$$-\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \bar{E} = \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad \text{Faraday Kanunu}\tag{3.21}$$

$$\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \bar{H} = \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \quad \text{Amper Kanunu}\tag{3.22}$$

Amper Kanununu veren ifadeden yararlanarak denklemi kartezyen koordinatlar için yazarsak;

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} \hat{x} + \frac{\partial E_y}{\partial t} \hat{y} + \frac{\partial E_z}{\partial t} \hat{z} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\hat{x} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + \hat{y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \quad (3.23)$$

Bu denklemi her bir koordinat eksenine için yazarsak;

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \right] \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \right] \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.24)$$

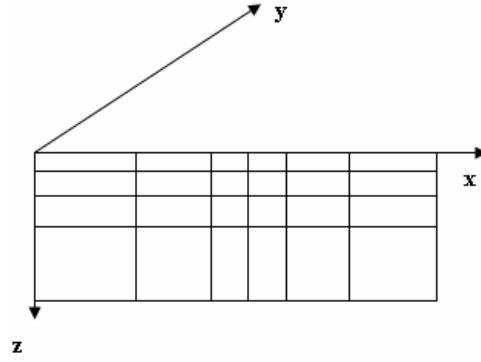
Faraday Kanununu veren ifadeden yararlanarak denklemi Kartezyen koordinatlar için yazarsak;

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} \hat{x} + \frac{\partial H_y}{\partial t} \hat{y} + \frac{\partial H_z}{\partial t} \hat{z} = -\frac{1}{\mu_0} \left[\hat{x} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + \hat{y} \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \hat{z} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \right] \quad (3.25)$$

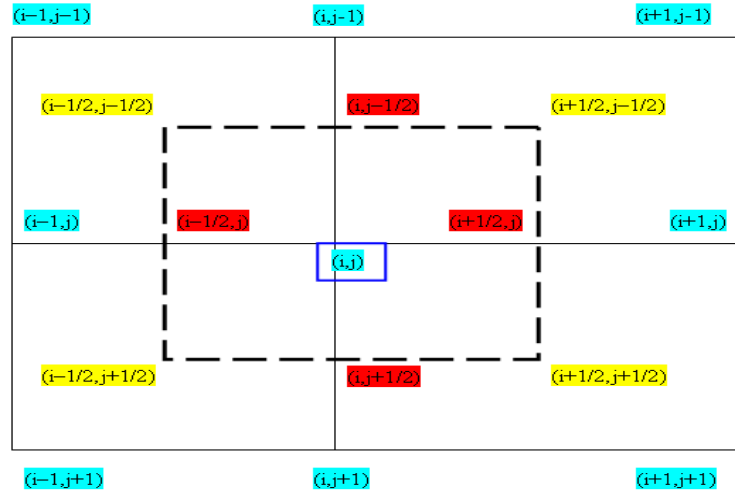
Bu denklemi her bir koordinat eksenine için yazarsak;

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu_0} \left[\left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \right] \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu_0} \left[\left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \right] \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu_0} \left[\left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.26)$$

Verilen bir model için hesaplamalar yapılırken, öncelikle sonlu farklar ağı oluşturulur (Şekil 3.5) ve bu ağ üzerinde hücrelere ait düğüm noktaları kullanılarak elektrik alan değerleri hesaplanmaya çalışılır (Şekil 3.6).



Şekil 3.6 Sonlu farklar ağı



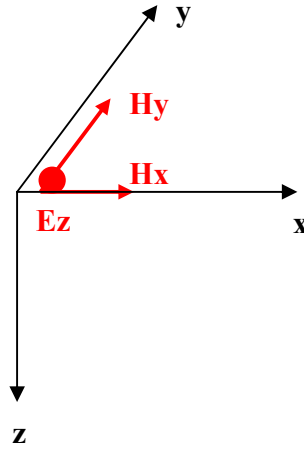
Şekil 3.7 Hücrelerin değişen (i,j) 'lere göre numaralandırılması işlemi

Her düğüm noktasına elektrik alan değeri, manyetik alan değeri, μ_0 ve ε değerleri atanır. TE ve TM modu için ayrı ayrı hesaplama yapılır.

Elektromanyetik dalga denklemi çözümünde EM dalganın TM ve TE modları ayrı ayrı incelenir. Bu modları ayrı ayrı ele alıp, elektrik alanın yer değiştirmesi hesaplanır. İlk olarak TM modunu ele alalım.

TM modu:

Bu mod da hesaplanması gereken manyetik alan ve elektrik alan bileşenleri varken, aynı zamanda hesaplanmayan manyetik alan ve elektrik alan bileşenleri de vardır ve bunlar sıfır olarak kabul edilir.



Şekil 3.8 TM modu

Yukarıdaki şekil TM modu için gösterilmektedir (Şekil 3.8). Buna göre;

$$H_x \neq H_y \neq E_z \neq 0$$

ve

$$E_x = E_y = H_z = 0 \text{ olur.}$$

Elektrik ve manyetik alan bileşenleri yukarıdaki gibi verilir. İki boyutta hesaplama yaparken ve bir profil üzerinde ilerlerken, tek bir yatay eksen değeri için belirli derinliklerde ve belirli zaman değerlerinde hesaplama yapılır. Zaman birimi için değişkenimiz n olsun. Buna göre,

$$\tilde{n} = n + \frac{1}{2}$$

yarım zaman aralığı sonraki zaman değeri olarak verilmiş olsun.

TM modu için, zamanın tam katlarında elektrik alan, zamanın kesirli katlarında ise manyetik alan değeri hesaplanır. TE modu içinse, zamanın tam katlarında manyetik alan, zamanın kesirli katlarında ise elektrik alan değerleri hesaplanır. Yee (1996)'ye göre, bir hücre içerisinde, 3 elektrik alan ve 3 manyetik alan bileşeni vardır. Fakat bunların hücre içerisindeki konumları farklıdır. Bu nedenle manyetik ve elektrik alan bileşeni arasında $\Delta t / 2$ 'lik bir fark vardır. Buna göre;

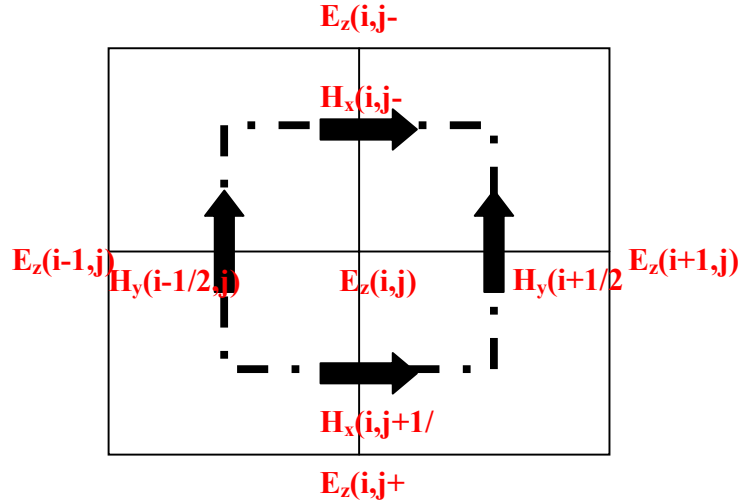
TM modu için,

$t = 0, \Delta t, 3\Delta t, \dots$ zamanlarında E

$t = \Delta t / 2, 3\Delta t / 2, \dots$ zamanlarında H

alan bileşenleri hesaplanır. Herhangi bir noktadaki elektrik alan diğer hücrelerden etkilenir. Hücre oluşturulduktan sonra;

- 1) Her hücrede 3 elektrik ve 3 manyetik alan vardır ve hücrelere ait düğüm noktaları numaralandırılırken (i,j) şeklinde adlandırılır.
- 2) (i,j) hücresinde elektrik alanın x bileşeni $E_x(i,j)$ ve manyetik alanın y bileşeni $H_y(i,j)$ aynı indisli olmalarına karşın hücre içerisindeki konumları farklıdır (Şekil 3.9).



Şekil 3.9 E_z , H_y ve H_x bileşenlerinin hücre içerisindeki konumları

- 3) Hücre içerisinde farklı konumda farklı konumda olmalarının yanı sıra elektrik ve manyetik alan bileşenleri arasında zamanda da $\Delta t / 2$ kadar fark vardır.
- 4) 3 manyetik alanın hesabında kullanılan μ_0 ve 3 elektrik alanın hesabında kullanılan ε , ilgili alanların bileşenlerinin tanımlandığı noktada verilmelidir.

Yukarıdaki şekil TM modu için yapılan hesaplamayı göstermektedir. Bu şekle bakarak, merkezci farklar yardımıyla düğüm noktalarındaki farklı zaman değerleri için elektrik alan ve manyetik alan değeri hesaplanır.

TM modu için kartezyen koordinatlarda yazılan ifadeler $E_x = E_y = H_z = 0$ olmasından dolayı denklemler;

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial H_Y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_Z}{\partial x} \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial H_X}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_Z}{\partial y}$$

haline gelir. Buradan merkezci farklar yardımı ile yapılan hesaplar sonucu

$$\frac{E_Z^{n+1}(i,j) - E_Z^n(i,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_Y^{n+1/2}(i-1/2,j)}{\Delta x} \right) - \left(\frac{H_X^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_X^{n+1/2}(i,j-1/2)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.28)$$

bulunabilir.

Buradan $E_Z^{n+1}(i,j)$ çekilir;

$$E_Z^{n+1}(i,j) = E_Z^n(i,j) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_Y^{n+1/2}(i-1/2,j)}{\Delta x} \right) - \left(\frac{H_X^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_X^{n+1/2}(i,j-1/2)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.29)$$

$$\frac{H_X^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_X^{n-1/2}(i,j+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i,j+1) - E_Z^n(i,j)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.30)$$

Buradan $H_X^{n+1/2}(i,j+1/2)$ çekilirse

$$H_X^{n+1/2}(i,j+1/2) = H_X^{n-1/2}(i,j+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i,j+1) - E_Z^n(i,j)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.31)$$

$$\frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2,j) - H_Y^{n-1/2}(i+1/2,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i+1,j) - E_Z^n(i,j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.32)$$

elde edilir.

Buradan $H_Y^{n+1/2}(i+1/2,j)$ çekilirse;

$$H_Y^{n+1/2}(i+1/2,j) = H_Y^{n-1/2}(i+1/2,j) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i+1,j) - E_Z^n(i,j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.33)$$

$$\frac{H_X^{n+1/2}(i,j-1/2) - H_X^{n-1/2}(i,j-1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i,j) - E_Z^n(i,j-1)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.34)$$

Buradan $H_X^{n+1/2}(i,j-1/2)$ çekilirse;

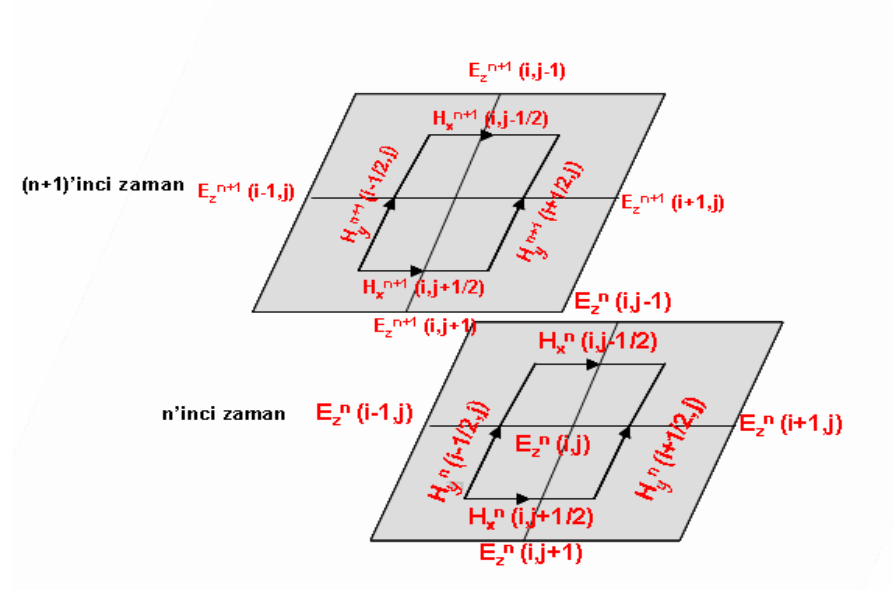
$$H_X^{n+1/2}(i, j-1/2) = H_X^{n-1/2}(i, j-1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i, j) - E_Z^n(i, j-1)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.35)$$

$$\frac{H_Y^{n+1/2}(i-1/2, j) - H_Y^{n-1/2}(i-1/2, j)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i, j) - E_Z^n(i-1, j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.36)$$

Buradan $H_Y^{n+1/2}(i-1/2, j)$ çekilirse;

$$H_Y^{n+1/2}(i-1/2, j) = H_Y^{n-1/2}(i-1/2, j) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_Z^n(i, j) - E_Z^n(i-1, j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.37)$$

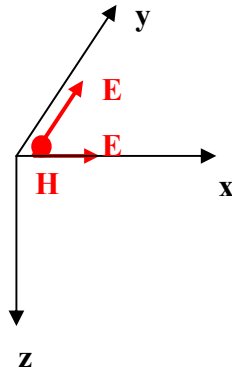
elde edilir. Yukarıdaki denklemlere bakıldığında, başlangıç koşulu olarak n'inci zamana ait her (i,j) düğüm noktasındaki elektrik alanın z bileşenleri sıfır kabul edilir. Ayrıca, n-1/2'inci zamana ait $H_X^{n-1/2}(i, j+1/2)$, $H_Y^{n-1/2}(i+1/2, j)$, $H_X^{n-1/2}(i, j-1/2)$ ve $H_Y^{n-1/2}(i-1/2, j)$ manyetik alan bileşenlerinin değerleri de sıfır kabul edilir. Bu değerlerden yararlanarak ve yukarıda verilen denklemler kullanılarak, n+1/2'inci zamana ait $H_X^{n+1/2}(i, j+1/2)$, $H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j)$, $H_X^{n+1/2}(i, j-1/2)$ ve $H_Y^{n+1/2}(i-1/2, j)$ değerleri hesaplanarak bir sonraki zamana ait yani n+1'inci zamana ait $E_Z^{n+1}(i, j)$ değeri hesaplanır. n+1 zamanına ait ve her (i,j) noktası için bulunan $E_Z^{n+1}(i, j)$ değerleri kullanılarak bir sonraki zaman ait değerler hesaplanır ve bu işlem hesaplanmak istenen zaman değerine kadar sürdürülür (Şekil 3.10).



Şekil 3.10 Bir önceki zamanda hesaplanan değerlerin kullanılmasıyla bir sonraki zaman ait değerlerin hesaplanması

TE modu:

TE modu ele alındığında ise benzer işlemler yapılır. Bu moda da hesaplanması gereken manyetik alan ve elektrik alan bileşenleri varken, aynı zamanda hesaplanmayan manyetik alan ve elektrik alan bileşenleri de vardır ve bunlar TM modunda da yapıldığı gibi sıfır olarak kabul edilir.



Şekil 3.11 TE modu

Yukarıdaki şekil TE modu için gösterilmektedir (Şekil 3.10). Buna göre;

$$E_x \neq E_y \neq H_z \neq 0$$

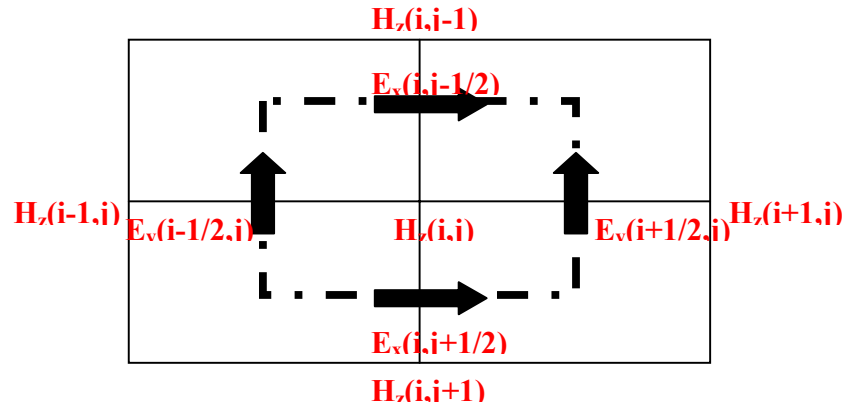
ve

$$H_x = H_y = E_z = 0 \quad \text{olur.}$$

TM modu için, zamanın tam katlarında elektrik alan, zamanın kesirli katlarında ise manyetik alan değeri hesaplandığı TM modunu açıklanırken belirtilmişti. TE modu için de, zamanın tam katlarında manyetik alan, zamanın kesirli katlarında ise elektrik alan değerleri hesaplanır. TE modu için,

$t = 0, \Delta t, 3\Delta t, \dots$ zamanlarında H

$t = \Delta t/2, 3\Delta t/2, \dots$ zamanlarında E alan bileşenleri hesaplanır. Hücre oluşturulduktan sonra TM modu anlatılırken verilen adımlar bu mod için de yapılır. TE modundaki 3 manyetik alan bileşeninin hesabında kullanılan μ_0 ve 3 elektrik alan bileşeninin hesabında kullanılan ε , TM modunda olduğu gibi ilgili alanların bileşenlerinin tanımlandığı noktada verilmelidir.



Şekil 3.12 E_x , E_y ve H_z bileşenlerinin hücre içerisindeki konumları

Yukarıdaki Şekil 3.12’de TE modu için yapılan hesaplamayı göstermektedir. Bu şekle bakarak, merkezi farklar yardımıyla düğüm noktalarındaki farklı zaman değerleri için elektrik alan ve manyetik alan değeri hesaplanır.

TE modu için kartezyen koordinatlarda yazılan ifadeler $H_x = H_y = E_z = 0$ olmasından dolayı denklemler;

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y}\end{aligned}\tag{3.38}$$

haline gelir. Buradan merkezi farklar yardımı ile yapılan hesaplar;

$$\frac{H_z^{n+1}(i,j) - H_z^n(i,j)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - E_y^{n+1/2}(i-1/2,j)}{\Delta x} \right) + \left(\frac{E_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - E_x^{n+1/2}(i,j-1/2)}{\Delta y} \right) \right\} \tag{3.39}$$

Buradan $H_z^{n+1}(i,j)$ çekilir;

$$H_z^{n+1}(i,j) = H_z^n(i,j) - \frac{\Delta t}{\mu_0} \left\{ \left(\frac{E_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - E_y^{n+1/2}(i-1/2,j)}{\Delta x} \right) + \left(\frac{E_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - E_x^{n+1/2}(i,j-1/2)}{\Delta y} \right) \right\} \tag{3.40}$$

$$\frac{E_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - E_x^{n-1/2}(i,j+1/2)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_z^n(i,j+1) - H_z^n(i,j)}{\Delta y} \right) \right\} \tag{3.41}$$

Buradan $E_x^{n+1/2}(i,j+1/2)$ çekilirse;

$$E_x^{n+1/2}(i,j+1/2) = E_x^{n-1/2}(i,j+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_z^n(i,j+1) - H_z^n(i,j)}{\Delta y} \right) \right\} \tag{3.42}$$

$$\frac{E_y^{n+1/2}(i+1/2,j) - E_y^{n-1/2}(i+1/2,j)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_z^n(i+1,j) - H_z^n(i,j)}{\Delta x} \right) \right\} \tag{3.43}$$

Buradan $E_Y^{n+1/2}(i+1/2, j)$ çekilirse;

$$E_Y^{n+1/2}(i+1/2, j) = E_Y^{n-1/2}(i+1/2, j) - \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Z^n(i+1, j) - H_Z^n(i, j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.44)$$

$$\frac{E_X^{n+1/2}(i, j-1/2) - E_X^{n-1/2}(i, j-1/2)}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Z^n(i, j) - H_Z^n(i, j-1)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.45)$$

Buradan $E_X^{n+1/2}(i, j-1/2)$ çekilirse;

$$E_X^{n+1/2}(i, j-1/2) = E_X^{n-1/2}(i, j-1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Z^n(i, j) - H_Z^n(i, j-1)}{\Delta y} \right) \right\} \quad (3.46)$$

$$\frac{E_Y^{n+1/2}(i-1/2, j) - E_Y^{n-1/2}(i-1/2, j)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Z^n(i, j) - H_Z^n(i-1, j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.47)$$

Buradan $E_Y^{n+1/2}(i-1/2, j)$ çekilirse;

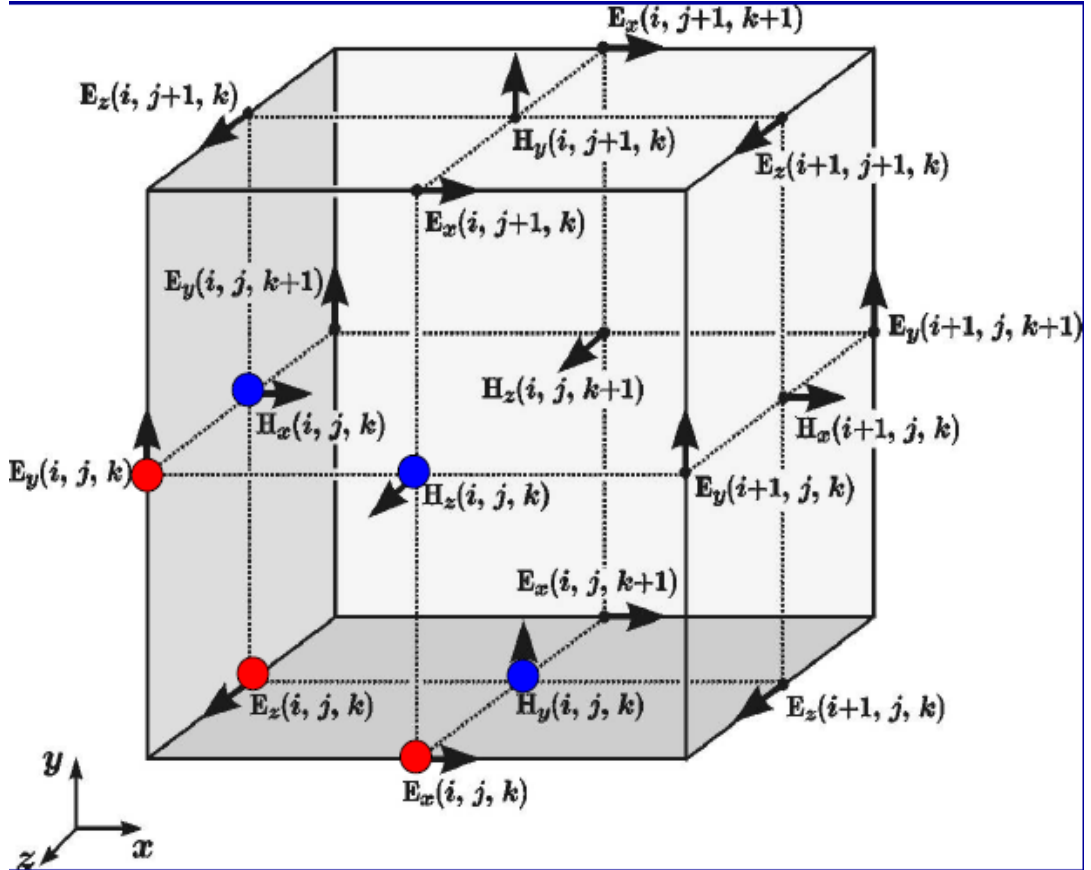
$$E_Y^{n+1/2}(i-1/2, j) = E_Y^{n-1/2}(i-1/2, j) - \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left\{ \left(\frac{H_Z^n(i, j) - H_Z^n(i-1, j)}{\Delta x} \right) \right\} \quad (3.48)$$

Yukarıdaki denklemlere bakıldığında, yine TM moduna benzer şekilde, başlangıç koşulu olarak n'inci zamana ait her (i,j) düğüm noktasındaki elektrik alanın z bileşenleri sıfır kabul edilir. Ayrıca, n-1/2'inci zamana ait $E_X^{n-1/2}(i, j+1/2)$, $E_Y^{n-1/2}(i+1/2, j)$, $E_X^{n-1/2}(i, j-1/2)$ ve $E_Y^{n-1/2}(i-1/2, j)$ manyetik alan bileşenlerinin değerleri de sıfır kabul edilir. Bu değerlerden yararlanarak ve yukarıda verilen denklemler kullanılarak, n+1/2'inci zamana ait $E_X^{n+1/2}(i, j+1/2)$, $E_Y^{n+1/2}(i+1/2, j)$, $E_X^{n+1/2}(i, j-1/2)$ ve $E_Y^{n+1/2}(i-1/2, j)$ değerleri hesaplanarak bir sonraki zamana ait yani n+1'inci zamana ait $H_Z^{n+1}(i, j)$ değeri hesaplanır.

$n+1$ zamanına ait ve her (i,j) noktası için bulunan $H_z^{n+1}(i,j)$ değerleri kullanılarak bir sonraki zaman ait değerler hesaplanır ve bu işlem hesaplanmak istenen zaman değerine kadar sürdürülür.

3.3 Üç Boyutlu (3B) FDTD Yöntemi

Üç boyutlu (3B) problemlerde uzaydaki ayrıklaştırma, Şekil 3.13'de gösterildiği gibi Yee (Yee 1966) tarafından önerilen birim hücre kullanılarak gerçekleştirilmiştir.



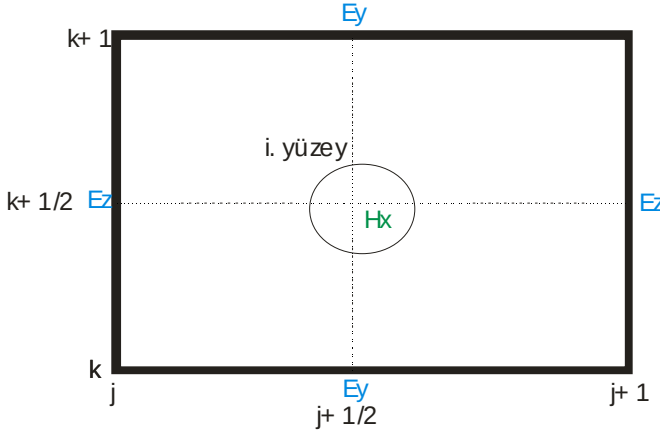
Şekil 3.13 3D Yee birim hücresi

3.3.1 Manyetik Alan Denklemleri

x, y ve z yönünde olmak üzere 3 adet manyetik alan bileşeni hesaplanır. Temel denklem (3.51) denklemdir.

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (3.49)$$

3.3.1.1 x yönündeki manyetik alan bileşeni (H_x)



Şekil 3.14 x yönündeki manyetik alan hesabında kullanılan komşu alanlar

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \Rightarrow \frac{\partial H_x^n}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y^n}{\partial z} - \frac{\partial E_z^n}{\partial y} \right) \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial H_x^n(i, j+1/2, k+1/2)}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y^n(i, j+1/2, k+1/2)}{\partial z} - \frac{\partial E_z^n(i, j+1/2, k+1/2)}{\partial y} \right) \quad (3.51)$$

a) b) c) eşitlikleri merkezi farklara göre yazılırsa;

$$a) = \frac{1}{\Delta t} \left(H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) \right) \quad (3.52)$$

$$b) = \frac{1}{\Delta z} \left(E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k) \right) \quad (3.53)$$

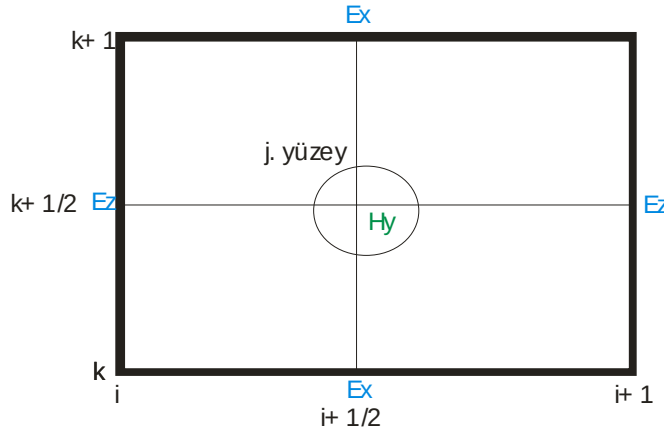
$$c) = \frac{1}{\Delta y} (E_z^n(i, j+1, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)) \quad (3.54)$$

3.54-3.56 denklemleri 3.53 denkleminde yerine yazılır ve manyetik alanın x yönündeki bileşeni çekilirse;

$$H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-1/2}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{\delta t}{\mu(i, j+1/2, k+1/2)\delta} \left[E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k) + E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2) \right] \quad (3.55)$$

3.57 eşitliği elde edilir.

3.3.1.2 y yönündeki manyetik alan bileşeni (Hy)



Şekil 3.15 y yönündeki manyetik alan hesabında kullanılan komşu alanlar

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \Rightarrow \frac{\partial H_y^n}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z^n}{\partial x} - \frac{\partial E_x^n}{\partial z} \right) \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial H_y^n(i+1/2, j, k+1/2)}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z^n(i+1/2, j, k+1/2)}{\partial x} - \frac{\partial E_x^n(i+1/2, j, k+1/2)}{\partial z} \right) \quad (3.57)$$

a) b) c)
a), b), c) eşitlikleri merkezi farklara göre yazılırsa;

$$a) = \frac{1}{\Delta t} \left(H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \right) \quad (3.58)$$

$$b) = \frac{1}{\Delta x} \left(E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2) \right) \quad (3.59)$$

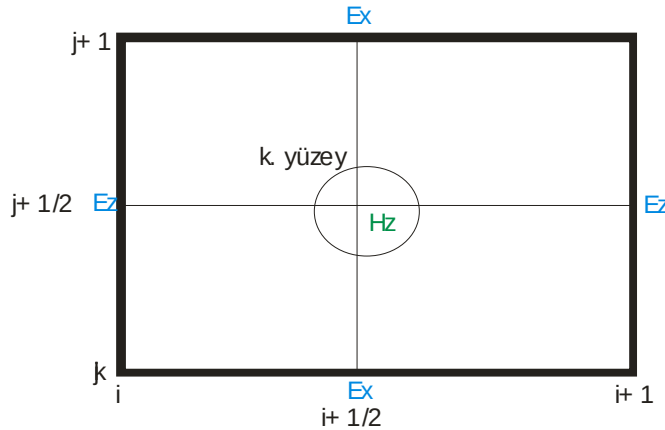
$$c) = \frac{1}{\Delta z} \left(E_x^n(i+1/2, j, k+1) - E_x^n(i+1/2, j, k) \right) \quad (3.60)$$

3.60, 3.61 ve 3.62 denklemleri 3.59 denkleminde yerine yazılır ve manyetik alanın y yönündeki bileşeni çekilirse;

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{\delta t}{\mu(i+1/2, j, k+1/2)\delta} \left[E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2) + E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1) \right] \quad (3.61)$$

3.63 eşitliği elde edilir.

3.3.1.3 z yönündeki manyetik alan bileşeni (Hz)



Şekil 3.16 z yönündeki manyetik alan hesabında kullanılan komşu alanlar

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \Rightarrow \frac{\partial H_z^n}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x^n}{\partial y} - \frac{\partial E_y^n}{\partial x} \right) \quad (3.62)$$

$$\frac{\partial H_z^n(i+1/2, j+1/2, k)}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x^n(i+1/2, j+1/2, k)}{\partial y} - \frac{\partial E_y^n(i+1/2, j+1/2, k)}{\partial x} \right) \quad (3.63)$$

a)

b)

c)

a), b), c) eşitlikleri merkezi farklara göre yazılırsa;

$$a) = \frac{1}{\Delta t} \left(H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \right) \quad (3.64)$$

$$b) = \frac{1}{\Delta y} \left(E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k) \right) \quad (3.65)$$

$$c) = \frac{1}{\Delta x} \left(E_y^n(i+1, j+1/2, k) - E_y^n(i, j+1/2, k) \right) \quad (3.66)$$

3.66, 3.67 ve 3.68 denklemleri 3.65 denkleminde yerine yazılır ve manyetik alanın z yönündeki bileşeni çekilirse;

$$H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-1/2}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{\delta t}{\mu(i+1/2, j, k+1/2)\delta} \left[E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2) + E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1) \right] \quad (3.67)$$

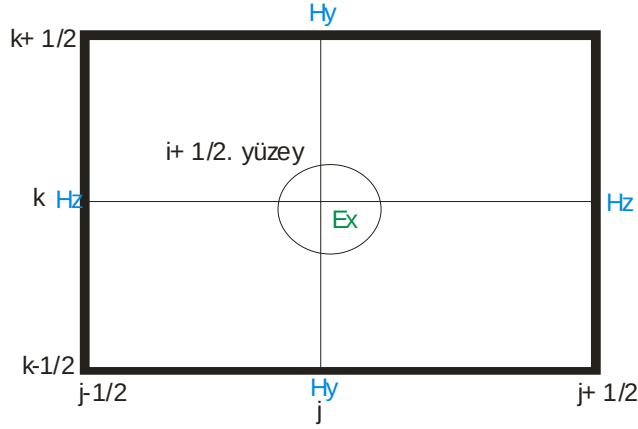
3.69 eşitliği elde edilir.

3.3.2 Elektrik alan denklemleri

x, y ve z yönünde olmak üzere 3 adet manyetik alan bileşeni hesaplanır.

$$\nabla \times H = \sigma E + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3.68)$$

3.3.2.1 x yönündeki elektrik alan bileşeni (Ex)



Şekil 3.17 x yönündeki elektrik alan hesabında kullanılan komşu alanlar

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (3.69)$$

$$\frac{\partial E_x^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\partial y} - \frac{\partial H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k)}{\partial z} - \sigma E_x \right) \quad (3.70)$$

a)

b)

c)

a), b), c) eşitlikleri merkezi farklara göre yazılırsa;

$$a) = \frac{1}{\Delta t} (E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k)) \quad (3.71)$$

$$b) = \frac{1}{\Delta y} (H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k)) \quad (3.72)$$

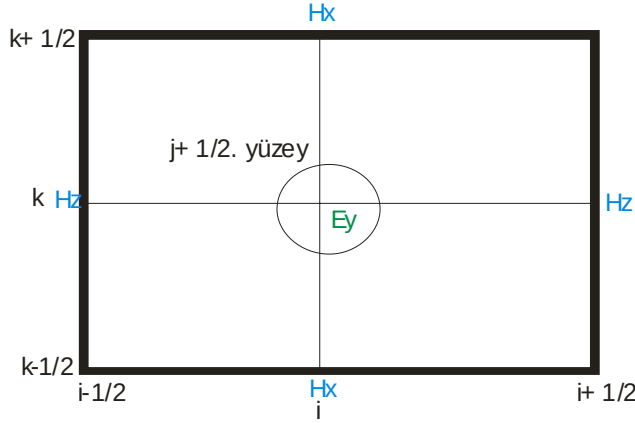
$$c) = \frac{1}{\Delta z} (H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2)) \quad (3.73)$$

3.73, 3.74 ve 3.75 denklemleri 3.72 denkleminde yerine yazılır ve elektrik alanın x yönündeki bileşeni çekilirse;

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = \left(1 - \frac{\sigma(i+1/2, j, k)\delta t}{\varepsilon(i+1/2, j, k)}\right) E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\delta t}{\varepsilon(i+1/2, j, k)} \left[H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j-1/2, k) + H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) \right] \quad (3.74)$$

3.76 eşitliği elde edilir.

3.3.2.2 y yönündeki elektrik alan bileşeni (Ey)



Şekil 3.18 y yönündeki elektrik alan hesabında kullanılan komşu alanlar

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (3.75)$$

$$\frac{\partial E_y^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\partial z} - \frac{\partial H_z^{n+1/2}(i, j+1/2, k)}{\partial x} - \sigma E_y \right) \quad (3.76)$$

a)

b)

c)

a), b), c) eşitlikleri merkezi farklara göre yazılırsa;

$$a) = \frac{1}{\Delta t} (E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) - E_y^n(i, j+1/2, k)) \quad (3.77)$$

$$b) = \frac{1}{\Delta y} (H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2)) \quad (3.78)$$

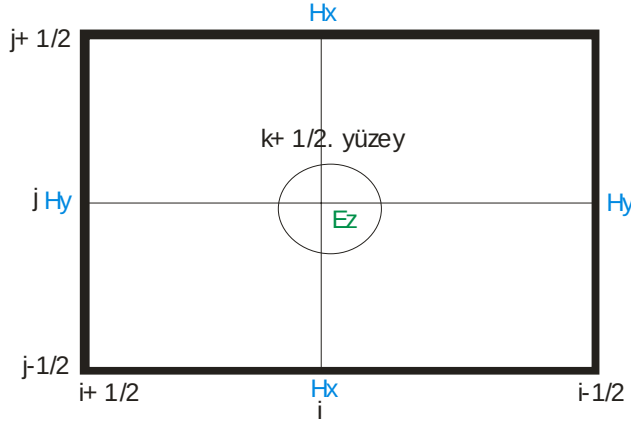
$$c) = \frac{1}{\Delta z} (H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k)) \quad (3.79)$$

3.79, 3.80 ve 3.81 denklemleri 3.78 denkleminde yerine yazılır ve elektrik alanın y yönündeki bileşeni çekilirse;

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) = \left(1 - \frac{\sigma(i, j+1/2, k) \delta t}{\varepsilon(i, j+1/2, k)} \right) E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\delta t}{\varepsilon(i, j+1/2, k) \delta} \left[H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2) + H_z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) \right] \quad (3.80)$$

3.82 eşitliği elde edilir.

3.3.2.3 z yönündeki elektrik alan bileşeni (Ez)



Şekil 3.19 z yönündeki elektrik alan hesabında kullanılan komşu alanlar

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (3.81)$$

$$\frac{\partial E_z^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\partial x} - \frac{\partial H_x^{n+1/2}(i, j, k+1/2)}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (3.82)$$

a), b), c) eşitlikleri merkezi farklara göre yazılırsa;

$$a) = \frac{1}{\Delta t} (E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)) \quad (3.83)$$

$$b) = \frac{1}{\Delta x} (H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2)) \quad (3.84)$$

$$c) = \frac{1}{\Delta y} (H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2)) \quad (3.85)$$

3.85, 3.86 ve 3.87 denklemleri 3.84 denkleminde yerine yazılır ve elektrik alanın y yönündeki bileşeni çekilirse;

$$E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) = \left(1 - \frac{\sigma(i, j, k+1/2)\delta t}{\varepsilon(i, j, k+1/2)} \right) E_z^n(i, j, k+1/2) + \frac{\delta t}{\varepsilon(i, j, k+1/2)\delta} [H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2) + H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2)] \quad (3.86)$$

eşitliği elde edilir.

Yee hücre yapısı incelendiğinde şu noktalara dikkat edilmesi gerekir:

Her birim Yee hücresinde üç elektrik ve üç manyetik alan bileşeni bulunur. Her hücre (i,j,k) etiketi ile anılır. Bunlar sırasıyla x,y ve z'deki hücre indisleridir. Zamanda ve konumda ayrıklaştırma adımları Δt ve $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 'tir. Yani herhangi bir alan bileşeni için

$$(l, j, k) = (lx\Delta x, jx\Delta y, kx\Delta z), \quad t = nx\Delta t \quad (3.87)$$

anlamına gelmektedir (burada zaman indisi karışıklığa neden olmaması için gösterilmemiştir. Aslında n zaman adımıdaki alan bileşenleri, örneğin x- bileşeni $E_x = E_x^n$ şeklindedir.)

Her ne kadar bir hücre içerisindeki altı bileşen de aynı (i,j,k) etiketi ile gösterilse de Şekil 3,1’den görüldüğü gibi, bu bileşenlerin hücre yerleşimi farklıdır. Örneğin $E_x(i,j,k)$ hücrenin x- kenar ortasında iken, $H_z(i,j,k)$ hücrenin xy-yüzey ortasında bulunur. Yani elektrik alanlar hücre kenarlarında, manyetik alanlar hücre yüzeylerindedir.

Aynı hücrede, elektrik ve manyetik alanların yerleşimleri gibi, hesaplandıkları zaman adımları da farklıdır. Elektrik ve manyetik alanlar birbirinden $\Delta t/2$ kadar farklı zamanlarda hesaplanırlar. Elektrik alan bileşenleri $t=0, \Delta t, 2 \Delta t, 3 \Delta t$, vb. adımlarında hesaplanırken, manyetik alanlar $t= \Delta t/2, 3 \Delta t/2, 5 \Delta t/2$, vb. adımlarda hesaplanmaktadır. Böylece, hesaplama bir elektrik alanlar bir manyetik alanlar şeklinde yinelemeli olarak sürdürülür.

Aynı hücrede belli bir noktada elektrik ve manyetik alanlarından söz edebilmek için konumda ve zamanda ortalama almak yeterlidir. Örneğin alan bileşenlerini hücre merkezine ötelemek için manyetik alan bileşeni

$$H_x(l, j, k) = \frac{1}{2} x [H_x(l, j, k) + H_x(l + 1, j, k)] \quad (3.88)$$

yeterlidir. Ancak elektrik alan bileşenleri için komşu dört bileşene gerek vardır

$$E_z(l, j, k) = \frac{1}{4} x [E_z(l, j, k) + E_z(l + 1, j, k) + E_z(l, j + 1, k) + E_z(l + 1, j + 1, k)] \quad (3.89)$$

Yinelemeli FDTD denklemlerinde (Yee,1966), herhangi bir ortam üç ortam parametresi ile temsil edilir. Bunlar, dielektrik sabiti ϵ , manyetik geçirgenlik μ , ısıt kayıpları temsil eden iletkenlik σ , dır. Bunlardan ϵ ve σ , elektrik alan bileşenlerinin hesaplandığı denklemlerde, μ ise manyetik alan bileşenlerinin hesaplandığı denklemlerde görünmektedir.

Hücrede elektrik ve manyetik alan bileşenleri için farklı ortam parametreleri (ϵ , σ ve μ) belirlenerek farklı cisimler modellenenilmektedir.

Hacmi içerisinde yüzbinlerce hücrede, zaman yinelemeli boyunca (V/m) olarak elektrik ve (A/m) olarak manyetik alan değerleri hesaplanır. Herhangi bir noktada istenilen alan

bileşenleri biriktirilerek $E(t)$ ve $H(t)$ zaman değişimi elde edilebilir. Bu sayede, yapının hem geçici hem de sürekli zaman davranışı gözlenebilmektedir. Zaman davranışından da Fourier dönüşümü ile $E(f)$ ve/ veya $H(f)$ frekans davranışı çıkarılabilir.

FDTD ile hacmi içinde kaynak uygulama problemi oldukça kolay şekilde çözümlenebilmektedir. Modellenen yapıya ve gerçekleştirilmek istenen analize bağımlı olarak kaynağın farklı noktalara ve farklı şekillerde uygulanması gerekebilir. Kaynak tek bir noktada tek bir bileşene uygulanabileceği gibi, birden fazla noktada ve/veya birkaç bileşene de uygulanabilir. Kaynak olarak hem sinüzoidal ve darbesel kaynaklar kullanılabilir.

FDTD hacmi içindeki tüm hücrelerde elektirik ve manyetik alan bileşenleri hesaplandığı için, yapının herhangi bir noktasındaki gerilim veya akım değerini hesaplamak mümkündür.

FDTD hesap uzayı üç boyutlu Kartezyen koordinat sisteminde X_{min} , Y_{min} , Z_{min} ile X_{max} , Y_{max} , Z_{max} düzlemleri arasında kalan dikdörtgen uzayı $N_x \times N_y \times N_z$ adet Yee hücresine bölünerek işe başlanır. Yer radarı modellenmesi yapılırken uzak- yakın alan değerleri gerektiğinden ayrıca önlem alınması gerekir. FDTD ile modellenen bütün elektromanyetik problemlerinde ele alınan yapı etrafında ancak 3-5 dalga boyu mesafe kalır. Yani, FDTD hesap uzayı içerisinde Maxwell denklemleri kullanılarak ancak yakın alanlar benzeşimi edilebilir. Oysa GPR veya anten ışıma diyagramı hesaplarında yapıdan çok uzaklardaki (sonsuzdaki) alan davranışları gerekir. FDTD simülasyonu kadar, benzeşimle edilen yakın alanlardan- elektromanyetik teoride geçerli eşdeğerlilikler kullanılarak uzak alanların elde edilmesi de önemlidir.

FDTD simülasyonunda yakın alanlardan uzak alanların elde edilmesi için frekans (Taflove, 1995) ve zaman (Luebbers, 1993) bölgesinde Huygen's eşdeğerlik yasası kullanmıştır. Bu yöntemle göre FDTD hesap uzayında cismi çevreleyen kapalı sanal bir yüzey üzerinde her

hücrenin belirtilen doğrultuda uzak alan katkısı hesaplanır. Bu kapalı sanal yüzeye yakın alan- uzak alan dönüşüm yüzeyi adı verilir.

Bilgisayar kapasitesine bağlı olarak FDTD hesap uzayı sonlu sayıda hücreden oluşur. Bu sayı birkaç bin olabileceği gibi, birkaç milyon hücre de olabilir. Sayı ne olursa olsun her ekseninde bir maksimum hücre sayısı söz konusudur.

Yinelemeli FDTD alan denklemlerine bakıldığında bir hücredeki elektrik alan bileşenlerinin hesabında komşu manyetik alanlar ile aynı noktada bir önceki elektrik alan değerinin kullanıldığı görülür. Benzer durum, manyetik alan bileşenleri içinde geçerlidir. Yani (i,j,k) hücresindeki önceki zamanda hesaplanan değerler için yine $(i+1,j,k)$, $(i,j+1,k)$, $(i,j,k+1)$, ... hücrelerindeki değerler kullanılmaktadır.

FDTD algoritmasının, ayrıklaştırılması ve kısmi türevleri sonlu farklar eşdeğerleriyle değiştirilmiş Maxwell denklemlerinin yinelemeli çözümüne dayanır. Herhangi bir kısmi türevli denklem sisteminin iki tip çözümü bulunabilir. Bunlar kapalı ve açık çözümler olarak isimlendirilir. Kapalı çözümler, ele alınan problemdeki bilinmeyen sayısı kadar bağımsız denklem kurup problemi dizey sistemi şeklinde ele almaya dayanır. Sistemin sol tarafında bilinmeyenler yöneyi, sağ tarafta ise katsayılar dizeyi ve bilinen fonksiyonlar bulunur. Katsayılar dizeyinin tersi alınarak denklem sistemi çözülür. Dizey tersinin olması için gerek ve yeter koşul oluşturulan denklemlerin birbirinden lineer ağimsız olmasıdır. Bu durumda kapalı çözümler her zaman kararlılırlar. Açık çözümlerde yineleme denklemler şeklinde ortaya çıkar. Dizey tersi gerektirmediğinden daha kolay ve hızlı hesaplanabilir ancak çözümlerin kararlı olması bazı koşullara bağlıdır.

3.4 Yinelemeli Denklemlerde Kararlılık Kriteri

Ayrıklaştırılıp sayısallaştırılmış 3.78-86 denklemleri elektrik (manyetik) alan bileşenlerini kendilerinin bir önceki anda bulunan değerleri ve komşu hücrelerdeki manyetik (elektrik) alan bileşenleri cinsinden yineleme biçimde hesaplanmasına olanak sağlar. Yineleme denklemler açık denklem sistemi oluşturulduğundan her zaman sonlu çözümü garanti

etmezler. Verilen 3.80-88 denklemleri için konum (Δx , Δy , Δz) ve zaman Δt boyutları keyfî seçilmez. Yineleme denklemlerin kararlı (sonsuz gitmeyen) sayısal çözümleri garantilemesi için bu hücre boyutları arasında önemli bir ilişki sağlanmalıdır. Courant kararlılık kriteri (Taflove 1995) denilen bu bağıntı zaman ve konum adımları arasında sağlanması gereken ilişkiyi belirlemektedir. FDTD yönteminde verilen denklemlerin kararlılığı için matematiksel olarak ispat edilmesi oldukça uzun ve karmaşık olan Courant kararlılık şartı tek boyutlu FDTD için

$$c\Delta t \leq \Delta z; \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (3.90)$$

şeklinde tanımlanmaktadır (Taflove 1995). Bu denklemden, fiziksel olarak dalganın birim içinde en fazla bir düğüm kadar ilerlemesi gerektiği anlaşılmaktadır. Homojen olmayan ortamlarda en kötü hal analizi için ışık hızını ($c=3.10^8$ m/sn) kullanmak yeterlidir.

Benzer şekilde 3D-FDTD için Courant kararlılık kriteri;

$$c\Delta t \leq \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.91)$$

olarak belirlenmektedir (Taflove 1995). Burada Courant koşulunun sadece kararlılığı sağladığı ancak doğruluğu garanti etmediğini belirtmek gerekir.

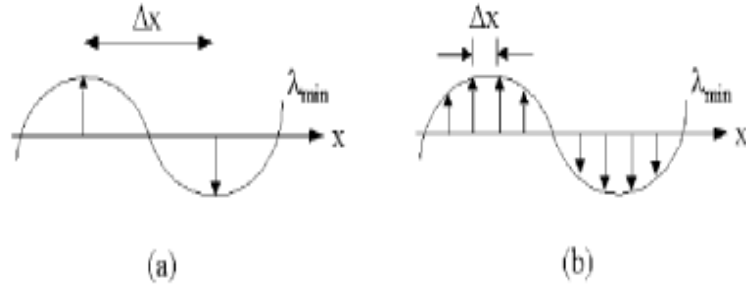
3.5 FDTD Yönteminde Sayısal Dispersiyon

Hücre içindeki elektromanyetik dalgaların faz hızları boşluktaki c hızından farklı değerler almaktadır. Bu farklılık frekansa, hücre boyutlarına ve dalga ilerleme yönüne göre değişmektedir. Sayısal dispersiyon, FDTD analizinin en önemli konularından biridir. Özellikle geniş bantlı analizler yapılırken sayısal dispersiyonun etkileri doğruluğa, simülasyonun güvenilirliğine etkilerinin iyi anlaşılması gerekmektedir. İletiminde dispersiyon olamaktadır.

Basitlik olması açısından iki boyutlu TM tipi problem üzerinde düzlem dalga iletimine ait aittik ve sayısal dispersiyon bağıntıları çıkarılmış ve üç boyutlu dispersiyon bağıntısı ele alınan parametrelere bağlı olarak şekillerle irdelenmiştir.

Sayısal dispersiyon; benzeşimi edilen sinyal içerisinde en küçük dalga boyu (en yüksek frekansa) bileşenin konumda kaç hücre ile örnekleneceğine bağlı bir tanımdır.

Zaman-frekans ilişkisi içerisinde bilinenShanon örnekleem teoremine çok benzeyen bir tanımdır.Shanon teoremine göre bir sinyalin bilgi kaybı olmadan tekrar elde edilebilmesi için zamanda örnekleme hızının içerdiği en yüksek frekansın iki katı olamsı gerekir. Benzer şekilde FDTD yönteminde sayısal dispersiyon minimum dalga boyu sinyalin kaç konum örneği ile örnekleneceğine bağlıdır. Şekil 3.19'da a şıkkında $\lambda_{\min}=2\Delta x$ b şıkkında ise $\lambda_{\min}=8\Delta x$ ile örneklenmiştir. Bu durumda b şıkkında FDTD'nin $\lambda_{\min}$ bileşeninin dalga yayılımını daha iyi benzeşim edeceği açıktır.



Şekil 3.20 Sayısal dispersiyonun fiziksel yorumu

İki boyutlu TM tipi problemde kayıpsız ortamda Maxwell denklemleri

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.92a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.92b)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3.92c)$$

şeklindedir.

FDTD yöntemine göre ayrıklaştırılan (3.78-86) denklemlerinde yerlerine konulup gerekli düzenlemeler yapılırsa

$$\left[\frac{1}{c \Delta t} \sin \left(\frac{w \Delta t}{2} \right) \right]^2 = \left[\frac{1}{\Delta x} \sin \left(\frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta y} \sin \left(\frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right) \right]^2 \quad (3.93)$$

eşitliği elde edilmektedir. (3.93) bağıntısı, TM modu için FDTD algoritmasına ait iki boyutlu sayısal dispersiyon eşitliğidir (Taflove 1995).

Benzer yaklaşımla üç boyutlu FDTD için sayısal dispersiyon bağıntısı

$$\left[\frac{1}{c \Delta t} \sin \left(\frac{w \Delta t}{2} \right) \right]^2 = \left[\frac{1}{\Delta x} \sin \left(\frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2} \right) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta y} \sin \left(\frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2} \right) \right]^2 + \left[\frac{1}{\Delta z} \sin \left(\frac{\tilde{k}_z \Delta z}{2} \right) \right]^2 \quad (3.94)$$

şeklinde bulunmaktadır (Taflove 1995). Bir düzlem dalga için üç boyutlu kayıpsız ortamdaki analitik dispersiyon bağıntısı ise

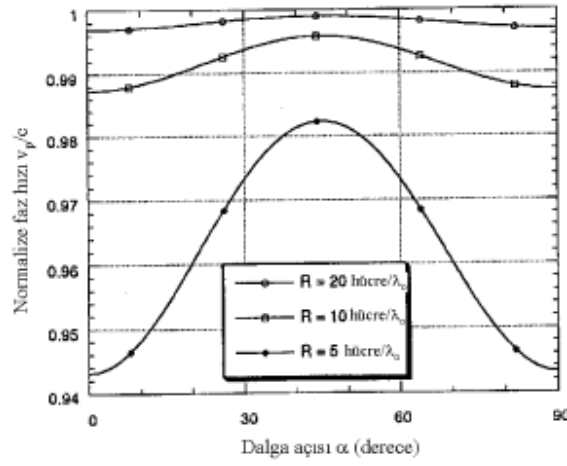
$$\frac{w^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (3.95)$$

olarak belirtilmektedir. (3.92) denkleminde $\Delta t, \Delta x, \Delta y$ ve Δz sıfıra doğru yaklaştıkça (3.92) ve (3.95) bağıntıları birbirine denk hale gelmektedir. Buna göre eğer zamanda ve konumda FDTD örnekleme uygun boyutlarda yapılırsa, sayısal dispersiyonun etkisi istenilen dereceye indirilebilir.

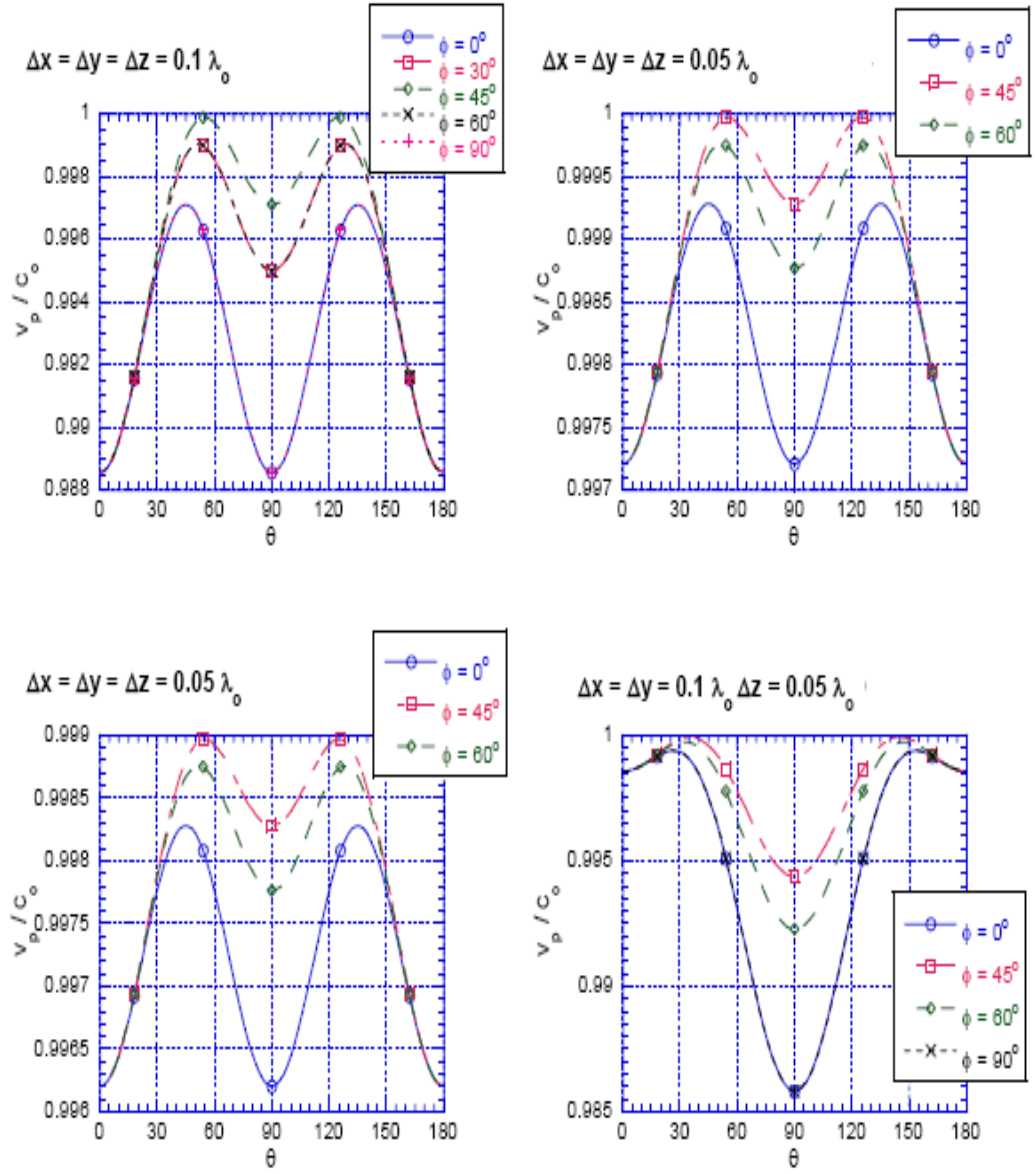
Eğer Δ değeri boşluktaki dalga boyuna göre normalize edilir ve iterasyon sırasında 2π , yani ilgili modun boş uzaydaki dalga sayısı ilk değer olarak alınırsa sayısal faz v_p için

$$\frac{v_p}{c} = \frac{2\pi}{k_{final}} \quad (3.96)$$

eşitliği elde edilir. Burada k_{final} iterasyon sonucunda bulunan değerdir. Şekil 3.20’ de iki boyutlu FDTD uzayında farklı hücre rezolüsyonları için sayısal faz hızının α yayılım açısıyla değişim graikleri görülmektedir (Taflove 1995). Burada sayısal faz hızının her zaman c ışık hızından düşük olduğu ancak dalga boyunu modelleyen FDTD hücre sayısı arttıkça v_p ’nin ışık hızına yaklaştığı ve α değerlerine daha az bağımlı olduğu görülmektedir.



Şekil 3.21 Sayısal faz hızının 2D ortamda yayılım açısına bağlı değişimi



Şekil 3.22 3B sayısal dispersiyon (Gedney 1993)

3.6 FDTD Yönteminde Parametre Seçimi

FDTD yönteminde önemli unsurlardan birisi de uygun parametrelerin seçilmesidir. Yöntemde birbirini doğrudan etkileyen bir çok parametre söz konusudur. Ele alınan yapıya, gerçekleştirilmek istenen simülasyona ve beklenen sonuçlara göre bu parametrelerin adım adım optimize edilmesi gerekir.

Bir çok elektromanyetik problemde frekans bölgesinde çözümleriyle ilgilenilir. FDTD ile edilen zaman bölgesi davranışından Fourier dönüşümü ile frekans davranışı elde edilir. Bu nedenle, özellikle Fourier dönüşümünde karşılaşılan örtüşme ve spektral sızıntı (Akleman 1995) gibi sorunlara karşı önlem almak zorunludur.

FDTD simülasyonunda darbesel kaynak kullanılarak geniş frekans bandlarında analiz yapılabilir. İlgilenilen band içerisinde en yüksek frekans $f_{\max}$ ve frekans çözünürlüğü Δf , zaman parametrelerinin T: gözlem süresi ve Δt örnekleme aralığına bağlıdır. En yüksek frekans ile zamanda örnekleme aralığı birbirine

$$\Delta t_{\text{Nyq}} = \frac{1}{2f_{\max}} \quad (3.97)$$

şeklinde bağlıdır. Görüldüğü gibi frekans analizi açısından parametreler keyfi seçilememektedir. İlgilenilen frekans yükseldikçe (Nyquist örnekleme hızı) zaman bölgesinde sinyali daha sık örnekleme gerekmektedir. Benzer şekilde

$$\Delta f = \frac{1}{T} \quad (3.98)$$

olduğundan, daha iyi frekans çözünürlüğü için sinyalin zaman bölgesinde daha uzun süre gözlenmesi gerekmektedir. FDTD için gerekli Δt zaman adımı pratikte

$$\Delta t \leq \frac{\Delta t_{\text{Nyq}}}{K}, \quad K > 1 \quad (3.99)$$

olarak seçilmektedir (Jenn 1995).

Zaman adımı bu şekilde belirlendikten sonra konum adımı için gereken alt ve üst sınırlar iki koşula göre hesaplanmaktadır. Courant kararlılık kriteriyle 3D-FDTD için konum adımı alt sınırı;

$$\sqrt{3v_{\max}}\Delta t \leq \Delta z \quad (3.100)$$

şeklinde belirlenmektedir (Jenn 1995). x ve y boyutları için de (3.100) denkleminde Δz yerine sırasıyla Δx ve Δy konulmaktadır.

Konum adımının üst sınırı, sayısal dispersiyon koşulu hesaplanmaktadır. Konum-sinyal dalga boyu arasında da zaman-frekans ilişkisindeki Shanon örnekleme hızına benzer bir koşul bulunmaktadır. Konumda seçilen adım uzunluğuna bağlı olarak, sinyal içindeki en küçük dalga boyu, yani en yüksek frekanslı bileşen, konumda en az iki düğüm ile gösterilmektedir. Üç boyutlu ve Δz adımlarına sahip bir yapıda konumda en uzak iki nokta

$$\sqrt{3}\Delta z \leq \frac{\lambda}{200} \text{ değerine kadar inebilmektedir.}$$

3.7 FDTD Yönteminde Uyarma

FDTD yöntemi için zaman bölgesinde sonlu ve sınırlı frekans spektrumlu dalga biçimi uygundur. Ancak, fiziksel olarak bu mümkün değildir, çünkü zaman bölgesinde sonlu bir sinyalin frekans spektrumu söz konusudur. Aynı şekilde frekans bölgesinde sınırlı bir sinyal de zaman bölgesinde sonsuz olmaktadır.

Genel olarak sinyalin zaman bölgesindeki şekli ile frekans band genişliği arasında ters ilişki vardır. Sinyalin süresi zaman bölgesinde kısaltıldıkça frekans spektrumu genişler. Buna göre, herhangi bir $f(t)$ sinyalin etkin süresi (T_{eff}) ile etkin band genişliği (B_{eff}) çarpımı bir sabite eşittir (Jenn 1995).

$$T_{eff} \times B_{eff} = sabit \quad (3.101)$$

Zaman fonksiyonu $f(t)$ ile bu fonksiyonun Fourier dönüşümü $F(w)$ için etkin süre ve band genişliği tanımları

$$T_{eff} = \sqrt{\frac{-\int_{-\infty}^{\infty} t^2 |f(t)|^2 dt}{-\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt}} \quad (3.102)$$

$$B_{eff} = \sqrt{\frac{-\int_{-\infty}^{\infty} w^2 |f(w)|^2 dw}{-\int_{-\infty}^{\infty} |f(w)|^2 dw}} \quad (3.103)$$

şeklindeir. FDTD yöntemi için geniş bandlı kaynak modellemesinde en uygun sinyal, zaman- band genişliği $(T_{eff} \times B_{eff})$ çarpımı minimum olan sinyaldir. Bu tip bir sinyalin hem zaman süresi hem de frekans band genişliği oldukça küçüktür. Bu sayede Fourier dönüşümündeki örtüşme hataları azalmaktadır (Jenn 1995). Teorik olarak zaman- band genişliği çarpımı;

$$T_{eff} \times B_{eff} \geq \frac{1}{2} \quad (3.104)$$

değerini almaktadır (Jenn 1995). Bu koşulları en iyi sağlayan fonksiyon Gauss darbesidir.

Gauss darbesi iki farklı şekilde tanımlanır.

$$f(t) = \exp \left[-\frac{t^2}{4T_{eff}^2} \right] \quad (3.105)$$

$$f(t) = \exp \left[-B_{eff}^2 t^2 \right] \quad (3.106)$$

(3.105-106) denklemlerinde Gauss darbesi sonsuz süreklidir. FDTD'de sonlu değerlerle çalışıldığı için Gauss darbesi T_0 süreli ve birim genlikli bir sinyalle $(p(t/T_0))$ çarpılarak

sınırlandırılmaktadır. Bu şekilde, sonsuz süreli Gauss darbesi zamanda dikdörtgen bir darbe ile çarpılarak sonlu hale getirilmektedir (Jenn 1995).

$$g(t)=f(tx(p(t/T_0)) \quad (3.107)$$

Gauss darbesini zamanda sınırlı yapmak için T_{eff} değerini azaltıp B_{eff} 'i arttırmaktadır. Ancak uygun T_0 değerleri yardımıyla bu değişiklik çok küçük tutulabildiğinden, sınırlı Gauss darbesinin T_{eff} ve B_{eff} değerleri orijinal Gauss darbesininkilerle eşit kabul edilebilir. Sınırlandırılmış darbenin T_0 değeri seçilirken istenen veya ulaşılabilir kesinlik değerleri göz önüne alınmaktadır. e_{min} , darbenin sıfırdan farklı sayılacağı değer olarak kabul edilirse, bu değer altında Gauss darbesinin sıfır olduğu söylenebilir ve Gauss darbesi T_0 'da

$$g(T_0/2)=e_{min} \quad (3.108)$$

şeklinde sınırlandırılabilir (Jenn 1995). Normalize Gauss darbesinin tepe değeriyle e_{min} arasındaki oranın logaritmik değerine dinamik sınır adı verilir.

$$R_{dyn} = 20 \log_{10} \left(\frac{1}{e_{min}} \right) = -20 \log_{10}(e_{min}) \quad [dB] \quad (3.109)$$

Şeklinde ifade edilmektedir. Sınırlandırılmış sinyalin darbe süresi T_0 istenilen dinamik sınıra bağlı olarak hesaplanabilmektedir. Öncelikle, e_{min} dinamik sınır cinsinden

$$e_{min}=10^{-R_{dyn}/20} \quad (3.110)$$

şeklinde tanımlanmakta, buradan

$$\exp[-(B_{eff}T_0/2)^2]=10^{-R_{dyn}/20} \quad (3.111)$$

denklemini T_0 için çözülerek

$$T_0 = \frac{2}{B_{eff}} \sqrt{\frac{R_{dyn}}{20 \log_{10}(e)}} \approx \frac{0.96}{B_{eff}} \sqrt{\frac{R_{dyn}}{2}} \approx \frac{1}{B_{eff}} \sqrt{\frac{R_{dyn}}{2}} \quad (3.112)$$

Eşitliği elde edilmektedir (Jenn 1965). Bu denklem yaklaşık olarak

$$\frac{T_0}{T_{eff}} = \sqrt{2R_{dyn}} \quad (3.113)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (3.107) yardımıyla herhangi bir $R_{dyn}[\text{dB}]$ değeri için T_0 süresi hesaplanabilir. $R_{dyn}=120[\text{dB}]$ olarak verilen bir dinamik sınır için $e_{\min}=10^{-6}$ elde edilmektedir; yani Gauss darbesinin genliği 10^{-6} değerinden küçük olduğunda sıfır kabul edilirse dinamik olarak 120[dB] bulunmaktadır. Bu denklem (3.107) denkleminde kullanıldığında

$$T_0 \geq 16T_{eff} \quad \text{veya} \quad T_0 \geq \frac{8}{B_{eff}} \quad (3.114)$$

elde edilmektedir (Jenn,1995).

Sınırlandırılmış Gauss darbesi normalde zamanda $T_0/2$ kadar ötelenmiş olarak yazılmaktadır. Bu sayede darbenin $t < 0$ anlarındaki tüm değerleri sıfıra eşit olacağı için nedensellik koşulu sağlanmış olmaktadır. Bu durumda sınırlandırılıp ötelenen Gauss darbesi

$$g(t) = \exp\left[-\frac{B_{eff}^2 \left(t - \frac{T_0}{2}\right)^2}{T_0}\right] \quad (3.115)$$

ile verilir. 120 [dB]'den büyük R_{dyn} için $T_0=8/B_{eff}$ seçilirse

$$g(t) = \exp \left[- (B_{eff} t - 4)^2 \left(t - \frac{T_0}{2} \right)^2 \right] p \left[\frac{t - \frac{4}{B_{eff}}}{\frac{B_{eff}}{B_{eff}}} \right] \quad (3.116)$$

olur.

3.8 Zamanda Ayırıklaştırma ve Hata Analizi

Gauss darbesinin frekans bandındaki en büyük frekans bileşeni, Shanon örnekleme teoremine göre zamanda ayırıklaştırmayı belirlemektedir. Buna göre, (3.97) ve (3.98) da verildiği gibi $\Delta t \leq 1/2f_{\max}$ olmalıdır. Gauss darbesinin frekans spektrumu da Gauss biçimindedir ve

$$F(w) = \frac{\sqrt{\pi}}{B_{eff}} \exp - \left[\frac{w^2}{2B_{eff}} \right]^2 \quad (3.117)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Gauss frekans spektrumunun spektral güç yoğunluğu ise

$$S(w) = |G(w)|^2 \approx |F(w)|^2 = \frac{\pi}{B_{eff}^2} \exp - \left[\frac{w^2}{2B_{eff}} \right]^2 \quad (3.118)$$

olarak hesaplanmaktadır. $0 < f < f_{\max}$ aralığında taşınan sinyal gücü, güç spektrumunda sinyalin bu aralıktaki entegrasyonu ile bulunmaktadır.

$$S(w) = |G(w)|^2 \approx |F(w)|^2 = P(f_{\max}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-w_{\max}}^{w_{\max}} S(w) = \frac{1}{B_{eff}^2} \int_0^{w_{\max}} \exp - \left[\frac{w^2}{2B_{eff}} \right]^2 dw \quad (3.119)$$

Bu denklemde $w_{\max} = 2\pi f_{\max}$ olarak alınmaktadır. $0 < f < f_{\max}$ bandının dışındaki gücün taşınan güce oranı

$$\frac{\Delta P}{P_{top}} = \frac{P_{top} - P(f_{max})}{P_{top}} = 1 - \frac{\int_0^{f_{max}} \exp - [(w/(2B_{eff}))]^2 dw}{\int_0^\infty \exp - [(w/(2B_{eff}))]^2 dw} = 1 - \operatorname{erf} \left(\sqrt{2\pi} \frac{f_{max}}{B_{eff}} \right)$$

(3.120)

olarak verilir.

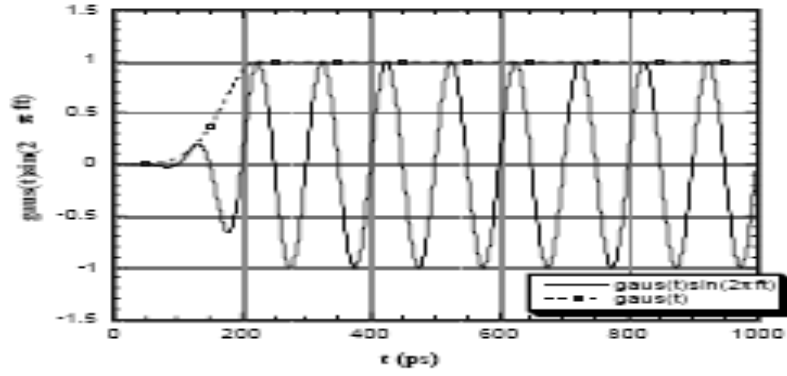
Burada $\operatorname{erf}(x)$ hata fonksiyonu,

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (3.121)$$

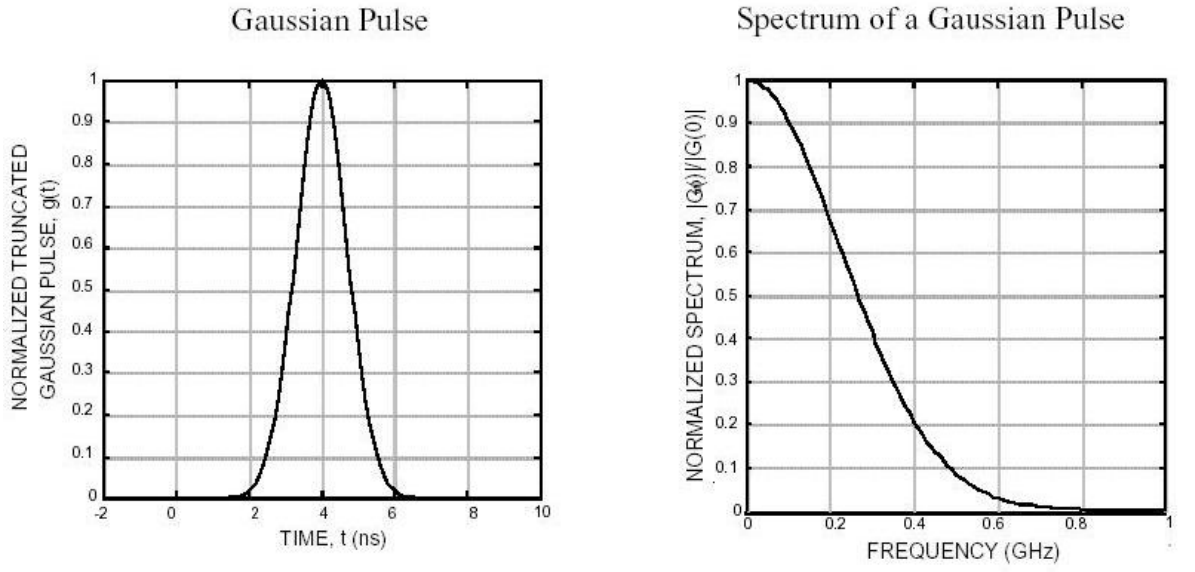
şeklinde tanımlanır. Sınırlandırılmış Gauss darbesinin band içindeki gücüne yararlı sinyal gücü, band dışındaki gücüne ise gürültü gücü olarak bakılacak olursa S/N oranı (sinyal/gürültü oranı) olarak band içindeki gücün band dışındaki güce oranı alınabilir. Eğer $f_{max}=B_{eff}$ alınırsa, bağıntılar yardımıyla S/N =90 [dB] bulunmaktadır. $f_{max}=1.2 \times B_{eff}$ alındığında ise S/N yaklaşık 130 [dB]'e ulaşmaktadır. Pratikte 120[dB] değerinde sinyal/gürültü oranı yeterlidir. Bu durumda

$$S/N \geq 120 \text{ dB} \quad \rightarrow \quad f_{max} \geq 1.2 B_{eff} \quad (3.122)$$

bulunmaktadır.



Şekil 3.23 Gauss tipi kaynak (Gedney 1993)



Şekil 3.24 Gauss darbesinin zaman ve frekans davranışı

3.9 FDTD Sistem Gereksinimleri

Uygulamalarda FDTD yöntemini kullanmaya karar verirken göz önüne alınması gereken en önemli noktalardan biri FDTD yönteminin probleme çözüm getirebilecek kapasitede olup olmadığıdır (Sevgi 1999). Zaman bölgesinde çalışırken ilgilenilen en küçük dalga boyu,

kullanılacak geometrinin boyutlarını belirlemektedir. Tutarlı sonuçlar elde etmek için her FDTD hücresinin bir kenarı ilgilenilen en yüksek frekanstaki dalga boyunun onda biri uzunlukta veya daha küçük olmalıdır. FDTD hücresinin boyutları ve hücrelerin sayısını belirlemek için bilgisayar belleğinin ne kadar kapasitede olduğunu belirlemek temel unsurlardan biridir. Toplam hücre sayısı aynı zamanda sistemin kararlı hale gelmesi için gerekecek yineleme sayısını da belirler (Kunz- Luebbers 1993).

$$Bellek = N \times \left(6 \left[\frac{billeşen}{hücre} \right] \times 4 \left[\frac{byte}{billeşen} \right] + 6 \left[\frac{malzeme}{hücre} \right] \times 1 \left[\frac{byte}{malzeme} \right] \right) \quad (3.123)$$

(3.123) denkleminde, FDTD ile incelenen elektromanyetik dalga problemi için gereken bilgisayar bellek ihtiyacı görülmektedir. Denklemden, FDTD geometrisinde kullanılacak olan hücre sayısı N olarak gösterilmiştir. Bellekte her hücrenin elektromanyetik dalga alan bileşeni değeri için 4 byte ve her bileşenin malzeme bilgisi için ise 1 byte yer ayrılmıştır (Sevgi, 1999) Bilgisayarın çalışması açısından önemli bir kriter olan toplam kayan nokta işlem sayısı (FLOPS: floating point operations);

$$İşlem = N \times 6 \left[\frac{billeşen}{hücre} \right] \times 10 \left[\frac{işlem}{billeşen} \right] \times T \quad (3.124)$$

ile verilir. Bu denklemde T toplam yineleme sayısıdır. Bir yinelemede hücre başına her bileşen için en fazla 10 işlem yapılacağı düşünülmüştür. İşlem sayısı, her hücredeki bileşenlerin malzeme tipine, belli bir yinelemede gelen dalga olup olmamasına ve o hücrede yapılacak özel işlemlere bağlıdır (Sevgi 1999). Toplam işlem sayısından yola çıkarak pratik bir sistemde algoritmanın çalışmasının ne kadar zaman alacağı belirlenebilir. Örneğin 65 x 65 x 65 hücre boyutlarındaki bir FDTD uzayında 1024 adımlık bir simülasyon yapılmak istenirse, yaklaşık 8 MB bellek gerekecektir. Toplam işlem sayısı ise 16.87×10^9 FLOPS olacaktır.

4. ORTAM MODELLEME VE SINIR KOŞULLARI

4.1 Ortam Modelleme

FDTD yönteminde (3.78-86) denklemlerinden de görüleceği gibi her hücrenin yapısı ϵ , σ ve μ parametreleri ile belirlenmektedir. Ortamın modellenmesi şu şekilde gerçekleştirilmektedir.

En kolay modellenen ortam σ 'nın sonsuza gittiği PEC ortamıdır bu durumda zaman benzeşimi süresince söz konusu noktada elektrik alanın teğetsel bileşeni sıfır alınır.

Kayıplı dielektrik malzeme modeli, söz konusu noktanın ϵ ve σ 'sı verilerek sağlanır. Her hücre içerisinde farklı noktalarda (E_x , E_y ve E_z) üç elektrik alan bileşeni vardır. Bu nedenle her hücre için bu üç noktanın malzemesi de farklı olabilir. Uygulama da her hücrede her elektrik alan bileşeni ayrı bir kimlik numarası anılır. Böylece bu alan bileşenlerinin olduğu noktalar ϵ ve σ ile modellenebilir.

Kayıpsız dielektrik modellemesinde durum biraz farklıdır. Kayıplı dielektrik modelinde olduğu gibi, ϵ ($\sigma=0$ olduğunda) ile ortam modellenir. Ancak kayıpsız iki dielektrik sınırında veya dielektrik-hava geçisindeki noktalarda $\epsilon=(\epsilon_1+\epsilon_2)/2$ şeklinde ortalama değer kullanılır.

FDTD yönteminde ortam modellemesi yanında sınır belirtilmesi de önemlidir. Uygulamada üç tip sınır koşulu kullanılır:

Sınırlar mükemmel iletken bir malzemeyle kapatılıp sınır düzlemlerine teğet olan elektik alan bileşenlerine sıfır değerinin atanabilir. Bu koşul hesap uzayındaki tüm sınırlara çınlayıcı tipi yapılar incelenebilir.

Sınırlar manyetik bir malzemeyle (PMC- perfectly magnetic conductor) kapatılıp sınır düzlemlerine teğet alan manyetik alan bileşenlerine sıfır atanabilir. Bu koşul özellikle

yapısal simetrikli problemlerde hacim küçültmek için kullanılır. Simetrik yapının tam ortasındaki düzlem PMC ile kapatılırsa bu düzleme göre simetrik olan manyetik alan değerleri birbirine eşit olacaktır.

Açık sınır koşulu (Absorbing Boundary Condition – ABC) olarak adlandırılan ışıyım (ışırma) koşulları sınır düzlemlerine uygulanabilir.

4.2 Yutucu Sınır Koşulları

FDTD yönteminde ele alınan elektromanyetik problemler yapıları açılarından kapalı bölgelerde ve açık bölgelerde olmak üzere iki başlık altında toplanabilir. FDTD'nin uygulanabilirliği açısından, kapalı bölgelerde sorun yoktur. FDTD hacminin sınırları ele alınan kapalı bölgenin sınırları ile karşılaştırılarak sorun giderilmektedir.

Çoğu elektromanyetik problem çözümünde sonu açık yapılarla ilgilenmek gerekmektedir. Böyle bir durumda, FDTD yönteminden kaynaklanan sınırlar geçirgenlik özelliğine sahip olmalıdır; yani sınırlarda açık bölge koşulları uygulanmalıdır. Teorik dayanağına göre sınır koşulları ya ışıma sınır koşulları (Radiation Boundary Condition- RBC) veya yutucu sınır koşulları (Absorbing Boundary Condition – ABC) olarak tanımlanmaktadır. Literatürde ise genel olarak her iki yöntem için de ABC tanımı kullanılmaktadır.

Teorik olarak $Z=0$, $Z=Z_{\max}$, $Y=0$, $Y=Y_{\max}$, $X=0$, $X=X_{\max}$ düzlemlerinde ışıyım koşullarının uygulaması ile sınırlardaki yansıma etkisiz hale getirilmektedir. Işıyım koşulu elektromanyetik dalganın sonsuza giderken kaynaktan uzaklaştıkça sıfıra gitmesi şeklinde tanımlanmaktadır. $\Phi(x,y,z)$ elektromanyetik bir dalgayı ifade edecek olursa

$$\lim_{x,y,z \rightarrow \pm\infty} \Phi(x,y,z)=0 \quad (4.1)$$

şeklinde yazılmaktadır. Bu koşul, FDTD için ABC uygulamalarında farklı matematiksel yaklaşımlarla gerçekleştirilmektedir.

4.3 Tek Yönlü Dalga Denklemleri

Belli bir noktada kesilen FDTD uzayında istenmeyen yansımalar oluşur. Bu yansımaların önüne geçmek için FDTD uzayının sınırlarında hesap yapılmaz. Bu sınır noktalarındaki alan değerleri iç noktalarda hesaplanan değerler cinsinden belli bir denkleme uyacak şekilde yazılır. Bu denklemin seçimi yansımalar açısından önemlidir. Seçilecek denklem, geriye yansımaları yok edecek veya en aza indirilecek şekilde olmalıdır. Genelde yapılan; iki yönde dalga iletimini modelleyen dalga denklemini ileri ve geri giden bileşenlere ayırıp, geri giden kısmı sıfırlamaktır.

(Engquist and Majda 1977) Kartezyen koordinatlarda FDTD uygulamalarındaki ABC ihtiyaçlarına uygun bir tek-yönlü dalga denklemi teorisi geliştirmişlerdir. Bu teori, kısmi türev operatörlerinin çarpanlarına ayrılması yoluyla açıklanabilir. Bunun için öncelikle kartezyen koordinatlarda iki boyutlu bir dalga denklemi göz önüne alınmaktadır. U skalar bir alan bileşenini, c ise dalğanın faz hızını göstermek üzere iki boyutlu dalga denklemi,

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (4.2)$$

ile verilmektedir. Burada kısmi türev operatörü

$$L = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = D_x^2 + D_y^2 - \frac{1}{c^2} D_t^2 \quad (4.3)$$

dir. Bu durumda dalga denklemi

$$LU=0 \quad (4.4)$$

şeklinde yazılabilmektedir. L dalga operatörü

$$LU=L^+L^-U=0 \quad (4.5)$$

şeklinde çarpanlarına ayrılabilir. Burada

$$L^- = D_x - \frac{D_t}{c} \sqrt{1 - S^2} \quad (4.6)$$

$$S = \frac{D_x}{D_t/c} \quad (4.7)$$

$$L^+ = D_x + \frac{D_t}{c} \sqrt{1 - S^2} \quad (4.8)$$

olarak tanımlanmaktadır. $L^-(-x)$ yönünde, $L^+(+x)$ yönünde ilerleyen dalgalara ait operatörlerdir.

Engquist and Majda (1977), $x=0$ sınırında U dalga fonksiyonuna

$$L^+ U = 0 \quad (4.9)$$

şeklinde L^- uygulandığında sınıra doğru herhangi bir α açısıyla gelen bir düzlem dalgaının yutulacağı göstermiştir. Bezer şekilde, $x=x_{\max}$ sınırındaki düzlem dalga için L^+ operatörü aynı sonucu vermektedir.

(4.6-7-8) ile verilen denklemlerde L^- ve L^+ zaman ve konum değişkenlerine göre diferansiyel operatörlerini içermektedir. Aynı zamanda bu ifadeler de karekök içerisinde olabilmektedir. Bu haliyle operatörler sayısallaştırılmaya uygun değildir. Kareköklü ifade L^- ve L^+ 'yı hem konum hem de zaman değişkenleri içinde yerel olmayan sözde-diferansiyel operatörler haline getirdiği için, ABC olarak kullanılan (4.9) denkleminin doğrudan doğruya sayısal hale getirilmesini engellemektedir. Bu sorun kareköklü ifade normal kısmi diferansiyellerden oluşan bir seriye yaklaştırılarak çözümlenebilir ve FDTD uygulamalarında sayısal olarak kullanılacak hale getirebilir (Taflove 1995). Verilen L^- ve L^+ operatörleri çok küçük S değerleri için

$$\sqrt{1-S^2} \cong 1 \quad (4.10)$$

Şeklinde tek terimli Taylor serisi açılımı ile kullanılabilir. S değerinin çok küçük olması, ilerleyen dalgaının y-eksenine göre olan türevinin; zamana göre türevinin ışık hızına bölünmesi sonucunda elde edilen değerden çok daha küçük olması anlamına gelmektedir. Bu durumda (4.10) denklemi, (4.6) eşitliğinde kullanılırsa

$$L^- \cong D_N - \frac{D_t}{c} \quad (4.11)$$

Elde edilmektedir. (4.10) denklemi (4.9) eşitliği yerleştirilse, x=0 sınırı üzerinde sayısal olarak uygulanabilecek olan birinci –derece (first-order) ABC eşitliği,

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \quad (4.12)$$

olarak bulunur.

Benzer şekilde (4.6) eşitliğindeki kareköklü ifade Taylor serisine açılır ve ilk iki terim alınır daha büyük S değerleri için uygun olan

$$\sqrt{1-S^2} \cong 1 - \frac{1}{2} S^2 \quad (4.13)$$

ifadesi elde edilir (Taflove,1995). Bu ifade (4.6) eşitliğinde kullanıldığında

$$\begin{aligned} L^- &\cong D_N - \frac{D_t}{c} \left(1 - \frac{1}{2} S^2 \right) \\ &\cong D_N - \frac{D_t}{c} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{c D_x}{D_t} \right)^2 \right) \\ &\cong D_N - \frac{D_t}{c} + \frac{c D_x^2}{2 D_t} \end{aligned} \quad (4.14)$$

elde edilir. (4.14) denklemi (4.8) eşitliğinde D_t ile çarpılarak difeansyel operatörler kısmi türevler şeklinde kabul edilerek uygulanırsa $x=0$ için kinci dereceden ABC ifadesi

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (4.15)$$

şeklinde elde edilir. Aynı ifade;

$x=x_{\max}$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (4.16)$$

$y=0$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 0 \quad (4.17)$$

$y=y_{\max}$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 0 \quad (4.18)$$

olarak elde edilir.

Benzer şekilde 3B durumu için

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (4.19)$$

Şeklinde verilen dalga denkleminde tekrarlanabilir. Burada kısmi türev operatörü

$$L = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = D_x^2 + D_y^2 + D_z^2 - \frac{1}{c^2} D_t^2 \quad (4.20)$$

şeklindedir. L operatörü denklem (4.6) bağıntısındaki gibi belirleyen ve x=0 düzleminde yutuculuğu sağlayan L⁻ operatörünü verecek şekilde 4.5 denklemindeki gibi ayrıklaştırılabilir. Bu durumda S tanımı

$$S = \sqrt{\left(\frac{D_x^2}{D_t/c}\right)^2 + \left(\frac{D_z^2}{D_t/c}\right)^2} \quad (4.21)$$

olarak değişmektedir.

3B için birinci – derece ABC, iki boyutlu durumda elde edilen (4.12) denklemindeki gibidir. Fakat iki terimli Taylor seri açılımını kullanan ikinci-derece ABC koşulu 3B için farklıdır ve

$$\left(D_x - \frac{D_t}{c} + \frac{c}{2} \frac{D_x^2}{D_t} + \frac{c}{2} \frac{D_z^2}{D_t}\right) \quad (4.22)$$

şeklinde belirlenmektedir. (4.22) denklemini D_t ile çarpılıp diferansiyel operatörleri kısmi türevler olarak yazılırsa

x=0 sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (4.23)$$

x=x_{max} sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (4.24)$$

y=0 sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (4.25)$$

$y=y_{\max}$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (4.26)$$

$z=0$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (4.27)$$

$z=z_{\max}$ sınırında

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0 \quad (4.28)$$

olarak bulunmaktadır (Taflove 1995). Gerek 2B gerekse 3B için elde edilen bu ifadeler sonlu farklar yaklaşımı ile ayrıklaştırılarak sınırlarda sağlaması gereken yinelemeli denklemler ulaşılır.

4.4 Mur Türü ABC

Mur (1963) tarafından FDTD algoritmasına uygun hale getirilmiştir. Üç boyutlu durumda $x = 0$ sınırındaki ABC için sonlu farklar denklemlerinin çıkarılması için öncelikle Yee (1996) birim hücresindeki aşağıdaki özellikler göz önüne alınmaktadır.

- 1) Hücre, her koordinatta o eksene dik bir yüzeyle sınırlıdır. Bu yüzeyler (i, j) noktalarından geçmektedir.
- 2) E elektrik alan bileşenleri bu yüzeylere teğet, H manyetik alan bileşenleri ise dik doğrultudadır.

Uygun FDTD yinelemeleri ile bir sonraki hücreye ait elektrik ve manyetik alan bileşenleri hesaplanabilmektedir. Ancak sınır üzerindeki teğetsel elektrik alan bileşenlerinin değerleri bu şekilde elde edilemez. Çünkü bu bağıntıda sınırın dışarısında yer alan manyetik alan bileşenlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu yüzden açık bölge sınır koşullarının, sadece yüzeye teğet elektrik alan bileşenleri için elde edilmesi yeterlidir (Mur 1963).

Üç boyutlu durumda $x=0$ sınırında $i=0$ ve j 'nin değişen değerleri için birinci derece Mur ABC E_z için çıkarılacak olursa;

$$E_z^{n+1}(0, j, k) = E_z^n(1, j, k) + \frac{c_0 \Delta t - \Delta}{c_0 \Delta t + \Delta} (E_z^n(1, j, k) - E_z^n(0, j, k)) \quad (4.29)$$

elde edilmektedir (Mur, 1963). İkinci – derece Mur ABC ise

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(0, j, k) = & -E_z^{n-1}(1, j, k) + \frac{c_0 \Delta t - \Delta}{c_0 \Delta t + \Delta} (E_z^n(1, j, k) - E_z^n(0, j, k)) + \frac{2\Delta}{c_0 \Delta t + \Delta} (E_z^n(0, j, k) - \\ & E_z^n(1, j, k)) + \frac{(c_0 \Delta)^2}{c_0 \Delta t + \Delta} (E_z^n(0, j+1, k) - E_z^n(0, j-1, k) + \\ & (E_z^n(1, j+1, k) - 2E_z^n(1, j, k) + E_z^n(1, j-1, k) + E_z^n(1, j+1, k) - \\ & 2E_z^n(1, j, k) + 2E_z^n(1, j-1, k) + (E_z^n(0, j, k+1) - 2E_z^n(0, j, k) + (E_z^n(0, j, k-1) + \\ & (E_z^n(0, j, k+1) - 2E_z^n(1, j, k) + (E_z^n(1, j, k-1))) \end{aligned} \quad (4.30)$$

olarak bulunmaktadır. Bu denklemlerde $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$ olarak kabul edilmiştir. $x = x_{\max}$, $y = 0$, $y = y_{\max}$, $z = 0$, $z = z_{\max}$ sınırları için birinci ve ikinci derece Mur ABC denklemleri benzer şekilde elde edilebilir.

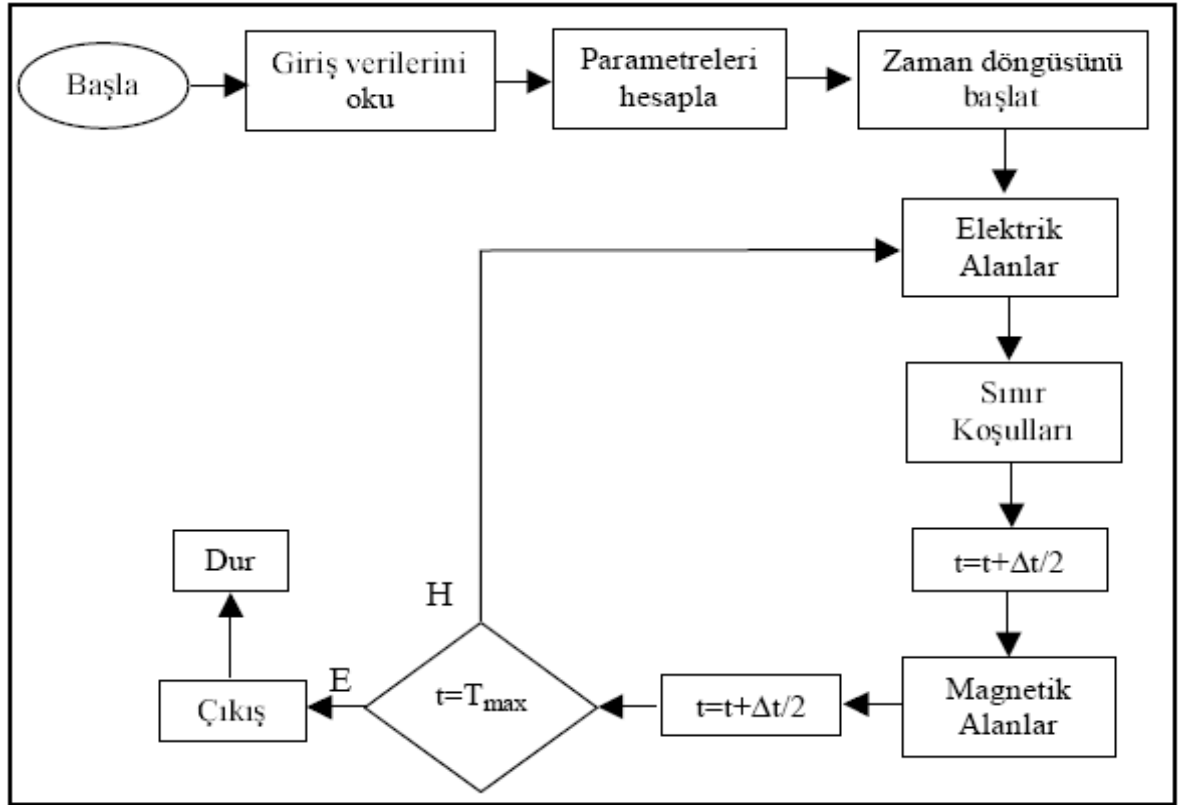
5. MODEL UYGULAMALARI

Model uygulamaları için, Rogers Roberts tarafından 1994 yılında yazılmış olan bilgisayar kodları tez kapsamında ele alınan modellere göre birtakım düzenlemeler yapılmış ve algoritma Matlab programlama diline dönüştürülmüştür. Tez çalışmasında bi-statik anten düzeneği kullanılmıştır. FDTD uygulamaları 3B ortamda küp, küre, dikdörtgen prizma ve boru modelleri üzerinde gerçekleştirilmiştir. Ayrıca boru modellemesi ile laboratuvar şartlarında gerçekleştirilen farklı çaplı borular üzerinde toplanan 2D gerçek verilere ait profil kesitleri ile karşılaştırma yapılmıştır.

Tez kapsamında FDTD sayısal yöntemindeki tüm hesaplamalarda kişisel bilgisayar kullanılmıştır. Antenlerin doğrultuları y yönüne paralel hedefi dik kesecek şekilde ölçü alınmıştır.

5.1 FDTD Program Algoritması

Karmaşık yapıların elektromanyetik analizinde, zamanda kısa süreli darbesel sinyaller kullanılır. FDTD yönteminde, bulunması amaçlanan hedefin kartezyen koordinatlarda tanımlanması elde edilen sonuçlarda daha etkilidir. Bu nedenle modelleme programında kartezyen koordinatlar tercih edilmiştir. Kişisel bir bilgisayarda 500.000 ile 1.000.000 arası hücre kullanmak olasıdır. Özellikle yakın alan – uzak alan dönüşümü kullanarak bir düzlemde modeller elde edilmek istendiğinde açısız çözünürlüğe bağlı olarak, işlem süresi normal FDTD süresini yüz misliden fazla arttırabilir. FDTD algoritmasında kullanılan diğer önemli parametre yinleme sayısıdır. Şekil 5.3’de akış diyagramı verilen algorithmada önce hedefin yerleştirileceği FDTD uzayı ile ilgili parametreler atanır ve zaman döngüsü başlatılır. Bundan sonra yapılacak işlemler zaman adımlarında döngü içinde tekrarlanır.

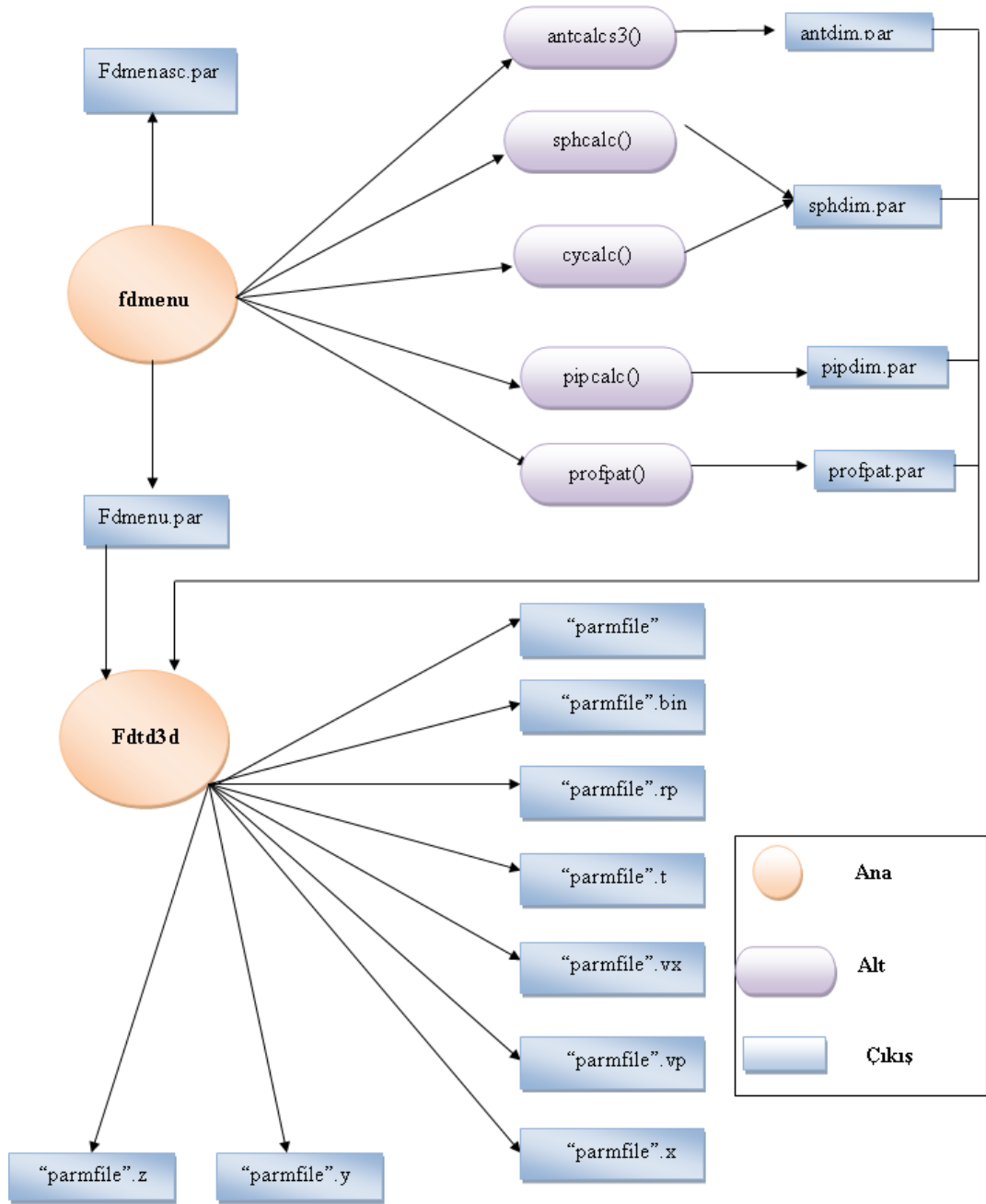


Şekil 5.1. FDTD akış diyagramı

FDTD döngüsü içinde her hücre için önce E_x , E_y , E_z elektrik alan bileşenleri hesaplanır. Bulunan elektrik alan değerlerinin yardımıyla 3B FDTD hesaplama uzayının altı yüzeyi için açık bölge sınır koşulları (ABC) gerçekleştirilir. Açık bölge sınır koşulları için her sınır yüzeydeki teğetsel elektrik alan bileşenleri kullanılır (bkz. Bölüm 3 51-58). FDTD uzayı içerisindeki bütün hücrelerde elektrik alan hesaplanıp, sınır yüzeylerde ABC uygulandıktan sonra manyetik alan bileşenlerinin hesabı yapılır. Manyetik ve elektrik alanların hesaplandıkları zamanlar arasında $\Delta t/2$ kadar fark olduğu için önce zaman adımı $\Delta t/2$ kadar artırılır ve H_x , H_y , H_z manyetik alan bileşenleri hesaplanır. Döngü bu şekilde devam ettirilir. Programda hesaplanan elektrik alan değerlerinin yazdırılmasıyla program sonlandırılır.

Algoritma içerisinde, ana programa bağlı beş tane alt program vardır. FDTD algoritmasında kullanılan alt programların isimleri Şekil 5.4’de verilmiştir. Alt programların işlevleri ise sırasıyla,

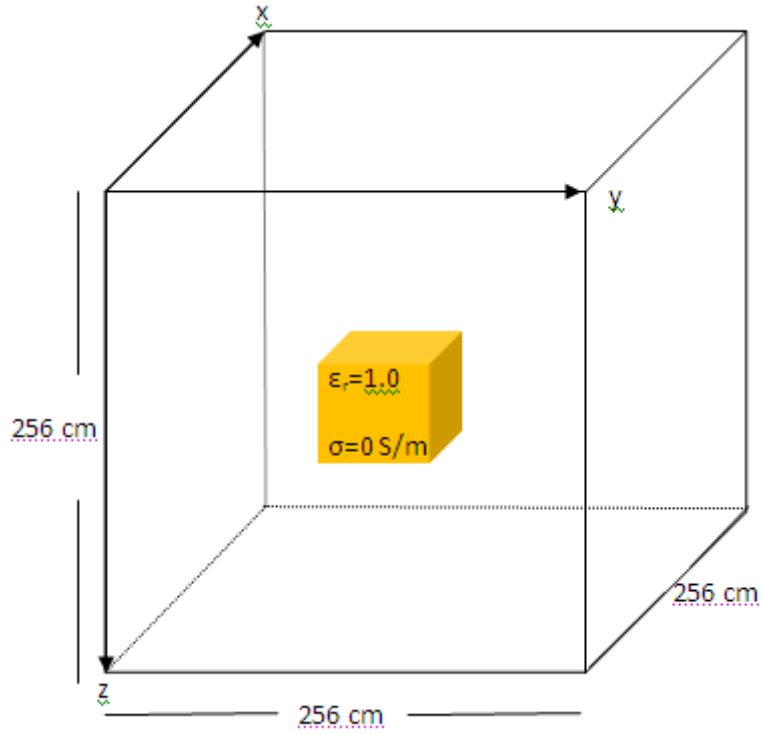
- antcalcs3 : Bu alt program FDTD model kullanılan anten geometrisini oluşturan 2 boyutlu anten dizilerini verir.
- cylcalc: bu alt program gömülü bir kürenin 3 boyutlu dizileri üretir.
- fdmenu : Bu program ana ve alt programlarda kullanılan parametreleri içerir.
- fdtd3d : 3-D FDTD modelleme program kodu. Programın çalışması boyunca fdtd.par dosyasından ikili parametreleri okur. Yutucu Sınır Koşulları Mur, IEEE Trans. Elect. Comp,v,23 no.4 yayılma kodu Ph.D tez U.C.Berkley YEE,IEEE Trans. Ant&Prop, v,14 no3 makalelerine göre uyarlanmıştır. Hücrelerin kesişinde havada sıfıra atanmış. Ez’li 4 grid hücrelerini kullanarak 4-E Alanı (Ex, Ey bunlar) bileşenleri paraleldir; Böylece hattın karakteristik empedansı $376.7/4=94.174$ ohm değerindedir. Elektriksel geçirgenlik ve/veya manyetik geçirgenlik değiştirilerek hattın empedansı artırılabilir veya azaltılabilir.
- pipcalc3 : Bu program gömülü borunun geometrisini tanımlayan 3 boyutlu dizileri üretir
- profpat : fdtd3d ana programın çalışması boyunca elde edilen verilerin radyal arc ‘ın x, y ve z koordinatlarının bir boyutlu dizilerini üretir.
- sphcalc.c : Bu program gömülü bir silindirin geometrisini tanımlayan 3 boyutlu dizileri üretir.



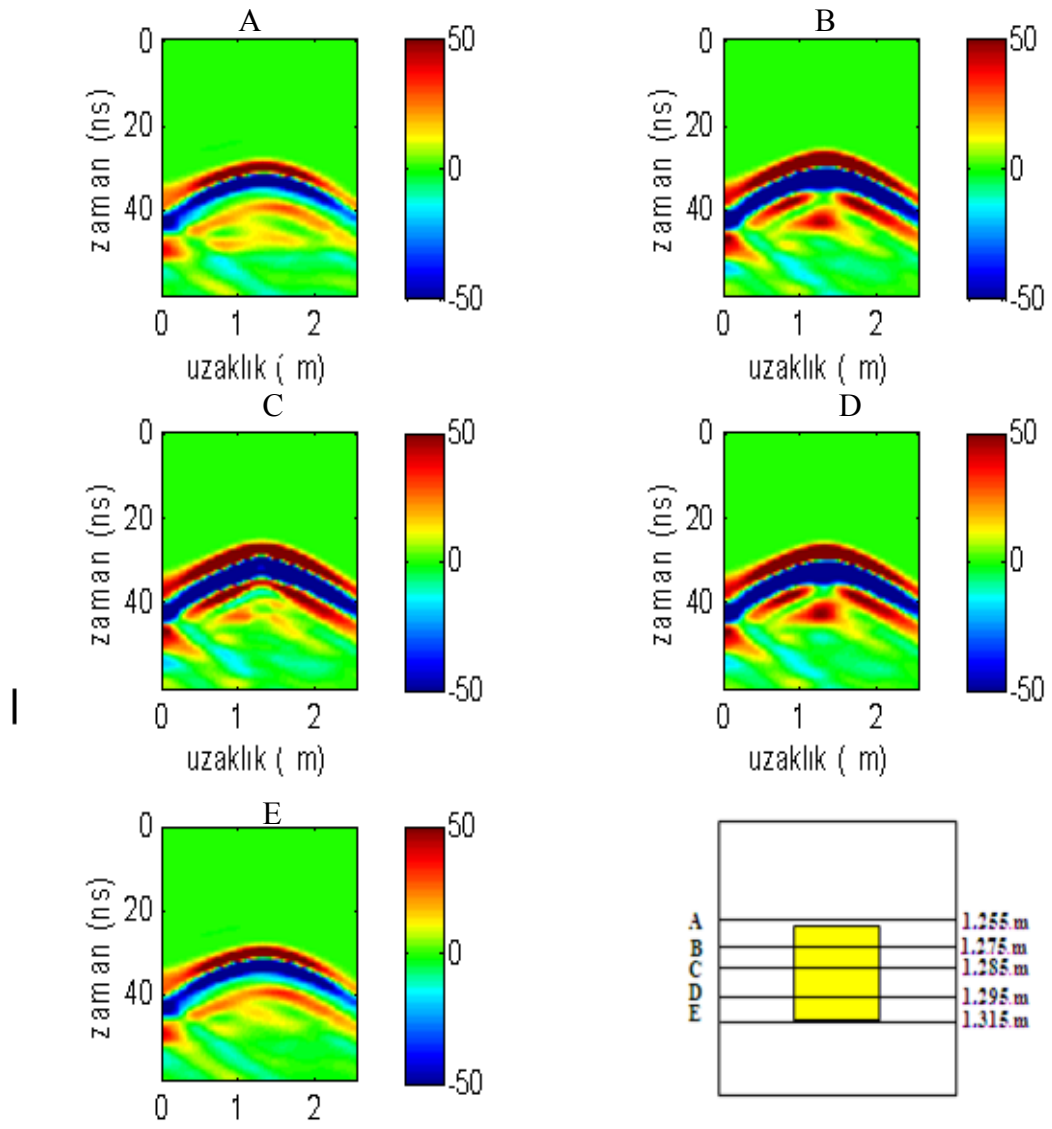
Şekil 5.2 FDTD algoritmasında kullanılan ana program ve alt programlar

5.2 K p Modeli

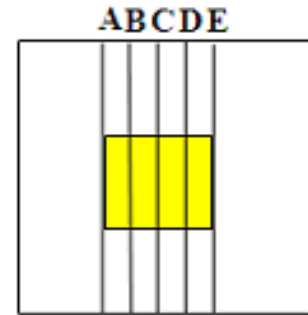
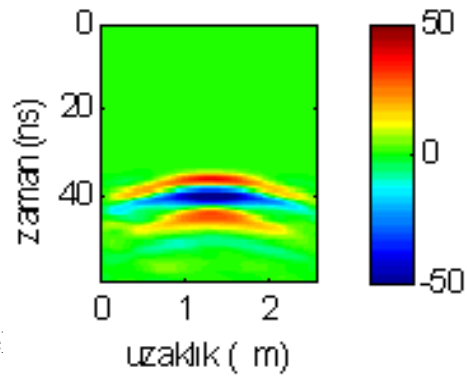
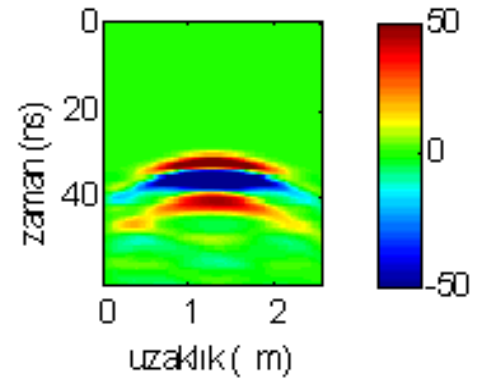
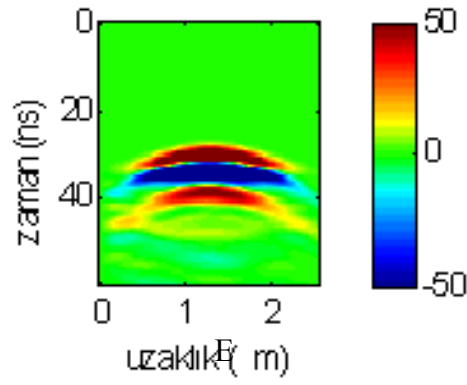
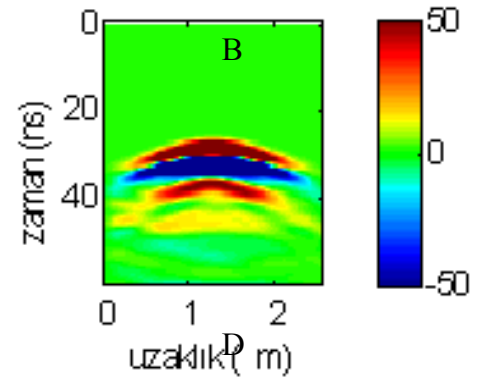
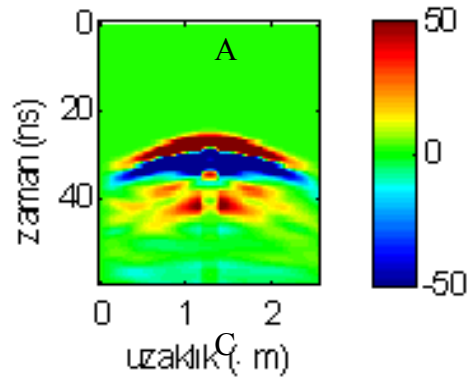
Tüm uygulamalarda 256 x 256 x 256 cm boyutlarına sahip 3B alan kullanılmıştır. K p modelinde bu alan içine 10 x 10x 10 cm, 50 x 50 x 50 cm ve 100 x 100 x 100 cm boyutlarında küpler yerleştirilmiştir (şekil 5.3). Model hesaplamalarında merkez frekansı 200 MHz olarak belirlenmiştir Ortam parametreleri $\epsilon_r=5.5$ ve $\mu=1$ S/m ve $\sigma=0$ S/m dir. Küpler 1m derinliğe gömülmüş ve antenlerin konumu 1.285 m hedefin konumu 1.285 m olarak ele alınıp modelleme gerçekleştirildi. Ortamın hızı 0.12 m/sn verildi. Model uygulamasında $\Delta x=\Delta y=\Delta z=0.02$ m ve $\Delta t=0,31250$ ns olarak belirlenmiştir. Modelinin di elektrik sabiti $\epsilon_r=80$ iletkenlik $\sigma=0.063$ S/m ve manyetik geçirgenlik $\mu=1$ seçilmiştir.



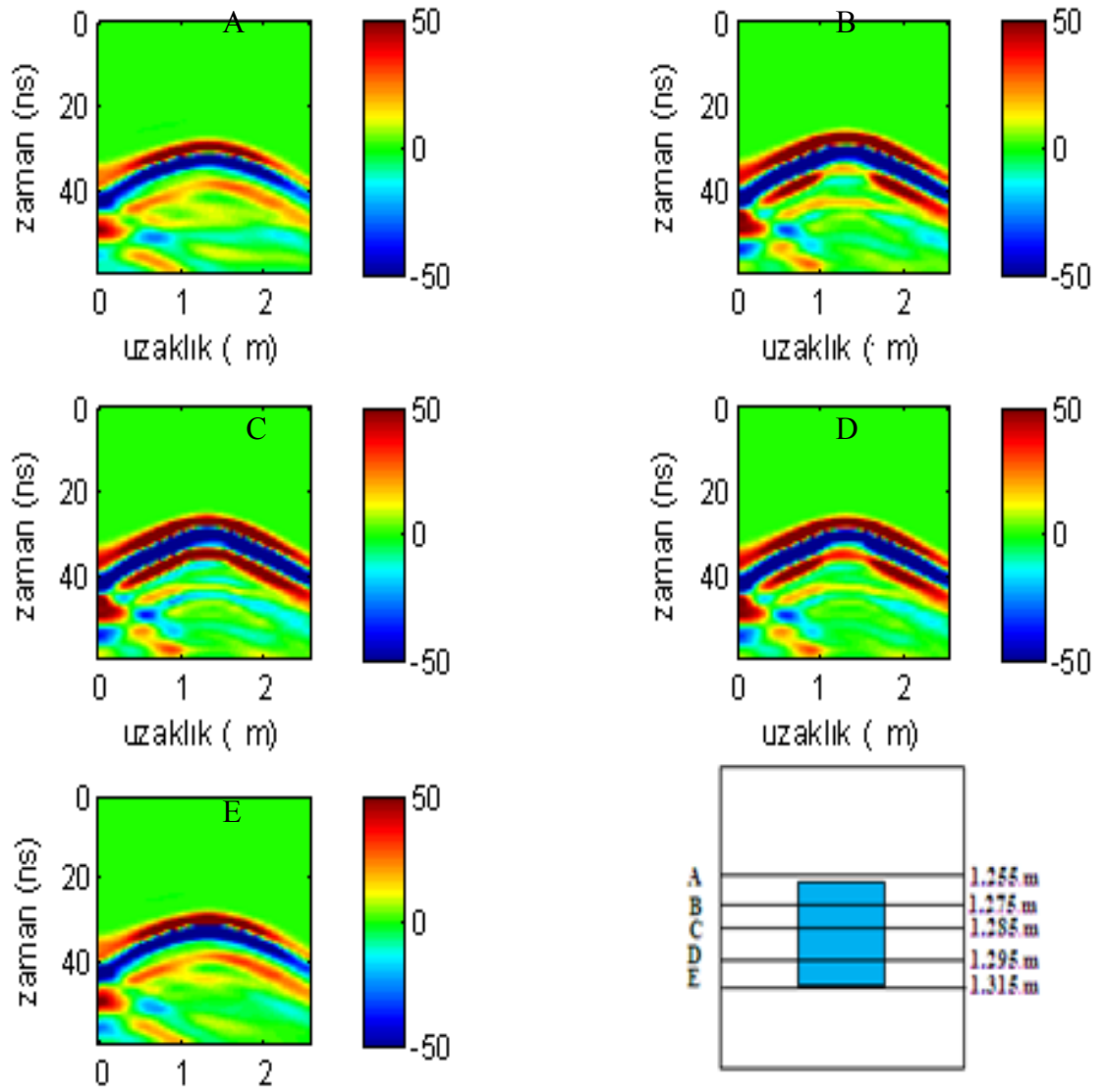
5.3 FDTD modelinde kullanılan k p modeli



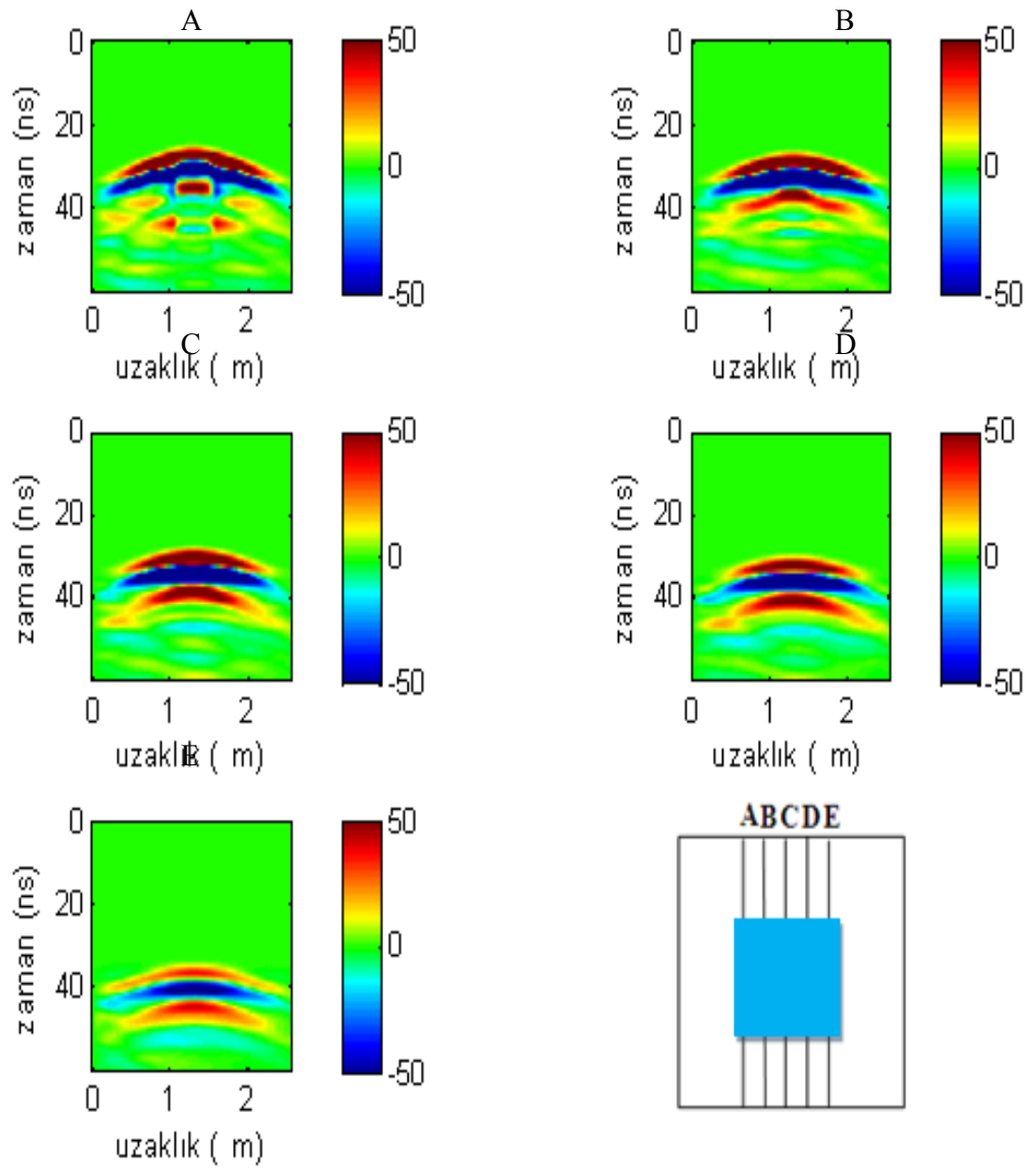
Şekil 5.4 10 x 10 x 10 cm küp modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



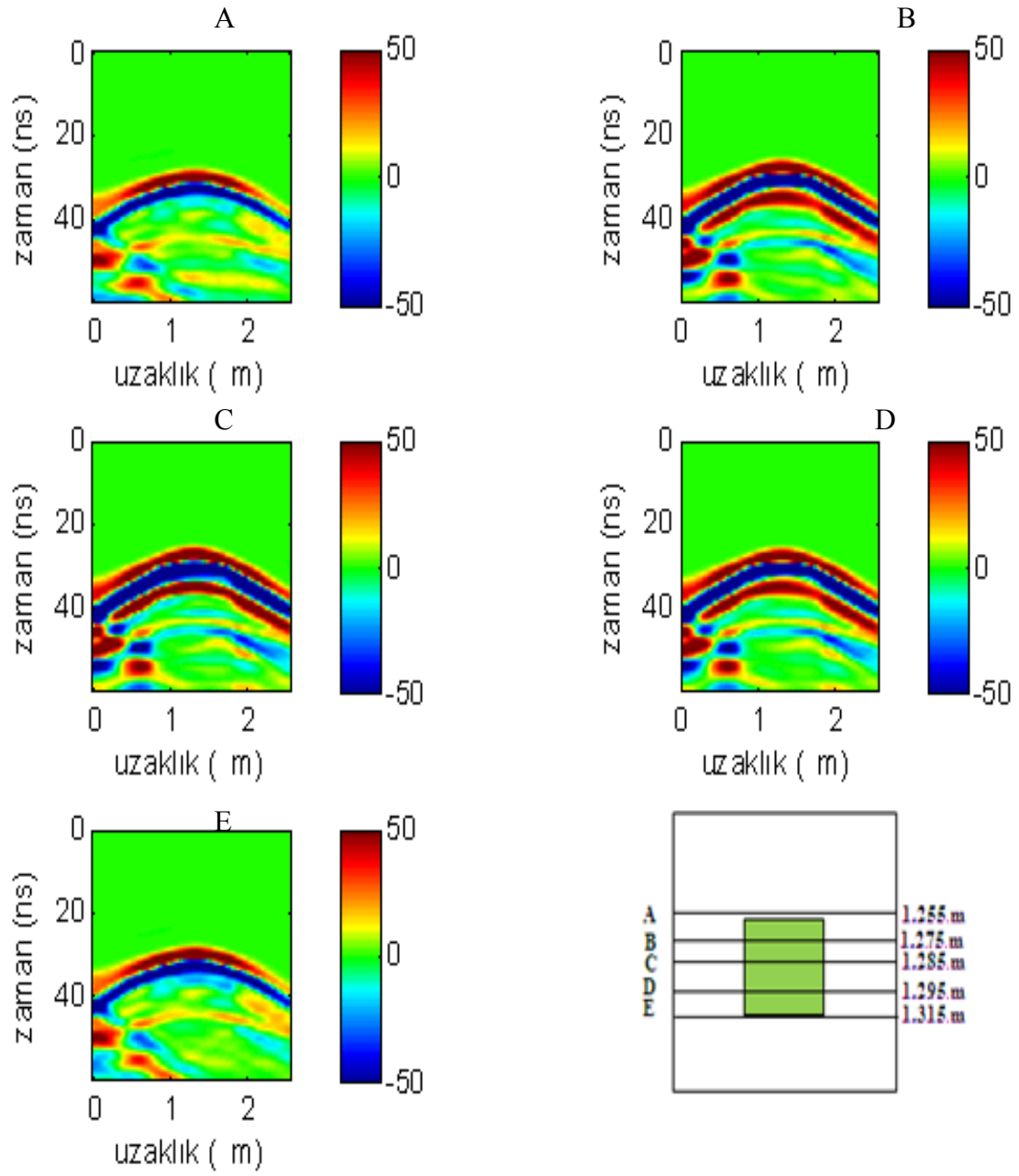
Şe



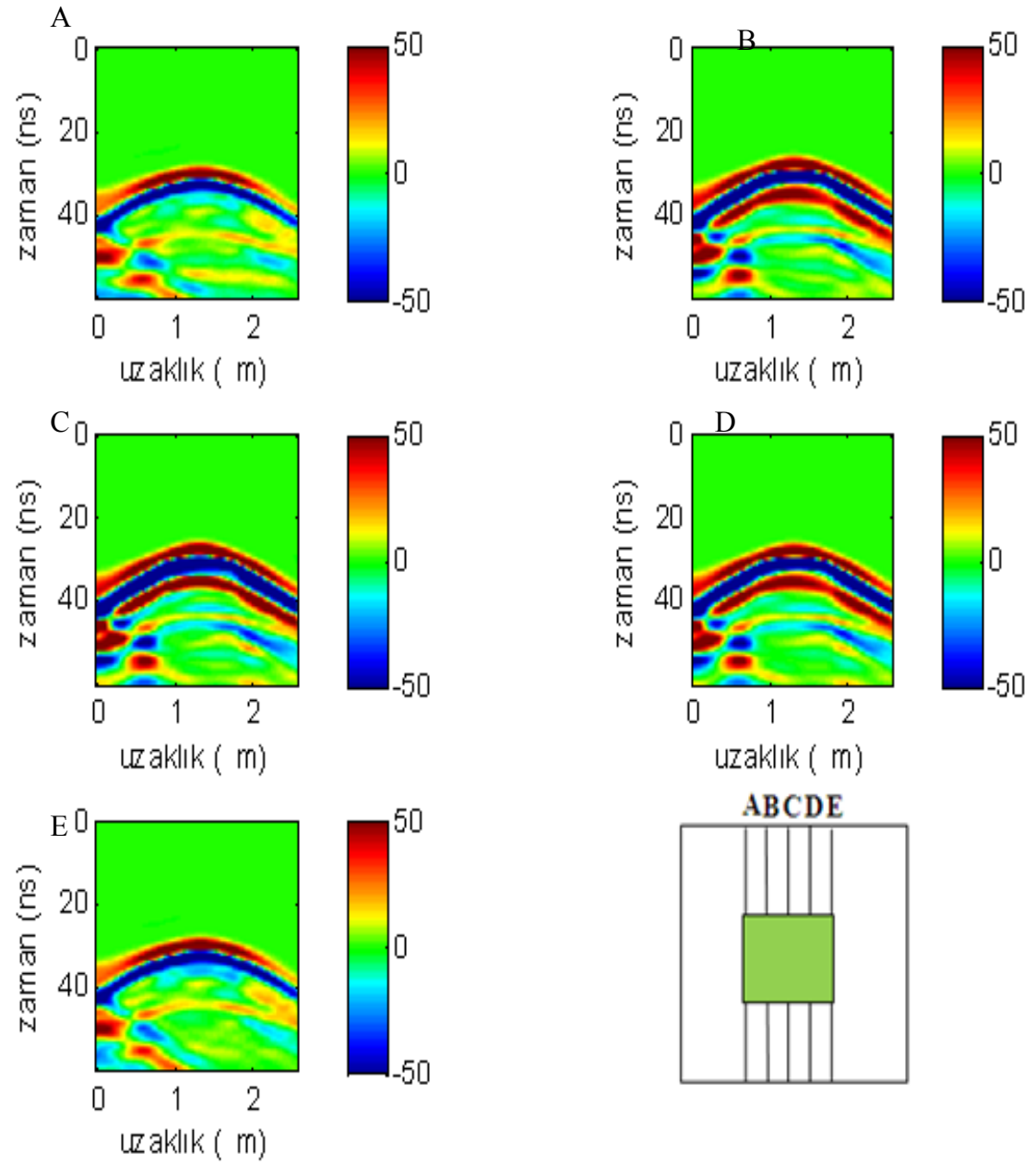
Şekil 5.6 50 x 50 x 50 cm boyutundaki küp modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



Şekil 5.7 50 x 50 x 50 cm boyutundaki küp modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



Şekil 5. 8 100 x 100 100 cm boyutundaki küp modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



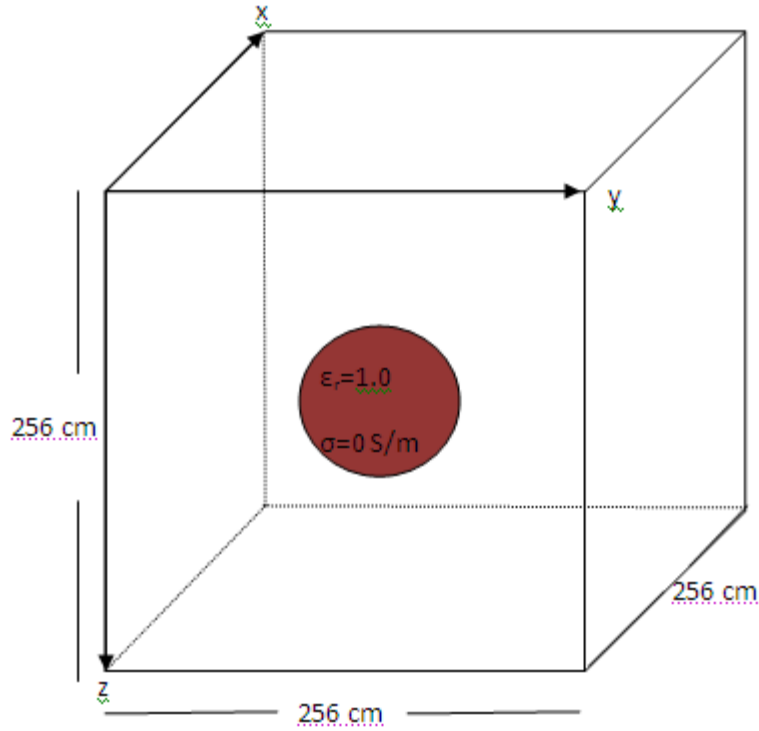
Şekil 5.9 100 x 100 x 100 cm küp modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri

Farklı boyutlardaki küp modeline ait anomali farklılıkları ortaya çıkarıldı. Modelde y doğrultusuna ait radar kesitlerinde küplerin büyüklük farklarını ortaya koyduğu görülmektedir (Şekil 5.4- 5.8) Küpler, küpleri dik kesen profiller üzerinde (Şekil 5.5- 5.9) , küp anomalileri saçılma hiperbolü olarak küp boyunca olan profiller üzerinde (Şekil 5.4- 5.9) ise yansıma anomalisi olarak görülmektedir. Genlik skalasından dalganın polaritesi gözlenebilmektedir. Küplerin konumu için tek değerli (x,y,z) koordinatı belirlenirken borulara ait hiperbollerin tepe noktası dikkate alınır. Şekil 5.4- 5.9 de küplerin konum değerleri için verilen derinlik seviyesi radar kesitlerinde milimetrik hatalarla birlikte, yaklaşık uyumlu olduğu gözlenmektedir.

5.3 Küre Modeli

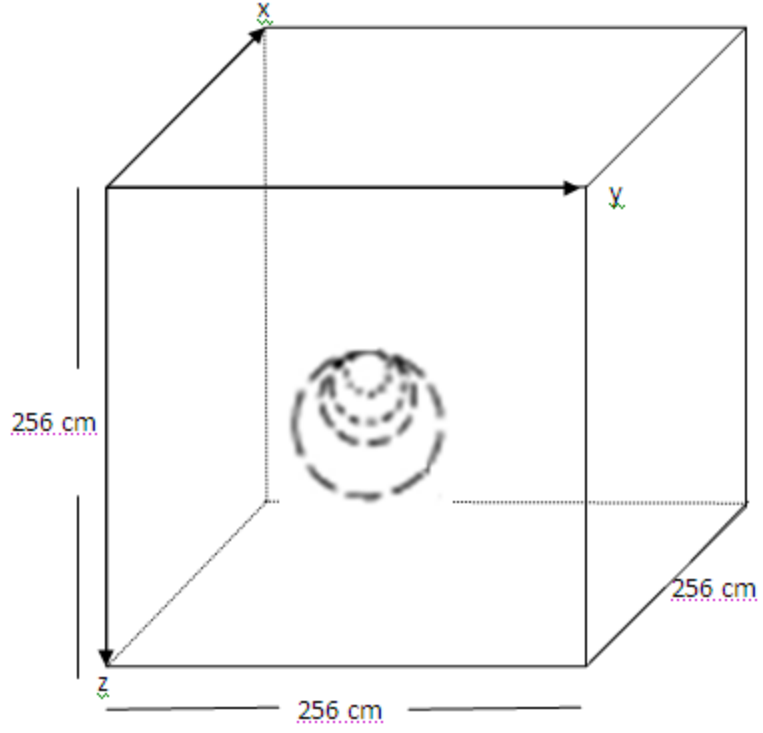
Bu uygulamada 256 x 256 x 256 cm boyutlarına sahip bir alan içine yerleştirilen 1 cm, 4 cm, 8 cm, 10 cm, 50 cm boyutlarında farklı çaplarda küre modelleri yerleştirilmiştir

Modelimizde $\Delta x=\Delta y=\Delta z=0.02$ m ve $\Delta t=0.31250$ ns olarak belirlenmiştir. Alıcı ve verici anten alanının tam merkezine 1. 285 m yerleştirilip gömülü modelin tam merkez noktasından geçtiği düşünülerek program çalıştırıldı. Küre modelinin antenin merkez frekansı 200 MHz değerine göre hesaplama yapılmış ve farklı düzlemlere ait radar kesitleri elde edilmiştir. Bu model uygulamasında ortamın hızı $v=0.12$ m/sn alınmıştır. K reler 1.5 m derinliğe g m ld ğu gömülmüştür.

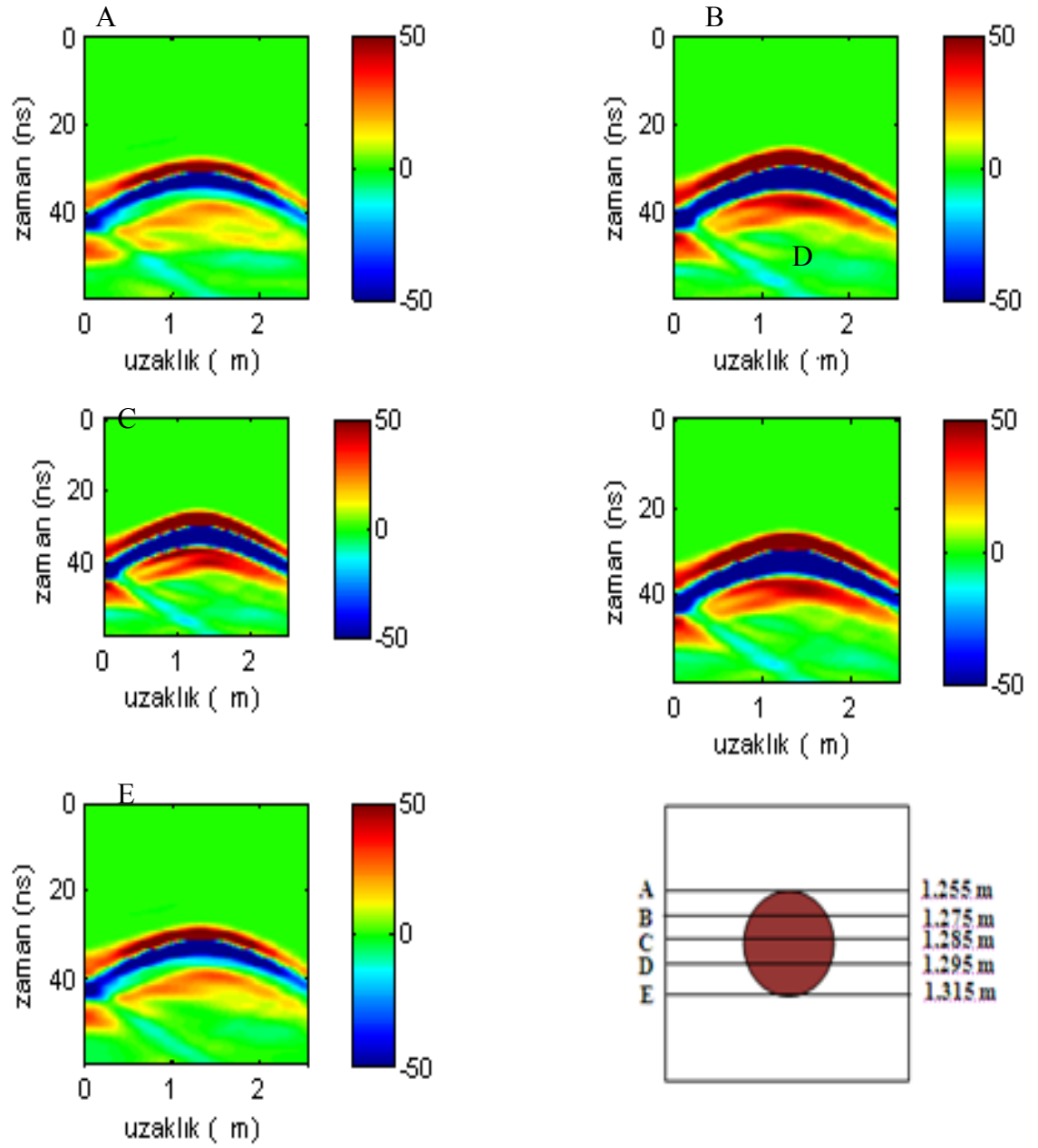


şekil 5.11 FDTD modelinde kullanılan küre modeli

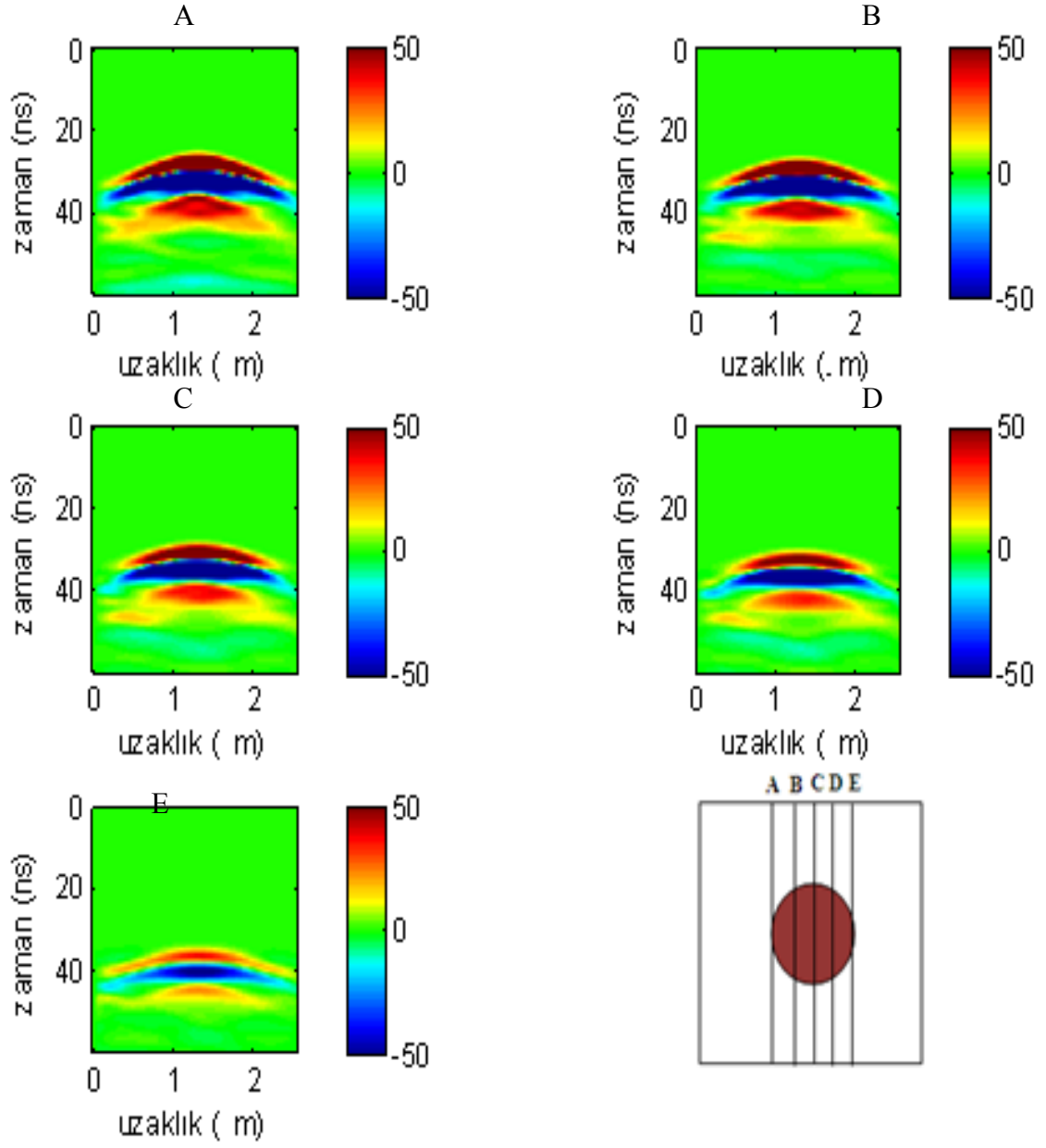
Farklı çaplardaki küre modelinde 1, 1.5 ve 1.75 m derinliklerine gömülmüştür. Modelde kullanılan parametreler aynı tutulmuştur. Üç farklı derinlik için elde edilen radargramlar şekil 5.24 ve 5.25’ de gösterilmiştir. Kullanılan modelde 1cm, 10cm ve 50 cm çaptaki küreler kullanılmıştır.



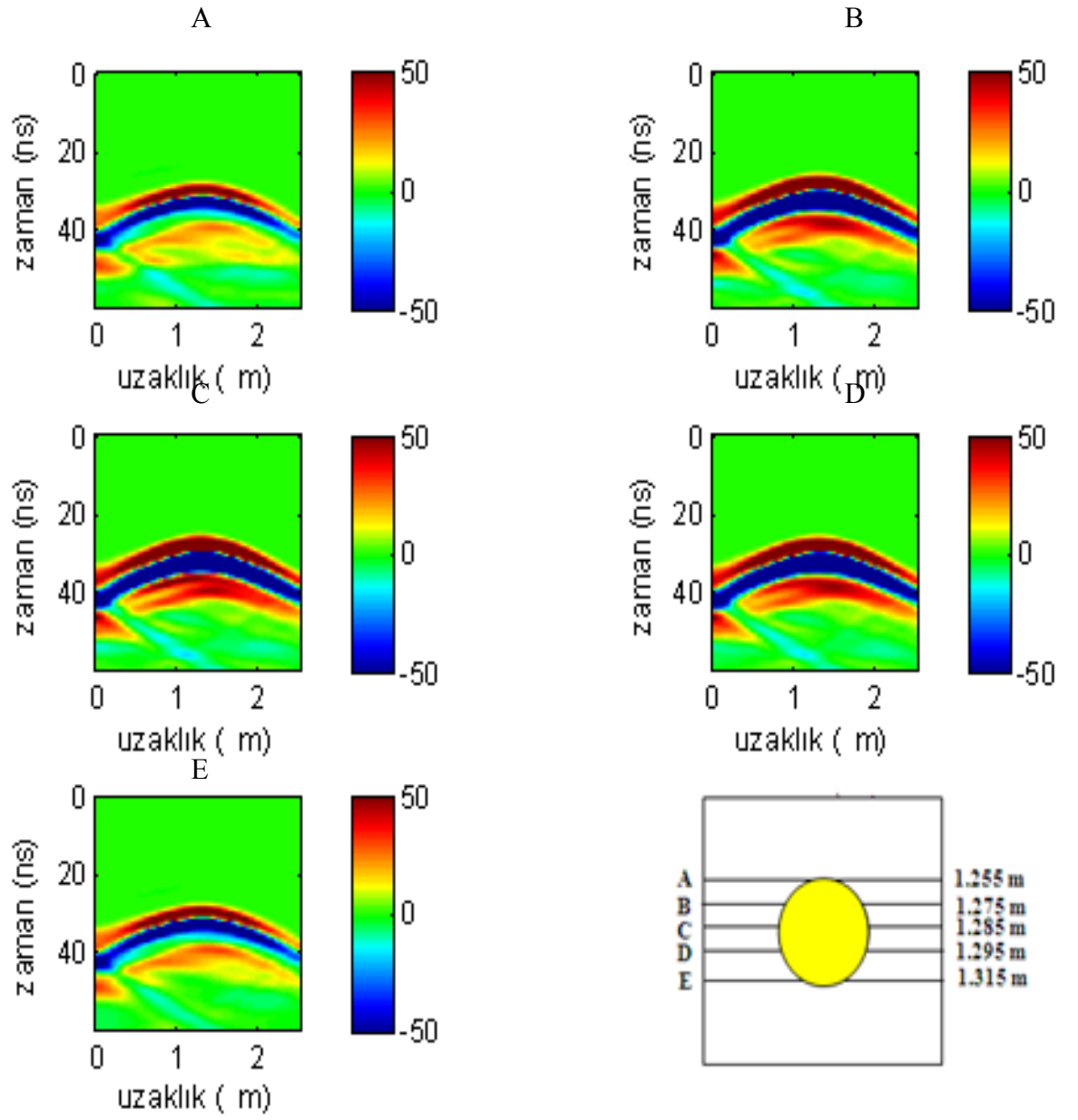
Şekil 5.12 FDTD modelinde kullanılan farklı çaplara sahip küre modeli



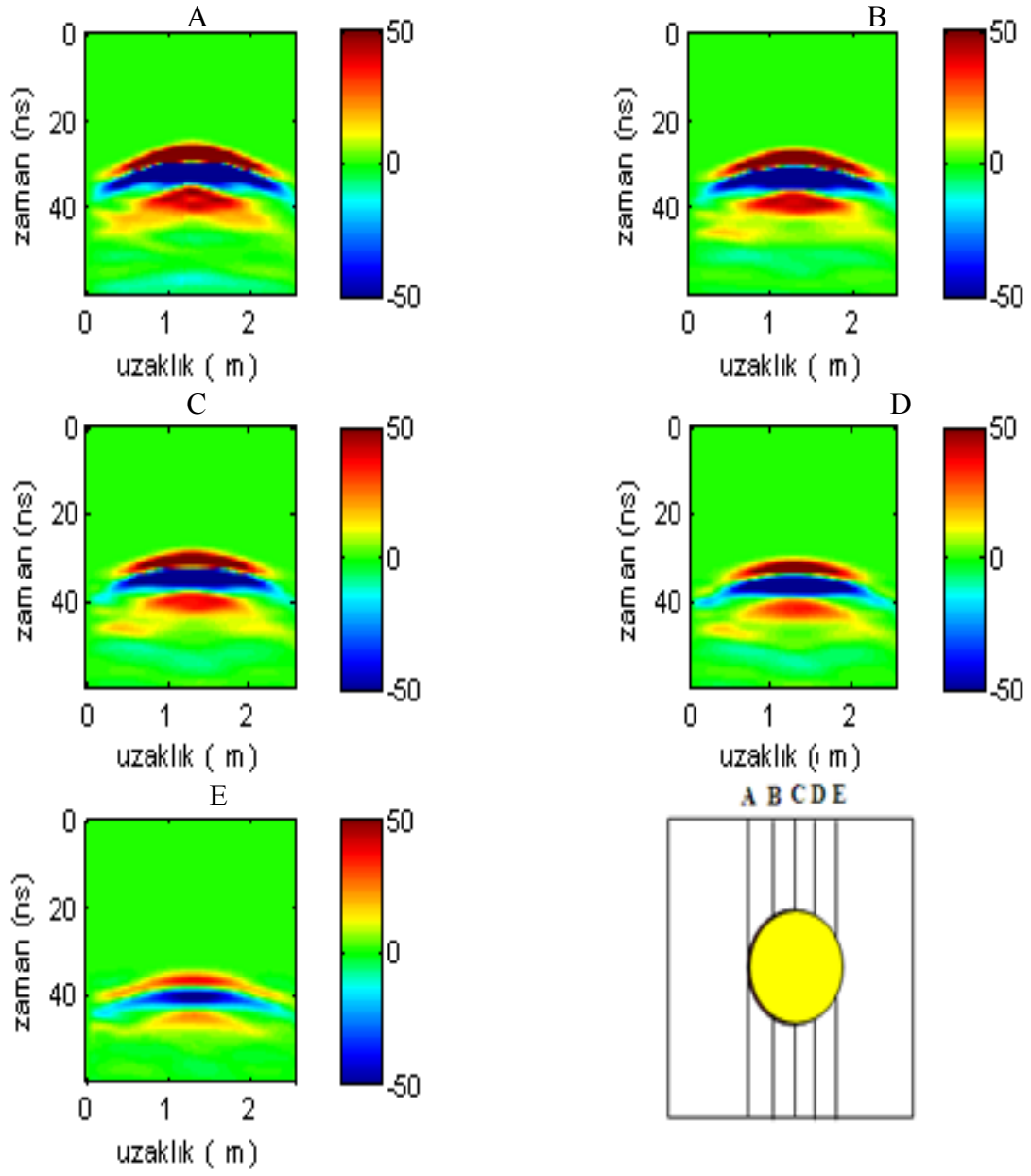
Şekil 5.13 1 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



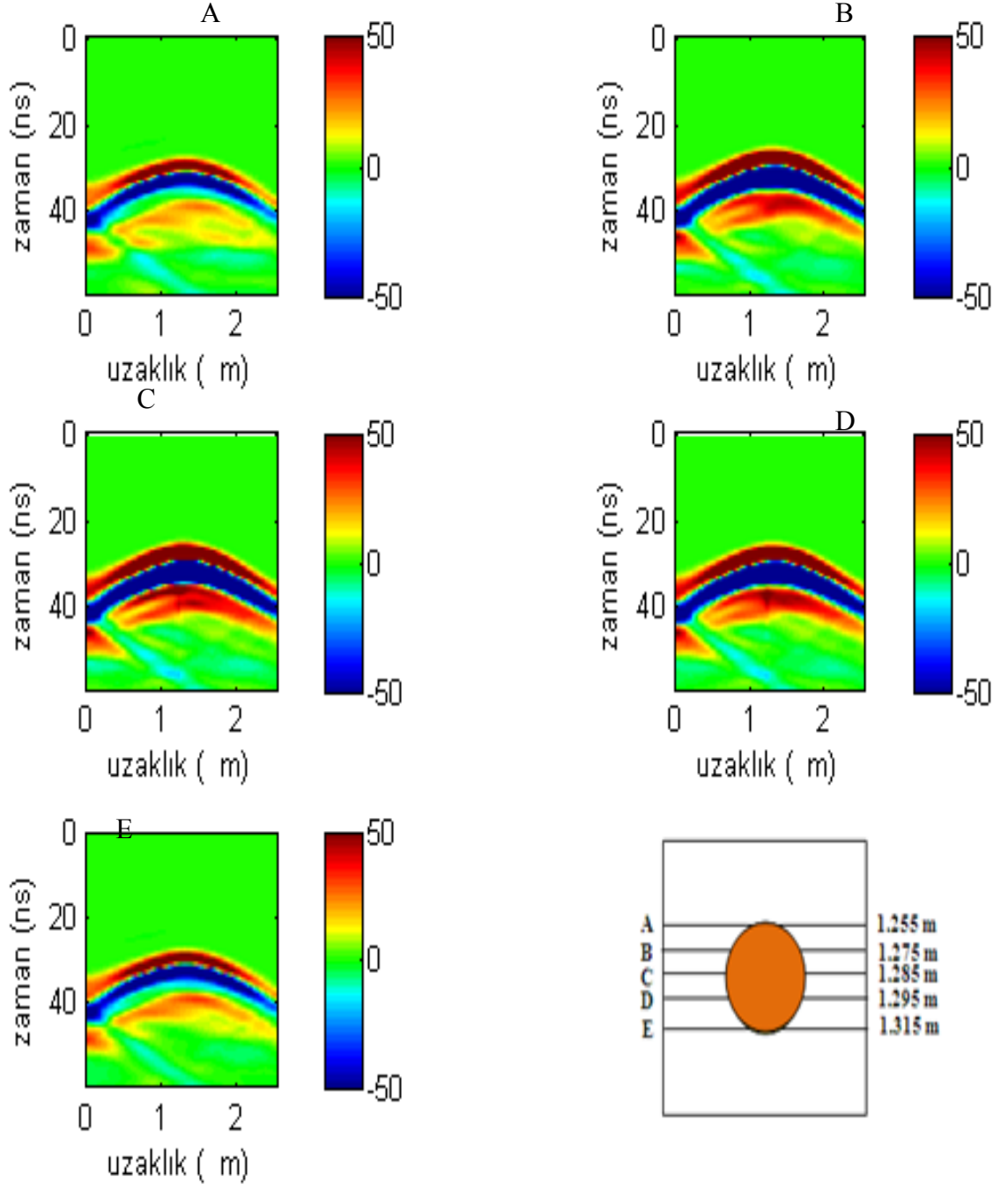
Şekil 5.14 1 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



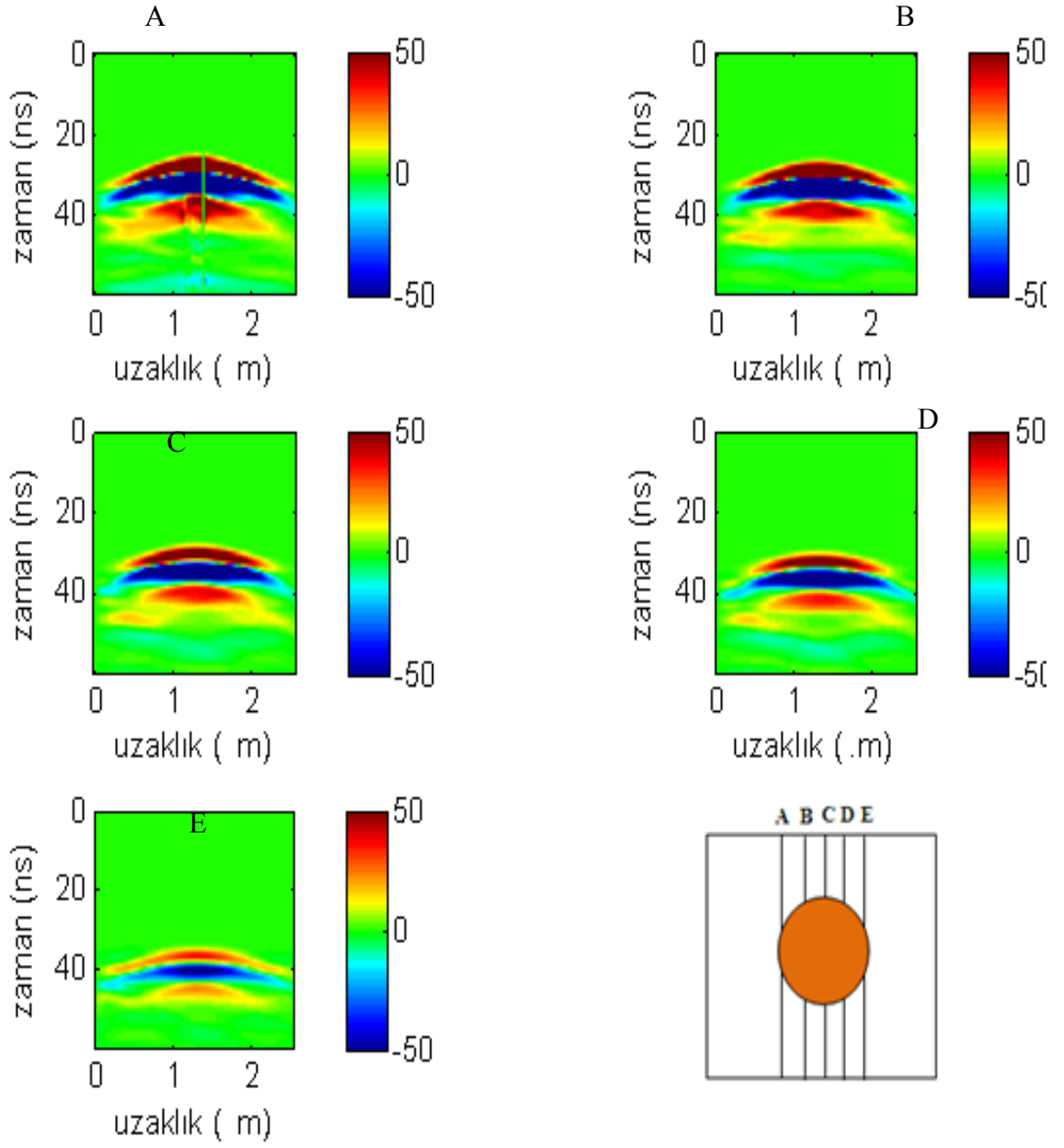
Şekil 5.15 4 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



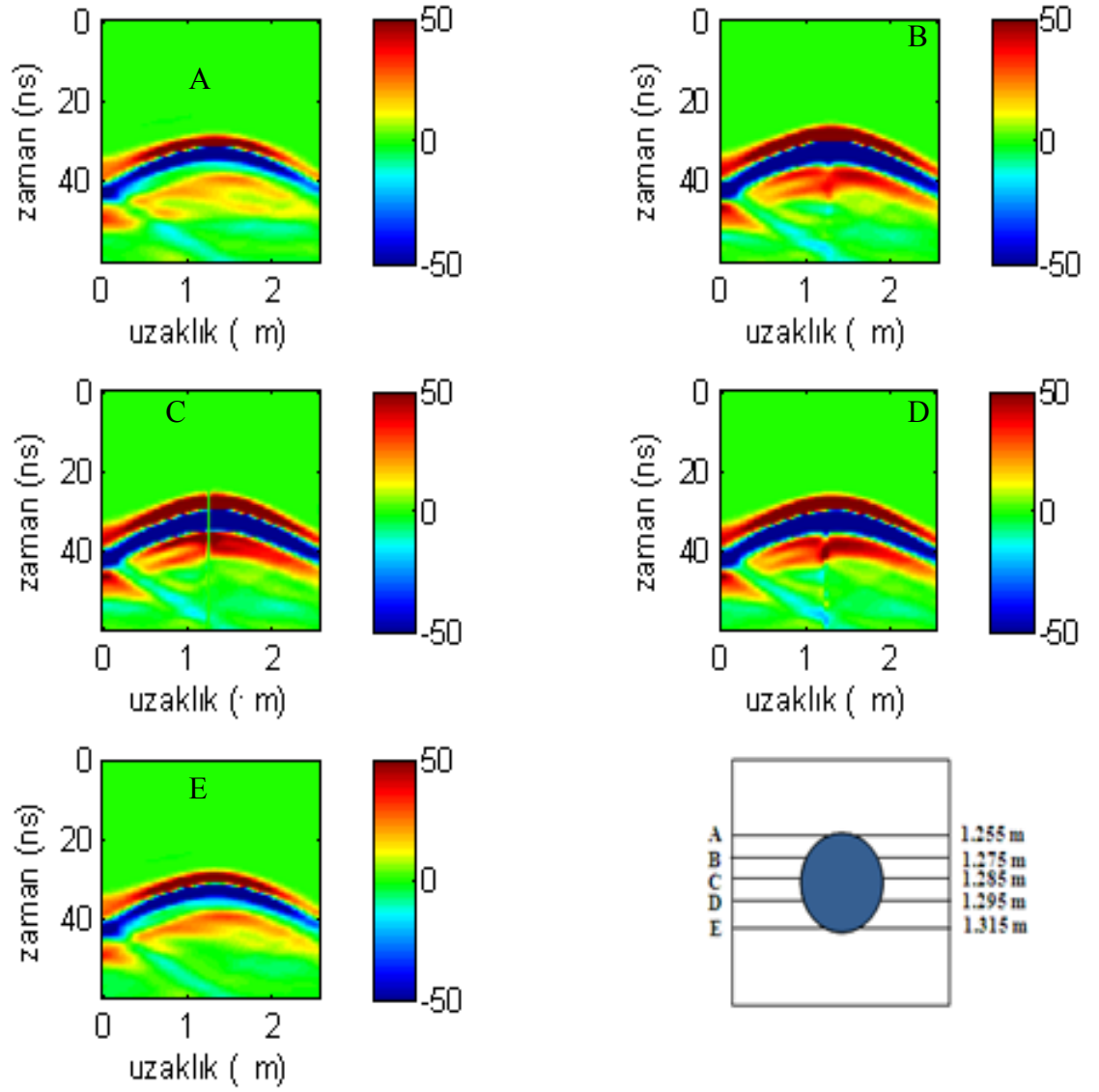
Şekil 5.16 4 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



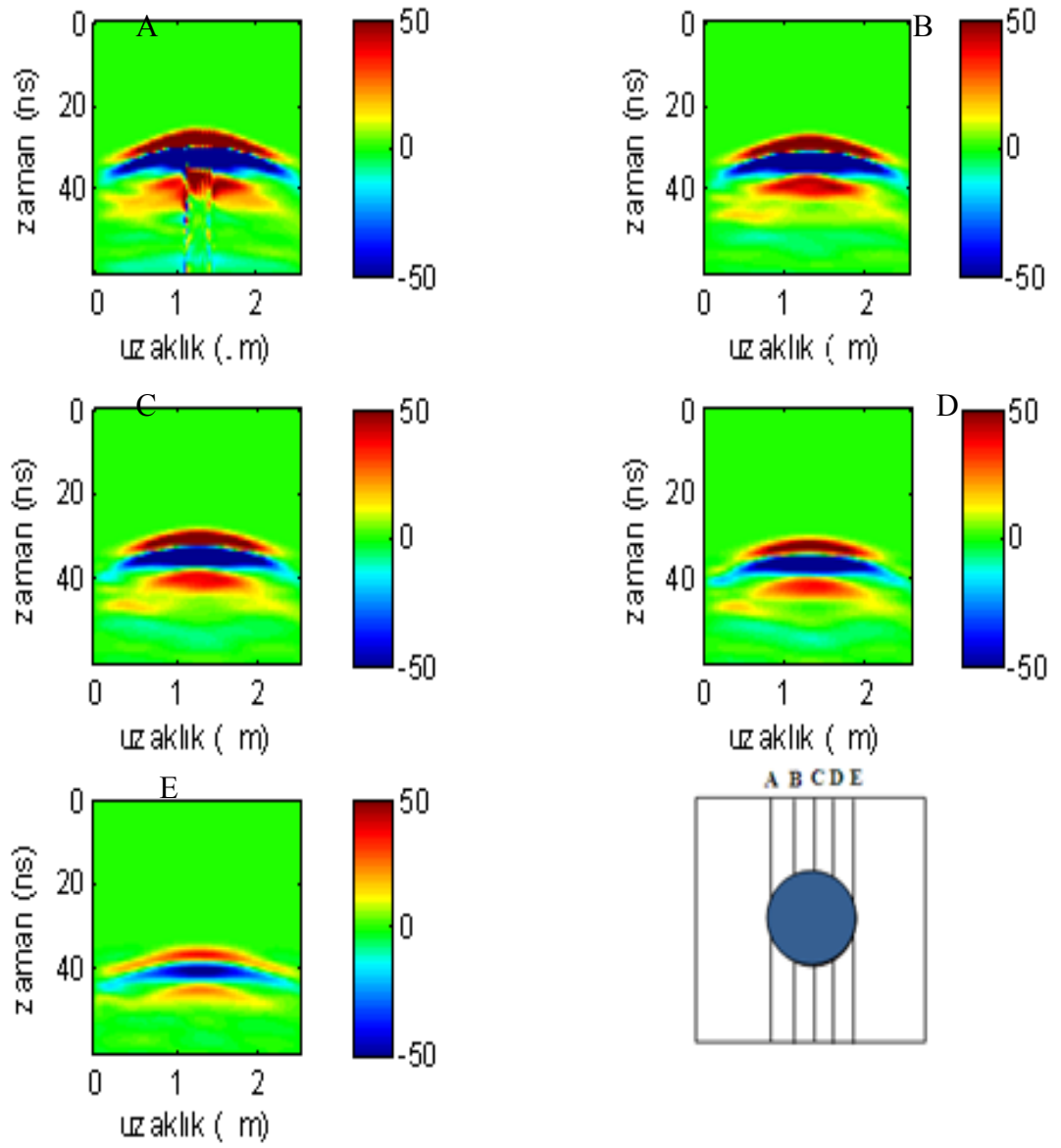
Şekil 5.17 8 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



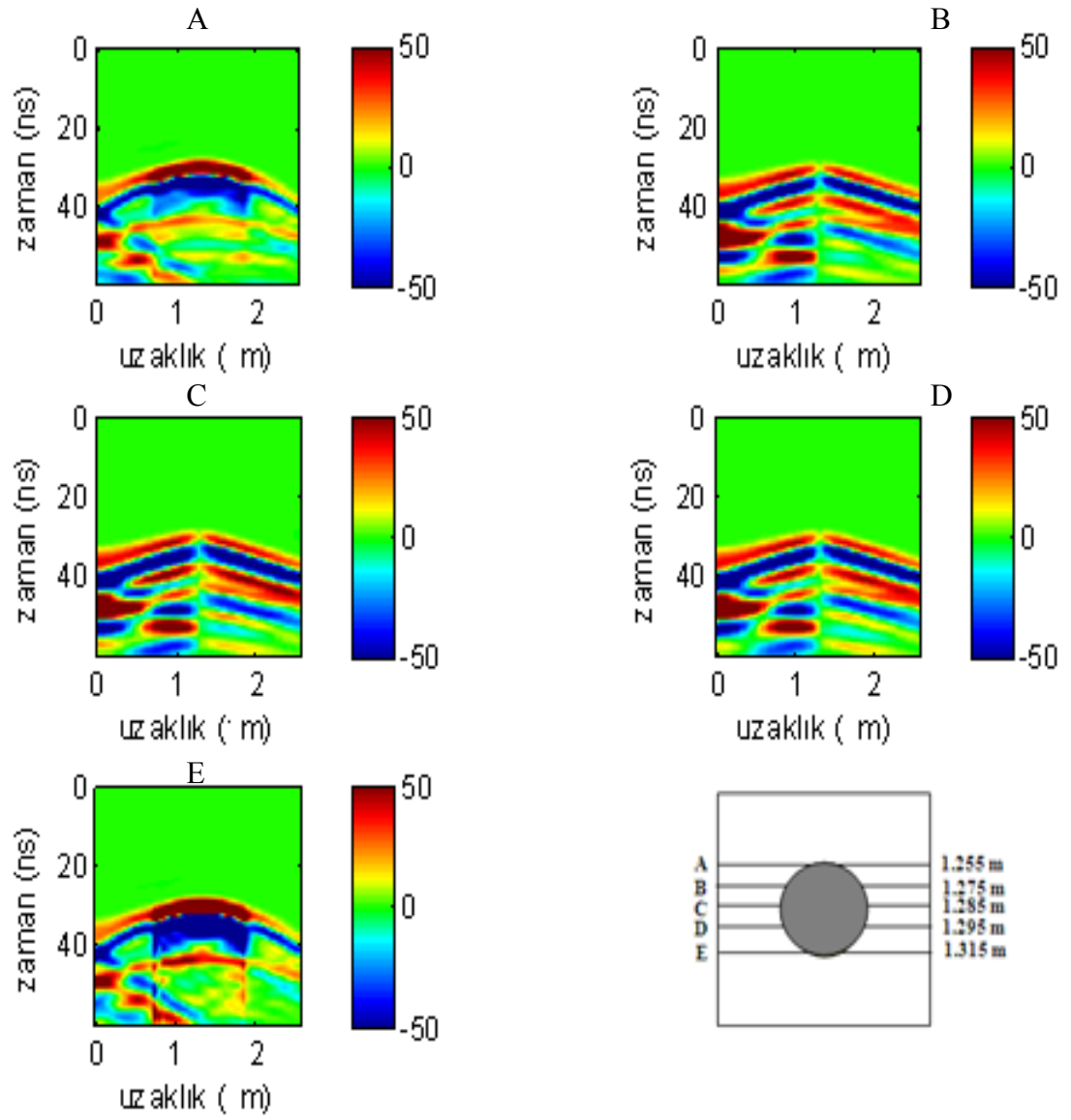
Şekil 5.18 8 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



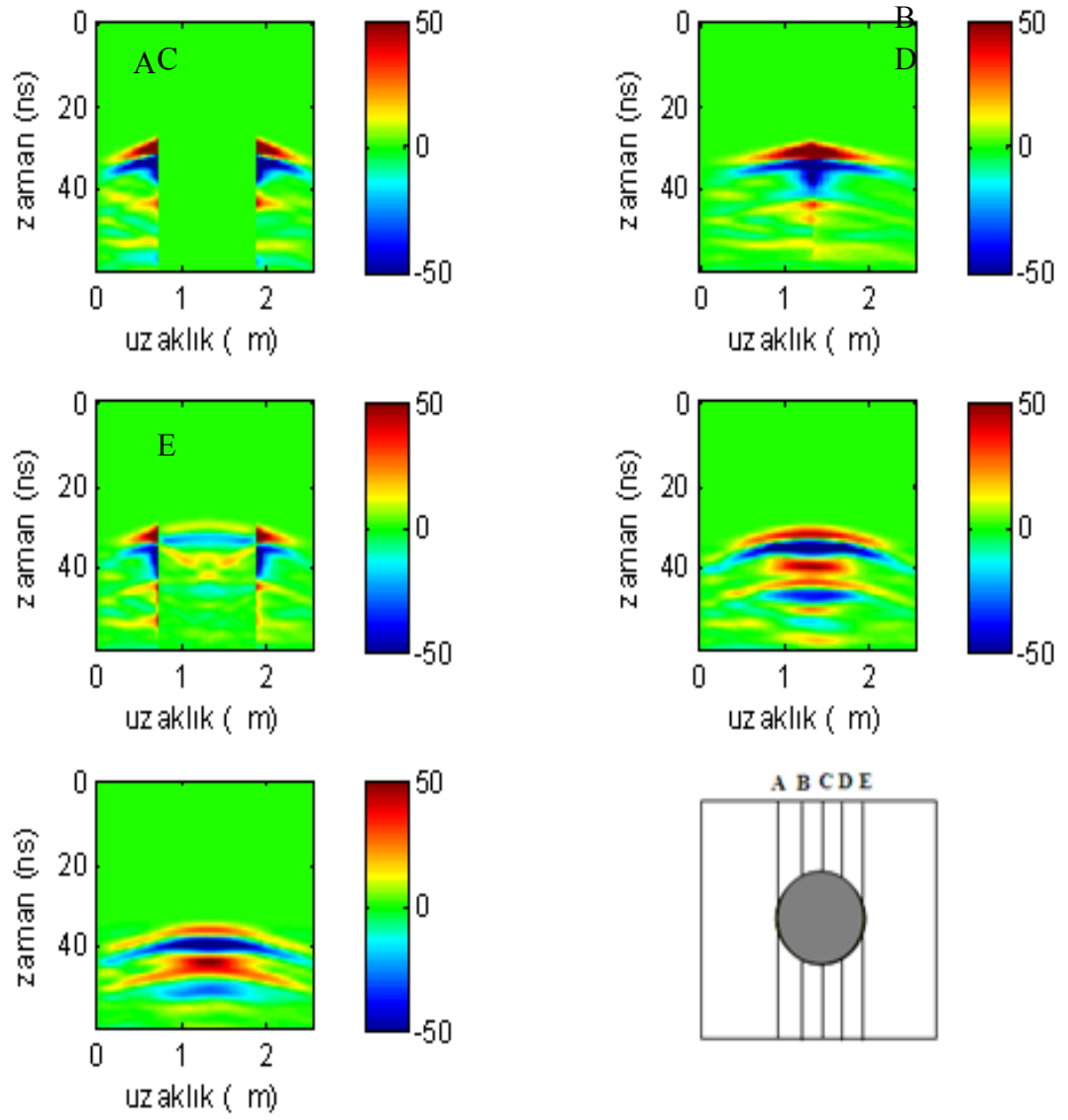
Şekil 5.19 10 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



Şekil 5.20 10 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri

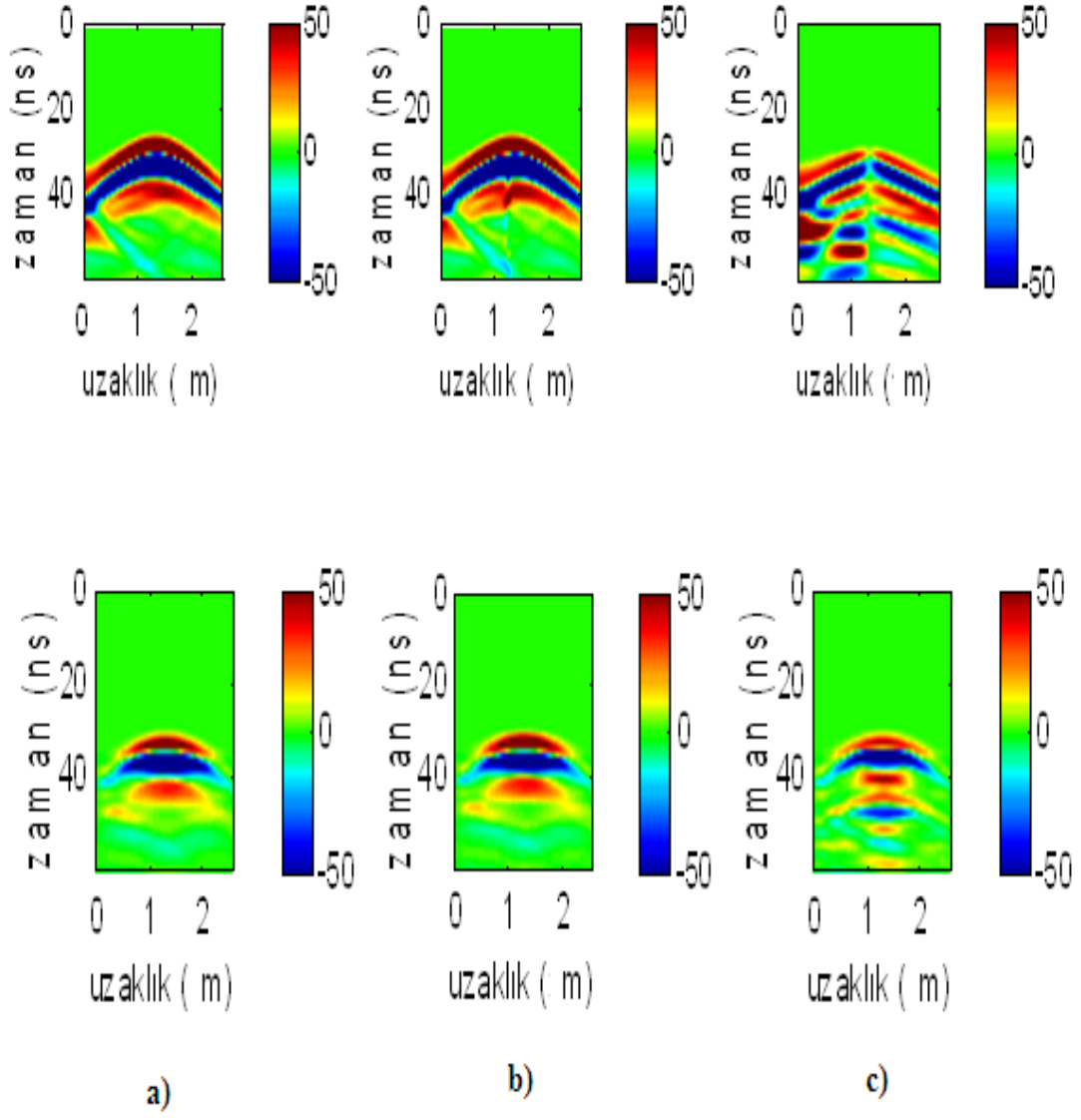


Şekil 5.20 50 cm boyutundaki küre modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



Şekil 5.21 50 cm boyutundaki küre modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri

Farklı boyutlardaki küre modeline ait hiperbollerin kollarının genişlediği ve hiperbolün tepe kısmının yayvanlaştığı anomali farklılıkları ortaya çıkarıldı. Modelde y doğrultusuna ait radar kesitlerinde kürelerin büyüklük farklarını ortaya koyduğu görülmektedir (şekil 5.12- 5.21). Küre anomalileri saçılma hiperbolü olarak küre boyunca olan profiller üzerinde ise yansıma anomali olarak görülmektedir. Genlik skalasından dalga polaritesi gözlenebilmektedir. Küplerin konumu için tek değerli (x,y,z) koordinatı belirlenirken borulara ait hiperbollerin tepe noktası dikkate alınır. Şekil 5.12- , 5.21 de kürelerin konum değerleri için verilen derinlik seviyesi radar kesitlerinde milimetrik hatalarla birlikte, yaklaşık uyumlu olduğu gözlenmektedir. Elde edilen radargramlar incelendiğinde aynı merkez frekans, aynı dielektrik katsayısı ve aynı iletkenlik değeri kullanıldığında gözlenmiştir.



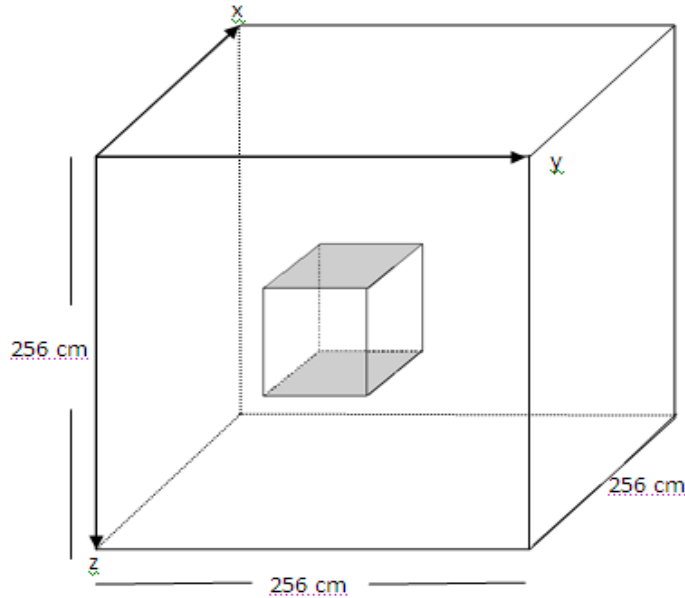
Şekil 5.22. a. 1 x 1 x 1 cm boyutundaki küre modeline b. 10 x 10 x 10 cm boyutundaki küre modeline c. 50 x 50 x 50 cm boyutundaki küre modeline ait, x ve y profil kesitleri

Modelinde farklı çaplarda ve farklı derinliklere gömülmüş küre modeli ele alınmıştır. Elde edilen radargramlarda incelendiğinde çaplar azaldıkça hiperbollerin daraldığı ve alt ve üst yüzeylerde yansımaların daha aktif olduğu gözlenmiştir. Kürelerin derinlik ve konumu milimetrik hatalarla yaklaşık olarak uyumlu olduğu belirlenmiştir.

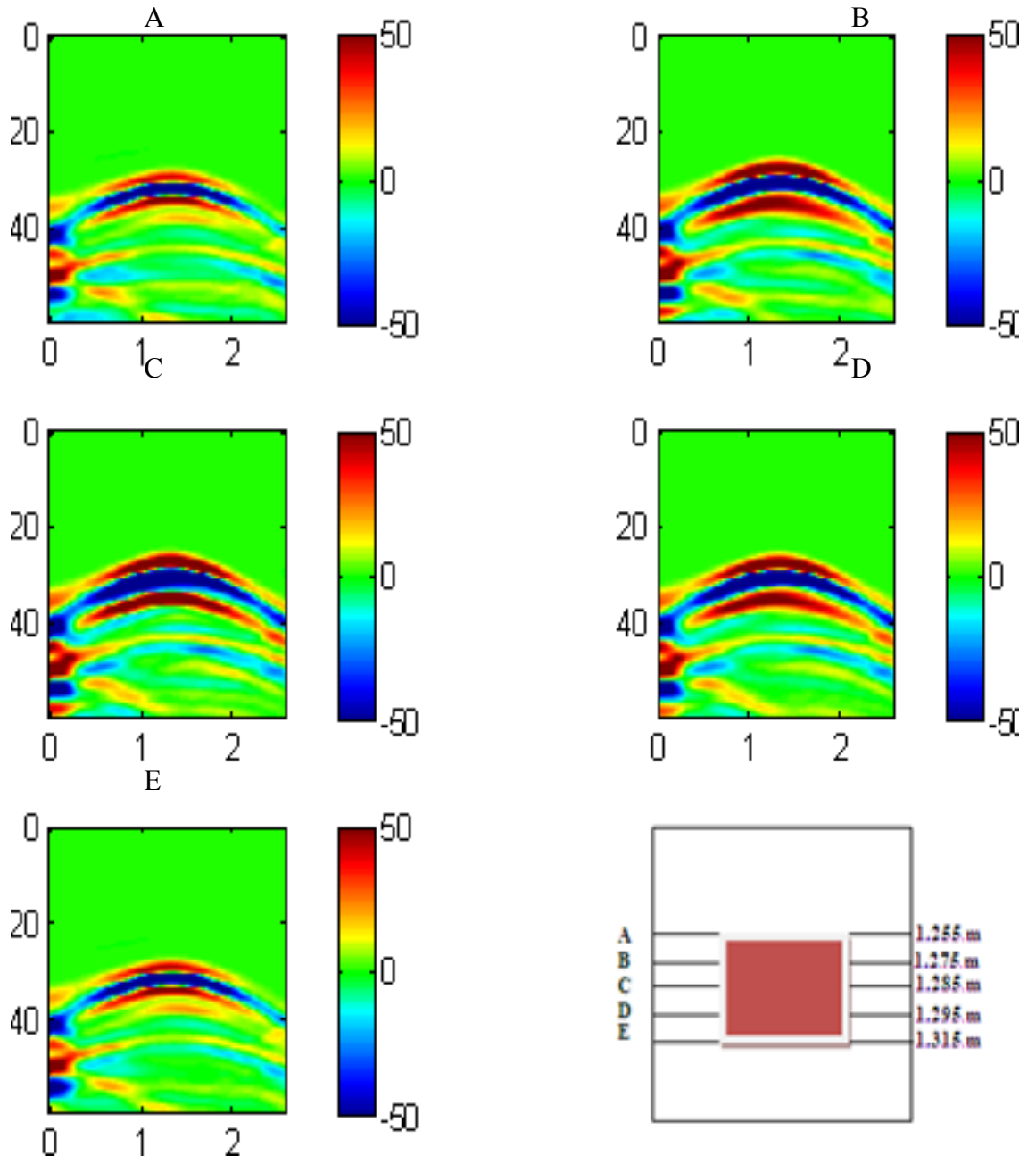
5.4 Dikdörtgen Prizma Modeli

Bu uygulamada 256 x 256 x 256 cm boyutlarındaki bir ortam içine yerleştirilen 100 x 100 x 20 cm, 200 x 200 x 20 cm boyutlarında ve farklı dielektrik ve iletkenlik değerlerine sahip dikdörtgen prizma yerleştirilmiştir.

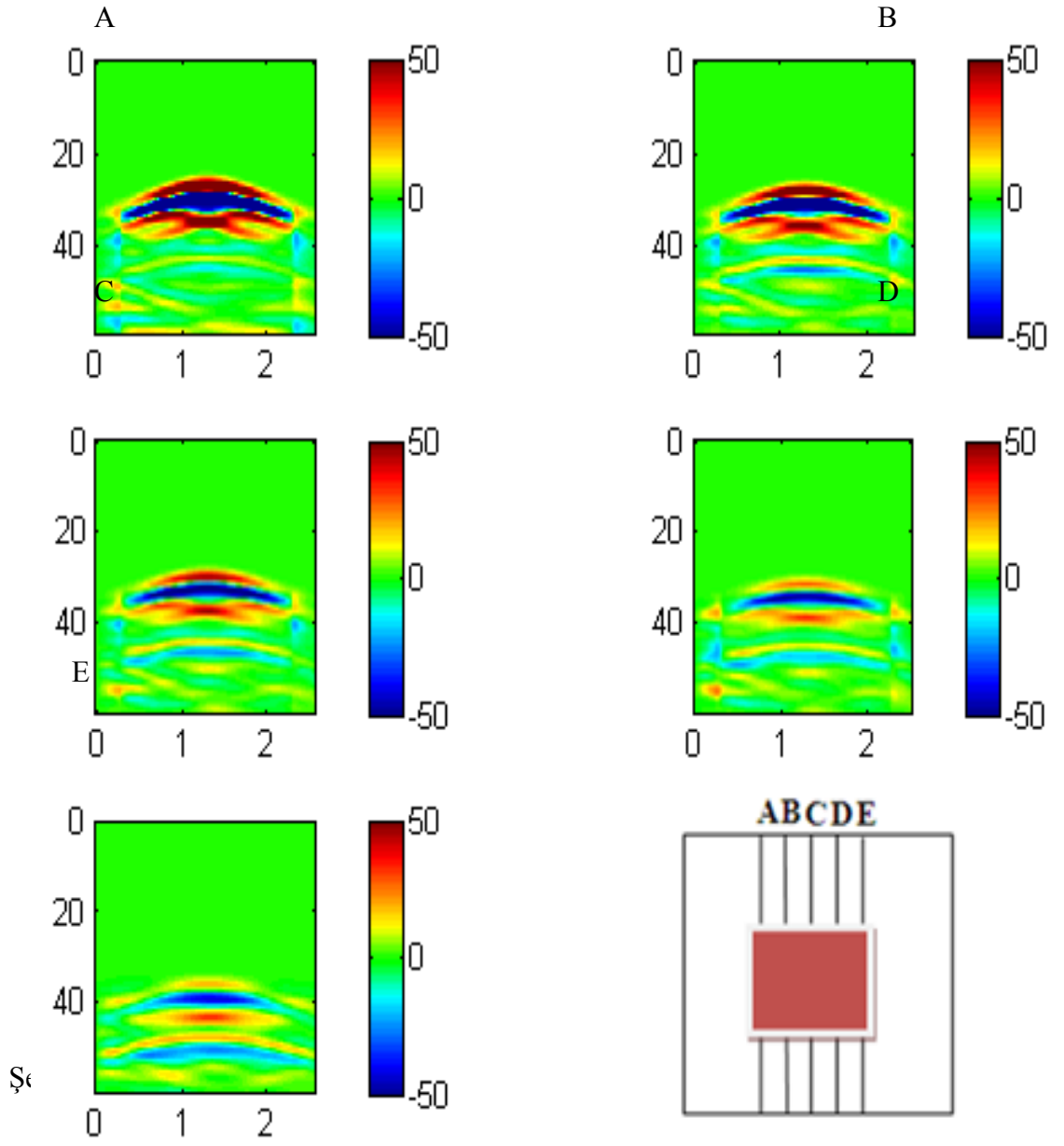
$\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.02$ m ve $\Delta t = 0.31250$ ns olarak belirlenmiştir. Prizma kutu 1.5 m derinliğe gömülüdür. Alıcı ve verici anten kutunun tam merkezine 1.285 m yerleştirilip gömülü modelin tam merkez noktasında geçtiği düşünülerek program yürütülmüştür. Antenin merkez frekansı 200 MHz değerine göre hesaplama yapılmış ve farklı düzlemlere ait radar kesitleri elde edilmiştir. Ortamın hızı $v = 0.12$ m/sn alınmıştır.



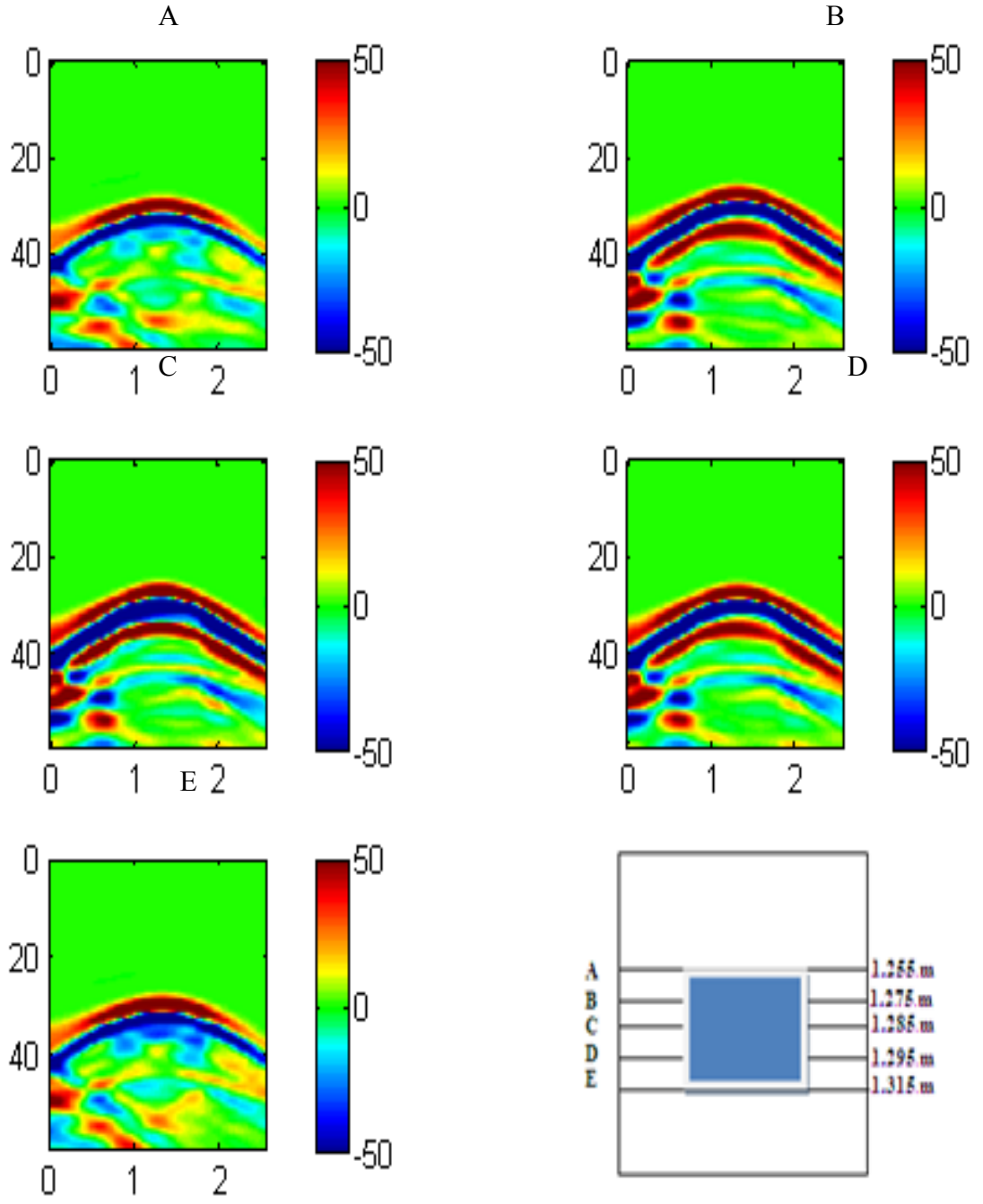
Şekil 5.23 FDTD modelinde kullanılan kare prizma modeli



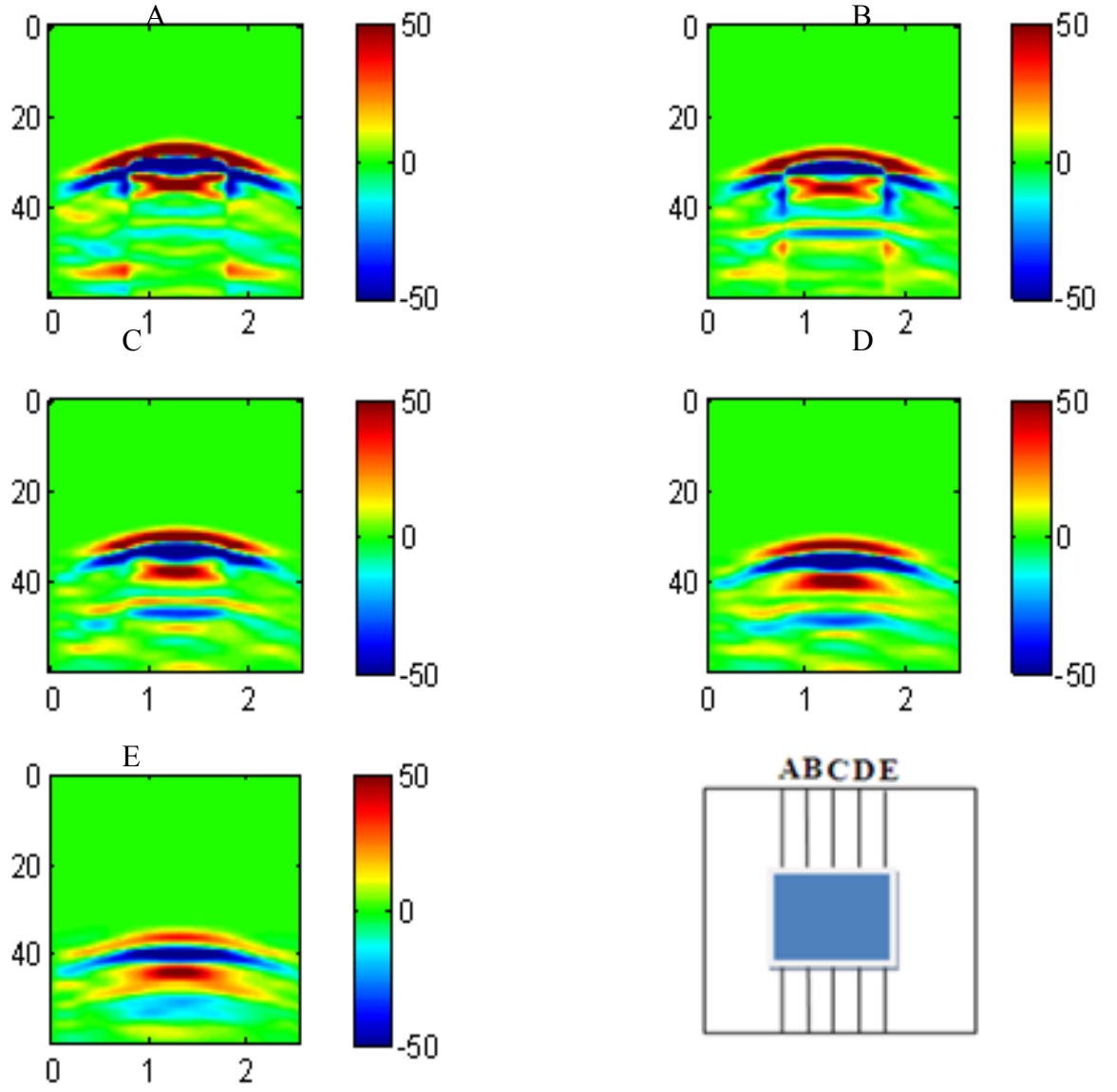
Şekil 5.24 200 x 200 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E kesitleri



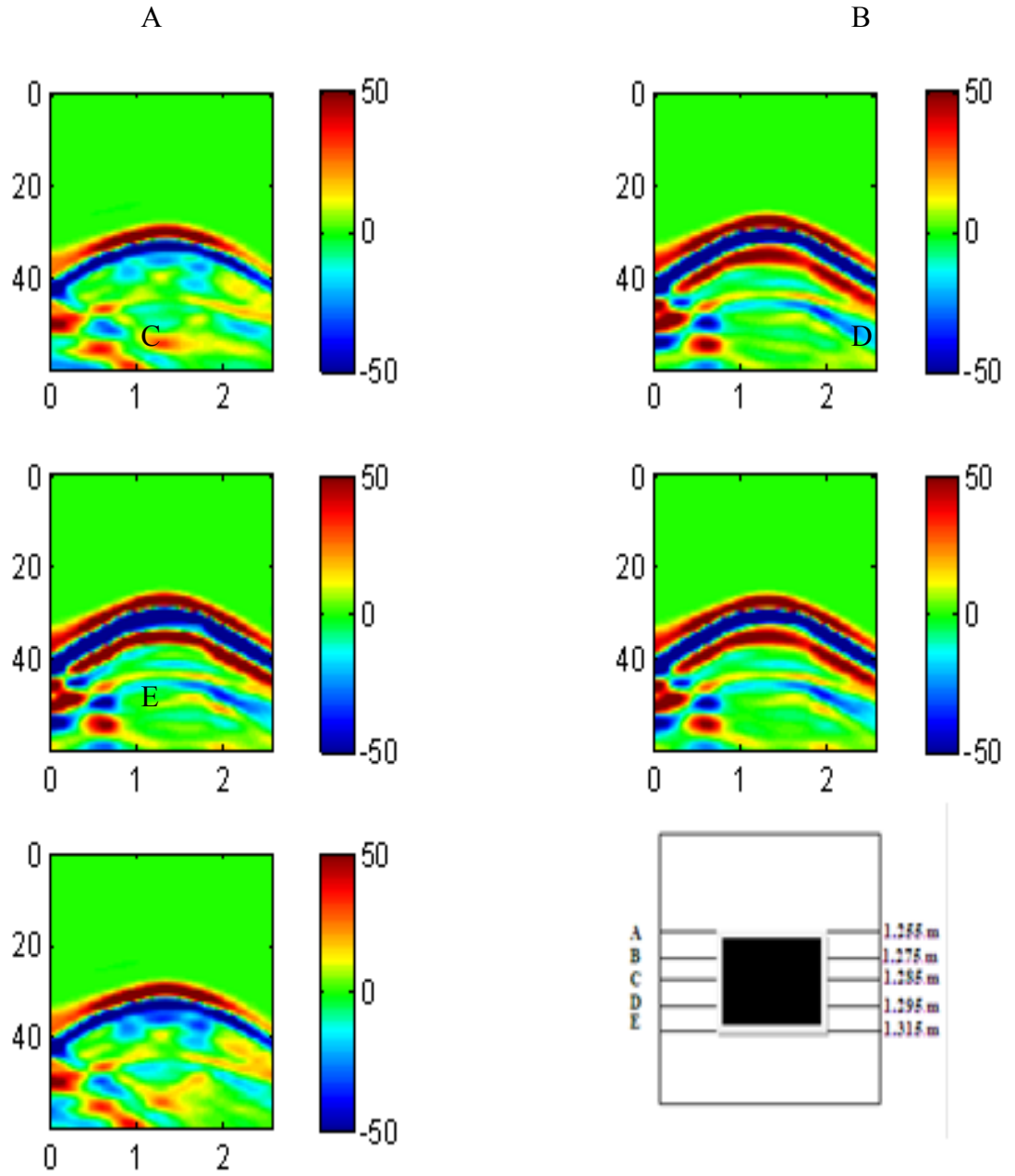
Şekil 5.26 100 x 100 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



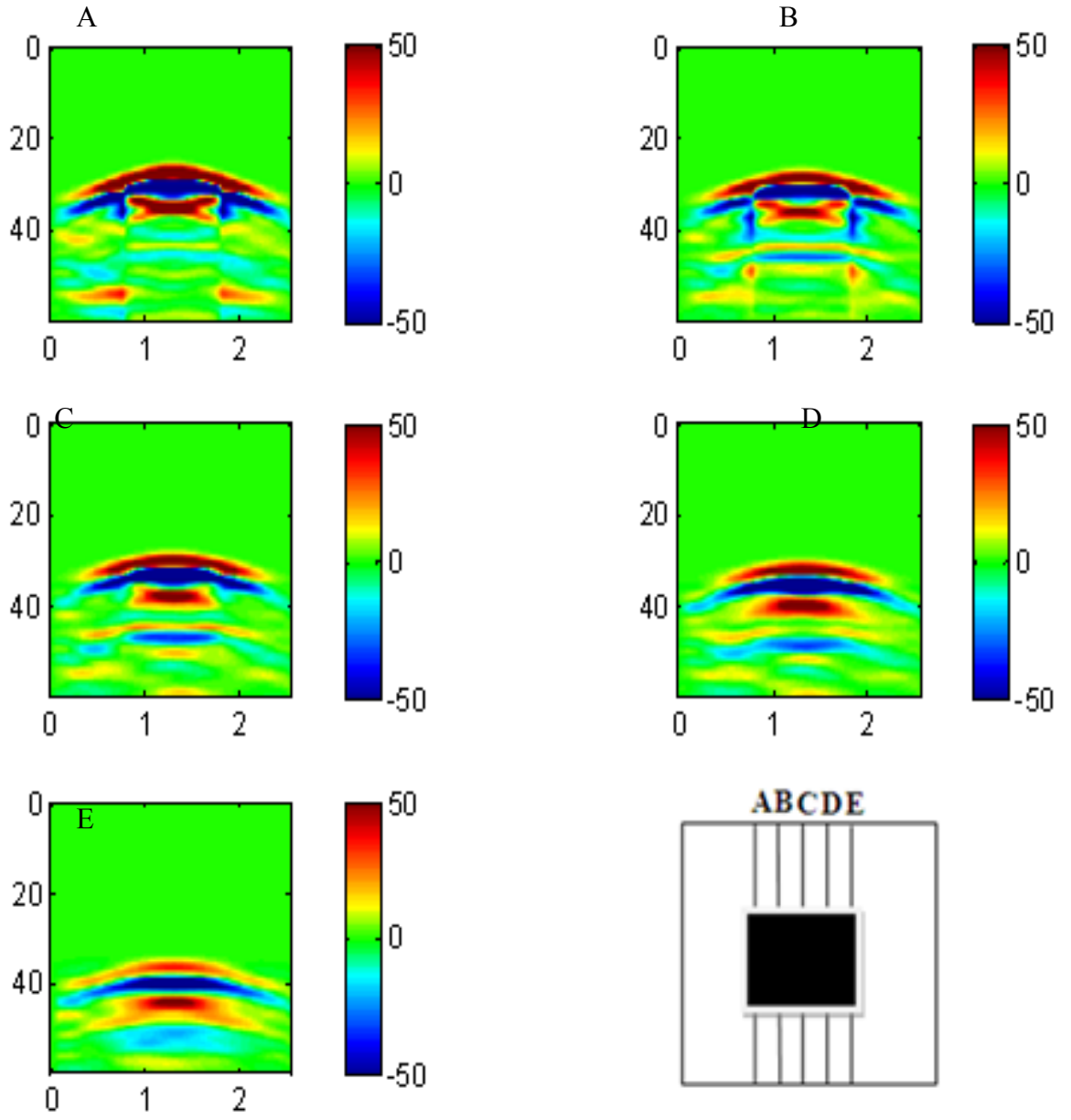
Şekil 5.27 100 x 100 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri.



Şekil 5.27 100 x 100 x 20 cm boyutundaki prizma modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



Şekil 5.28 100 x 100 x 20 cm boyutundaki ve $\epsilon_r=80$ ve $\sigma=0.063$ S/m prizma modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil



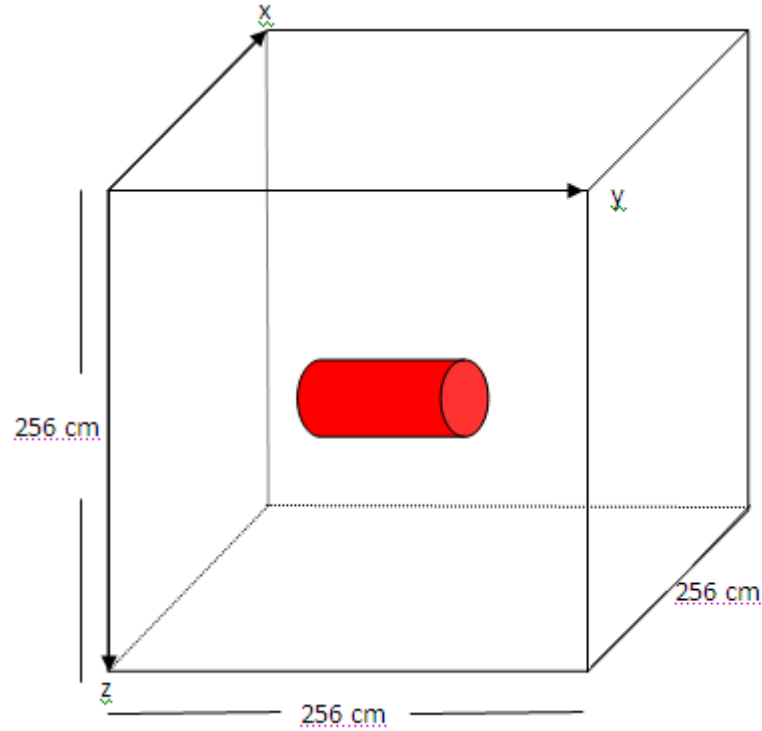
Şekil 5.29 100 x 100 x 20 cm boyutundaki ve $\epsilon_r=80$ ve $\sigma=0.063$ S/m prizma modeline ait,y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri

Elektromanyetik dalgalar zamanla değişen elektrik ve manyetik alan bileşenlerinden oluştuğundan, içinden geçtikleri ortamların farklı fiziksel özelliklerinden etkilenirler. Bu önemli fiziksel özelliklerden dielektrik geçirgenlik ve iletkenlik olup, radar dalgalarının yayınımını etkileyen en önemli parametrelerdir. Elde edilen radargramlar incelendiğinde, modeli tanımlanan parametrelerin değişimiyle hiperbolün değiştii gözlenmektedir. Dielektrik sayısı ve iletkenlik değeri arttıkça hiperbolün kollarının daraldığı ve hiperbolün tepesinin yayvanlaştığı gözlenmektedir. 200 MHz merkez frekansı kullanıldığından hedefin üst ve alt yüzeylerinden yansımalar oluşur. Genlik skalasından dalğanın polaritesi gözlenebilmektedir. prizmanın konumu için tek değerli (x,y,z) koordinatı belirlenirken borulara ait hiperbollerin tepe noktası dikkate alınır. Şekil 5.27, 5.28, 5.29, 5.30, 5.31, 5.32, 5.33 de prizmanın konum değerleri için verilen derinlik seviyesi radar kesitlerinde milimetrik hatalarla birlikte, yaklaşık uyumlu olduğu gözlenmektedir.

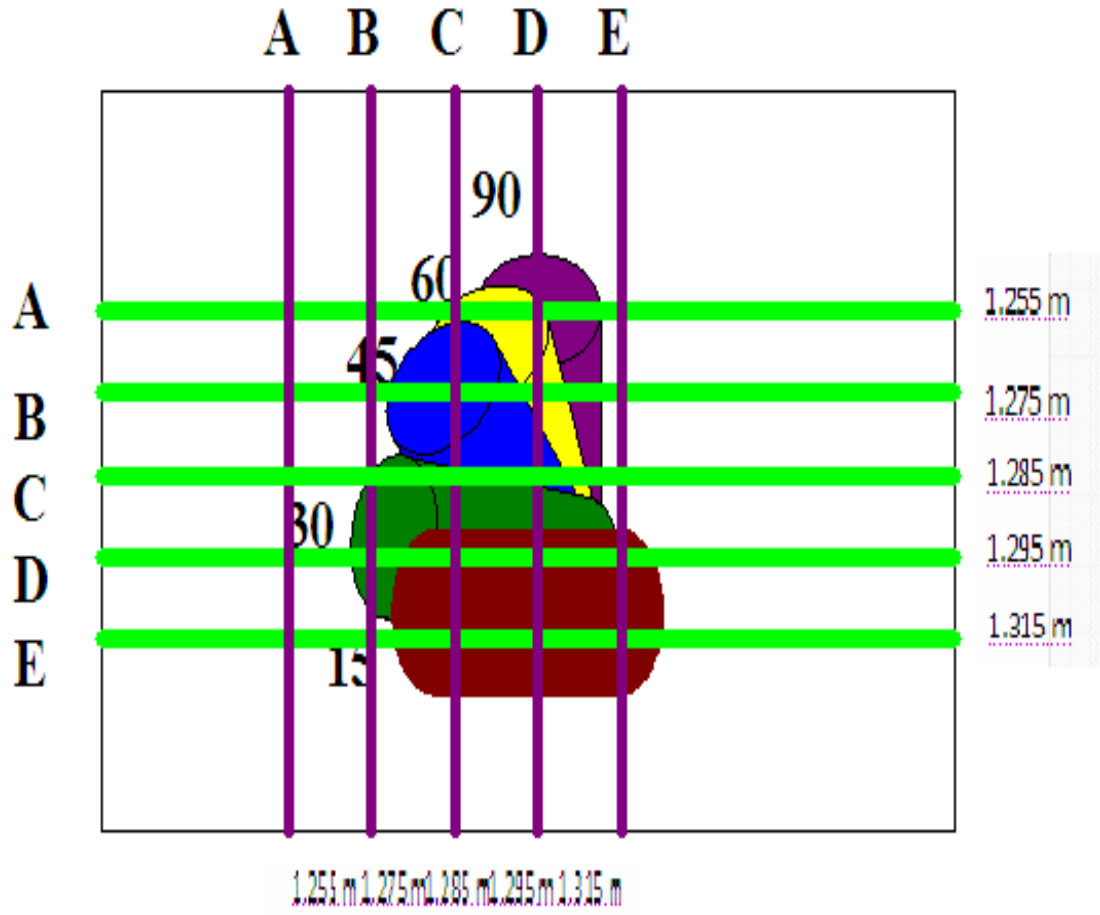
5.5 Silindir Modeli

Bu uygulamada 128 x 128 x 128 cm boyutlarına sahip 3B alan içine 20 cm ve 100 cm boyutlarında silindirler yerleştirilmiştir.

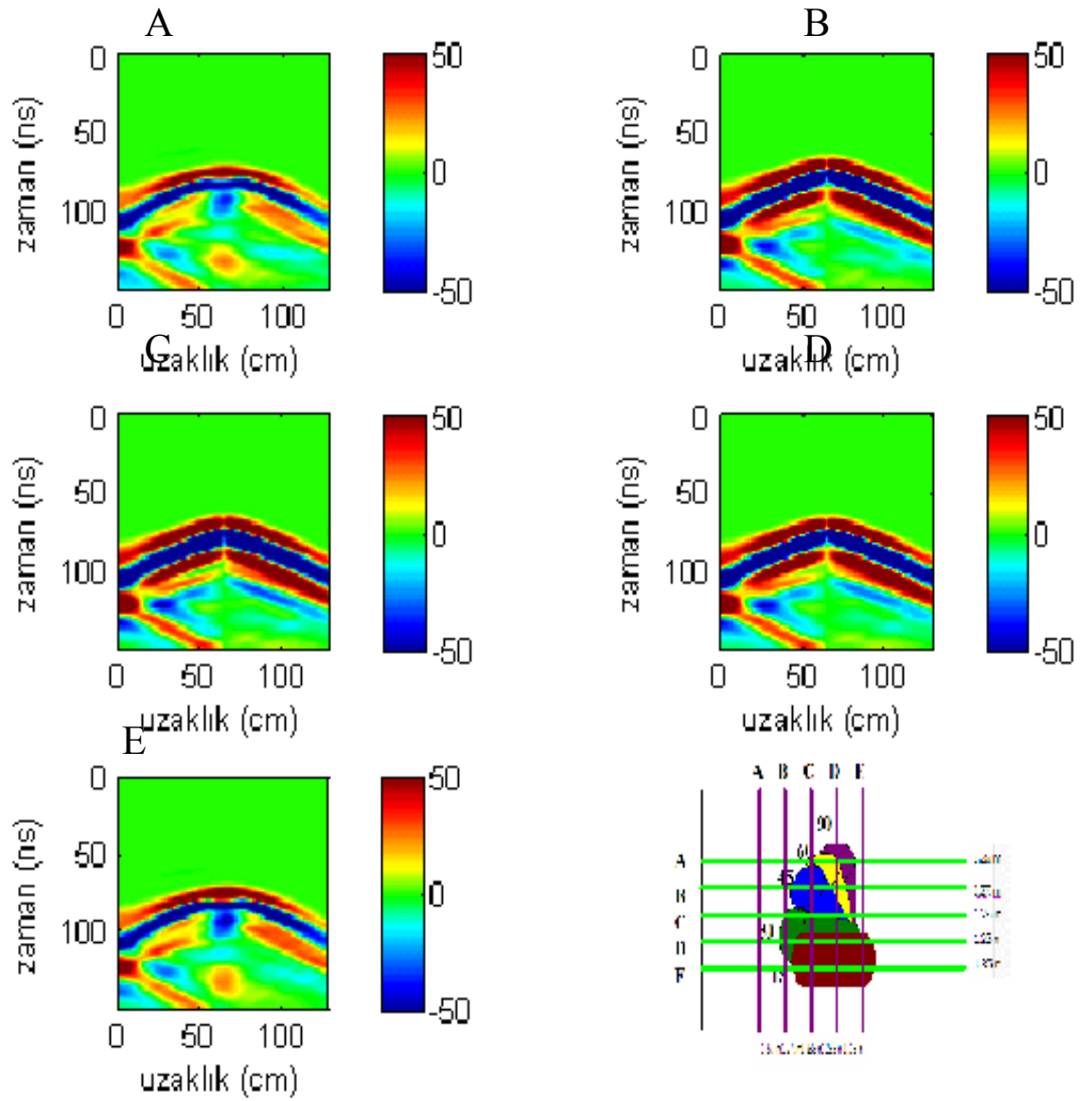
Bu model uygulamasında $\Delta x=\Delta y=\Delta z=0.04$ m ve $\Delta t=0.66666$ ns olarak belirlenmiştir. 1.5 m derinliğe gömülü olduğu varsayılmıştır. Alıcı ve verici anten kutunun tam merkezine 0.60 m yerleştirilip gömülü modelin tam merkez noktasında geçtiği düşünülerek program yürütülmüştür Silindir modelinde dielektrik sabiti $\epsilon_r=1.0$, iletkenlik $\sigma=0$ S/m ve manyetik geçirgenlik $\mu=1$ seçilmiştir. Antenin merkez frekansı 100 MHz değerine göre hesaplama yapılmış ve farklı düzlemlere ait radar kesitleri elde edilmiştir.



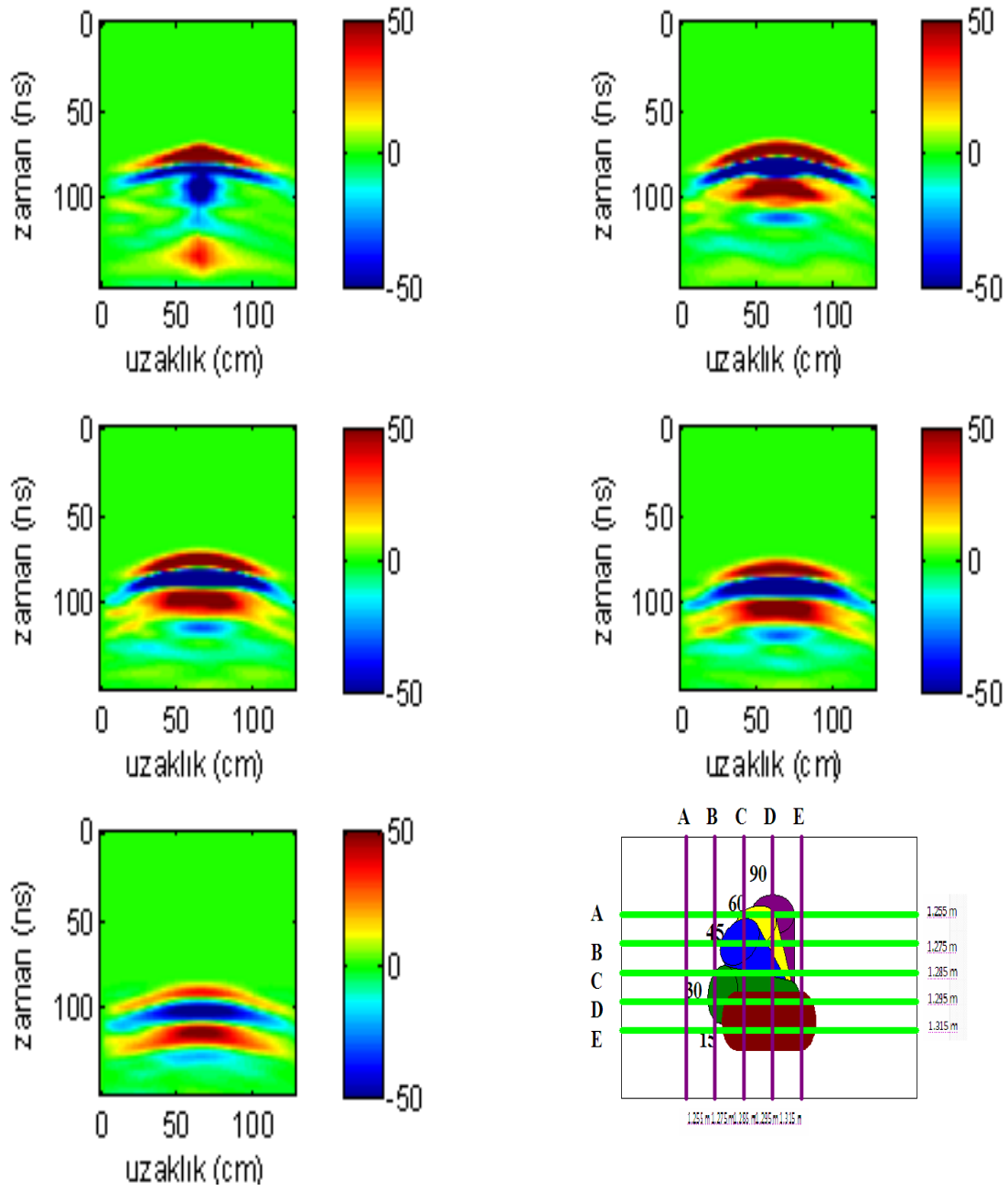
Şekil 5.30 FDTD modelinde kullanılan silindir modeli



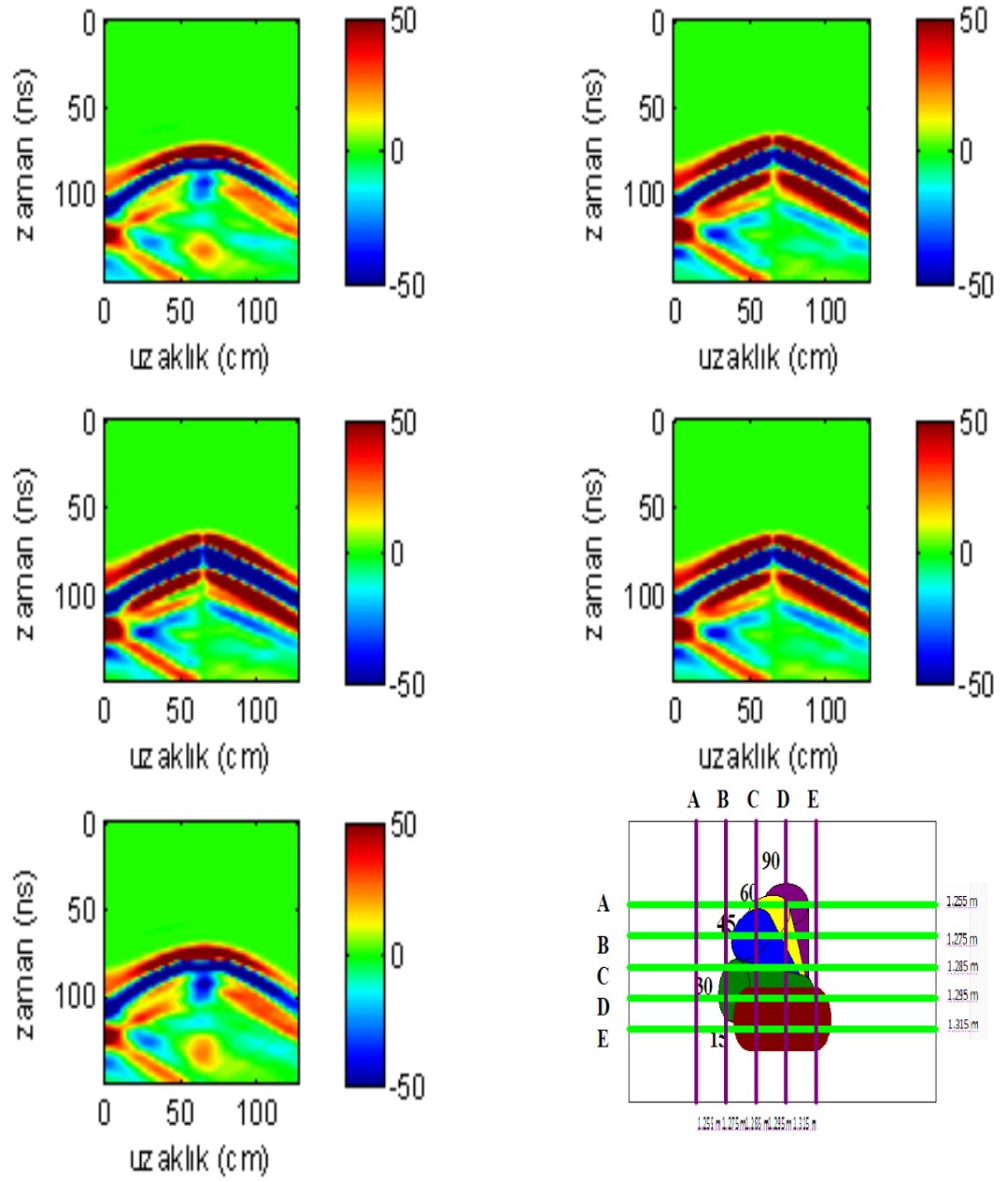
Şekil 5.31 15°, 30°, 45°, 60°, 90° eğimli silindir modeline ait ölçüm düzeneği



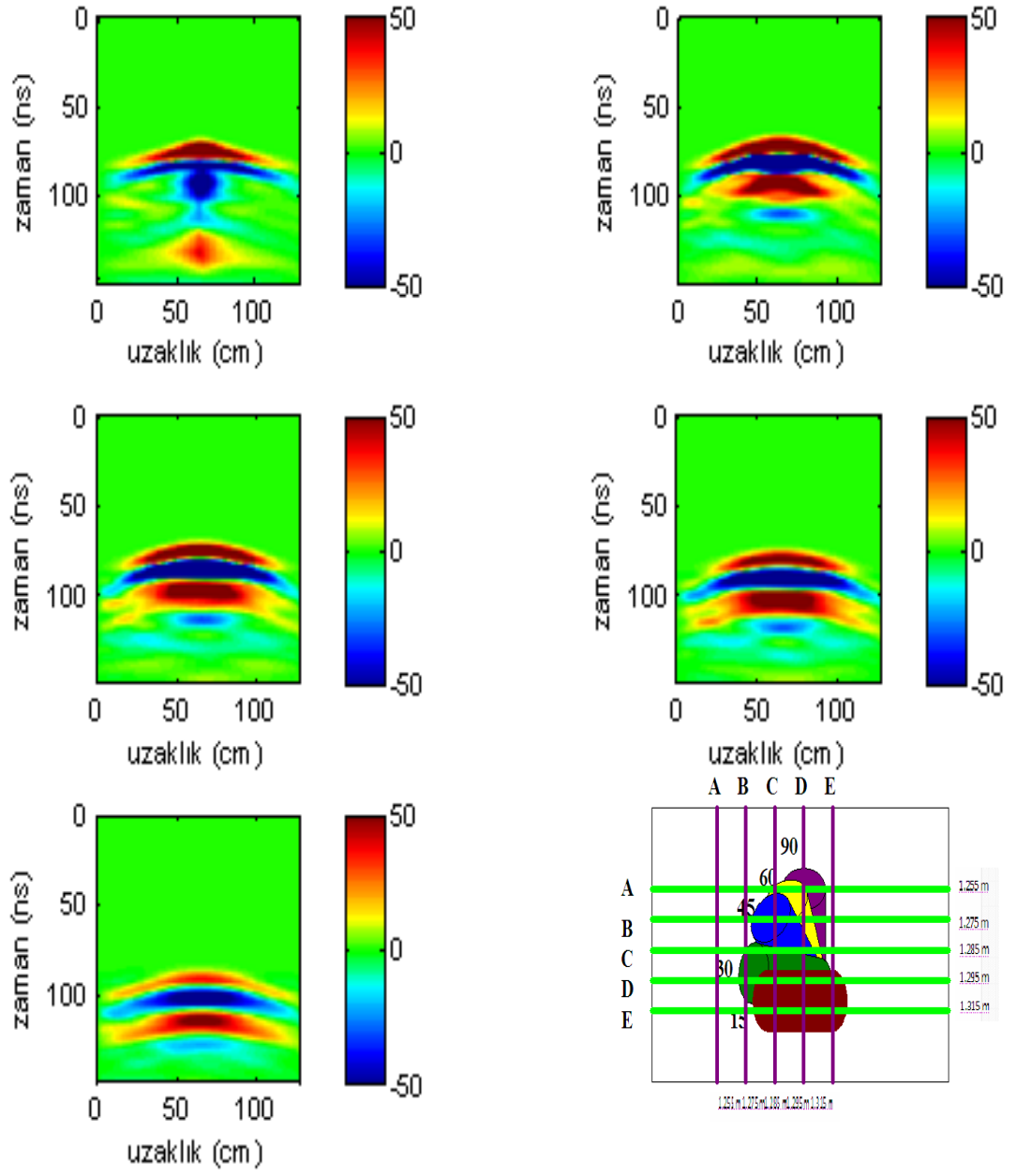
Şekil 5.32 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 15° eğimli silindir modeline ait,x doğrultusuna ait radar kesitleri



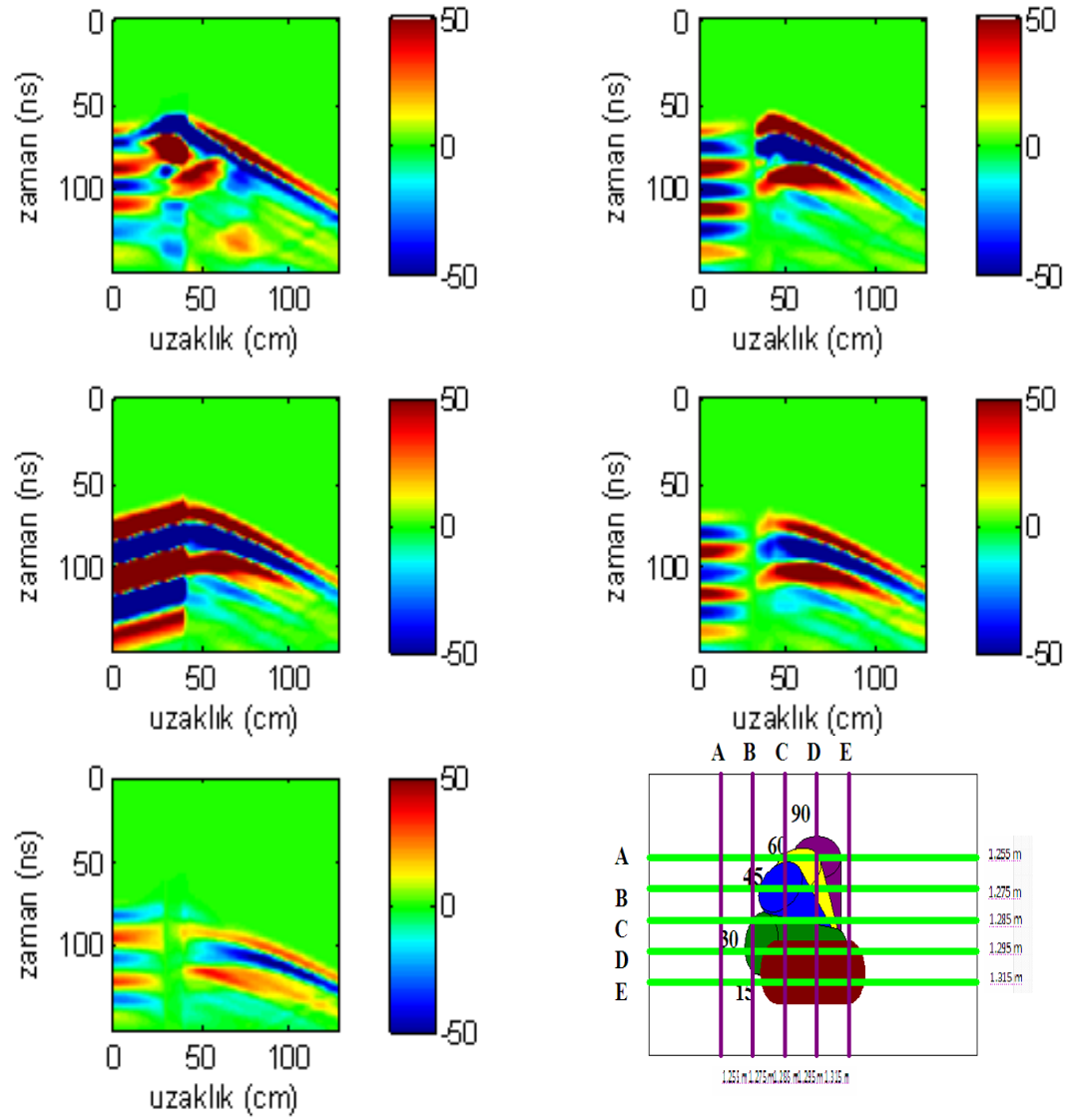
Şekil 5.33 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 15° eğimli silindir modeline ait,y doğrultusuna ait radar kesitleri



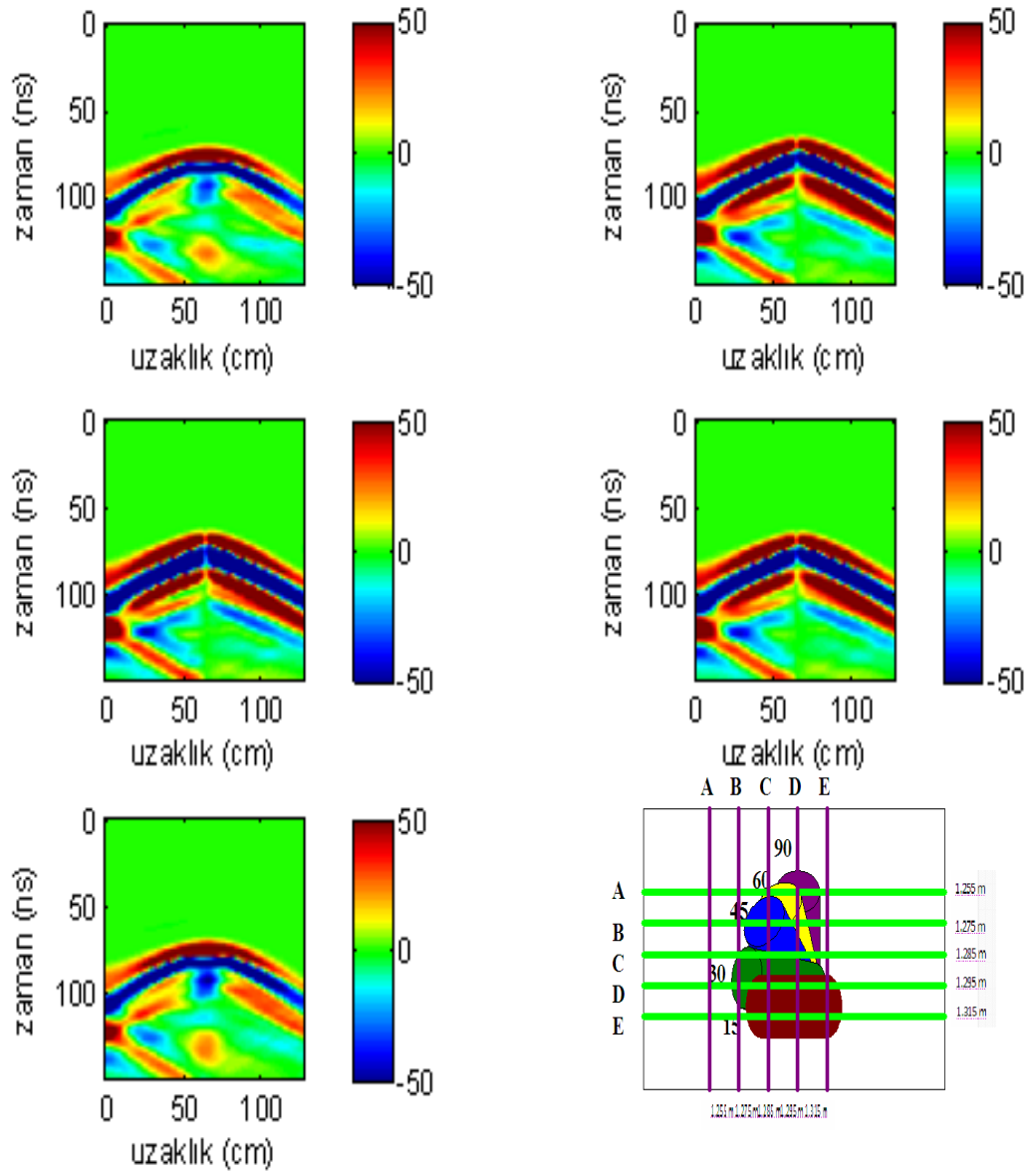
Şekil 5.34 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 30° eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri



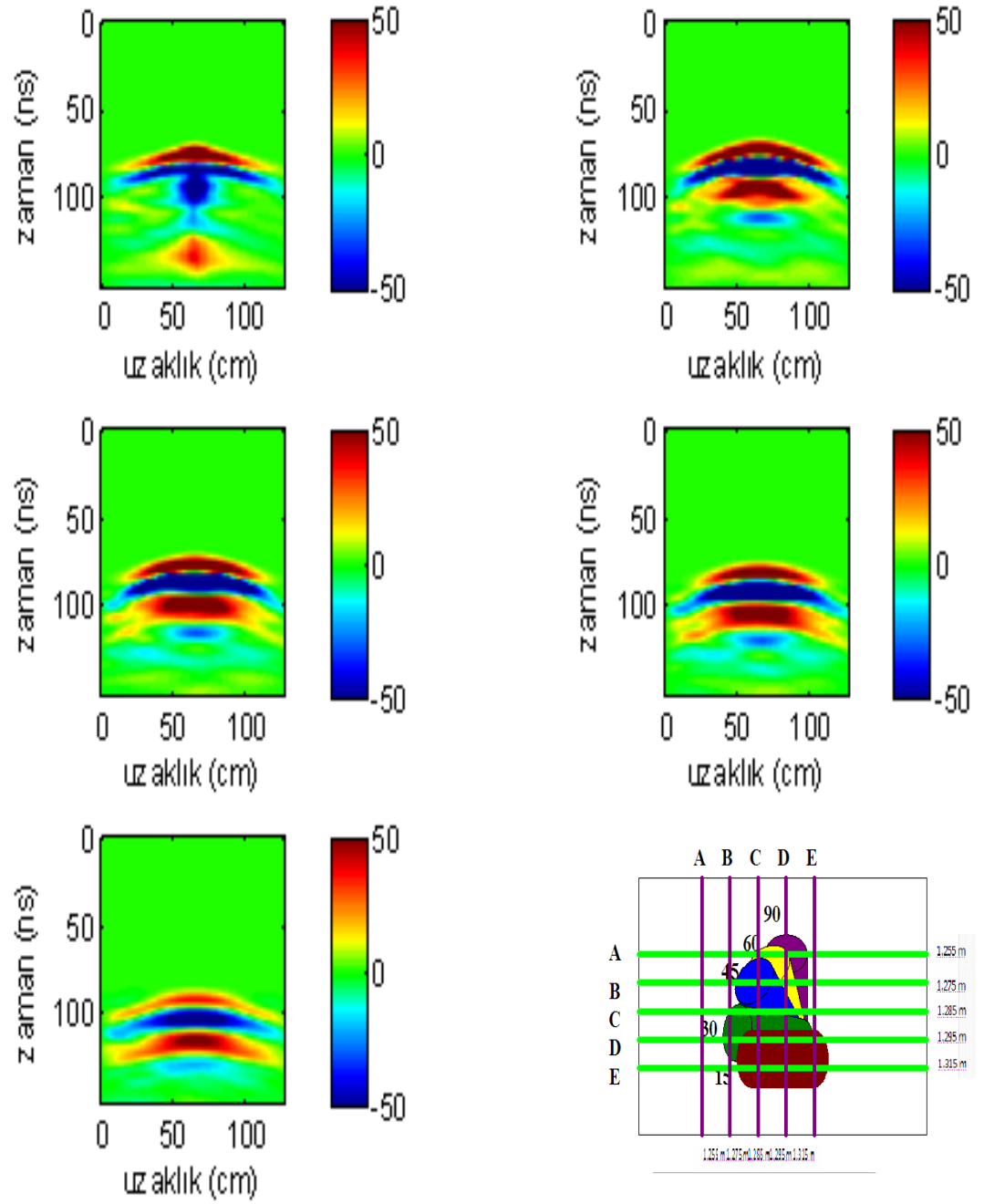
Şekil 5.35 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 30° eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri



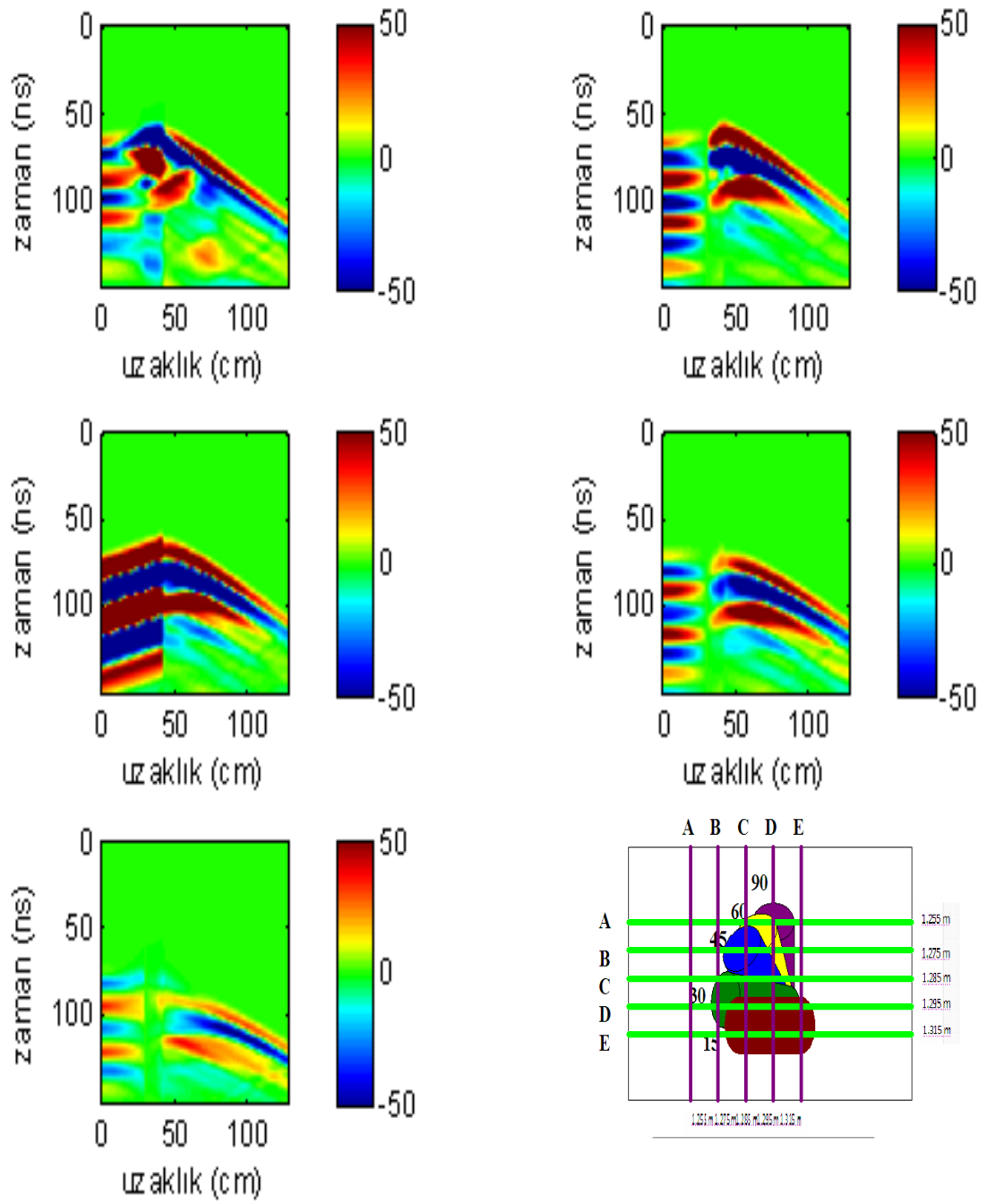
Şekil 5.36 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 30° eğimli silindir modeline ait, z doğrultusuna ait radar kesitleri



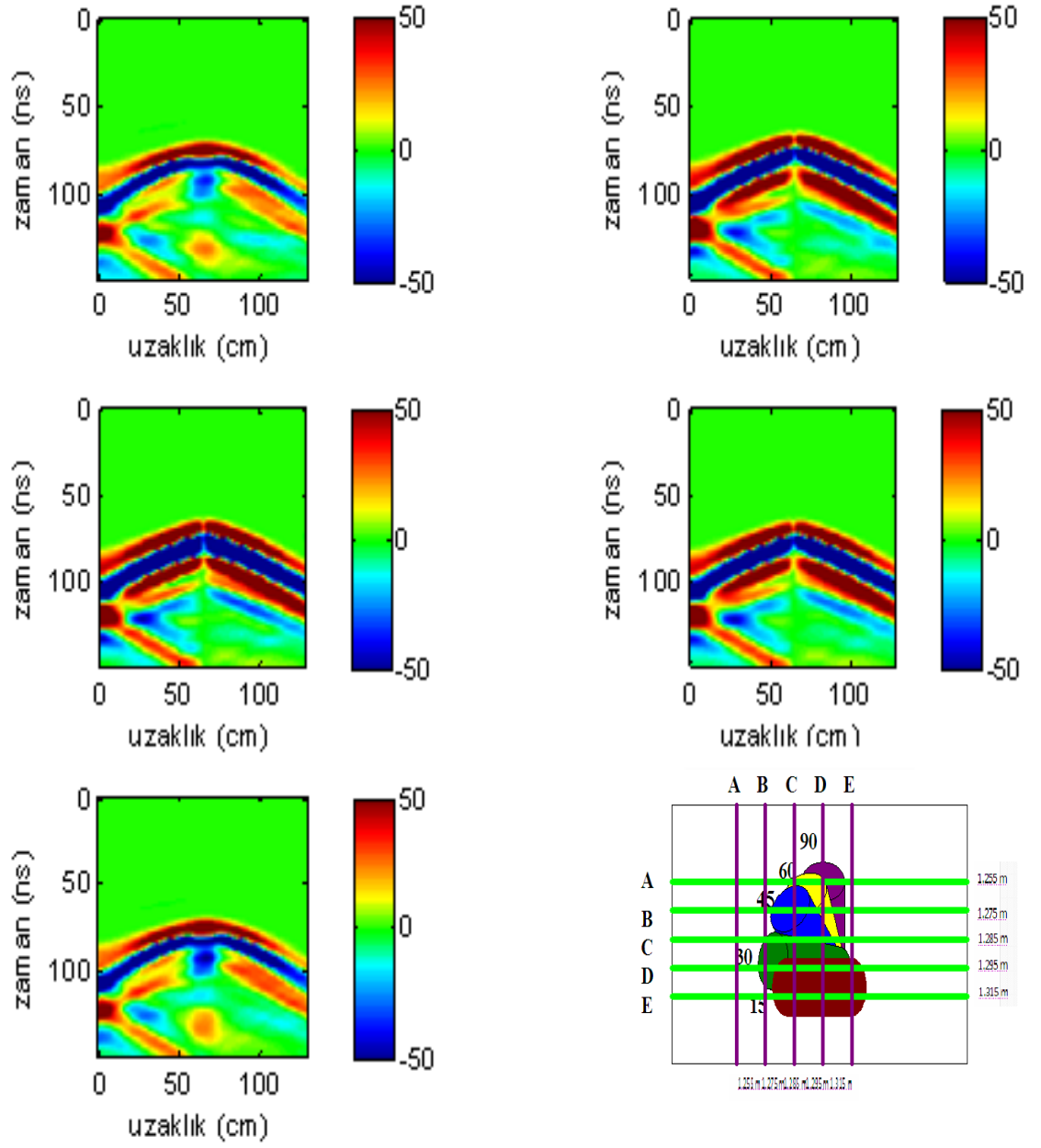
Şekil 5.37 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 45° eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri



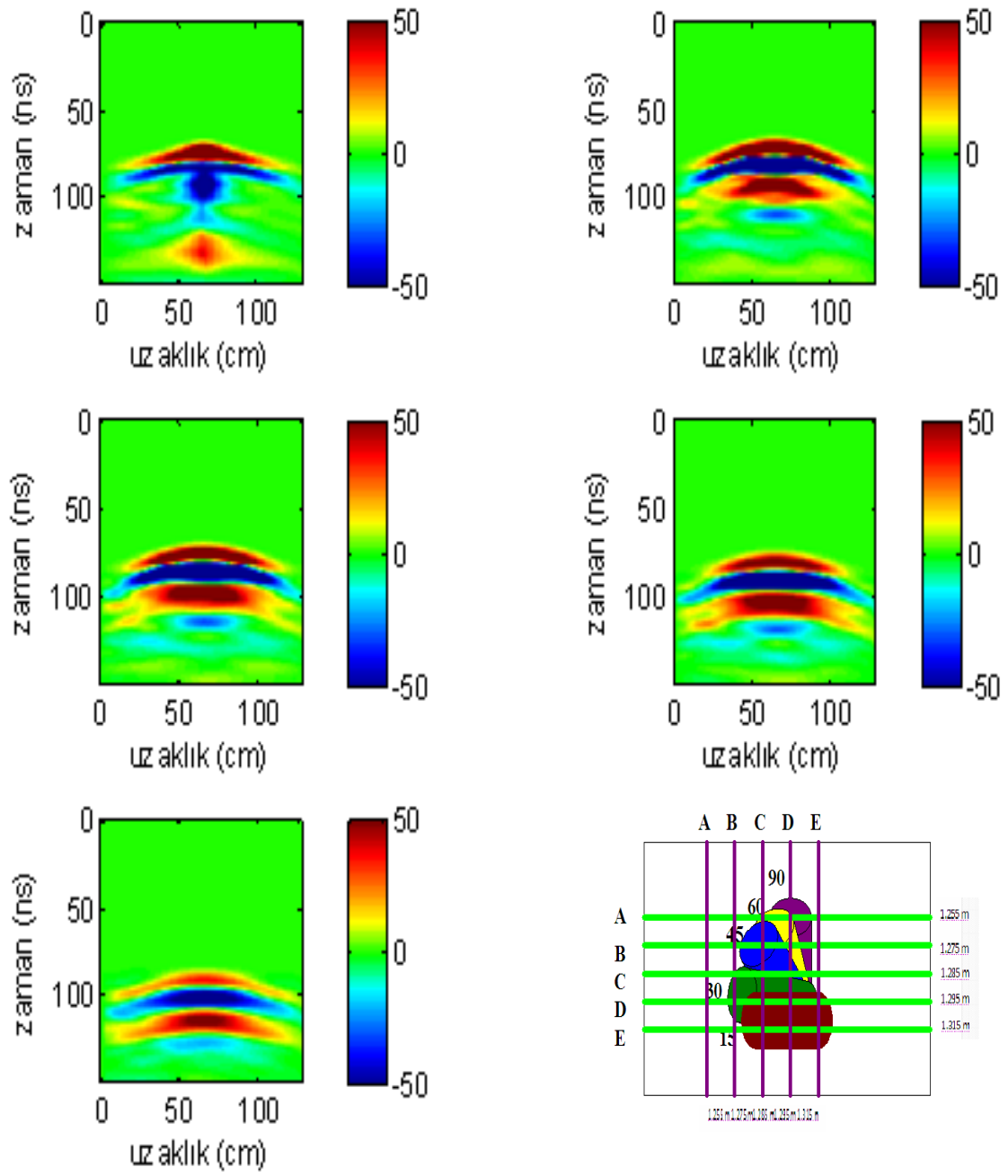
Şekil 5.38 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 45° eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri



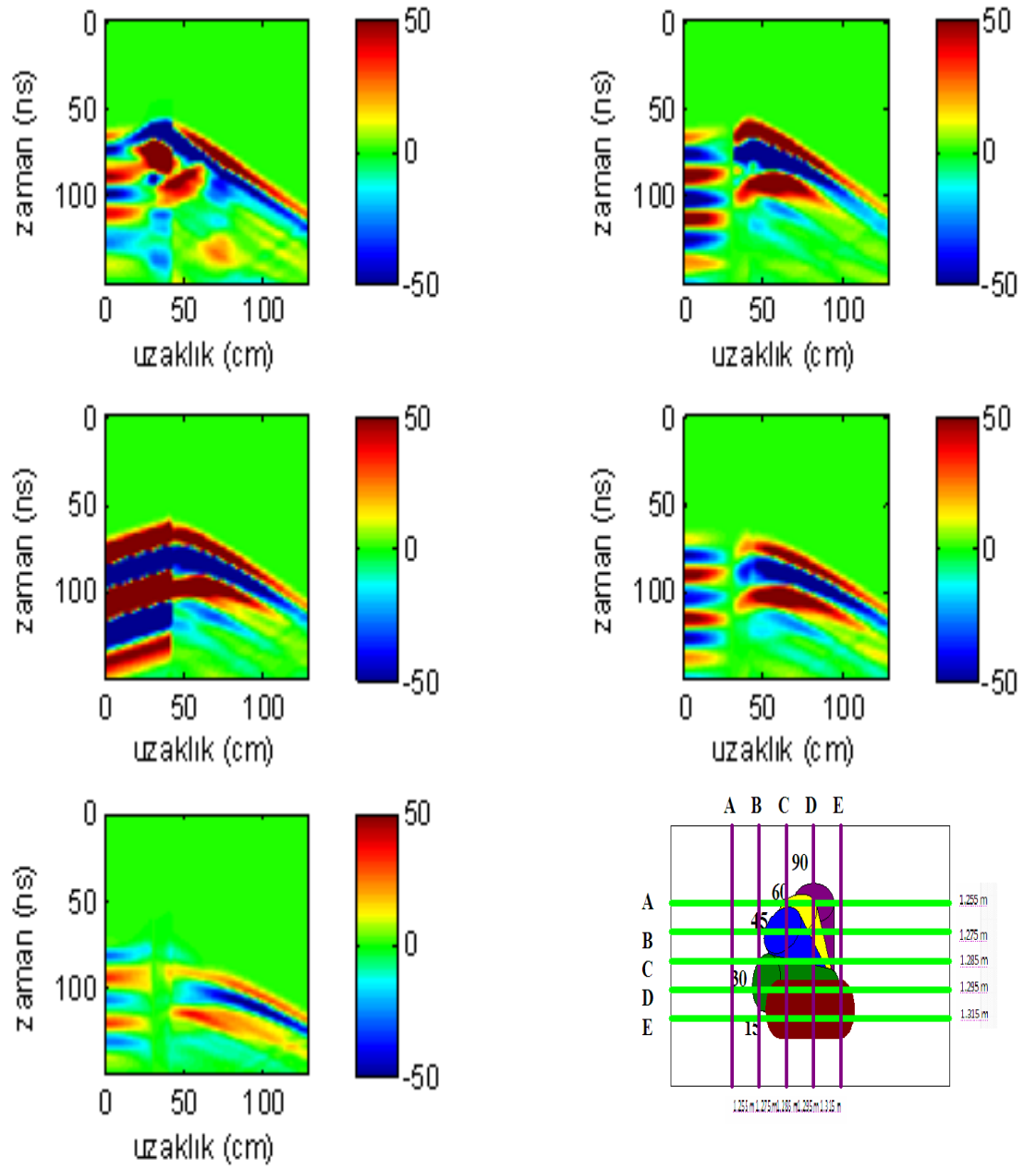
Şekil 5.39 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 45° eğimli silindir modeline ait, z doğrultusuna ait radar kesitleri



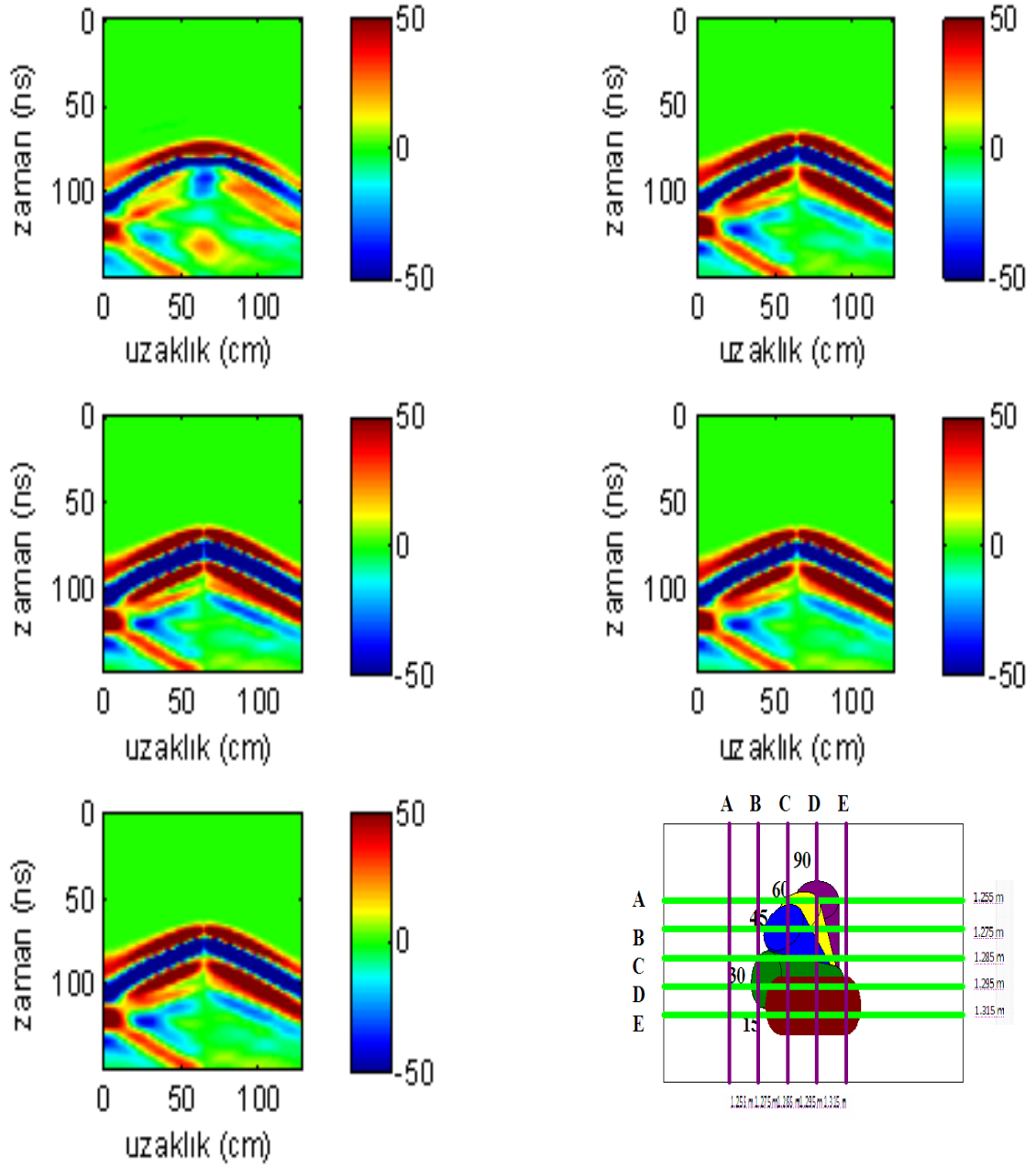
Şekil 5.40 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 60° eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri



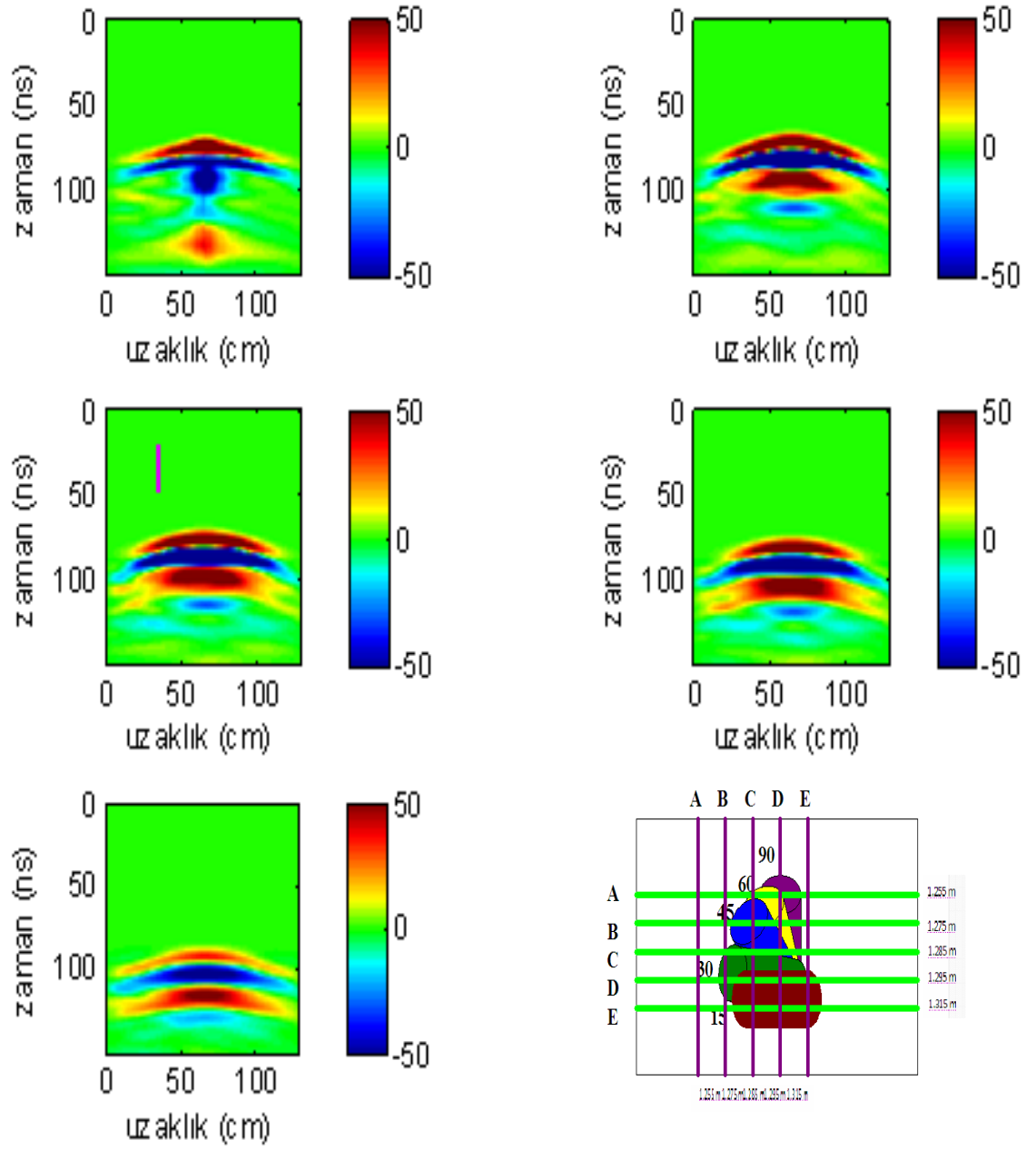
Şekil 5.41 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 60° derece eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri



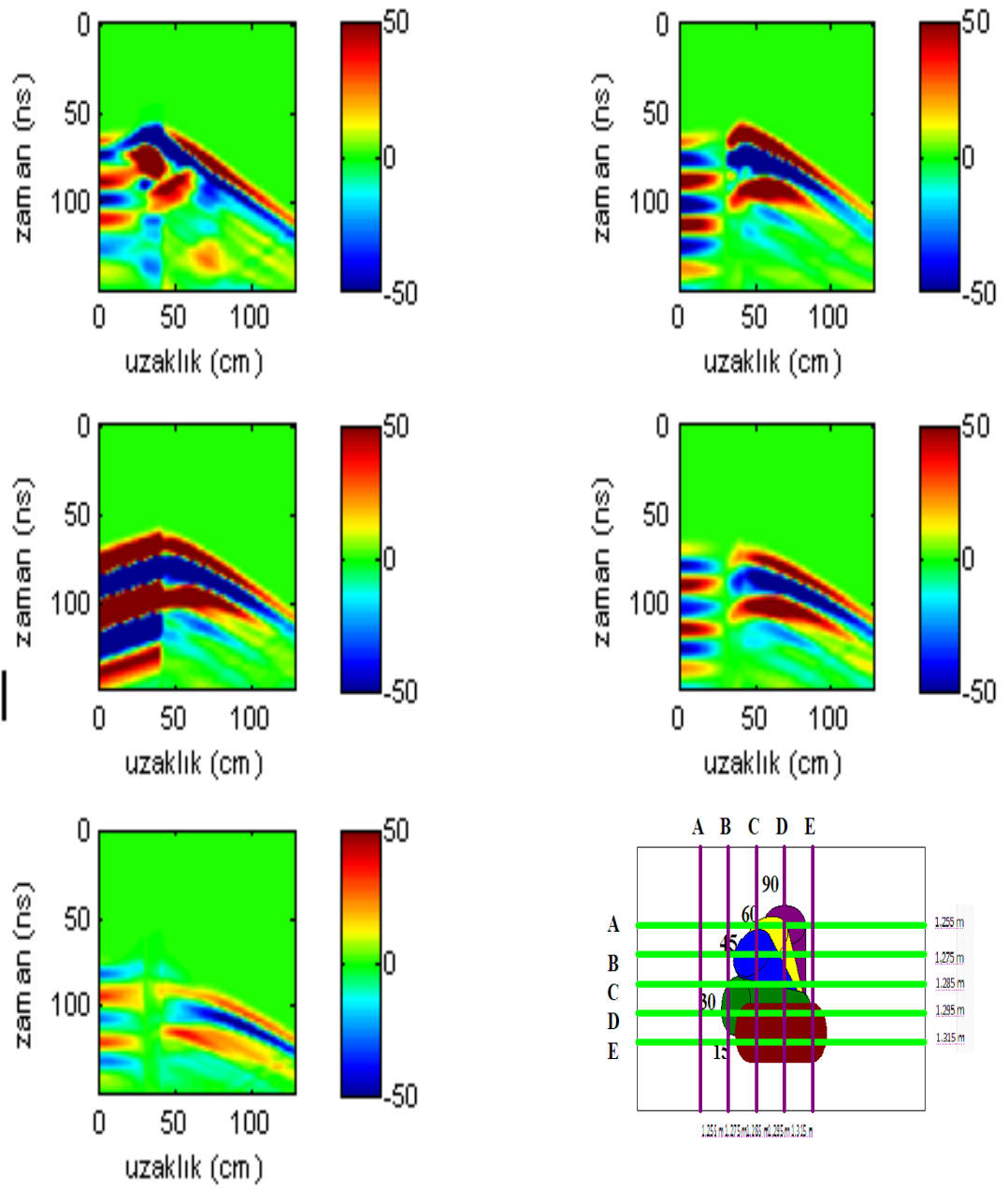
Şekil 5.42 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 60° eğimli silindir modeline ait, z doğrultusuna ait radar kesitleri



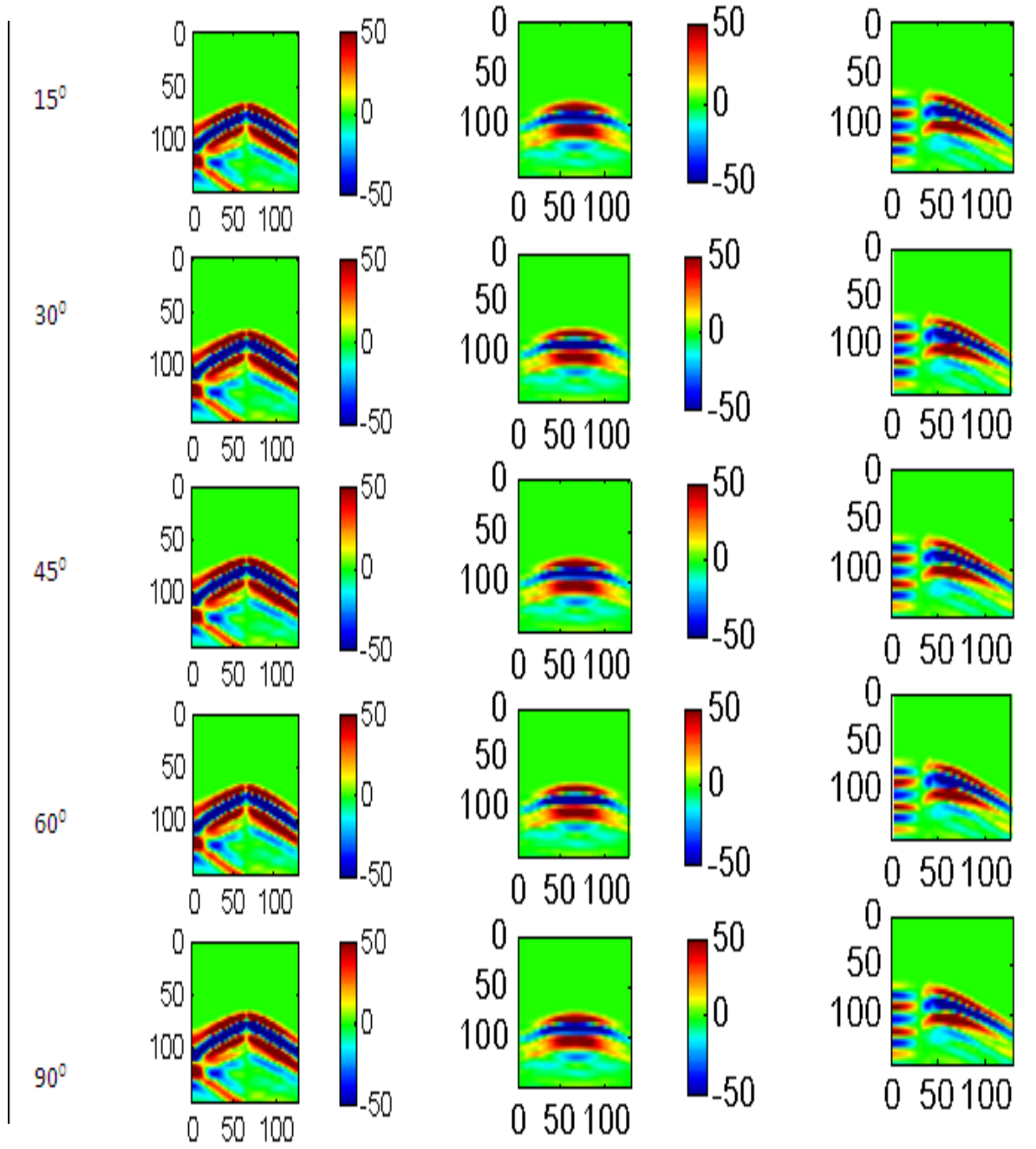
Şekil 5.43 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 90° eğimli silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri



Şekil 5.44 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 90° eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri



Şekil 5.45 100 cm boyunda ve 20 cm çapındaki 90° eğimli silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri

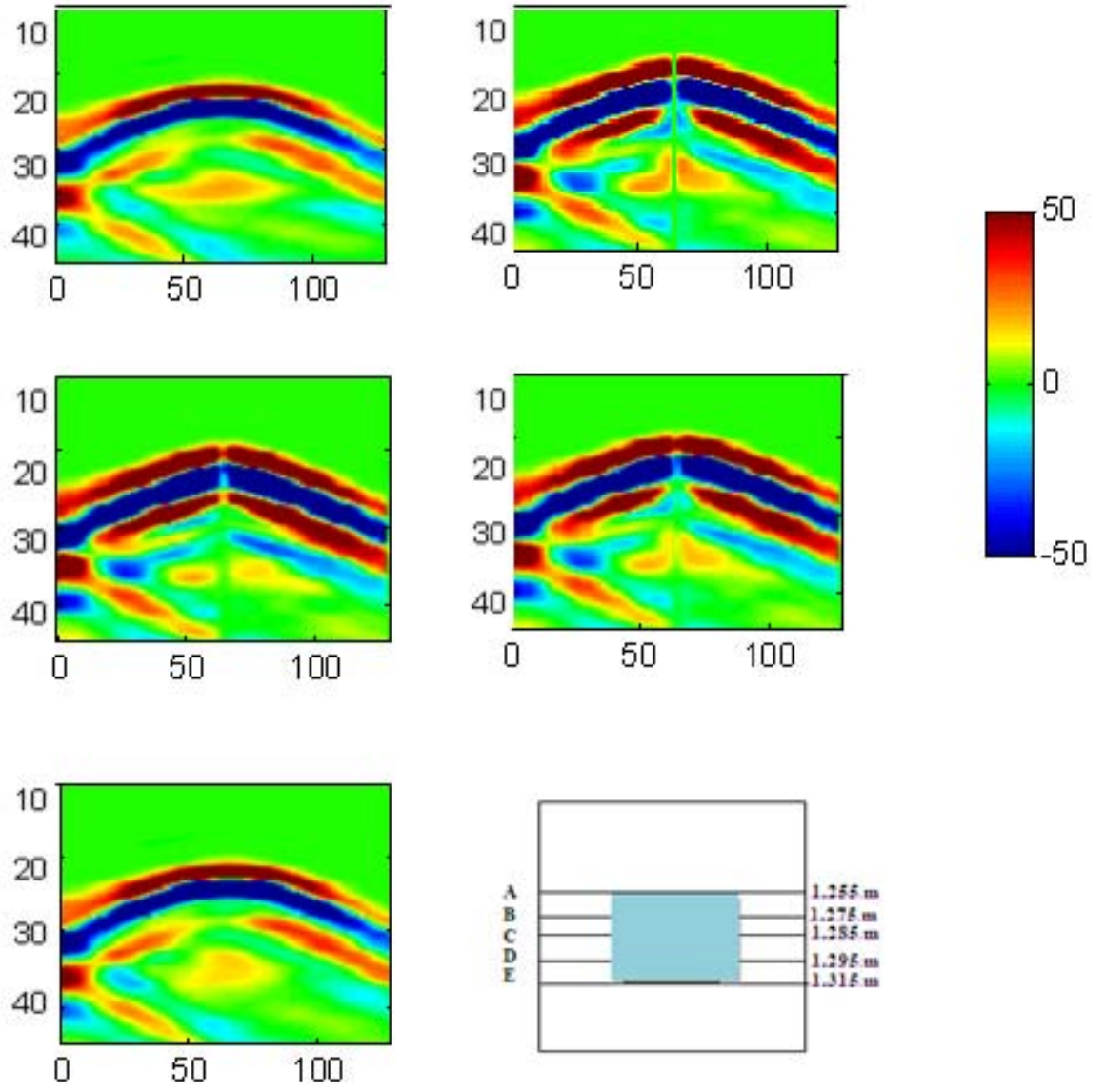


Şekil 5.46. a) farklı açılı silindir modeline ait, x doğrultusuna ait radar kesitleri, b) farklı açılı silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri, c) farklı açılı silindir modeline ait, y doğrultusuna ait radar kesitleri

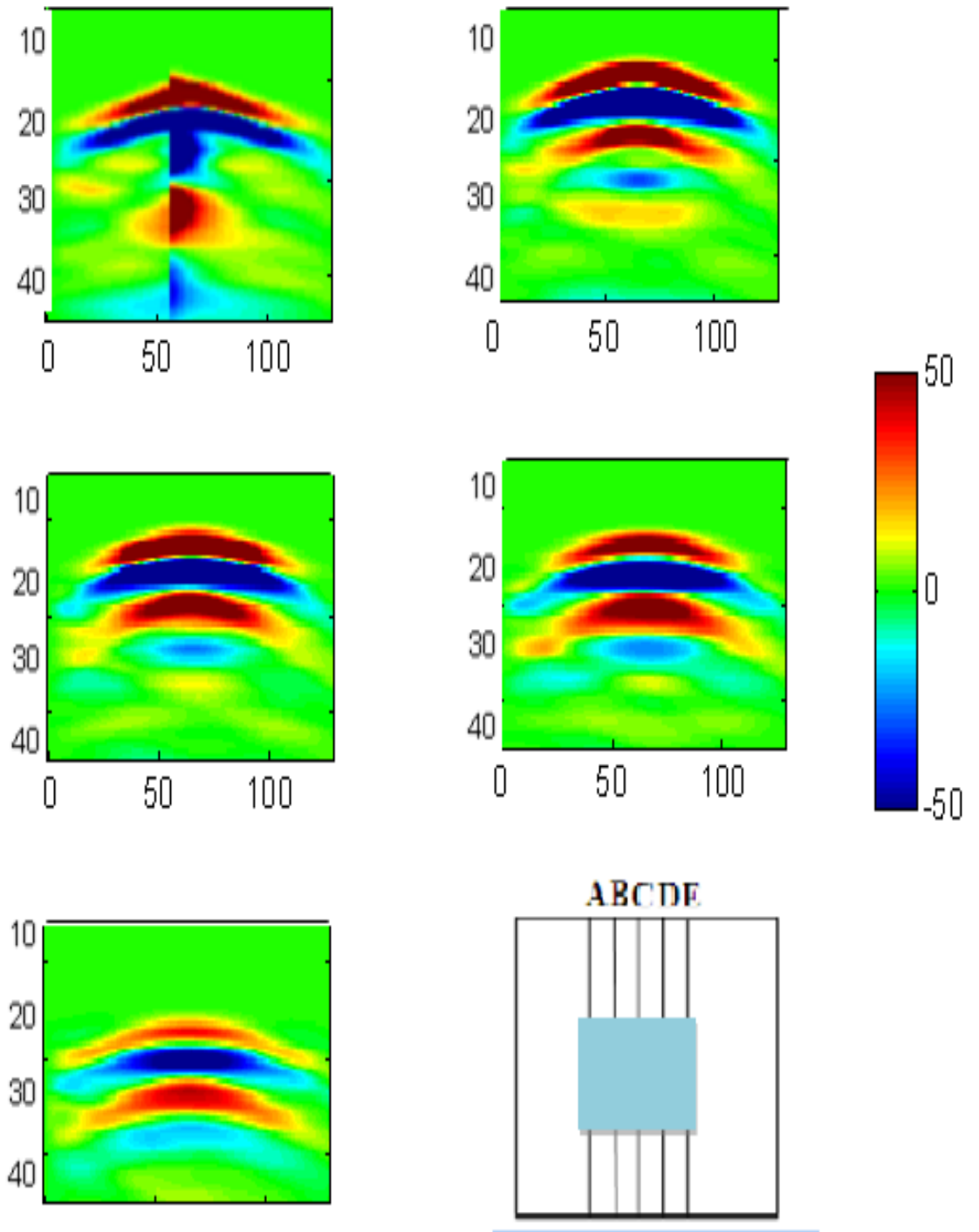
Bu uygulamada aynı parametreler kullanılarak farklı eğimlerde 3B alan içine yerleştirilen silindir modeli ele alınmıştır. Silindir farklı açılarda yerleştirilerek model üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Elde edilen radargramlar incelendiğinde aynı ölçüm düzeneğine ve aynı parametrelere sahip modellerin farklı açılara göre hiperbolün tepe noktasının kaydığı ve radar dalgalarının farklı varış zamanlarda geldiği görülmüştür. Bu model çalışmasında modelde farklı açılarda yerleştirilmesinde modelin konumunu ve derinliğinin ortaya konulmasında ne kadar etkili olduğu gösterilmiştir.

5.5.1 Boru Modeli

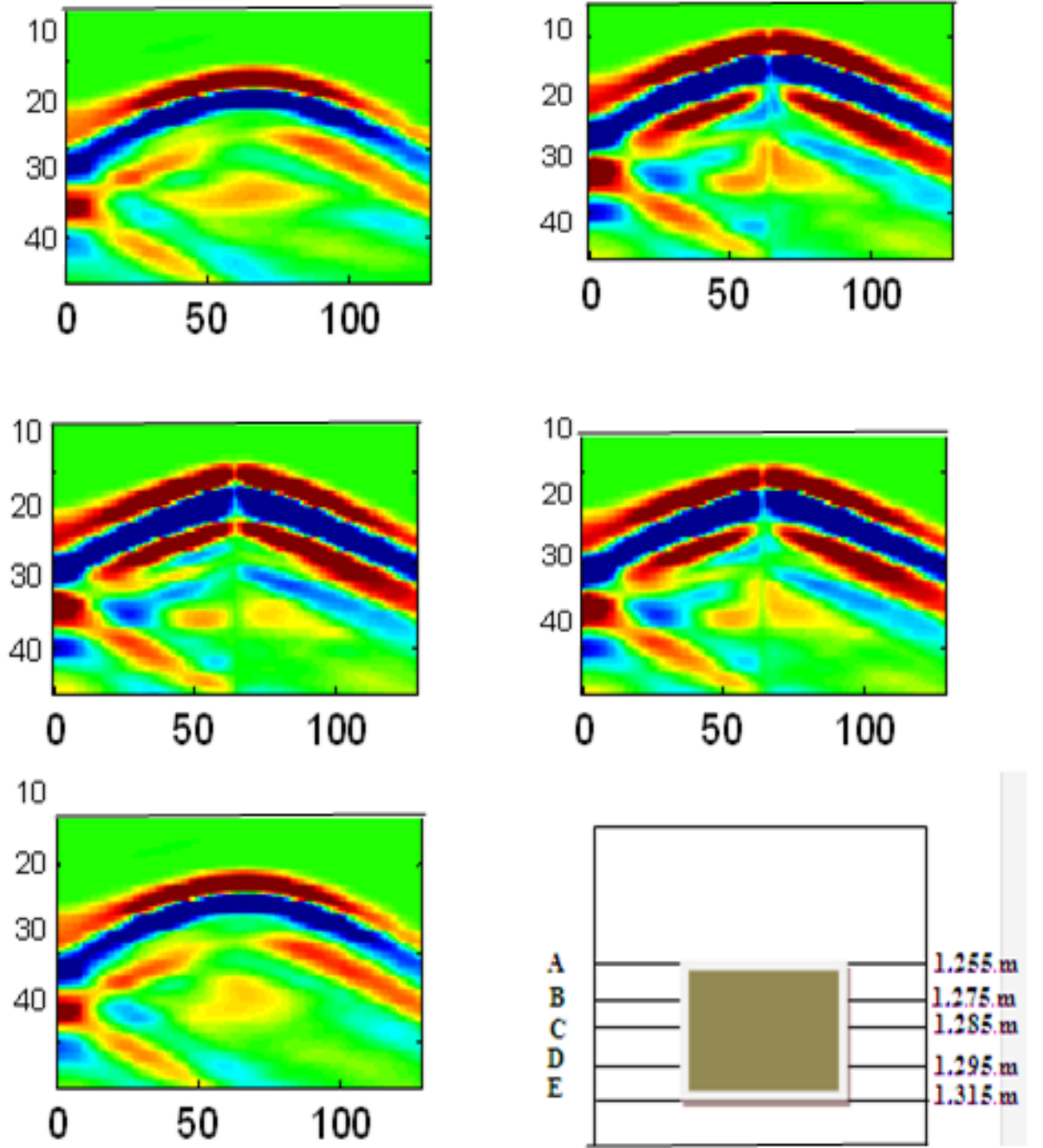
Bu uygulamada 128 x 128 x 128 m boyutlarına sahip bir kutu içine yerleştirilen 20 cm çap ve 1 m boyuna sahip bir boru modeli ele alınmıştır. Bu modelleme de farklı dielektrik ve iletkenlik değerleri verilmiş ebatları aynı alınarak parametrelerin model üzerindeki etkileri incelenmiştir (şekil 5.49-5.54). Şekil 5.49 ve şekil 5.50 de $\epsilon_r=1.0$ ve $\sigma=0$ S/M, Şekil 5.51 ve 5.52 de $\epsilon_r=8.0$ ve $\sigma=0$ S/M, Şekil 5.53 ve 5.54 de $\epsilon_r=8.0$ ve $\sigma=0.063$ S/M, değerler verilmiştir. Daha sonra yine farklı çap ve boyutlardaki borular 3B alan içine yerleştirilerek farklı boy ve çapların model üzerindeki etkileri incelenmiştir. Şekil 5.55 ve 5.56 da 30cm çapında ve 150 cm boyunda bir boru, şekil 5.57 ve 5.58 de 20 cm çapında ve 50 cm boyunda bir boru ve şekil 5.59 ve 5.60 de 30 cm ve 100 cm boyunda bir boru yerleştirilmiştir. $\Delta x=\Delta y=\Delta z=0.04$ m ve $\Delta t=0.6666$ ns olarak belirlenmiştir. 1 m derinliğe gömülü olduğu varsayılmıştır. Alıcı ve verici anten kutunun tam merkezine 1.285 m yerleştirilip gömülü modelin tam merkez noktasında geçtiği düşünülerek program çalıştırıldı. Boru modelinin antenin merkez frekansı 500 MHZ değerine göre hesaplama yapılmış ve x ve y doğrultularına ait radar kesitleri elde edilmiştir.



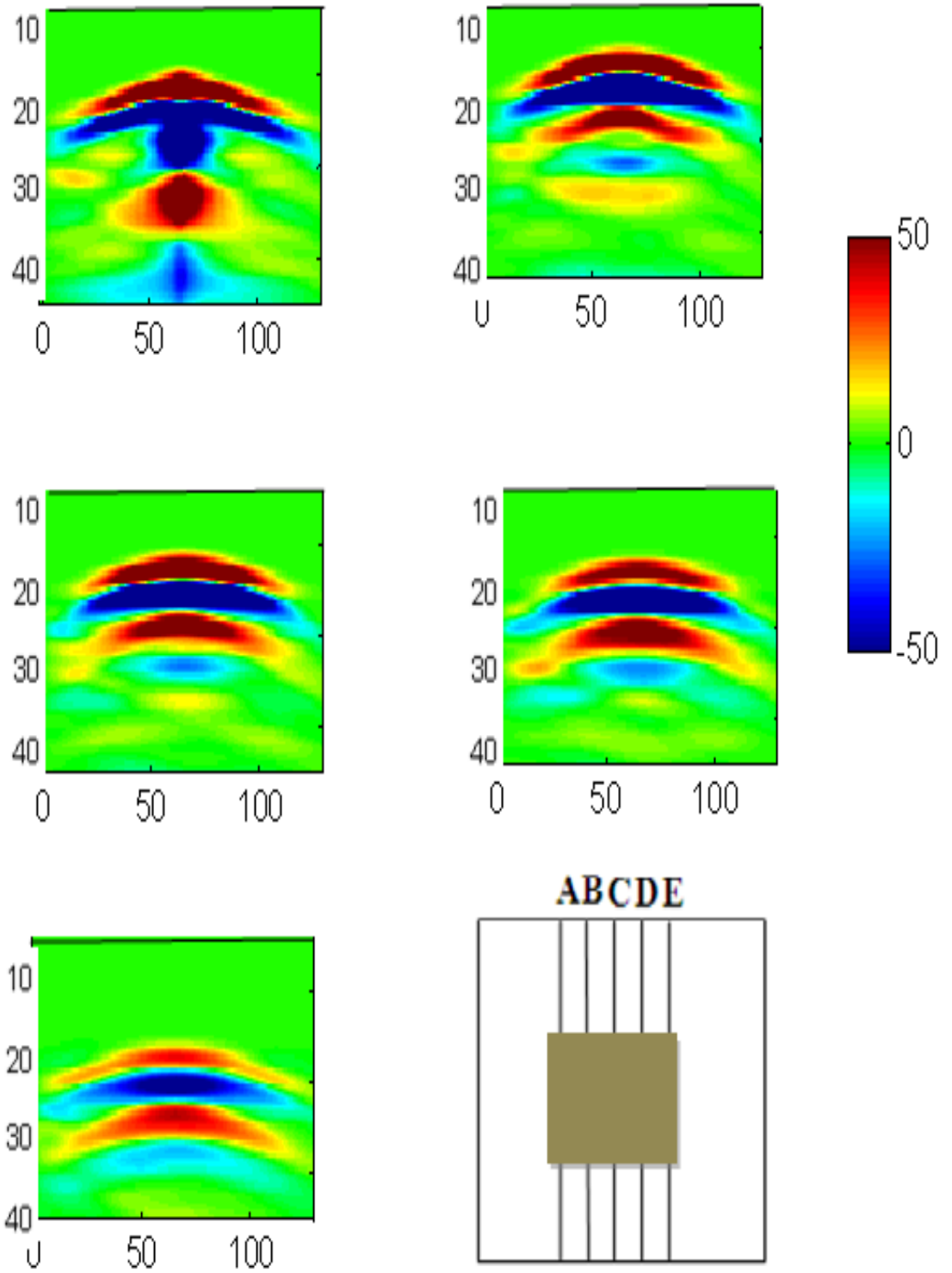
Şekil 5.47 $\epsilon_r = 1.0$ ve $\sigma = 0$ S/m boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



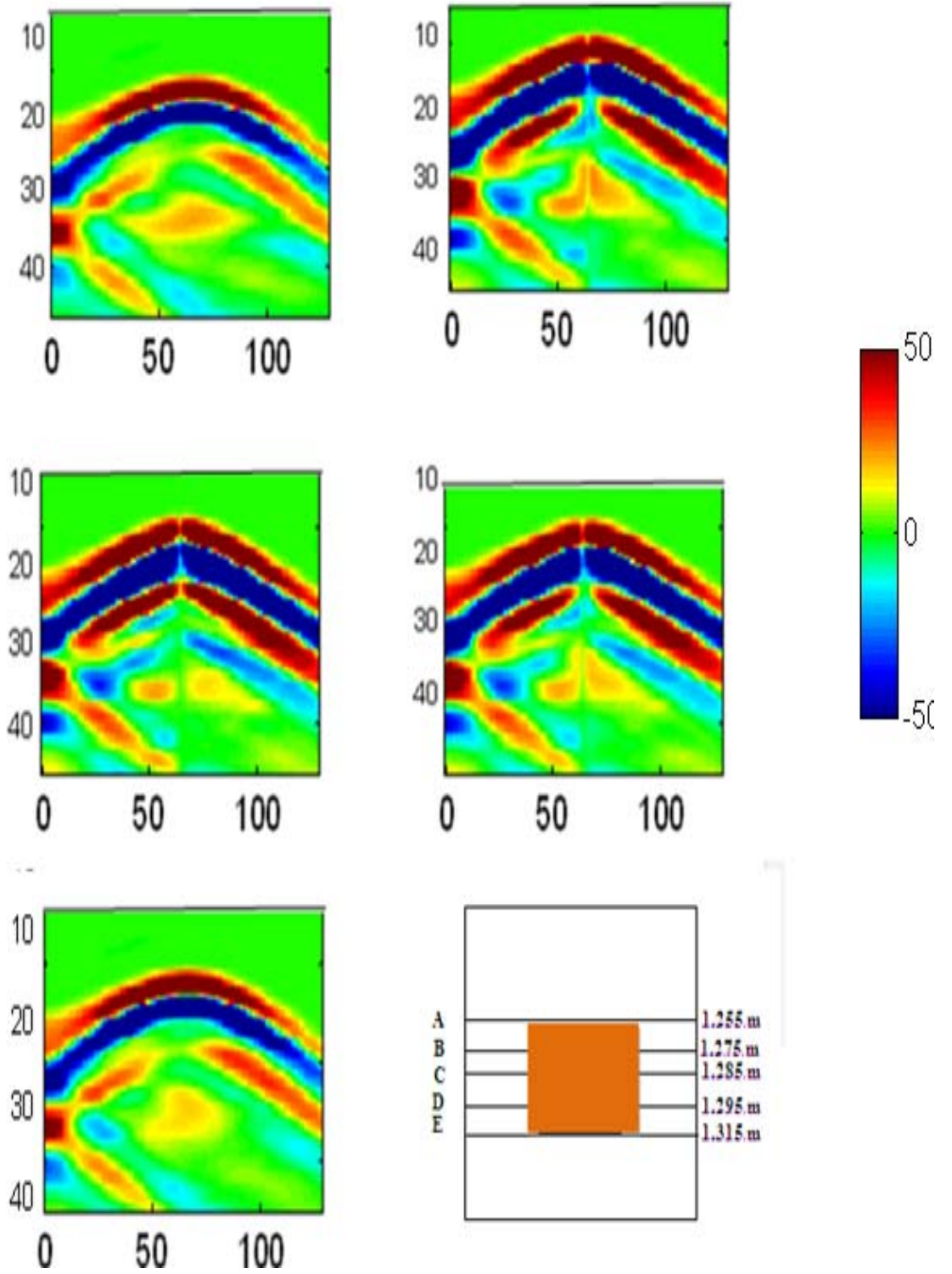
Şekil 5.48 $\epsilon_r = 1.0$ ve $\sigma = 0$ S/m boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil kesitleri



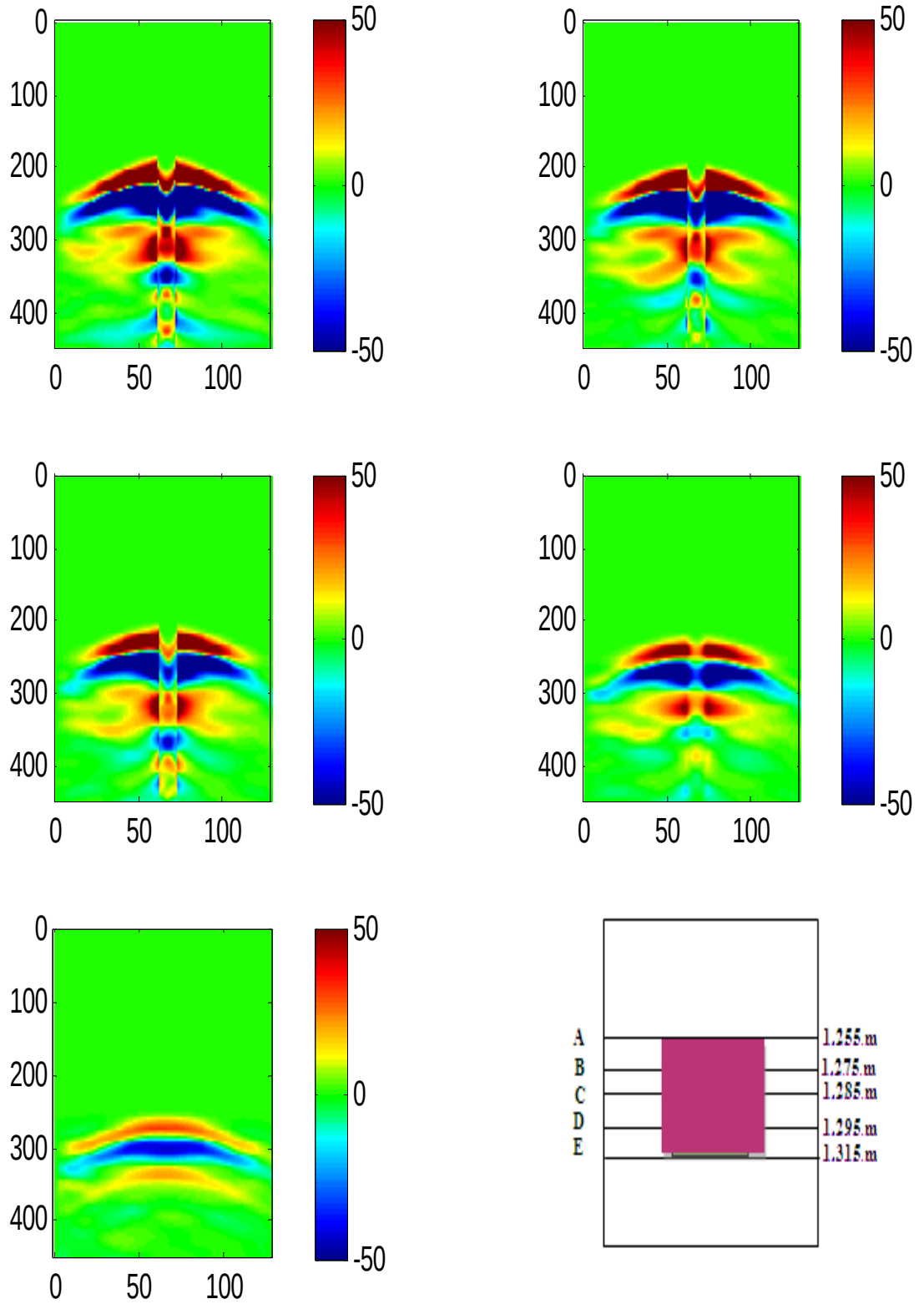
Şekil 5.49 $\epsilon_r = 80.0$ ve $\sigma = 0$ S/m boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



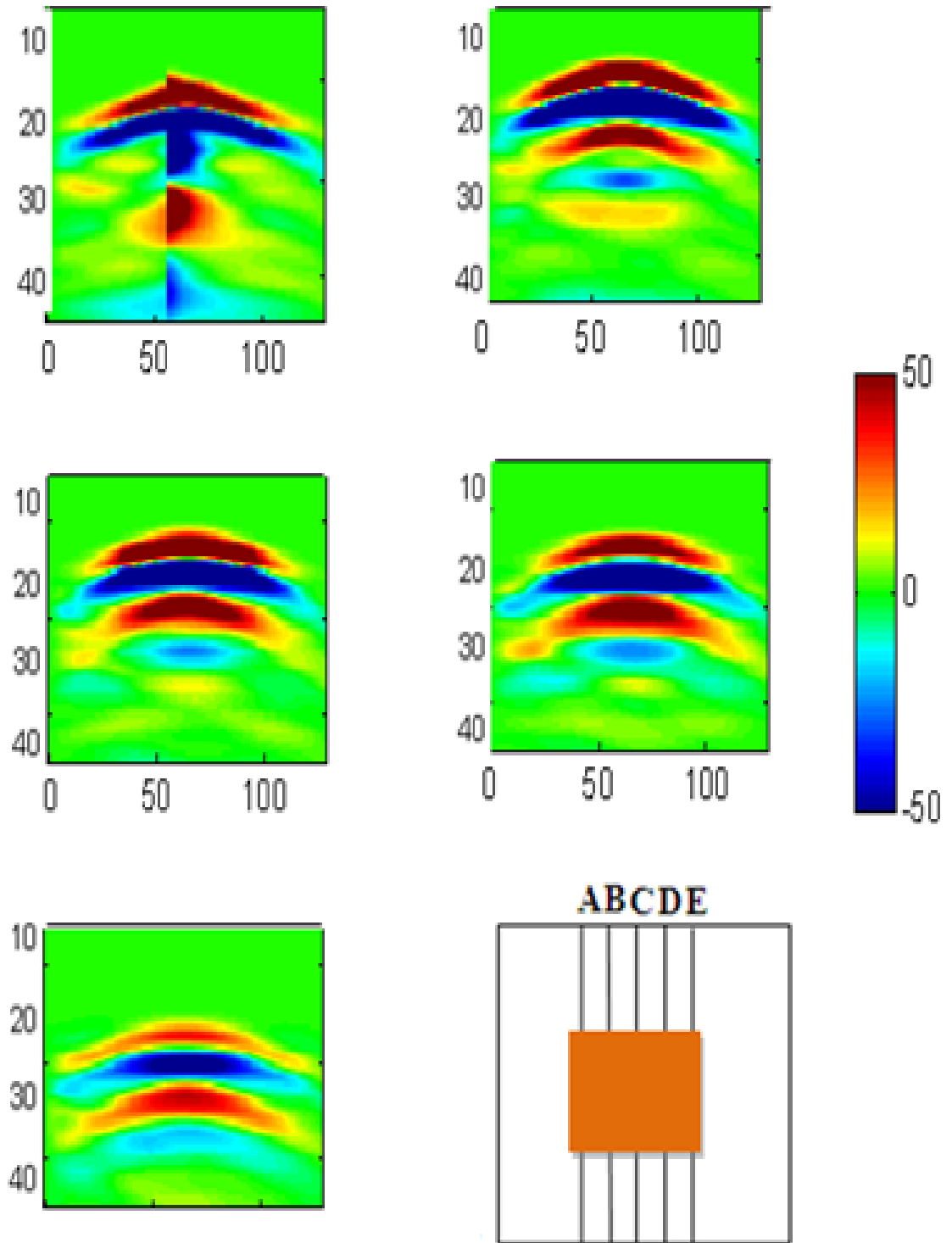
Şekil 5.50 $\epsilon_r = 80.0$ ve $\sigma = 0$ S/m boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



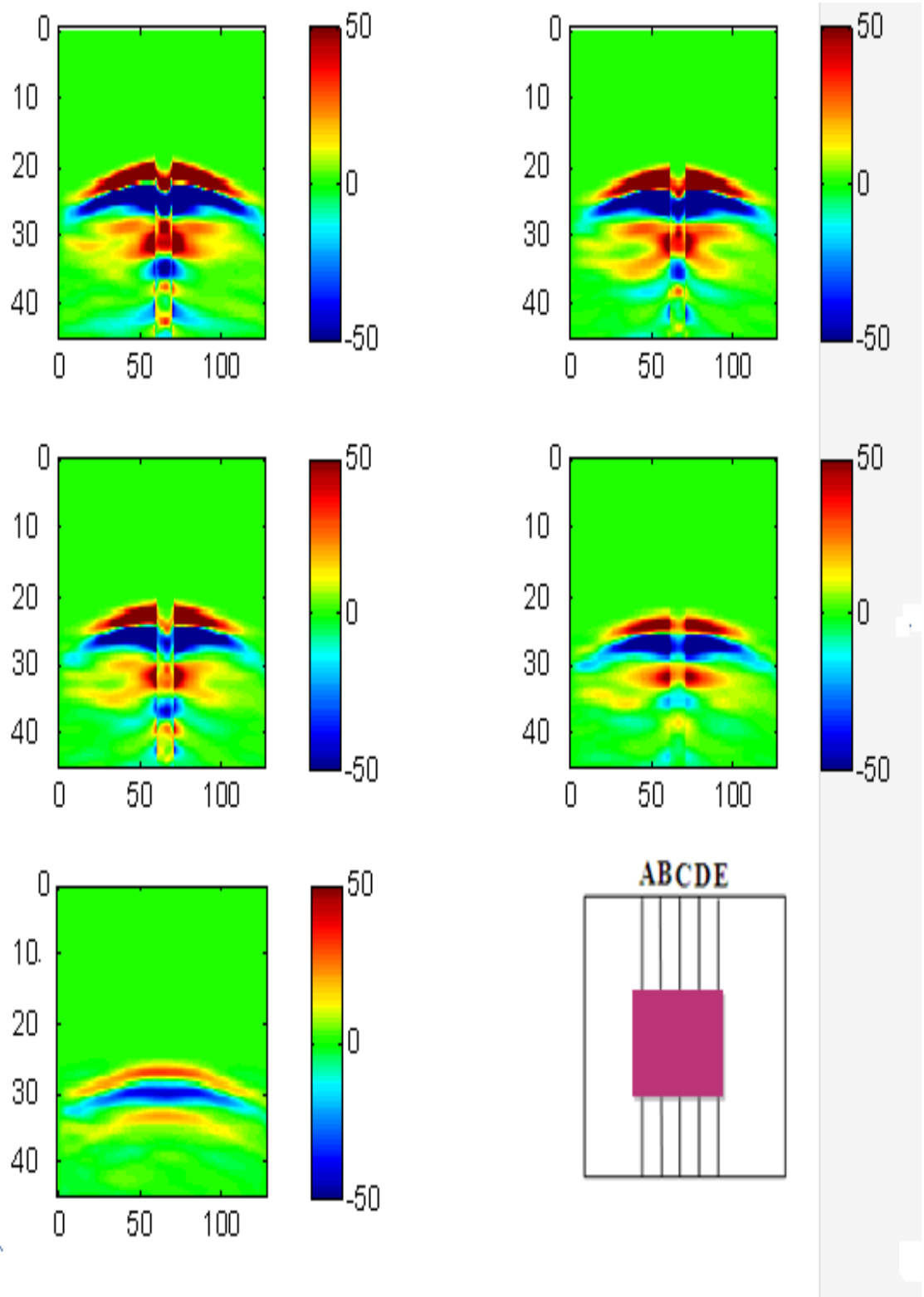
Şekil 5.51 $\epsilon_r=80.0$ ve $\sigma=0.063$ S/m boru modeline ait,x yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



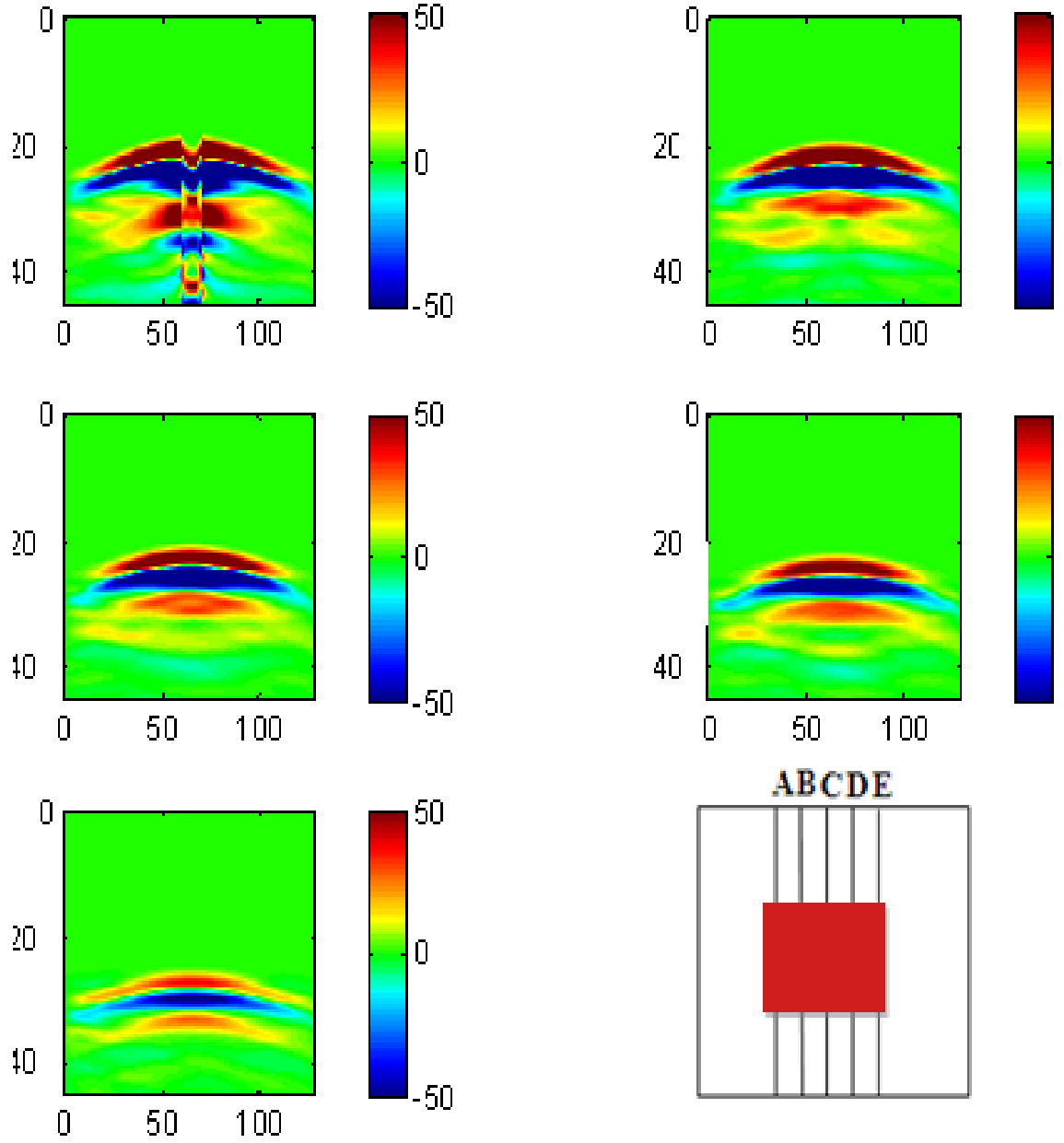
Şekil 5.52 $\epsilon_r=80.0$ ve $\sigma=0.063$ S/m boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



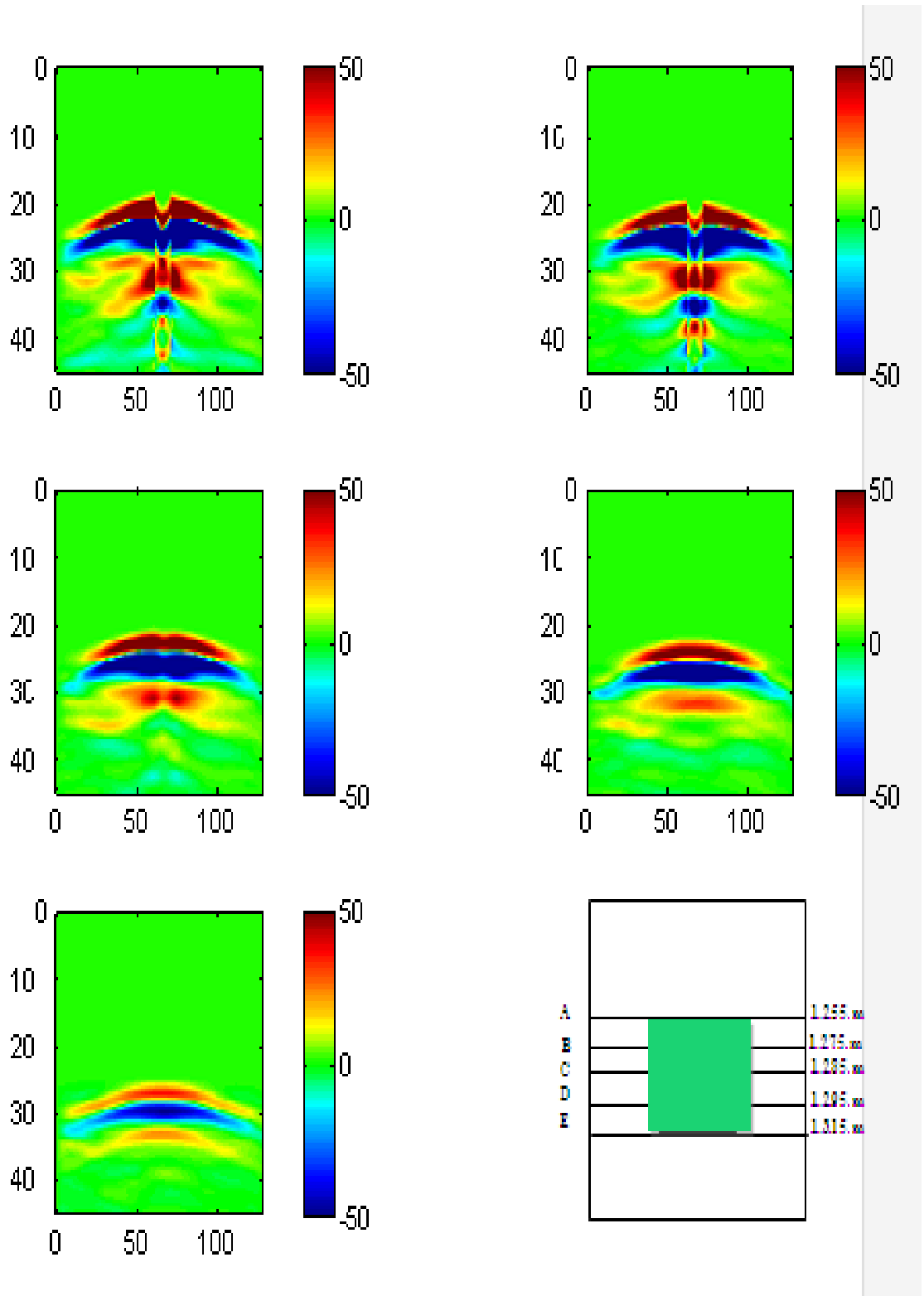
Şekil 5.55 30 cm çapında ve 150 cm boyunda boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



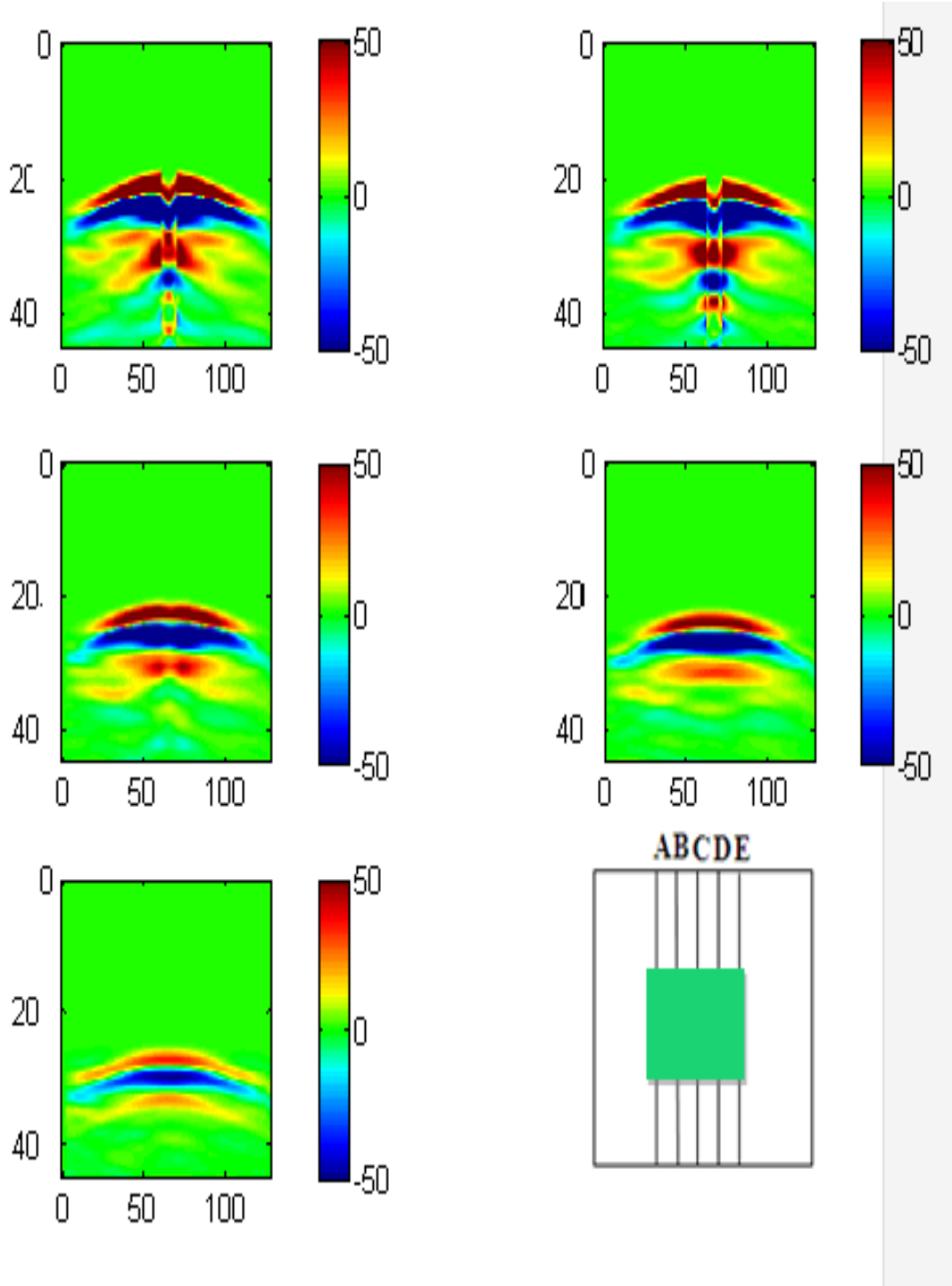
Şekil 5.56 30cm çapında ve 150 cm boyunda boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



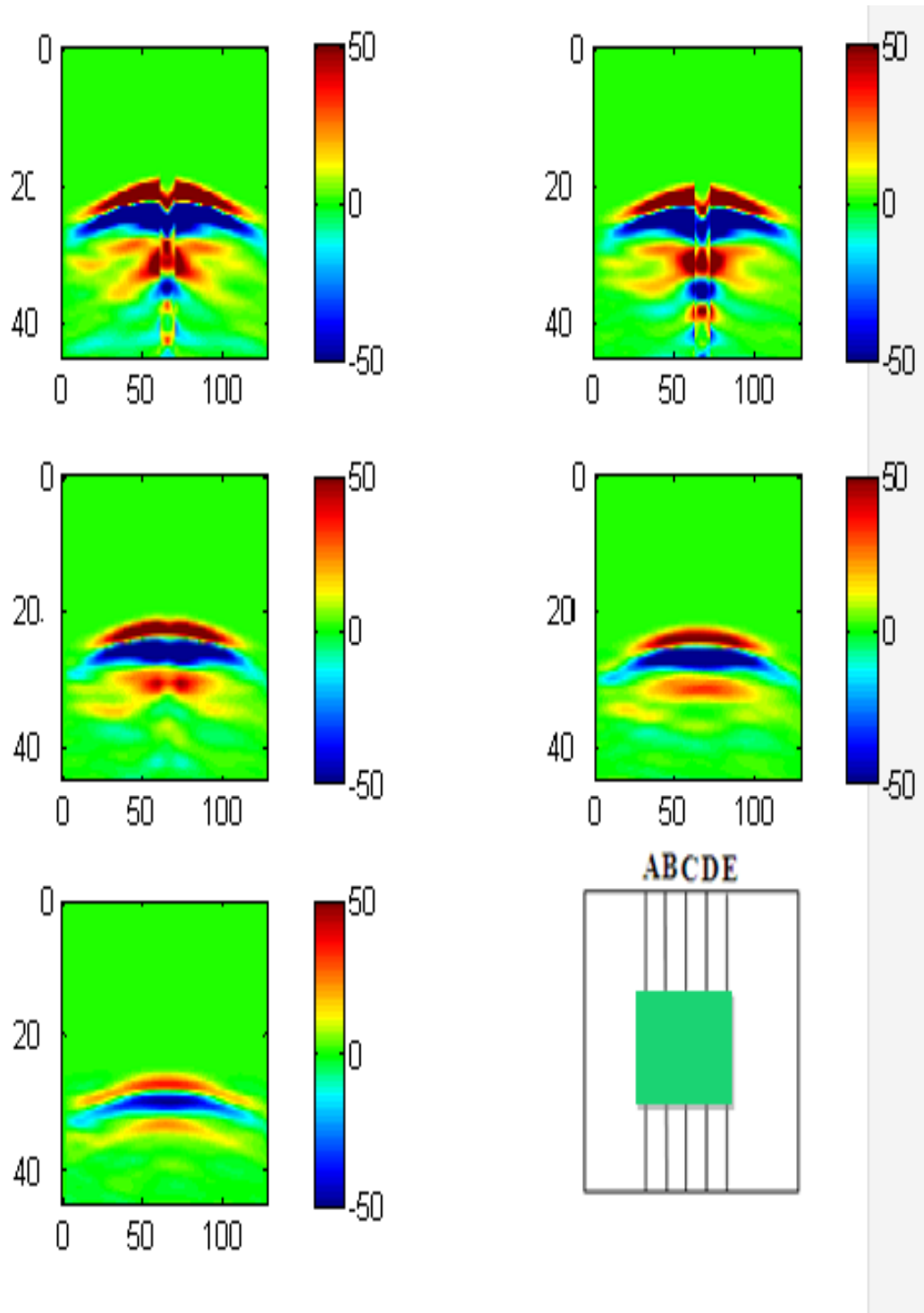
Şekil 5.57 10cm çapında ve 50 cm boyunda boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



Şekil 5.58 10cm çapında ve 50 cm boyunda boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



Şekil 5.59 20cm çapında ve 100 cm boyunda boru modeline ait, x yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri



Şekil 5.60 20cm çapında ve 100 cm boyunda boru modeline ait, y yönündeki A, B, C, D ve E profil doğrultularına ait radar kesitleri

Bu uygulamada farklı dielektrik ve iletkenlik değerleri değiştirerek model üzerinde etkileri incelenmiştir. Şekil 5.49, 5.50, 5.51, 5.52, 5.53, 5.54 de gösterilen radargramlarda parametrelerin değişimleri önemli ölçüde etkilediği görülmüştür. Model yapı ile yapının içinde bulunduğu ortamın bağıl dielektrik geçirgenlik değerleri arasındaki farkın artışı, daha yüksek genlikte radar yansımalarının oluşmasını sağlamaktadır. Bunun yanı sıra söz konusu bu artış, yapay radargramlarda tekrarlı yansımaların ortaya çıkmasına da neden olmaktadır. Bu etkiler radargramları daha karmaşık bir hale getirmekte ve bu durum radargramların yanlış yorumlanmasına da yol açabilmektedir. Ayrıca, radar dalgalarının ilerledikleri ortamın bağıl dielektrik geçirgenlik değerindeki artış da, radar dalgalarının ortam içinde yavaşlamasına neden olmakta ve radar dalgalarının varış zamanlarını etkilemektedir. Radar dalgalarının iletimini etkileyen diğer önemli bir parametre de elektrik iletkenliktir. Çalışmalar; kullanılan model yapıların elektrik iletkenlik değerindeki artışa koşut olarak, yapının üst yüzü ile gömüldüğü ortamın ara yüzünden daha belirgin yansımalar oluşmakla birlikte, yapının alt yüzeyinden herhangi bir yansıma oluşmadığını ortaya koymuştur. Bu durum ortamlarda elektrik iletkenliğe koşut olarak ortaya çıkan sönümlenme ile ilişkili olmaktadır. Bağıl manyetik geçirgenlik değerleri üzerinde yapılan incelemeler ise, bağıl manyetik geçirgenlik değerinin artışı ile birlikte yapı ile ortam arayüzündeki yansımaların genliklerinin önemli ölçüde değiştiğini göstermiştir. Bağıl manyetik geçirgenlik değerlerindeki değişimler model ile onu çevreleyen ortam arasındaki arayüzeylerden oluşan yansımaları daha da belirginleştirmektedir. Model yapının bağıl manyetik geçirgenlik değerinin artışı, yapının alt yüzeyinden yansıyıp yeryüzüne dönen radar dalgalarının yüzeydeki alıcıya daha geç ulaşmasına ve yapay radargramlardaki tekrarlı yansımaların belirginleşip, artmasına neden olmaktadır. Bu durum, yüksek manyetik geçirgenlik değerine sahip ortamlardan elde edilecek radargramlar üzerinden yapılacak yorumlarda mutlaka göz önünde bulundurulmalıdır. Radar modellemesinde elde edilen radar yanıtlarının niteliğini, model yapıların sahip oldukları fiziksel özelliklerin yanı sıra, bunların geometrik özellikleri de belirlemektedir. Model yapı boyutlarındaki artış, yapının belirlenebilirliğini arttırmaktadır. Benzetim modellerinde radar yanıtlarını etkileyen bir diğer önemli geometrik parametrenin de yapının gömülü bulunduğu derinlik olduğu görülmektedir. Sığ derinliklerdeki model yapılar daha

belirgin yansımalar üretirken, yapı derine ötelendiğinde yansıma hiperbollerini zayıflatmakta ve tanımsallıktan

uzaklaşmaktadır. Bu durum derinlikle radar dalgalarının sönümlenmesinden ve daha az radar enerjisinin derine ulaşmasından kaynaklanmaktadır. Modelleme çalışmaları hiperbol biçimlenmesinde model yapının şeklindeki değişimin de yanıtları etkilediğini göstermiştir.

5.6 Farklı Büyüklükteki Borular Üzerinde Toplanan Gerçek Veriler İle FDTD Modellerin Karşılaştırılması

Deneylerde 1.6 GHz kapalı anten, 98x98 cm² iç alana ve 40 cm iç derinliğe sahip tahta kasa ve ortam malzemesi olarak kuru kum kullanıldı. FDTD algoritmasından elde edilen radar kesitleriyle deneylerden elde edilen radagramlar iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (3B) görüntülenerek borulara ait saçılma hiperbollerindeki farklılıklar konumsal, fiziksel ve büyüklüklerine göre karşılaştırıldı.

Gömülü boruların karakteristik özelliklerini ve büyüklüklerini ortaya koymak amacıyla laboratuvar koşullarında deneyler yapıldı. Deneylerde kullanılabilir iç boyutu x yönünde 98 cm, y yönünde 98 cm ve z yönünde 40 cm derinliği olacak şekilde tahta kasa dizayn edildi (Şekil 5.62). Kasa içi, ortamı temsil eden kurutulmuş ince kum ile dolduruldu ve üç farklı çapta demir ve plastik borular kullanılarak üç farklı deney gerçekleştirildi. Üç deneyde de x eksenini gömülü borulara dik olan eksen, y eksenini gömülü borulara paralel eksen ve z eksenini kasanın derinlik eksenini olarak seçildi.

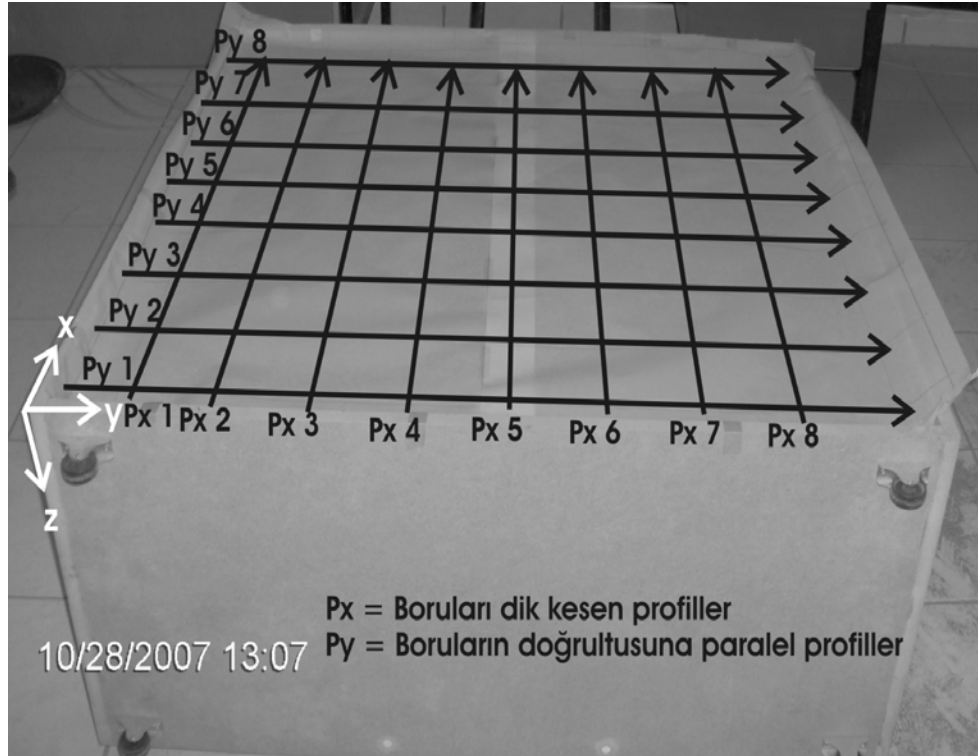


Şekil 5.61 FDTD algoritmasında ve deneylerde kullanılan kasa ve x,y,z boyutları

Veri Toplama

Tüm deneylerde veri toplama aşamasında, gömülü borulara paralel ve dik olmak üzere 11 cm aralıklarla x ve y yönünde sekiz profil aydınır kağıdına işaretlendi (Şekil 5.63). Profil yönleri ve aralıkları işaretlenen aydınır kağıdı boruların gömüldüğü içi kuru kum ile dolu kasanın üzerine yerleştirilerek profiller üzerinde veriler toplandı.

Deneylerde, RAMAC CUII radar sistemi ve bu sisteme uyumlu, duyarlılığı 0.005-0.01 m ve antenler arası mesafe 0.05 m olan 1.6 GHz kapalı anten kullanıldı. Her profilde ölçüm aralığı 0.0044 m, kayıt süresi 9 ns ve zaman örnekleme aralığı 0.054 ns olarak alındı.

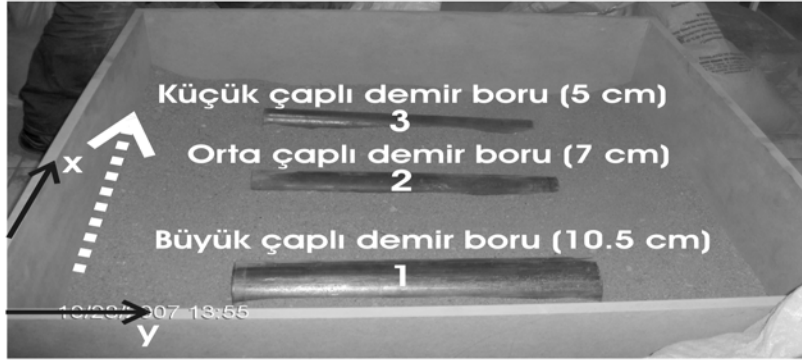


Şekil 5.62 Deneylerde kullanılan kasa üzerindeki profiller ve doğrultuları,

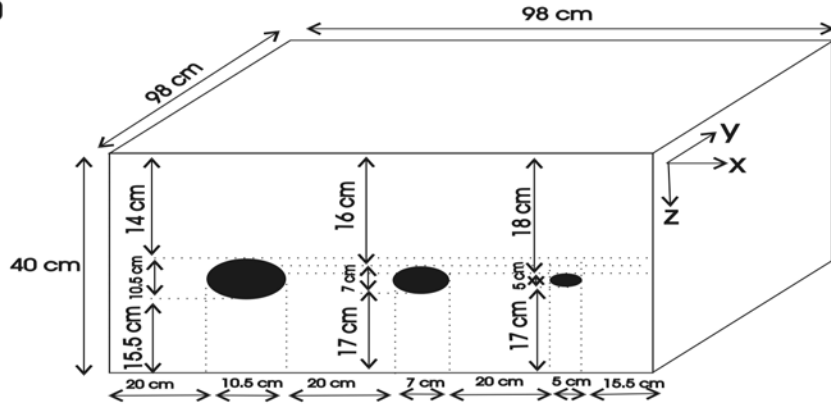
Deney 1 (Demir Borular)

İlk deney üç farklı çapta aynı boyda demir borular kullanılarak yapıldı. Demir boruların çapları sırasıyla 10.5 cm, 7 cm ve 5 cm olup, boyları ise 50 cm'dir. Borular kasa içine büyük çaplı demir borudan küçük çaplı demir boruya doğru yerleştirildi (Şekil 5.64 a). Üç demir boru kasanın üst seviyesine göre 2B radar kesitlerinde farkı yakalayabileceğimizi görmek için ikişer cm aralıklarla 14 cm, 16 cm ve 18 cm derinliğe gömüldü. Boruların x-y ve x-z konumları ayrıntılı olarak Şekil .64 ab ve c de gösterilmektedir. Borular arasındaki mesafe 20 cm, büyük çaplı boru ile kasanın kenarı arasındaki mesafe 20 cm, küçük çaplı boru ile kasanın kenarı arasındaki mesafe ise 15.5 cm olarak dizayn edildi (Şekil 5.64 b). Boruların başlangıç noktası kasa kenarından y eksenine göre 23 cm, bitiş noktası ise 73 cm içeridedir. Bitiş noktasının kasanın diğer kenarına uzaklığı 25 cm'dir (Şekil 564 c). Demir borulara büyük çaplıdan küçük çaplıya doğru '1', '2', '3' olarak numaralandırıldı.

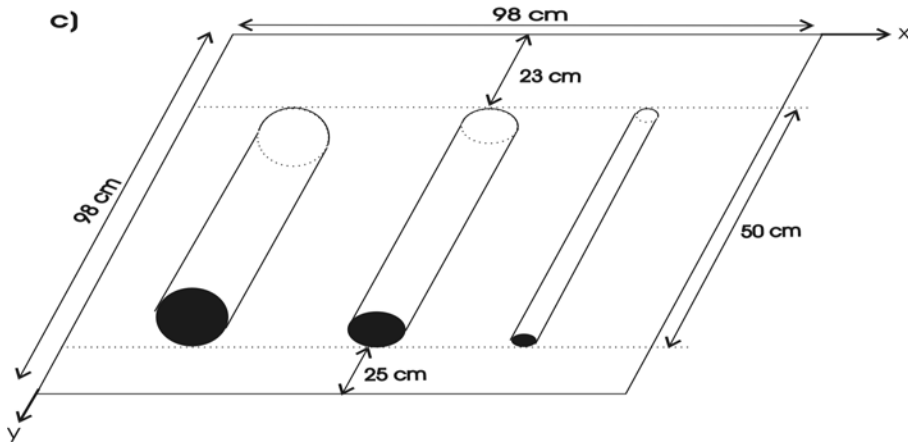
a)



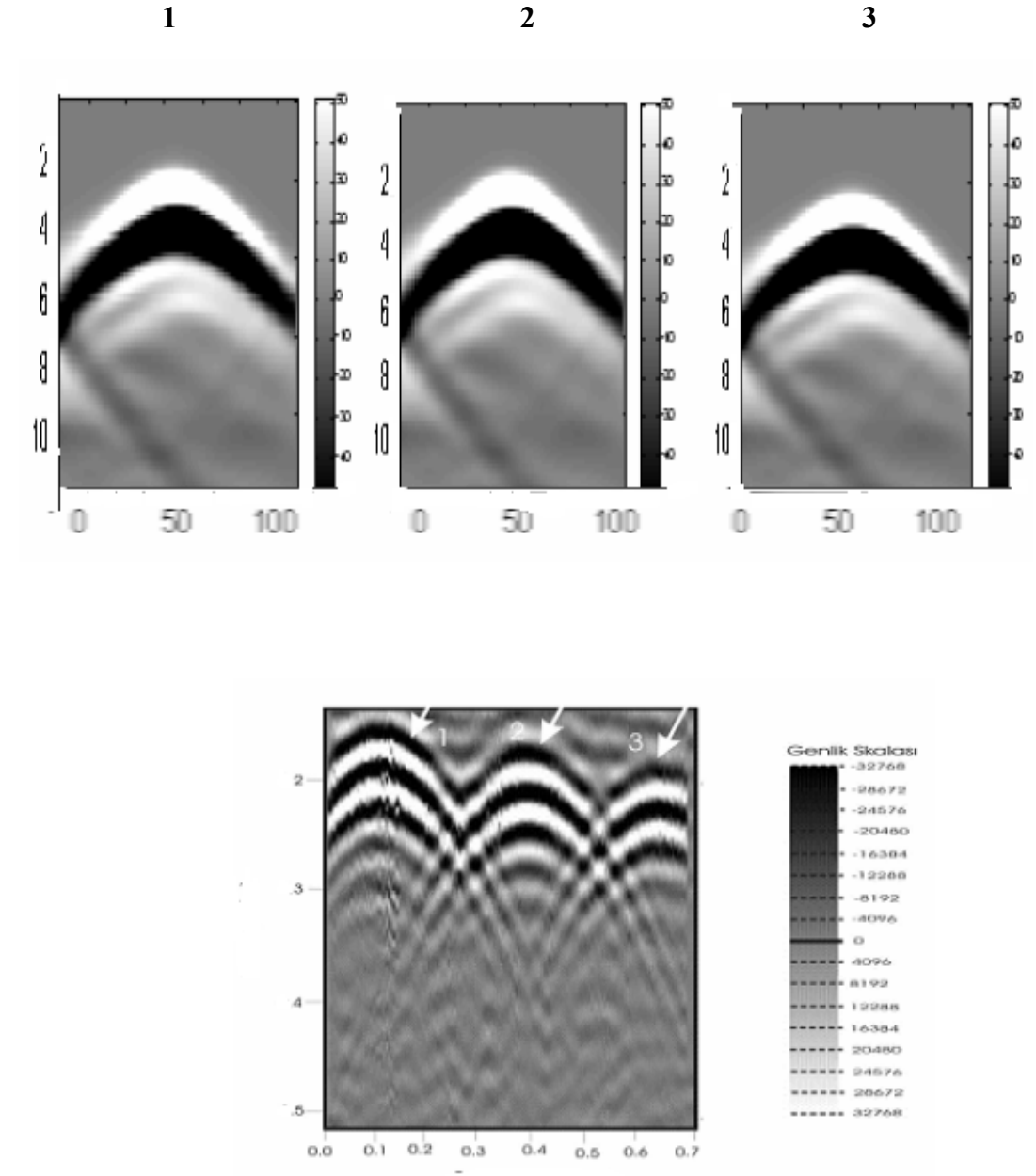
b)



c)



Şekil 5.63. a.Farklı çaptaki demir boruların kasa içindeki yarı gömülü görüntüleri, b. Demir boruların kasa içinde x-z konumları, c. Kasa içinde x-y konumları,

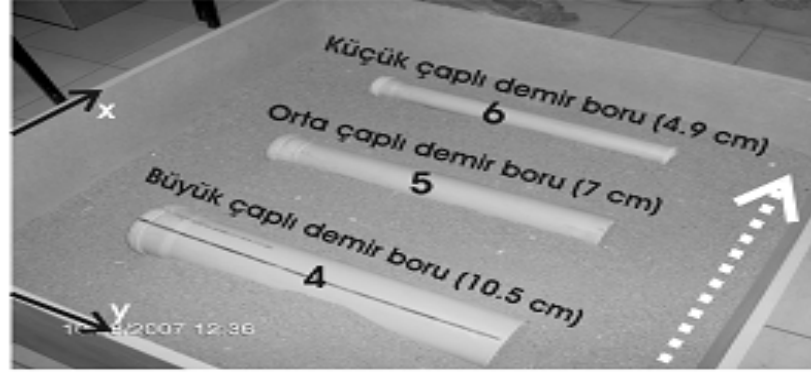


Şekil 5.64 Farklı çaplardaki demir borunun x eksenı yönünde a. FDTD ve b. deneyler sonuçlarından elde edilen kesitleri (radargramları)

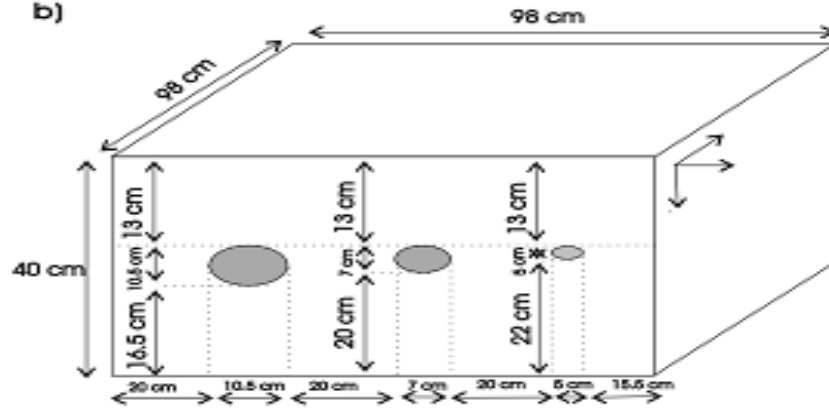
Deney 2 (Plastik Borular)

İkinci deneyde yine aynı amaçla farklı çaplarda plastik borular kullanıldı. Boruların çapları sırasıyla 10.5 cm, 7 cm ve 5 cm, boyları ise 54 cm'dir. Kasa içindeki sıralama x-y koordinatına göre büyük çaplı borudan küçük çaplı boruya doğrudur (Şekil 5.66 a). Her üç plastik boru kasanın üst seviyesine göre 13 cm derinliğe gömüldü. Boruların x-z konumları şekil 3b de verildiği gibi borular arası mesafe 20 cm, büyük çaplı boru ile kasanın kenarı arasındaki mesafe 20 cm, küçük çaplı boru ile kasanın kenarı arasındaki mesafe ise 15.5 olarak düzenlendi (şekil 5.66 b). y eksen yönünde boruların başlangıç noktası $y=0$ noktasındaki kasa kenarından 19 cm içeridedir. Boruların bitiş noktası ile kasa kenarı arasındaki mesafe ise 23 cm'dir (Şekil 5.66 c). Plastik borulara büyük çaplıdan küçük çaplıya doğru '4', '5', '6' olarak numaralandırıldı.

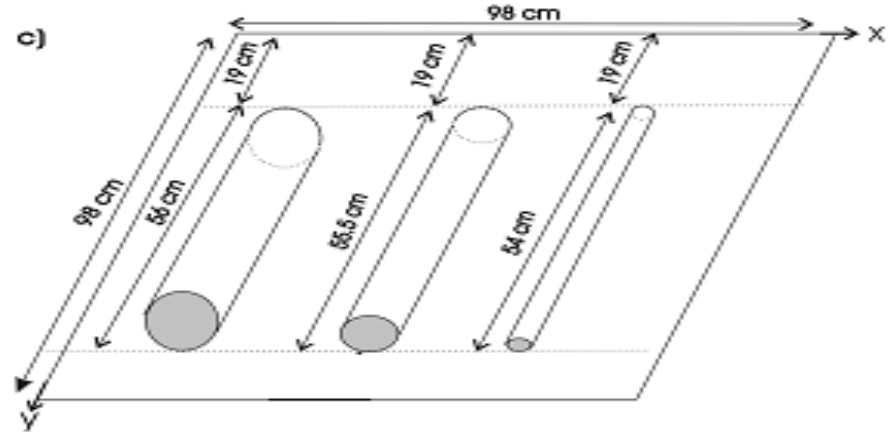
a)



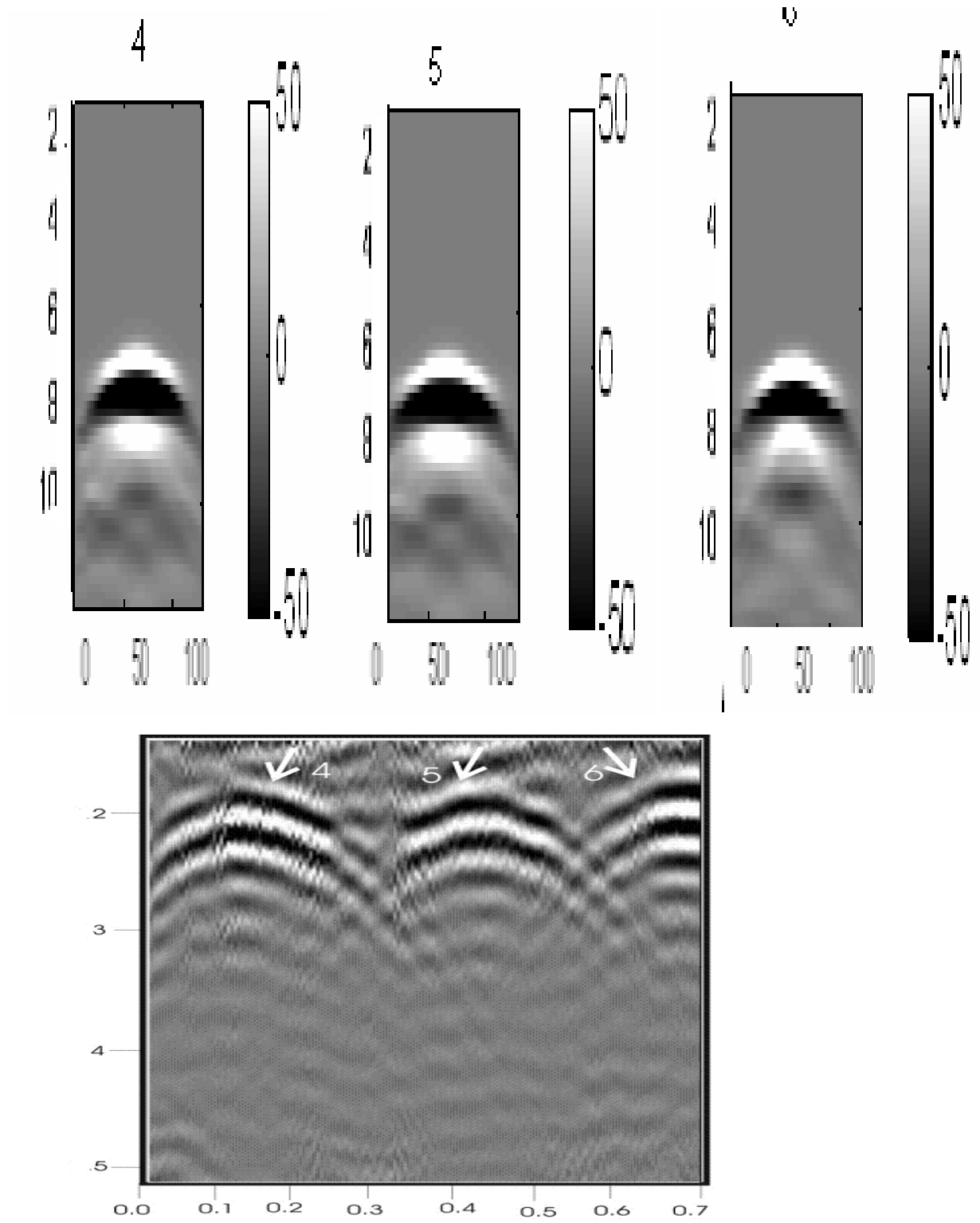
b)



c)



Şekil 5.65. a. Aynı çaptaki demir ve plastik boruların kasa içindeki yarı gömülü görüntüleri, b. Demir, plastik boruların kasa içinde x-z konumları, c. Kasa içinde x-y konumları,

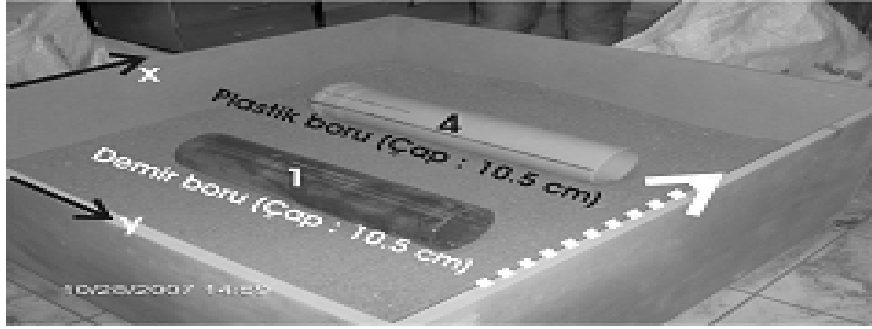


Şekil 5.66 Farklı çaplardaki plastik borunun FDTD ve deneyler sonuçlarından elde edilen radargram kesitleri

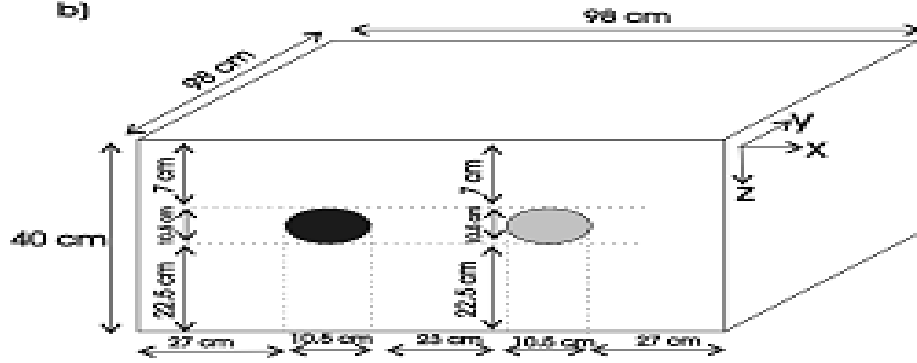
Deney 3 (Demir-Plastik Boru)

Üçüncü deneyin amacı aynı çaptaki ancak farklı özellikteki iki borunun anomali farklılıklarını araştırarak boru karakteristik özelliğini ortaya koymaktır. Bu amaçla deney 1 ve deney 2 de kullanılan büyük çaplı demir ve plastik borular kasa içinde 7 cm derinliğe gömüldü. Boruların çapları eşit 10.5 cm, boyları ise 54 cm, 50 cm'dir (Şekil 5.68a). Buna göre boruların kasa içindeki x yönünde borular arasındaki mesafe 23 cm'dir. Borular ile kasa kenarları arasındaki mesafe 27 cm'dir (Şekil 5.68b). Kasanın kenarı ile boruların başlangıç noktası y yönünde demir için 21 cm, plastik için 25 cm'dir. Boruların bitiş noktası ile karşı kenar arasındaki mesafe ise 23 cm'dir (Şekil 5.68c). Deney 1 ve 2 deki gibi demir boru 1, plastik boru 4 olarak numaralandırıldı.

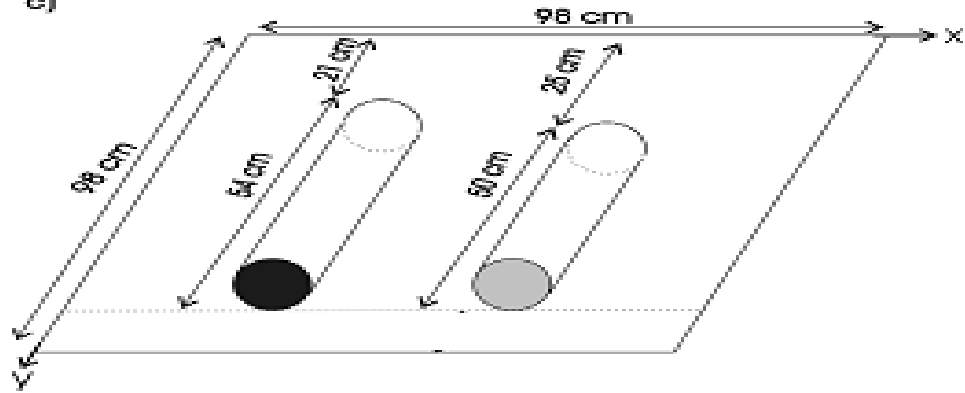
a)



b)

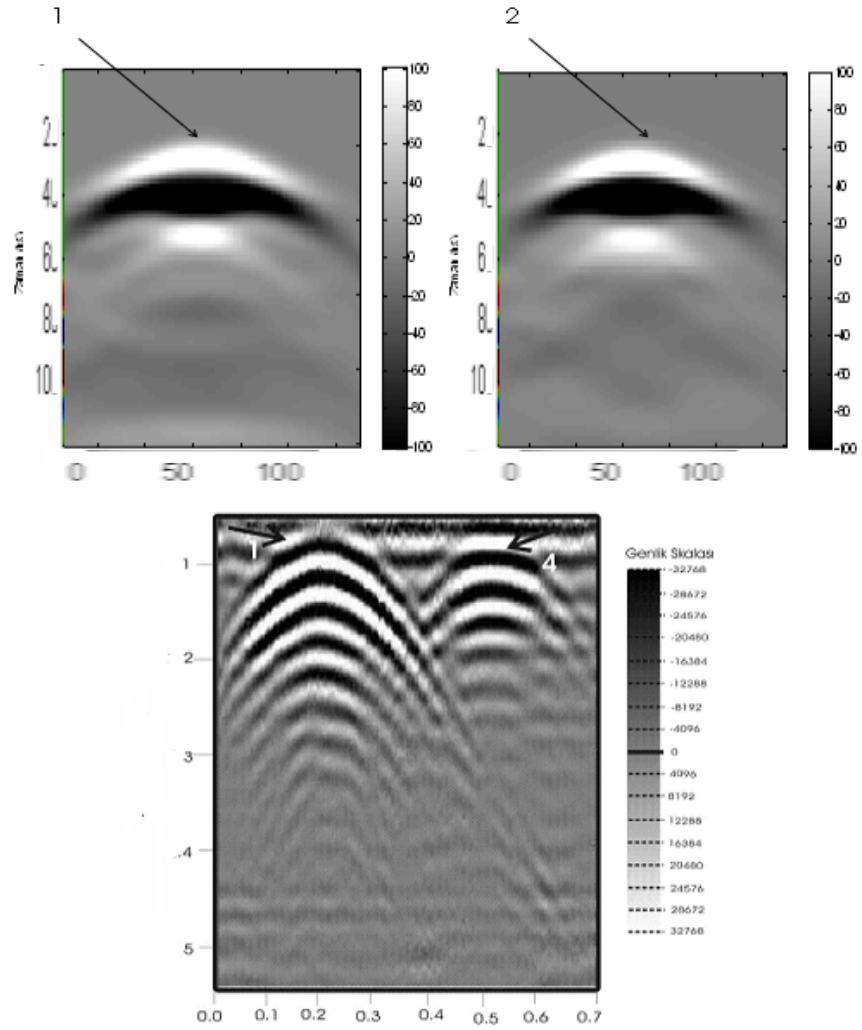


c)



- 5.67. a. Aynı çaptaki demir ve plastik boruların kasa içindeki yarı gömülü görüntüleri, b. Demir, plastik boruların kasa içinde x-z konumları, c. Kasa içinde x-y konumları,

FDTD algoritmasına deneylerde kullanılan aynı modeller ve modellerin parametreleri değiştirilmeden algoritma çalıştırılmıştır. Deneylerden elde edilen radar kesitleri ve FDTD algoritmasında elde edilen radar kesitleri şekil 5.69’da gösterilmiştir.



Şekil 5.68 Demir ve plastik boru modelinin FDTD algoritmasından ve deneylerden elde edilen radar kesitleri

Birinci ve ikinci deneylerde aynı özellikte farklı çaplardaki borulara ait anomali farklılıkları ortaya çıkarıldı. Deneyde ise aynı çapta farklı özellikteki borulara ait anomali farklılıkları ortaya çıkarıldı. Profil boylarının kasa uzunluğundan daha farklı olmasının nedeni kasa içine yerleştirilen antenin boyu kadar olan kayıptır. Bu nedenle konum değerlendirilmelerinde bu durum dikkate alınmalıdır.

Yapılan profil ölçümlerine göre boruları dik kesen x doğrultusundaki profillere ait radar kesitleri (Şekil 5.65) boruların büyüklük farklarını ortaya koyduğu görülmektedir. Borular, boruları dik kesen profiller üzerinde (Şekil 5.67), boru anomalileri saçılma hiperbolü olarak, borular boyunca olan profiller üzerinde ise yansıma anomalisi olarak görülmektedir. Şekil 5.65 2B kesitlere göre üç farklı çaptaki demir boru değerlendirildiğinde ilk gözlenen anomalilerin çok net olması, saçılma anomalilerinin çok geniş bir alanda gözlemlendiğidir. Bunun nedeni, demirin EM dalga hızının çok düşük olması (0.017 m/ns) ve ortamın yüksek (0.2 m/ns) EM dalga hızına sahip olmasıdır. Bu durumda EM dalgası için yansıma katsayısı;

$$R = \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \quad (4.1)$$

değerini negatif değerde artırmaktadır. ‘ Burada, V_1 kuru kuma, V_2 borulara ait EM dalga hızı, ϵ_1 kuru kuma, ϵ_2 borulara ait dielektrik katsayısıdır.’

Aynı şekilde Şekil 5.67’de verilen 2B kesitlere göre üç farklı çaptaki plastik boru anomalileri değerlendirildiğinde aynı genlik kazanç fonksiyonu ile veri görüntülenmesine rağmen saçılma genliklerinin demir boru anomalilerine göre daha zayıf olduğu gözlenmektedir. Bunun nedeni, plastiğin EM dalga hızının yaklaşık 0.16 m/ns, ortamı temsil eden kuru kumun 0.2 m/ns olması ve buna bağlı olarak yansıma katsayısı değerini azaltmasıdır. Deneylere ait kesitlerde hem demir hem de plastik boruların EM dalga hızının ortamı temsil eden kuru kumun EM dalga hızından daha düşük olmasından dolayı saçılmalar negatif polaritededir (Şekil 5.65, 5.67 ve 5.69). Genlik skalasından dalga polaritesi gözlenebilmektedir.

6. SONUÇLAR VE TARTIŞMALAR

Jeofizik çalışmalarda yöntemlerin problemler üzerindeki başarısını test etmede modelleme çalışmaları sıkça kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında fiziksel ve geometrik parametreleri belli yer altı modelleri FDTD yöntemi kullanılarak yüksek frekanslı elektromanyetik dalga alanı incelenmiştir.

Mühendislikte, herhangi bir fiziksel sistemin matematik modellenmesi sonucu elde edilen karmaşık veya analitik çözülemeyen denklemlerin çözümünde kullanılan sayısal yöntemler, son yıllarda özellikle bilgisayar alanındaki gelişmelere paralel olarak artmıştır. Sayısal yöntemlerdeki gelişmeler teorik ve deneysel çalışmalara da kolaylık getirmiş, bilimsel çalışmalara zaman ve ekonomik bakımdan katkı sağlamıştır. Sayısal yöntemler, fiziksel olayların matematiksel modellerinin çözümünde ve bilgisayar benzetimlerinin gerçekleştirilmesinde de büyük destek sağlamıştır.

Elektromanyetik dalga problemlerinde de yoğun olarak sayısal yöntemler kullanılmaktadır. Bunlar, İletim hattı matrisi (TLM), Parabolik denklem (PE), Moment yöntemi (MoM), Zamanda Sonlu Farklar yöntemi (FDTD) vb. probleme özgü özel sayısal yöntemler olabileceği gibi, ilgili alanlarda oldukça geniş problem gruplarına uygulanabilen sayısal yöntemler de kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında zaman ortamında sonlu farklar yöntemi ele alınmıştır.

FDTD yöntemi, Maxwell denklemlerindeki kısmi türev operatörlerinin merkezi farklara dayalı sonlu farklar karşılıkları ile değiştirilip, doğrudan zaman ve konum bölgesinde sayısallaştırılmasına dayanır (Yee 1966). Bu çalışmada Gauss darbesi gibi kısa süreli sinyaller kullanılarak geometrik şekilli gömülü nesneler FDTD yöntemi ile modellenmiştir. Bunun için MATLAB programlama dilinde bir algoritma geliştirilmiştir. FDTD yöntemlerde kullanılan parametreler, model ağı, ortam parametreleri ayrıntılı olarak incelenmiştir. Özellikle FDTD yönteminin doğruluğunun artırılması ve denklemlerinin çözümünde kullanılan sınır şartlarının, çözüme tam olarak yansıtılması için hesaplama ağında doğru tasarlanması modelleme için oldukça önemlidir. Burada FDTD için en fazla kullanılan ABC sınır şartı kullanılmıştır. 3B

modellemede diğ er bir sorun ise kullanılan parametrelerdir. Model ağına uygun olarak seçilmesi gerekmektedir. Diğ er bir problem ise bu parametre seçimlerine bağılı olarak hesaplama maliyetinin çok y uksek olması ve çok y uksek düzeyde bilgisayar belleğıne gereksinim duyulmasıdır.

Yapılan modelleme çalışmalarında 256 x 256 x 256 m boyutlarına sahip bir ortam içine ortam parametreleri farklı geometrik şekilli nesneler yerleştirilmiş ve hesaplamalar için 200 MHz anten kullanılmıştır. İlk modelde 1x1x1 m, 2x2x2 ve 0.5x0.5x0.5 m boyutlarındaki küpler ele alınmıştır. FDTD algoritmasında x,y ve z yönünde elektrik alan değerleri elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar radar kesitlerinde gösterilmiştir. Radar kesitlerinde görüldüğü gibi küpün konumu, derinliği ile ilgili bilgilerin ortaya konulabilirliği ispatlanmıştır. Modele üzerinde farklı profillere ait özellikle y yönlü radargramlarda hiperbolun tepe bölümünde k p büyüklüğüne uygun yansımalar verdiği g r lm ştir. Ortamın dielektrik ve iletkenlik değeri ve küre modelinin boyutlarına bağılı olarak hiperbollerde mavi renk negatif genlik kırmızı renk pozitif genlik olarak belirlenmiştir.

İkinci modelde farklı boyutlarında prizma modelleri ele alınmıştır. Kaynağı modelimizin tam merkezine göre yerleştirerek sonuçlar elde edilmiştir. Radargramlar  zerindeki modeli yansıtan hiperbol boyutlarının değişimleri incelenmiştir.

   nc  modelde aynı çap ve boylara sahip silindir modelinin farklı açılardaki konumları ele alınmıştır. Model  zerindeki radargramlar incelendiğinde silindirin belirteci olan hiperbollerin a ıların değerleri ile orantılı olarak kaydığı gözlendi.

Dördüncü modelde farklı çaplarda aynı ortam içine yerleştirilen küre modeli irdelenmiştir. K relere ait hiperbollar incelendiğinde yarıçap değerlerinin artmasıyla hiperbollerin genişlemesi şeklinde kendini göstermektedir.

Son olarak yer radarı yöntemi (GPR) ile gömülü farklı özellikte ve çaptaki boru modeli laboratuvar deneyleri sonuçları ile gerçek model parametreleri kullanılarak FDTD algoritması sonuçları incelenmiş, benzerlikler ve farklılıklar araştırılmıştır. Deneyler,

modellemeler ve karşılaştırmaları sonucunda boru özelliğinin ise her zaman kolaylıkla belirlenemediği gözlenmiştir. Ayrıca FDTD modellenmesinde de gömülü boruların konumları ile birlikte tespit edilebileceği ve büyüklükleri hakkında bilgi verilebileceği ortaya konulmuştur.

KAYNAKLAR

- Anonymous 2000. Surface mount RF schottky barrier diodes: HSMS-282x series. Technical Data www.semiconductor.agilent.com.
- Akleman F. Özyalçın M.O. Sevgi L. 1999. RSY Modelleme and Radara Görünmeyen Hedef Tasarımı 2000' li Yillarda Uzay Havacılık and Savunma Teknolojilerinin Öncelikleri Sempozyumu Cilt 2 İstanbul.
- Allen M. B. Isaacson E. L. 1998. Numerical analysis for applied science. John
- Aloglu S. 2006. Zemin Etüdü Sondaj Bulgularının Sismik and Yer Radarı Gibi Tekniklerle Karşılaştırılması
- Annan A.P. 2000. Ground penetrating radar workshop notes. Sensors&Software.
- Annan A. P. and Davis J. L. 1977. Impulse radar applied to ice thickness measurements and freshwater bathymetry. Geological Survey of Canada Report of activities Paper 77-1B pp. 117-124.
- Annan A.P. 1992. Uses and techniques of ground penetrating radar in near-surface geophysics. SEG.
- Arfken G. B. and Weber H. J. 1995. Mathematical methods for physicists 4th edition. Academic Press.
- Balanis C. A. 1989 Advance engineering electromagnetics John-Wiley & Sons.
- Basson U. 1992. [Mapping of moisture content and structure of unsaturated sand layers with ground penetrating radar](#). Thesis submitted for the degree of master of Sciences in Geophysics October 1992 Tel-Aviv University Raymond and Be andrly Sackler Faculty of Exact Sciences Department of Geophysics and Planetary Sciences 80 p. (in Hebrew with English abstract).
- Basson U. 2000. [Imaging of acti and fault zone in the Dead Sea Rift: Evrona Fault Zone as a case study](#). Thesis submitted for the degree of Ph.D. Tel-Aviv University Raymond & Be andrly Sackler Faculty of Exact Sciences Department of Geophysics & Planetary Sciences 196 p.
- Berenger A. P. 1994. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic wa ands. Journal of Computational Physics (114) 185-200.
- Blood W. J. 1980. MECL system design handbook. Printed by Motorola Inc.
- Bristow C.S and Jol H.M. (Ed.). 2003. *Ground Penetrating Radar in Sediments. Geological Society Special Publications* London 211 191-198.
- C. M. Furse S. P. Mathur and O. P. Gandhi. 1990. "Impro andments of the finite-difference time-domain method for calculating the radar cross section of a perfectly conducting target " IEEE Trans. Microwa and Theory and Tech. vol. MTT-38 pp. 919-927 July.
- Ciampolini P. Mezzanotte P. Roselli L. Sorrentino R. 1996. Accurate and efficient circuit simulation with lumped-element FDTD technique. IEEE Trans. Microwa and Theory and Techniques Vol. 44(No.12) 2207-2214.

- Collins R. E. 1993. Foundations for microwa and engineering. McGraw-Hill.
- Cook J.C. 1995. Preface Journal of applied Geophysics Vol. 33 p. 1-3.
- D. M. Sullivan. 1991. "Mathematical methods for treatment planning in deep regional hyperthermia " IEEE Trans. Microwa and Theory and Tech. vol. MTT-39 pp. 864-872
- D. M. Sullivan. 1992. "Frequency-dependent FDTD methods using Z transforms " IEEE Trans. Antenna Prop. vol. AP-40 pp. 1223-1230
- D. M. Sullivan. 1997. "An unsplit step 3-D PML for use with the FDTD method " IEEE Microwa and and Guided Wa and Letters vol. 7 pp. 184-186.
- D. M. SullivaN. 2000. Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method. N.Y.: IEEE Press
- Davis J. L. and Annan A. P. 1986. High resolution sounding using ground probing radar. Geoscience Canada Vol. 13(3) p. 205-208.
- Davis J. L. and Annan A. P. 1989. Ground penetrating radar for high resolution mapping of soil and rock stratigraphy. Geophysical prospecting Vol. 37 p. 531-551.
- Davis J.L. and Annan A.P. 1989. "Ground-penetrating radar for high resolution mapping of soil and rock stratigraphy". Geophysical Prospecting 37 531-551.
- Dobrin B. M. and Savit C. H. 1988. Introduction to Geophysical Prospecting. International Edition McGraw-Hill Book Co.
- Elaydi S. N. 2000. Discrete chaos. Chapman & Hall/CRC.
- Emili G. Alimenti F. Mezzanotte P. Roselli L. Sorrentino R. 2000. Rigorous
- Gandhi O. P. Gao B. Q. Chen Y. Y. 1993. A frequency-dependent finite difference time-domain formulation for general dispersi and media. IEEE Trans. Microwa and Theory and Techniques Vol. 41 658-665.
- Grandjean G. And Gourry J.C. 1999. "GPR data processing for 3D fracture mapping in a marble quarry (Thassos Greece)". Journal of Applied Geophysics 36 19-30.
- Grasmueck M. 1996. "3-D ground penetrating radar applied to fracture imaging in gneiss" Geophysics 61 (4) 1050-1064.
- Gray P. R. Meyer R. G. 1993. Analysis and design of analog integrated circuits (3rd edition). John-Wiley & Sons.
- Griffiths D.J. 1991. Elektromanyetik Teori. ARTe Gü andn. 7; 235s. 8; 265-301.
- Harrington R. F. 1968. Field computation by moment methods. MacMillan Company.215
- Harrington R.F. 1968. *Field Computation by Moments Methods* The Macmillan Co. NY.
- Hockanson D. M. 1994. The finite-difference time-domain method and applications in EMC. Technical report Electromagnetic Compatibility Laboratory University of Missouri-Rolla www.emclab.umar.edu.

- Hoefler W. J. R. 1985. The Transmission-line Matrix Method – Theory and applications. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 33(No. 10) 882-893.
- Horton I. 1998. Beginning Visual C++ 6.0. Wrox Press Ltd.
- Ishimaru A. 1991. *Electromagnetic Wave and Propagation Radiation and Scattering* Prentice Hall NY.
- Itoh T. (Ed) 1989. Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive and structures. John Wiley & Sons.
- J. P. Berenger. 1994. "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves" J. Comput. Phys. vol. 114 pp. 185-200.
- James G. 1993. Advance modern engineering mathematics. Addison-Wesley.
- Jenn D.C. 1995. *Radar and Laser Cross Section Engineering* Chapter 4. AIAA Education Series.
- Johnson H. W. Graham M. 1993. High-speed digital design – a handbook of black magic. Prentice Hall.
- K. S. Kunz and R. J. Luebbers. 1993. The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics Boca Raton FL CRC Press .
- K. S. Yee 1996. "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media " IEEE Trans. on Antennas and Propagation vol. AP-17 pp. 585-589.
- Kadioğlu Y.K. and Kadioğlu S. 2004. "Determination of Fractures and Cavities and Mapping of Depth Slices in a marble Area by Ground Penetrating Radar method" The 16th International Geophysical Congress and Exhibition of Turkey December 7-10 2004 359-362 Ankara-Turkey.
- Kadioğlu Y.K. and Kadioğlu S. 2006. "Determination of Thicknesses and Discontinuities in a marble area by Ground Penetrating Radar Method" Selçuk University Faculty Engineering-Architecture Magazine Vol 21 No. 1.
- Keller J. B. 1962. Geometrical Theory of Diffraction *J. Opt. Soc. Amer.* 52 116-130.
- Khalil H. K. 1996. Nonlinear systems (2nd edition). Prentice Hall.
- Kielkowski R. 1995. SPICE: Practical device modeling. McGraw-Hill Inc.
- Kielkowski R. 1998. Inside SPICE (2nd edition). McGraw-Hill Inc.
- Kobayashi A. et al. 1992. CPU board design for the 100MHz era. Nikkei Electronics Asia 24-32.
- Koga R. 1994. Radiation from packaged integrated circuits. Proceedings of the 1994 IEEE International Symposium on EMC 581-584.
- Kreyszig E. 1988. Advanced engineering mathematics (6th edition). John Wiley & Sons.
- Kung F. 1997. Modeling of high-speed printed circuit board. Master thesis Faculty of Engineering University of Malaya.
- Kung F. Chuah H. T. 2002(a). Modeling of diode in FDTD simulation of printed circuit board. Journal of Electromagnetic Waves and Applications (JEMWA) Vol. 16(No. 1) 99-110.
- Kung F. Chuah H. T. 2002(b). Modeling of bipolar junction transistor in FDTD simulation of printed circuit board. Progress in Electromagnetic Research PIER 36 179-192 Elsevier book series. 216

- Kunz K. S. Lee K. M. 1978. A three-dimensional finite-difference solution of external response of an aircraft to a complex EM environment I: The method and its implementation. IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility Vol. 20 328-333.
- Kunz K.S. Luebbers R.J. *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics* CRC Press Boca Raton FL.
- Kuo C. N. Houshmand B. Itoh T. 1997. Full-wave analysis of packaged microwave and circuits with active and nonlinear devices: An FDTD approach. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 45(No. 5) 819-826.
- Ludwig R. Bretchko P. 2000. RF circuit design – theory and applications. Prentice Hall.
- Luebbers R. J. Hunsberger F. 1992. FDTD for nth-order dispersive media. IEEE Trans. Antennas and Propagation Vol. 40 1297-1301.
- Maas S. A. 1997. Nonlinear microwave and circuits. IEEE Press.
- Massobrio G. Antognetti P. 1993. Semiconductor device modeling with SPICE (2nd edition). McGraw-Hill.
- Merkin D. R. 1997. Introduction to the theory of stability. Springer-Verlag.
- Millman J. Halkias C. C. 1972. Integrated electronics. McGraw-Hill.
- Mills J. P. 1993. Electromagnetic interference reduction in electronic systems. Prentice Hall. modeling of packaged Schottky diodes by the nonlinear lumped network (NL2N)-FDTD approach. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol.48(No. 12) 2277-2281.
- Morey R.M. 1974. Detecting of subsurface cavities by ground penetrating radar. Highway Geological symposium Proceedings 27 p. 28-30.
- Morse P. M. Feshbach H. 1953. Methods of theoretical physics part I and II. McGraw-Hill.
- Mur G. 1981. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. IEEE Trans. EMC Vol 23 377-382.
- Naishadham K. Berry J. B. Hejase H. 1993. Full-wave analysis of radiated emission from arbitrary shaped printed circuit traces. IEEE Trans. EMC Vol. 35(No. 3) 366-377.
- Namiki T. 1999. A new FDTD algorithm based on alternating-direction implicit method. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 47(No.10) 2003-2007. 217
- Namiki T. 2000. 3-D ADI-FDTD method – unconditionally stable time domain algorithm for solving full vector Maxwell's equations. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 48(No. 10) 1743-1748.
- Ney M.M. 1985. *Method of Moments as Applied to EM Problems* MIT. Oct. 972-980
- O. P. Gandhi B. Q. Gao and Y. Y. Chen.1993. "A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for general dispersive media" IEEE Trans. Microwave and Theory Tech. vol. 41 pp. 658-665.
- O'Neil P. V. 1997. Beginning partial differential equations. John Wiley & Sons.
- Oppenheim A. V. Schaffer R. W. 1989. Discrete-time signal processing. Prentice Hall.
- Orlando L. 2002. "Ground penetrating radar in massifs and rock: A case history" European J. of Env. and Eng. Geophysics 7 265-279.

- Ortega J. M. 1987. Matrix theory – A second course. Plenum Press.
- Parasnis D. S. 1997. Principles of Applied Geophysics (fifth edition). Chapman & Hall.
- Paul J. Christopoulos C. Thomas D. W. P. 1999. Generalized material models in TLM – Part 1: Materials with frequency-dependent properties. IEEE Trans. Antennas and Propagation Vol. 47(No. 10) 1528-1534.
- Paul J. Christopoulos C. Thomas D. W. P. 1999. Generalized material models in TLM – Part 2: Materials with anisotropic properties. IEEE Trans. Antennas and Propagation Vol. 47(No. 10) 1535-1542.
- Pereda J. A. Garcia O. andgas A. Prieto A. 1998. Numerical dispersion and stability analysis of the FDTD technique in lossy dielectrics. IEEE Microwa and and guided wa and letters Vol. 8(No. 7) 245-247.
- Pereda J. A. Vielva L. A. andgas A. et al. 2001. Analyzing the stability of the FDTD technique by combining the von Neumann method the Routh-Hurwitz criterion. IEEE Trans. Microwa and Theory and Techniques Vol. 49(No. 2) 377- 381.
- Piket-May M. J. Taflo and A. Baron J. 1994. FD-TD modeling of digital signal propagation in 3-D circuits with passi and and acti and loads. IEEE Trans. Microwa and Theory and Techniques Vol. 42(No. 8) 1514-1523. 218
- R. Luebbers F. Hunsberger K. Kunz R. Standler and M. Schneider. 1990. “A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersi and materials ” IEEE Trans. Electromag. Compat. vol. EMC-32 pp. 222-227.
- R. M. Joseph S. C. Hagness and A. Taflo and. 1991. “Direct time integration of Maxwell’s equations in linear dispersi and media with absorption for scattering and popagationof femtosecond electromagnetic pulses ” Optics Letters vol. 16 pp. 1412-1414.
- Remis R. F. 2000. On the stability of the finite-difference time-domain method. Journal of Computational Physics Vol. 163(1) 249-261.
- Richtmyer R. D. Morton K. W. 1967. Difference methods for initial-value problems (2nd edition). John Wiley & Sons.
- Sadhir V. K. Bahr I. J. Willems D. A. 1994. CAD compatible accurate models of microwa and passi and lumped elements for MMIC application. Inter. Journal of Microwa and and Milimeter-wa and Computer Aided Engineering Vol.4 (No.2) 148-162.
- Sarto M. S. 2001. Suppresion of late-time instabilities in 3-D – FDTD analyses by combining digital filtering techniques and efficient boundary conditions. IEEE Trans. Mangetics Vol. 37(No. 5) 3273-3276.
- Scheinerman E. R. 1996. Invitation to dynamical systems. Prentice Hall.
- Scott K. J. 1994. Practical simulation of printed circuit boards and related structures. John-Wiley & Sons Inc.
- Sevgi L. 1999. *Elektromagnetik Problemler and Sayısal Yöntemler* Birsen Yayınevi İstanbul

- Sheen D. M. Sami A. M. Abouzahra M. D. Kong J. A. 1990. Application of the three-dimensional finite-difference time-domain method to the analysis planar microstrip circuits. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 38(No. 7) 849-857.
- Skolnik M. 1991. *Radar Handbook* McGraw-Hill Inc. Singapore.
- Smith J. R. 1998. Modern communication circuits (2nd edition). McGraw Hill.
- Strauss R. 1994. Surface mount technology. Butterworth-Heinemann.
- Streetman B. G. Banerjee S. 2000. Solid state electronic devices. Prentice Hall.
- Strikwerda J. C. 1989. Finite difference schemes and partial differential equations. Wadsworth & Brooks/Cole Mathematics Series. 219.
- Stutzman W.L. Thiele G.A. 1998. *Antenna Theory and Design* John Wiley&Sons Inc. NY.
- Stutzman W.L. Thiele G.A. 1998. *Antenna Theory and Design* John Wiley&Sons Inc.
- Sui W. Christensen D. A. Durney C. H. 1992. Extending the two-dimensional FDTD method to hybrid electromagnetic systems with active and passive and lumped elements. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 40(No.4) 724-730.
- Sullivan D. M. 1996. Z-transform theory and the FDTD method. IEEE Trans. Antennas and Propagation Vol. 44(No. 1) 28-34.
- Taflov and A. 1995. Computational Electrodynamics – The finite-difference time domain method. Artech House.
- Taflov and A.(Ed) 1998. Advances in computational electrodynamics – the Finite-Difference Time-Domain method. Artech House.
- Taflov and A. Brodwin M. E. 1975. Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 23(No. 8) 888-896.
- Taflov and A. 1995. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* Artech House Norwood MA.
- Taflov and S. C. Hagness 2000. *Computation Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method* 2nd Edition. Boston MA: Artech House.
- Taflov and. 1998. *Computation Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Boston MA: Artech House.
- Taflov and. 1995. *Advances in Computation Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Boston MA: Artech House.
- Thiel W. Katehi L. P. B. 2002. Some aspects of stability and numerical dissipation of the finite-difference time-domain (FDTD) technique including passive and active and lumped-elements. IEEE Trans. Microwave and Theory and Techniques Vol. 50(No. 9) 2159-2165.
- Toland B. Houshmand B. 1993. Modeling of nonlinear active and regions with FDTD method. IEEE Microwave and Guided Waves and Letters Vol. 3(No. 9) 333-335.
- Ulriksen C. P. F. 1982. Applications of impulse radar to civil engineering. Unpublished Ph.D. thesis Department of Engineering Geology Lund University of Technology Sweden. (Republished by Geophysical Survey Systems Inc. Hudson New Hampshire).

- Ulugergerli E.U. and Kadioglu S. 2005. "Detecting cavities and Archeological remains with GPR" The 9th International Congress of the Brazilian Geophysical Society held in Salvador Brazil 11-14 September.
- Umashankar K. R. Taflo and A. 1982. A no andl method to analyze electromagnetic scattering of complex objects. IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility Vol. 24 397-405.
- Widess M. B. 1973. How thin is this bed? Geophysics Vpl. 38 p. 176-1180.
- Wiley & Sons.
- Wismer D. A. Chattergy R. 1978. Introduction to nonlinear optimization. Elsevier North-Holland Inc..
- Yee K. S. 1966. Numerical solution of initial boundary value problem involving Maxwell's equations in isotropic media. IEEE Trans. Antennas and Propagation Vol. 14 302-307.
- Yilmaz O. 1987. Seismic Data Processing. Edited by Doherty S. M. Society of Exploration Geophysics Series: In andstigation in Geophysics Vol.
- Z. S. Sacks D. M. Kingsland R. Lee and J. F. Lee.1995. "A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition " IEEE Trans. Anten. and Prop. vol. 43 pp. 1460-1463.
- Zhang X. Mei K. K. 1988. Time-domain finite difference approach to the calculation of the frequency-dependent characteristics of microstrip discontinuitites. IEEE Trans. Microwa and Theory and Techniques Vol. 36(No. 12) 1775-1787.
- Zheng F. Chen Z. Zhang J. 1999. A finite-difference time-domain method without the Courant Stability Conditions. IEEE Microwa and and Guided Wa and Letters Vol. 9(No. 11) 441-443.

EK 1 ELEKTROMANYETİK DALGALAR

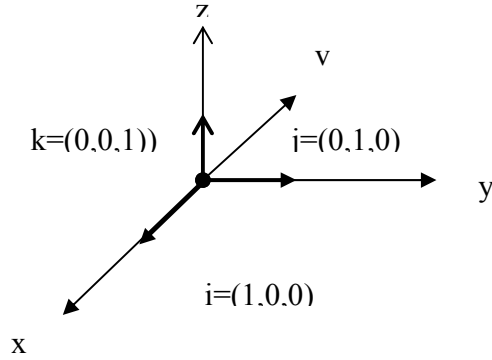
GENEL TANIMLAR

Vektör Analizi

Fiziksel büyüklükler bir vektör ile temsil edilir. Elektromanyetikte kartezyen, silindirik ve küresel koordinat sisteminin her üçü de kullanılır. Vektörlerin bir yönü ve şiddetleri bulunur.

Şekil 1’de vektörün başlangıç noktası 0’dır. Vektörün doğrultusu ise kesikli çizgilerle belirtilen doğrultudur. Yönü vektör okunun gösterdiği yön, vektörün şiddeti ise vektörün uzunluğu kadardır. Bir vektörün dört elemanı vardır.

- Doğrultusu
- Yönü
- Başlangıç noktası
- Şiddeti



Şekil 1 Birim vektör uzayı ve $v(x,y,z)$ vektörü.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

3B bir $\mathbf{v}$ vektörünün doğrultusu x, y ve z doğrultusundaki bileşenleri ile tanımlanır ve $\mathbf{v}(x, y, z)$ veya $\mathbf{v}(xi+yj+zk)$ şeklinde ifade edilir. Burada i, j ve k , eksenlere ait birim vektörlerdir.

Bir $\mathbf{v}=(x, y, z)$ vektörünün büyüklüğü, vektörün boyu veya normu olarak adlandırılır ve

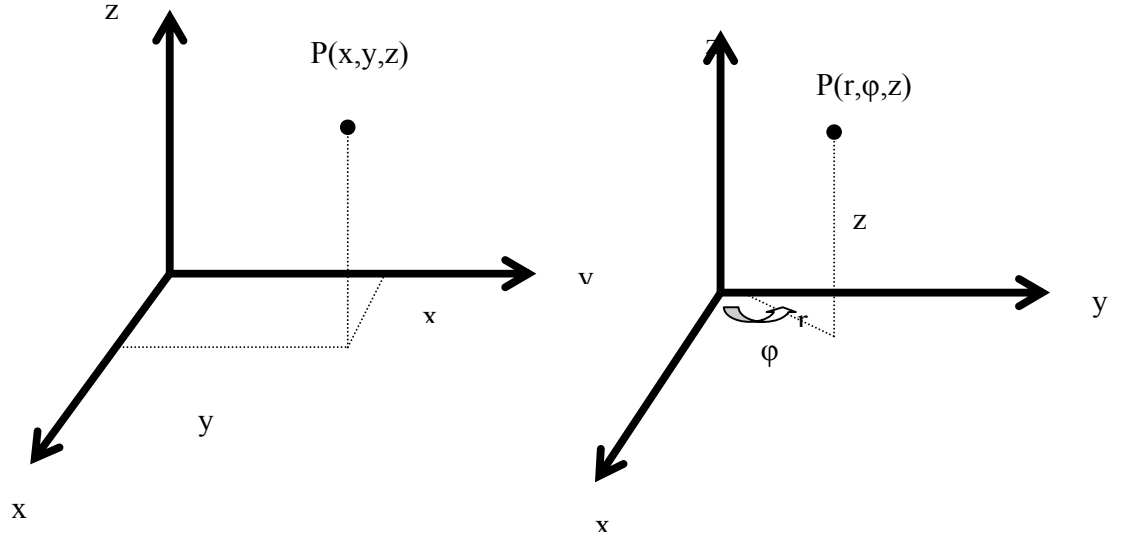
$$|\mathbf{v}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (1.1.1)$$

ile ifade edilir. Boyutu bir birim olan vektör birim vektör olarak adlandırılır.

Koordinat Sistemleri

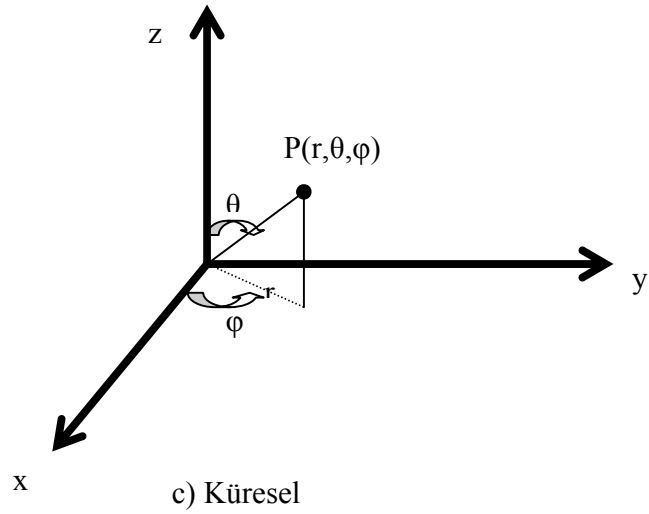
Problemlerin çözümüne göre özel koordinat sistemlerinin kullanılması gerekir. Elektromanyetik problemlerin çözümünde kartezyen, silindirik ve küresel koordinat sistemlerinin her üçü de kullanılır.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)



a) Kartezyen

b) Silindirik



c) Küresel

Ŗekil 2. Koordinat sistemleri

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

P noktası, Şekil 3’de gösterildiği gibi üç dik yüzeyin kesişim noktası olarak da tanımlanabilir. Kartezyen koordinatlarda yüzeyler sonsuz düzlemler olup, x,y ve z sabittir. Silindirik koordinatlarda z=sabit ve z- eksenini boyunca bir yarım düzlem ile sınırlandırılmış, r=sabit ve dairesel bir doğrudur. Küresel koordinatlarda, ϕ =sabit, r=sabit ve θ =sabit olup, ucu orijinde olup eksenini z dir.

Farklı koordinat sistemleri için birim vektörü ele alalım. Kartezyen sistemlerde birim vektörler, P noktasının bağımsız sabit doğrultulara sahiptirler. Koordinat sistemlerinde her birim vektör, kendi koordinat yüzeylerine diktirler ve doğrultuları koordinatın artış yönündedir. Tüm sistemler sağ- yönlüdür (saat yönünün tersi). Birim vektörler arasındaki bağıntılar,

$$a_x \times a_y = a_z; \quad x a_\phi = a_z; \quad a_r \times a_\theta = a_\phi \quad (1.2.1)$$

ile verilir. Her üç koordinat sistemi için bir vektörün bileşenleri ile birlikte gösterimi,

$$V=(V_x, V_y, V_z)(a_x, a_y, a_z), \quad \text{Kartezyen koordinat sistemi}$$

$$V=(V_r, V_\theta, V_z)(a_r, a_\phi, a_z), \quad \text{Silindirik koordinat sistemi}$$

$$V=(V_r, V_\theta, V_\phi)(a_r, a_\theta, a_\phi), \quad \text{Küresel koordinat sistemi}$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Vektör Operatörleri

$\vec{\nabla}$ (Nabla) Operatörü : $\vec{\nabla}$ bilinen anlamda bir vektör değildir. Vektörel türev operatörüdür. Ancak bir vektör gibi davranır. Vektörlerle yapılan tüm türev işlemleri $\vec{\nabla}$ ile yapılabilir

$$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.3.1)$$

ile tanımlanır.

Gradyant: Gradyant, bir skaler fonksiyona bağlı olan vektörel türevdir.

$$\vec{\nabla} V = \left(\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \right) V = \vec{i} \frac{\partial V}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial V}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (1.3.2)$$

Diverjans: İngilizce de ıraksama anlamına gelir. Diverjans, bir vektörel fonksiyona bağlı olan vektörel türevdir $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}$ ile gösterilir. $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}$, bir noktadaki $\vec{V}$ vektör çizgilerinin ne kadar ıraksadığının bir ölçüsüdür.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \vec{i} \cdot V_x + \vec{j} \cdot V_y + \vec{k} \cdot V_z \quad (1.3.3)$$

ise;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \left(\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (\vec{i} \cdot V_x + \vec{j} \cdot V_y + \vec{k} \cdot V_z) \quad (1.3.4)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \quad (1.3.5)$$

olur. Diverjans, vektörel bir fonksiyona bağlı olan skaler bir fonksiyondur. Bir skalerin diverjansından söz edilemez.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Rotasyon : Rotasyon $\vec{\nabla} \times \vec{V}$ ile gösterilir ve $\vec{V}$ vektörünün bir nokta etrafında dolanış miktarının ölçüsüdür.

Rotasyonel vektörel bir fonksiyona bağlı olan vektörel bir fonksiyondur.

$$\vec{\nabla} \times \vec{V} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ V_x & V_y & V_z \end{vmatrix} \quad (1.3.6)$$

Diverjans Teoremi (Gauss Teoremi) : Diverjansın hacim integrali, bu hacmi saran yüzeyde aldığı değere eşittir.

$$\int_{\text{hacim}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \cdot dV = \oint_{\text{yüzey}} \vec{V} \cdot d\vec{S} \quad (1.3.7)$$

Stokes Teoremi : Rotasyonun bir yüzey parçası üzerindeki integrali, bu yüzeyi çevreleyen eğri üzerinde aldığı değere eşittir.

$$\int_{\text{yüzey}} (\vec{\nabla} \times \vec{V}) \cdot d\vec{S} = \oint_{\text{egri}} \vec{V} \cdot d\vec{\ell} \quad (1.3.8)$$

Gauss Kanunu: Bir yüzey parçası üzerindeki elektrik alan $\vec{E}$ 'nin akısı, o yüzeyi kesen çizgilerin sayısı ile orantılıdır. Bir yükü çevreleyen kapalı bir yüzeyden geçen akı q/ϵ_0 olur.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.3.9)$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Burada q kapalı yüzey içinde kalan yüklerin toplamıdır. Bu yüzeyin dışında kalan bir yükün akıya katkısı sıfır olur çünkü bu yüklerin alan çizgileri yüzeyin bir yerinden girip, başka bir yerinden çıkar.

$\vec{E}$ 'nin Diverjansı: Gauss kanununda verilen $\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q}{\epsilon_0}$ ifadesine diverjans teoremi

uygulandığında;

$$\oint_{\text{yüzey}} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_{\text{hacim}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \cdot dV = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (1.3.10)$$

olur. Burada $q = \int \rho \cdot dV$ olduğundan;

$$\int (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \cdot dV = \frac{\int \rho \cdot dV}{\epsilon_0} \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.3.11)$$

bulunur.

$\vec{E}$ 'nin Rotasyoneli: Elektrik alanının bir a noktasından diğer bir b noktasına giden yol boyunca eğrisel integrali alındığında;

$$\int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \int_a^b \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot dr = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \Big|_a^b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(\frac{q}{r_a} - \frac{q}{r_b} \right) \quad (1.3.12)$$

r_a ve r_b sırasıyla a ve b noktalarının orijinden uzaklıklarıdır. Burada önemli olan nokta, eğrisel integralin yoldan bağımsız oluşudur. Sonuç sadece uç noktalarının koordinatlarına bağlı çıkar. Kapalı bir eğri boyunca integral alındığında (yani $r_a = r_b$ olduğu durum) ;

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = 0 \quad (1.3.13)$$

Stokes teoremine göre ;

$$\int \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \int (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot d\vec{S} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \quad (1.3.14)$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Elektromanyetik Alan Bileşenleri Tanımları

Manyetik Alan: Durgun bir yük sadece $\vec{E}$ elektrik alanı oluşturur. Hareketli yük ise elektrik alana ek olarak bir de $\vec{B}$ manyetik alanı oluşturur. Elektromanyetik teoremin temel problemi $q_1, q_2, q_3, \dots$ kaynak yüklerinin, bir Q test yükü üzerindeki etkisini hesaplamaktır.

Süperpozisyon ilkesine göre, sadece iki yük arasındaki kuvvet ifadesini bilmek yeterlidir. Toplam kuvvet her bir yükün Q üzerine uyguladığı kuvvetlerin vektörel toplamı olur.

Akım geçen bir telin etrafında bir manyetik alan olduğu pusula ile gözlenebilir. İçinden zıt yönde akım geçen iki tel birbirini iter. Ancak akım geçerken tellere dışarıdan bir test yükü yaklaştırılırsa hiçbir kuvvet ölçülmez. Yani teller nötr durumdadır.

Manyetik Kuvvet (Lorentz Kuvveti) : Bir $\vec{B}$ manyetik alanı içinde, $\vec{v}$ hızıyla hareket eden bir Q test yüküne etkiyen manyetik kuvvet;

$$\vec{F}_{\text{man.}} = Q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.4.1)$$

Elektriksel kuvvet $\vec{F}_{\text{elek.}} = Q \cdot \vec{E}$ olduğundan, Q test yükü üzerindeki toplam elektromanyetik kuvvet ;

$$\vec{F} = Q \cdot (\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B})) \quad (1.4.2)$$

olur. Buna Lorentz kuvveti denir.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Akım ve Manyetik Kuvvet: Bir telin kesitinden birim zamanda geçen yük miktarına akım denir. İletken içinde hareket eden negatif yüklü elektronlardır, yani akıma zıt yönde giderler.

$$\vec{F}_{\text{man.}} = I \cdot \vec{\ell} \times \vec{B} \quad I \cdot \int (d\vec{\ell} \times \vec{B}) \quad (1.4.3)$$

Akım Yoğunluğu ve Süreklilik Denklemi: Akım yoğunluğu $\vec{J}$ ile gösterilir.

$$I = \int_s \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (1.4.4)$$

olur. Diverjans teoremine göre ;

$$\oint_s \vec{J} \cdot d\vec{S} = \int_v (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) dV \quad (1.4.5)$$

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \cdot \int \rho \cdot dV = \int \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \quad (1.4.6)$$

$$\int (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) dV = - \int \frac{\partial \rho}{\partial t} dV \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.4.7)$$

Süreklilik denklemi denilen bu ifade, yük korunumunun matematiksel bağıntısıdır.

Manyetik Alanın Diverjans ve Rotasyoneli : Ampere kanununa göre ;

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \cdot I \quad (1.4.8)$$

Burada I;

$$I = \int_s \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (1.4.9)$$

olduğundan Stokes teoremine göre ;

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \int (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \cdot d\vec{S} = \mu_0 \cdot \int \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (1.4.10)$$

olur. Buradan ;

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{J} \quad (1.4.11)$$

elde edilir. Ayrıca burada $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ 'dır.

Faraday Yasası : Sabit bir manyetik alan içinde iletken bir çerçeve hareket ettirilirse oluşan elektromanyetik alan kuvveti (emk);

$$E = -\frac{d\phi}{dt} \quad (1.4.12)$$

Çerçeve sabit tutulup mıknatıs hareket ettirilirse yine aynı emk oluşur. Eğer çerçeve hareket ediyorsa emk, manyetik kuvvet tarafından oluşturulur. Fakat çerçeve durgunken mıknatıs hareket ediyorsa, kuvvet manyetik kökenli olamaz. Çünkü durgun yükler üzerinde manyetik kuvvet oluşmaz.

Bu durumda duran yüklere kuvvet uygulayan alan elektrik alandır. Fakat bu alan elektrostatik türden değildir. Çünkü elektrostatik alan emk oluşturamaz. ($\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = 0$)

Bu yeni tür elektrik alan mıknatısın hareket ediyor olmasından, yani manyetik alanın değişiyor olmasından kaynaklanmaktadır. O halde değişen bir manyetik alan bir elektrik alan oluşturur.

$\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\frac{d\phi}{dt}$ olur. Bu, Faraday yasasının integral ifadesidir. Bunun diferansiyel ifadesi stokes teoremi ile bulunur.

Stokes teoremine göre;

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \int (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot d\vec{S} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \cdot \int \vec{B} \cdot d\vec{S} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad (1.4.13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

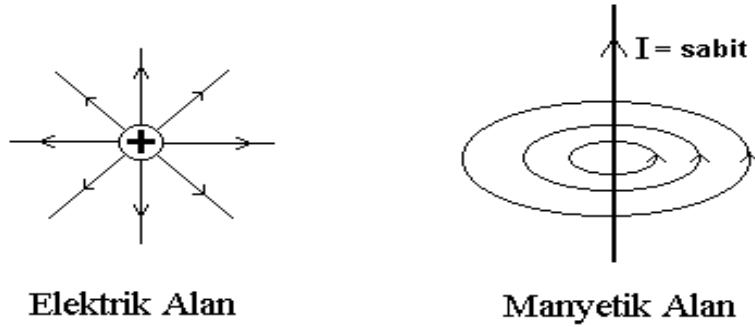
Durgun bir yük sadece E elektrik alanı oluştururken, hareketli bir yük elektrik alana ek olarak bir de manyetik alan oluşturur. Eğer zamanla değişim yoksa elektrik alan ve manyetik alan birbirlerinden bağımsız olarak bulunabilirler. Yani durgun bir yük veya düzgün doğrusal hareket eden bir yük, elektromanyetik dalga oluşturamaz.

Manyetik alan sabitse;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \quad (1.4.14)$$

şeklinde olur.

Elektromanyetik Dalgaların Oluşumu



Şekil 3. Elektrik ve manyetik alanın gösterimi

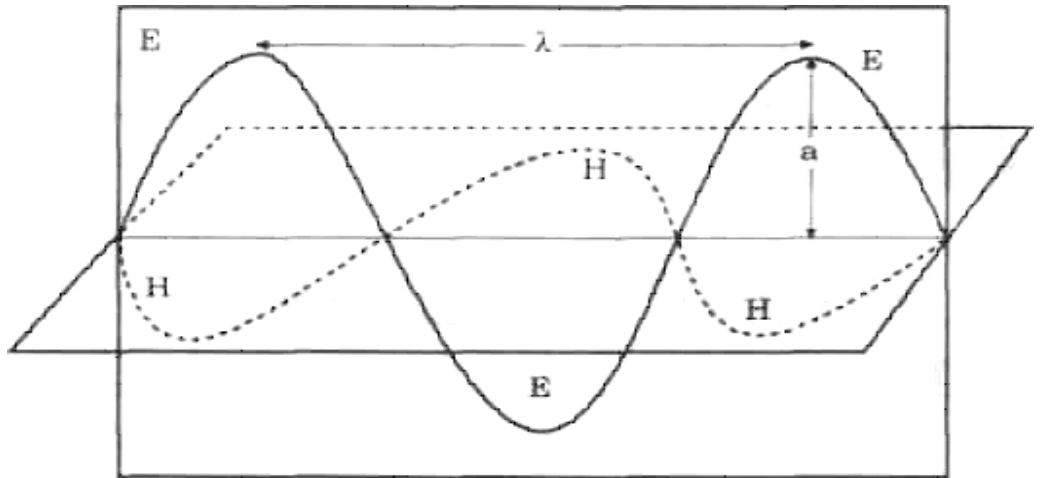
Elektromanyetik dalga oluşması için yükün ivmelenmesi gerekir. Zamanla değişim gösteren durumlarda, elektrik alan ve manyetik alan birbirine tamamen bağlıdır. Yani

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

elektrik alan değişimi, manyetik alan oluşturur; manyetik alan değişimi de elektrik alan oluşturur (Taflove,1995).

Değişken bir manyetik alan oluşturmak için, iletkenen alternatif akım geçmesi yeterlidir. Yani alternatif akım geçen bir iletkenin çevresinde hem elektrik alan hem de manyetik alan oluşur. Bu da çevreye elektromanyetik dalga yayıldığını gösterir.

Elektromanyetik dalgayı oluşturan elektrik alan ve manyetik alan birbirlerine diktir. Elektromanyetik dalganın ilerleme yönü her iki alana da dik doğrultudur (şekil 4).



şekil 4. Elektromanyetik dalga. E ve H alanların doğrultuları ve E ve H alanlar yayılma doğrultularına diktir.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Elektromanyetik dalgalar boşlukta ışık hızıyla yayılır ve Maxwell denklemleriyle tanımlanır. Elektromanyetik spektrum geniş bir frekans aralığını kapsar. Bütün elektromanyetik dalgalar, spektrumun hangi bölgesinde olursa olsun daima ışık hızında hareket eder.

Elektromanyetik dalgaların farklılığı dalga boylarının farklı olmasından kaynaklanır. Gama ışınları, X ışınları, morötesi ışınlar, mikrodalga, radyo dalgaları, televizyon ve radar dalgaları gibi çeşitleri vardır. Bu da 100 Hz ile 10^{22} Hz arasında geniş bir frekans bandı demektir.

Maxwell Denklemleri

Manyetizma için Gauss kanunu, doğada izole edilmiş manyetik kutupların var olamayacağını ifade eder. Yani herhangi bir kapalı yüzey boyunca manyetik akı sıfırdır.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (1.6.1)$$

Bu ifade için diverjans teoremi alınırsa

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.6.2)$$

şeklinde olur. Elektrostatik alanın diverjansı ve rotasyoneline göre ;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.6.3)$$

şeklindedir. Faraday kanununa göre, sabit bir manyetik alan içinde hareket ettirilen iletken çerçevede indüklenen gerilim $E = -\frac{d\phi}{dt}$ ile verilir.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\frac{d\phi}{dt} \quad (1.6.4)$$

Faraday kanununun integral ifadesidir. Stokes teoremine göre;

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \int (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot d\vec{S} = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \cdot \int \vec{B} \cdot d\vec{S} = -\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \quad \text{ve}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.6.5)$$

olur. Buna göre manyetik alan değişimi elektrik alan meydana getirir. Amper kanununa göre;

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 \cdot I \quad (1.6.6)$$

şeklindedir. Burada I;

$$I = \int_s \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (1.6.7)$$

olduğundan , Stokes teoremine göre ;

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\int \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \int (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \cdot d\vec{S} = \mu_0 \cdot \int \vec{J} \cdot d\vec{S} \quad (1.6.8)$$

olur. Buradan ;

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{J} + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.6.9)$$

elde edilir. Buna göre ya elektrik alanının değışimi ya da akımın varlığı manyetik alan oluşturur. Böylece dört Maxwell denklemi elde edilmiş olur. Boşlukta ρ yük yoğunluğu ve J akım yoğunluğu sıfırdır. Bu durumda Maxwell denklemleri şu hali alır.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.6.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.6.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.6.12)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.6.13)$$

EM Dalga Denklemlerinin Elde Edilmesi

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Maxwell denklemlerindeki $\vec{\nabla} \times \vec{E}$ ve $\vec{\nabla} \times \vec{H}$ ifadelerinin rotasyonu alınır;

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \vec{\nabla} \times \left(-\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right) \quad (1.7.1)$$

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \cdot \vec{J} + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad (1.7.2)$$

$$\vec{\nabla} \left(\frac{\rho}{\epsilon_0}\right) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.7.3)$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{\vec{\nabla} \rho}{\epsilon_0} + \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \quad (1.7.4)$$

olur. Burada eşitliğin sağ, tarafı kaynağı oluşturur (Taflove,1995).

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = \vec{\nabla} \times (\mu_0 \cdot \vec{J} + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad (1.7.5)$$

$$-\nabla^2 \vec{H} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (1.7.6)$$

$$-\nabla^2 \vec{H} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right) \quad (1.7.8)$$

$$-\nabla^2 \vec{H} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{J} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (1.7.9)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{J} \quad (1.7.10)$$

Bu ifadelerde kaynak terimleri yoksa yani $\rho = 0$ ve $J = 0$ ise;

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.7.11)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.7.12)$$

Bu denklemler $\nabla^2 f - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0$ gibi bir klasik dalga denklemi olup, v hızıyla ilerleyen bir dalganın hareketini belirler. E ve B için ayrı ayrı elde edilen dalga denklemlerinde v hızının değeri;

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sn.} \quad (1.7.13)$$

Bu hız, ışık hızına eşittir ve elektromanyetik dalganın ışık hızında yayıldığını gösterir (Kunz, 1993). Öyleyse, ışık da bir elektromanyetik dalgadır. Madde içinde serbest yük ve serbest akım yoğunluğu bulunmuyorsa v ;

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}} \quad (1.7.14)$$

olur.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \quad (1.7.15)$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (1.7.16)$$

olduğundan, elektromanyetik dalganın yayılma hızı, maddenin elektrik ve manyetik özelliklerine bağlıdır ve bu hız elektromanyetik dalganın boşluktaki hızı olan ışık hızından daha küçüktür. Burada;

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Em Dalga Denklemi Çözümü

EM Alan bileşenleri, yayılma doğrultusuna dik bir düzlem içinde bulunan dalgalara EM düzlem dalgalar denir. z yönünde ilerleyen bir sinüzoidal dalga ele alalım. Bu dalga lineer polarize edilmiş düzlemsel dalga olsun. O halde;

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{j \cdot (\omega t - kz)} \quad (1.8.1)$$

$$\vec{H} = H_0 \cdot e^{j \cdot (\omega t - kz)} \quad (1.8.2)$$

Burada E_0 ve H_0 elektrik ve manyetik alanların başlangıç genlikleridir. Zamandan ve koordinat sisteminden bağımsızdırlar. Yukarıdaki denklemlerde k dalga sayısıdır ve

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi f}{\lambda f} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.8.3)$$

ile verilir. Burada v faz hızı , λ ise dalga boyudur. E ve H düzlemsel dalgaları için

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega \text{ yazılırsa;}$$

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \quad (1.8.4)$$

z yönünde ilerleyen bir dalga x ve y ' ye bağımlı olmadığı için $\frac{\partial}{\partial x}$ ve $\frac{\partial}{\partial y}$ sıfır olur. $\frac{\partial}{\partial z}$

ifadesi ise $-j \cdot k$ olarak elde edilir. O halde $\vec{\nabla}$ operatörü yerine $-j \cdot k \cdot \hat{z}$ kullanılır ve

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\vec{\nabla} = -j.k \hat{z} \quad (1.8.5)$$

olur. Boşlukta $\rho_f = 0$ dir. $\sigma \neq 0$ ise $\vec{J}_f = \sigma \cdot \vec{E}$ olur. Buna göre;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.8.7)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.8.9)$$

$\vec{\nabla}$ yerine $-j.k \hat{z}$ konulursa;

$$-j.k.\hat{z} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.11)$$

$$-j.k.\hat{z} \times \vec{E} = -\mu \cdot (j\omega \vec{H}) \quad (1.8.12)$$

$$-j.k.\hat{z} \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.8.13)$$

$$-j.k.\hat{z} \times \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} + \epsilon \cdot (j\omega \vec{E}) = (\sigma + j\omega\epsilon) \cdot \vec{E} \quad (1.8.14)$$

$$\vec{H} = \frac{-j.k.\hat{z} \times \vec{E}}{-j\omega\mu} = \frac{k.\hat{z} \times \vec{E}}{\omega\mu} \Rightarrow \vec{H} = \frac{k}{\omega\mu} \cdot \hat{z} \times \vec{E} \quad (1.8.15)$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\vec{E} = \frac{-j.k.\hat{z} \times \vec{H}}{\sigma + j\omega\epsilon} = \frac{-k}{\omega\epsilon - j\sigma} \cdot \hat{z} \times \vec{H} \Rightarrow \vec{E} = \frac{-k}{\omega\epsilon - j\sigma} \cdot \hat{z} \times \vec{H} \quad (1.8.16)$$

Buradan görüldüğü gibi E ve H alanları, birbirlerine ve dalganın ilerleme yönüne diktir.

Karakteristik Empedans

$\frac{E}{H}$ oranına , karakteristik empedans denir. Z ile gösterilir.

$$Z = \frac{E}{H} = \frac{k}{\omega\epsilon - j\sigma} = \frac{\omega\mu}{k} \quad (1.8.1.1)$$

$k = \frac{\omega}{v} \Rightarrow v = \frac{\omega}{k}$ elde edilir. Uzayda dalga hızı $v = c$ olduğundan , $\frac{\omega}{k} = c$ olur.

Boşluğun karakteristik empedansı;

$$Z_0 = \frac{\omega\mu_0}{k} = \frac{\omega}{k} \cdot \mu_0 = c \cdot \mu_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \mu_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{8,85 \cdot 10^{-12}}} = 377\Omega \quad (1.8.1.2)$$

Dalga Sayısı

$$Z = \frac{E}{H} = \frac{k}{\omega\epsilon - j\sigma} = \frac{\omega\mu}{k} \quad (1.8.2.1)$$

$$k^2 = \omega\mu \cdot (\omega\epsilon - j\sigma) = \omega^2\epsilon\mu - j\sigma\omega\mu \quad (1.8.2.2)$$

$k^2 = \omega^2\epsilon\mu \cdot (1 - j\frac{\sigma}{\omega\epsilon})$ olur. Buradaki $\frac{\sigma}{\omega\epsilon}$ terimi, zayıflama katsayısıdır. Enerji kayıplarını

verir. Yüksek frekanslarda bu terim ihmal edilebilir.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Uzayda Düzlem EM Dalgalar

Uzayda $\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$ ve $\sigma = 0$ 'dır. σ sıfır olduğu için, elektromanyetik dalga ilerlerken genliğinde bir değişiklik olmaz. Yani, boşlukta zayıflama sıfırdır. J akım yoğunluğu ve ρ yük yoğunluğunun olmadığı bölgede;

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.8.3.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.8.3.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.8.3.4)$$

Buradan;

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \cdot \vec{H} \quad (1.8.3.5)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0 \cdot \vec{E} \quad (1.8.3.6)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.8.3.7)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial}{\partial t} (j\omega \vec{E}) = \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot (-\omega^2 \cdot \vec{E}) \quad (1.8.3.8)$$

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.3.9)$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

olur. Bu dalga denkleminde **Helmholtz denklemi** denir. Bu durumda dalga sayısı;

$$k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \quad (1.8.3.10)$$

olur ve

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.3.11)$$

elde edilir.

Bu denklemin çözümü (1.8.1) ifadesine benzer şekilde,

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{-jkz}$$

ve

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re}(\vec{E} \cdot e^{j\omega t}) = E_0 \cdot \text{Cos}(\omega t - kz) \quad (1.8.3.12)$$

Elde edilir. Buradan, uzay boşluğunda yayılan düzlem EM dalganın genliğinin değişmediği anlaşılmaktadır.

Yalıtkan Ortamda Düzlem EM Dalgalar

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \epsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.8.4.1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \mu \epsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (1.8.4.2)$$

şeklindedir ($\sigma = 0$).

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

olur. Burada $\beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ denilirse;

$$\nabla^2 \vec{E} + \beta^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.4.3)$$

Bu denklemin çözümü;

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{-j\beta z} \quad (1.8.4.4)$$

şeklindedir.

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re}(\vec{E} \cdot e^{j\omega t}) = E_0 \cdot \text{Cos}(\omega t - \beta z) \quad (1.8.4.5)$$

Burada, β faz sabitidir ve

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (1.8.4.6)$$

şeklindedir.

$$\beta = \frac{\omega}{v} \Rightarrow v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\omega \sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (1.8.4.7)$$

Yani, tamamen yalıtkan ortamda yayılan elektromanyetik dalganın hızı, maddenin elektrik ve manyetik özelliklerine bağlıdır. Bu hız ışık hızından daha düşüktür (Burke, 1977).

İletken Ortamda Düzlem Dalgalar

İletken ortamlarda $\sigma \neq 0$ 'dır. Dolayısıyla frekans ortamında,

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \mu \cdot \vec{H} \quad (1.8.5.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + j\omega \epsilon \cdot \vec{E} \quad (1.8.5.2)$$

olur.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = \vec{\nabla} \times \left(-\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right) = -\mu \cdot \frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{H}) \quad (1.8.5.3)$$

$$-\nabla^2 \vec{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \cdot ((\sigma + j\omega\epsilon)\vec{E}) \quad (1.8.5.4)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu(\sigma + j\omega\epsilon) \cdot (j\omega\vec{E}) \quad (1.8.5.5)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon) \cdot \vec{E} \quad (1.8.5.6)$$

olur.

$$\gamma^2 = j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon) \quad (1.8.5.7)$$

denilirse;

$$\nabla^2 \vec{E} + \gamma^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.8.5.8)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümü;

$$\vec{E} = E_0 \cdot e^{-\gamma z} \quad (1.8.5.9)$$

olur.

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (1.8.5.10)$$

ise;

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re}(\vec{E} \cdot e^{j\omega t}) = \text{Re}(E_0 \cdot e^{-(\alpha + j\beta)z} \cdot e^{j\omega t}) \quad (1.8.5.11)$$

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \cdot e^{-\alpha z} \cdot \text{Cos}(\omega t - \beta z) \quad (1.8.5.12)$$

olur. Buna göre, iletken malzemelerde alan şiddeti, exponansiyel olarak azalır.

$$\gamma^2 = j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon) \quad (1.8.5.13)$$

ifadesinde;

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (1.8.5.14)$$

dir. İyi iletkenlerde bu değer, $\alpha \cong \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$ şeklinde olur. Genliğin ilk değerinin $\frac{1}{e}$ 'sine düştüğü uzunluğa deri kalınlığı denir. δ ile gösterilir ve

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\beta} \quad (1.8.5.15)$$

şeklinde verilir. Deri kalınlığı , EM dalganın iletken içine ne kadar nüfuz edebildiğinin bir ölçüsüdür. İletken malzemede ilerleyen dalganın dalga boyu;

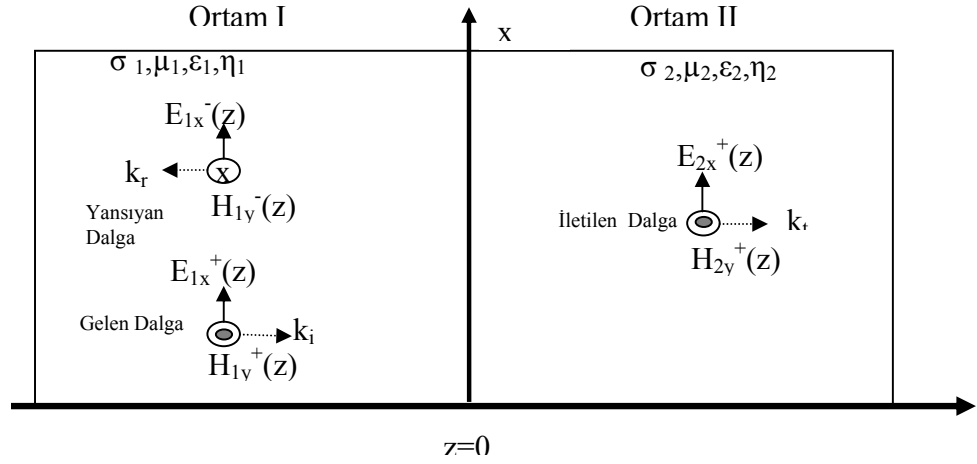
$$\beta = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi f}{\lambda f} = \frac{2\pi}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{2\pi}{\beta} \Rightarrow \lambda = 2\pi\delta \quad (1.8.5.16)$$

olur. İyi iletken malzemeler yüksek iletkenlikli olup, büyük iletim akımına sahiptirler. Bu tip malzemelerde kayıplar sürekli olması dolayısıyla dalga ilerledikçe enerjisini kaybeder (Taflove, 1995). Bu nedenle elektromanyetik enerji, iletken içinde iletilmeyip, iletken hat dalgaya kılavuzluk yaparak , enerji dalga kılavuzu çevresindeki bölgede iletilir.

Elektromanyetik Dalgaların Yansıması Ve Yayınımı

İki farklı ortam sınırındaki düzleme normal doğrultusunda gelen bir dalga, sınırdan yansıyan ve ikinci ortam mükemmel iletken değilse, iletilen olmak üzere iki dalga oluşturur. Bu dalgalar ortamlar arası bölgede sınır şartlarını sağlarlar. Şekil 6'da iki farklı ortam sınırına normal doğrultusunda gelen, yansıyan ve iletilen alan bileşenleri gösterilmiştir. Burada $z < 0$ (Ortam I) için gelen dalga (+) yönde, yansıyan dalga (-) yönde ilerlerken, $z > 0$ da (Ortam II) iletilen dalga (+) yönde ilerlemektedir.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)



Şekil 5. İki farklı ortam sınırına düzlem dalganın normal doğrultuda gelişi

Ortam I için (1.9.2) ifadesi yazılır.

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)} = \alpha_1 + j\beta_1 \quad (1.9.1)$$

$$\eta_1 = \frac{\sqrt{j\omega\mu_1}}{\sqrt{\sigma_1 + j\omega\epsilon_1}} \quad (1.9.2)$$

Ortam II için (1.9.4) ile verilen ifadeler yazılır.

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_2(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)} = \alpha_2 + j\beta_2 \quad (1.9.3)$$

$$\eta_2 = \frac{\sqrt{j\omega\mu_2}}{\sqrt{\sigma_2 + j\omega\epsilon_2}} \quad (1.9.4)$$

Elektrik alan x- yönünde ve manyetik alan y. Yönünde olmak üzere Ortam I için alan bileşenleri (1.9.6) ile verilen ifadeler elde edilir.

$$E_{1x}(z) = E_1^+ e^{-\gamma_1 z} + E_1^- e^{\gamma_1 z} \quad (1.9.5)$$

$$H_{1y}(z) = H_1^+ e^{-\gamma_1 z} + H_1^- e^{\gamma_1 z} \text{ veya} \quad (1.9.6)$$

$$H_{1y}(z) = \frac{1}{\eta_1} (E_1^+ e^{-\gamma_1 z} + E_1^- e^{\gamma_1 z}) \quad (1.9.7)$$

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Şekil 5’da iki farklı ortam sınırına normal doğrultusunda gelen, yansıyan ve iletilen alan ifadeleri gösterilmiştir. Burada E_1^+ ve H_1^+ gelen EM dalga bileşenleri E_1^- ve H_1^- ise yansıyan EM dalga bileşenleridir.

Yansıma sabiti: Sınırdaki yansıyan elektrik alan dalgasının sınıra gelen elektrik alan dalgasına oranı yansıma sabiti olarak tanımlanır ve eşitlik (1.9.8) ile ifade edilir.

$$\Gamma = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} \quad (1.9.8)$$

$$E_1^- = \Gamma E_1^+ \quad (1.9.9)$$

İletim sabiti: Sınırdaki Ortam II’ye iletilen elektrik alan dalgasının sınıra gelen elektrik alan dalgasına oranı iletim sabiti olarak tanımlanır ve şu şekilde ifade edilir.

$$\tau = \frac{E_2^+}{E_1^+} = \frac{E_1^+ + E_1^-}{E_1^+} = 1 + \frac{E_1^-}{E_1^+} = 1 + \Gamma \quad \text{veya} \quad (1.9.10)$$

$$\tau = 1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} = \frac{2\eta_2}{\eta_2 + \eta_1} \quad (1.9.11)$$

$$E_2^+ = \tau E_1^+ = (1 + \Gamma) E_1^+ \quad (1.9.12)$$

Bu ifadeler şu şekilde yorumlanır.

1. Eğer $\eta_1 = \eta_2 \rightarrow \Gamma = 0$ ve $\tau = 1$ olur. Bu, gelen dalganın tamamen iletildiği anlamına gelir. İki ortamın parametreler bakımından özdeş olduğu sonucu çıkar.
2. İki ortamda mükemmel dielektrik ise $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ ve iki ortam için $\mu_1 = \mu_2$ fakat $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$ ise yansıma ve iletim sabitleri şu şekilde ifade edilir.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$\Gamma = \frac{1 - \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}}$$

$$\text{ve } \tau = \frac{2}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}} \quad (1.9.13)$$

3. Eğer $\sigma_2 \rightarrow \infty$ ise $\eta_2 = 0 \rightarrow \Gamma = -1$ ve $\tau \rightarrow 0$ olur. Şayet Ortam II mükemmel iletken ise gelen dalga tamamen yansır.

Em Dalga Modları

Çok iyi iletken bir ortamın deri kalınlığı $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$ ile bulunur. Yüksek frekanslarda δ çok küçüktür. Örneğin bakır için 1 MHz 'de 0.07 mm ' dir. Çok yüksek frekanslı bir işaret iletken yardımıyla taşınırken, iletkeninin ortasını boş yapmak hatta iletken yerine boru kullanmak daha uygundur.

Öyleyse dalga kılavuzu, çok yüksek frekanslı elektromanyetik dalgaları taşımak için düzenlenmiş metal bir borudur. Dalga kılavuzu sinyal iletme açısından iletken benzer. Ancak iletken, elektrik akımını; dalga kılavuzu ise dalgaları iletir. Ayrıca iletkenin akımın geçebilmesi için kapalı bir elektrik devresi gerekirken dalga kılavuzunda buna gerek yoktur.

Radyo vericisinden yayınlanan dalgalarla, dalga kılavuzundan iletilen dalgalar arasında fark vardır. Vericiden enine elektromanyetik dalgalar yayınlanırken, dalga kılavuzunda böyle

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

olmaz. Bu farklılaşmaya dalga kılavuzunun çeperleri neden olur. Dalga kılavuzu ile enerji iletimi, enerjinin elektromanyetik dalgalar halinde, boru biçimli yapının içine bir verici anten yerleştirilmesiyle sağlanır. Dalga kılavuzu içinde yayılan enerjide herhangi bir kayıp olmadığı varsayılırsa, borunun diğer ucundan benzer bir anten aynı enerjiyi alacaktır.

Bir dalga kılavuzu içinde uyarılmış olan dalgalar, pratik olarak sadece boru içinde yayılırlar ve boru dışındaki ortama enerji vermezler. Yani boru, dalgalara kılavuzluk ederek enerjinin hangi yönde taşınacağını gösterir. Bu nedenle böyle dalgalara kılavuzlanmış dalgalar denir.

Dalga kılavuzunun kendisi, ilettiği elektromanyetik dalganın enerjisini çevreye yaymaz. Ancak dalga kılavuzunun çeperlerinde delikler veya çentikler açılarak dalgaların çevreye ışıması sağlanır.

Dalga kılavuzları yalnızca belirli dalga boyları için kullanılır. Bir elektromanyetik dalganın dalga kılavuzu aracılığıyla iletilebilmesi için, dalga boyunun kanalın çapıyla aynı ya da ondan daha küçük olması gerekir. Bu nedenle dalga kılavuzları, dalga boyları 1 mm ile 1 m arasında değişen kısa mikrodalgalar için kullanılır.

Bir dalga kılavuzunda mevcut olan çeşitli alan dağılım şekilleri, bunların TM ve TE modları olarak isimlendirilen iki esas tipe ayrılabilceğini gösterir.

Enine Elektrik (TE) Modu : Elektromanyetik dalganın, dalga kılavuzunun eksen boyunca yayıldığı düşünülürse , TE modunda elektrik alan , kılavuz eksenine dik doğrultuda olup eksen boyunca herhangi bir elektrik alan bileşeni yoktur. Manyetik alanın hem eksen doğrultusunda hem de eksene dik bileşenleri vardır.

Enine Magnetik (TM) Mod : TM modunda manyetik alanın kılavuz eksen doğrultusunda bileşeni yoktur. Buna karşılık elektrik alanın hem eksen doğrultusunda hem de eksene dik bileşenleri vardır.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

Enine Elektromagnetik (TEM) Modu : TEM modunda elektrik ve manyetik alanların kılavuz eksenine boyunca yani yayılım yönünde bileşenleri yoktur.

Dalga kılavuzlarında TEM dalgaları kılavuzlanamazlar. Sadece TM veya sadece TE veya her ikisi birden bulunabilir.

Genellikle dalga kılavuzları bir tek mod bulunacak şekilde çalıştırılmak istenir. Çünkü bu durumda en küçük boyutlu kılavuz kullanılır ve istenmeyen modlar kolayca ortadan kaldırılabilir.

Her tip mod, kendi özel elektrik ve manyetik alan konfigürasyonuna sahiptir. Her mod ve ebat için, yayılımın mümkün olduğu bir en alt frekans vardır. Buna kesim frekansı denir.

Dalga kılavuzları yüksek geçiren filtre gibi davranarak kılavuz boyutlarının belirlediği kritik bir değerden veya bir kesim değerinden daha düşük frekanslı dalgaları iletmezler. Bunun sonucu olarak ancak yüksek frekanslarda bir anlam taşırlar.

Dalga kılavuzunda farklı modlar farklı dalga boylarına sahip olduğundan, kılavuzu birden fazla mod için ayarlamak genellikle mümkün değildir. Ayrıca kılavuz içindeki herhangi bir kesinti veya köşe, başka modların ortaya çıkmasına neden olacağından en düşük modu iletecek kılavuzun seçilmesi uygundur.

Dalga kılavuzu içindeki modları tanımlamak için yalın simgeler kullanılır. Bu simgelerin altına konulan indisler, dalga kılavuzunun genişlik ve derinliğine uygun düşen belli frekans yayımının yarı dalga boyunu gösterir.

Bir dalga kılavuzunun en uygun kesiti, yönlendireceği dalganın özelliklerine göre belirlenir. En basit ve en yaygın kullanılan dalga kılavuzları, eni boyunun yaklaşık iki katı olan

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

dikdörtgen kesitli aygıtlardır. İkinci sırada dairesel kesitliler gelir. Elips biçiminde olan türleri de vardır.

Dalga kılavuzlarının, mikrodalgaları köşeli ortamların ötesine iletmesi gerektiğinde özel mafsallardan ve dirseklerden yararlanılır. Mikrodalgaları 90° 'lık bir açıyla döndürmek için klavuza uygun bükümler verilir.

Dalga kılavuzunda herhangi bir yayılım modu için zayıflama iki nedenle meydana gelir.

- 1- Boru içine doldurulan dielektriğin iletkenliği sıfır değilse dielektrik kayıpları olur.
- 2- Boru çeperlerinde omik kayıplar olur.

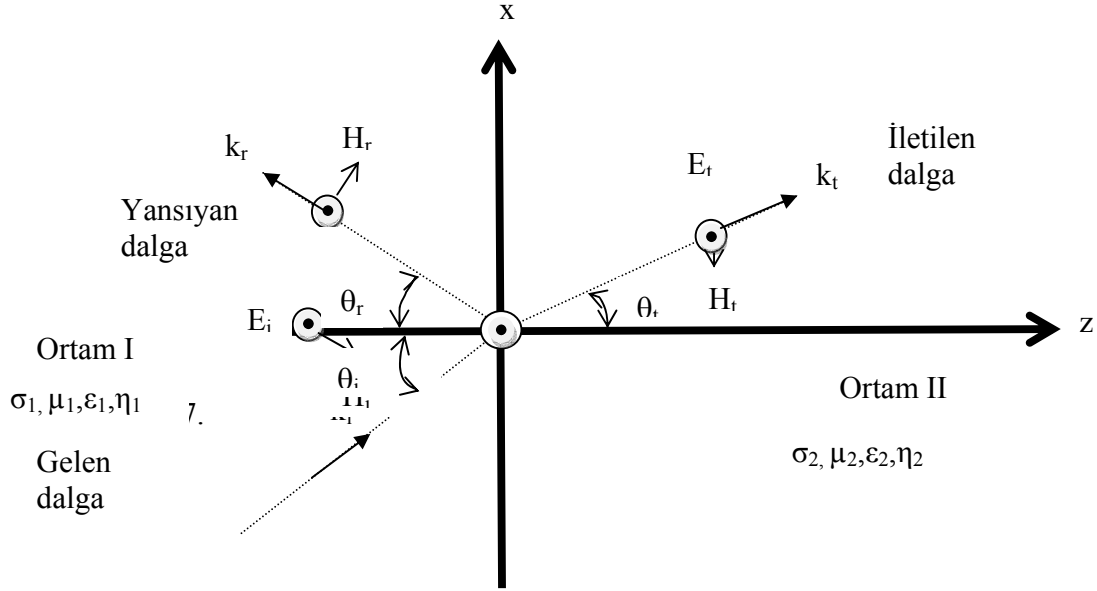
Borularda dielektrik genel olarak havadır. 10 GHz' in altında dielektrik zayıflaması ihmal edilebilir.

Çeşitli mikrodalga frekans bandları için standart boyutlarda borular kullanılmaktadır. 300 MHz 'den 400 GHz'e kadar imalat yapılmaktadır. Dalga kılavuzu yapımında alüminyum, gümüş ve pirinç kullanılır.

İki Dielektrik Sınırına Belli Bir Açı İle Gelen EM dalgaların Yansıması ve İletimi

Elektrik alan geliş düzlemine dik ise bu durum TE polarizasyon (paralel polarizasyon) olarak adlandırılır. Eğer elektrik alan geliş düzlemine paralel ise TM polarizasyon (dik polarizasyon) olarak tanımlanır. TE polarizasyon için dielektrik sınırda yansıma ve iletim olayları Şekil 7'de gösterilmiştir.

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)



Şekil 6 TE polarizasyon için yansıyan ve iletilen dalga bileşenleri

Şekil 6'de gelen elektrik alan bileşeni ifadesi;

$$E_i = E_0 e^{-j\beta_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} \vec{a}_y \quad (1.9.2.1)$$

Manyetik alan bileşeni

$$H_i = \frac{E_0}{\eta_1} e^{-j\beta_1(x \sin \theta_i + z \cos \theta_i)} (-\cos \theta_i \vec{a}_x + \sin \theta_i \vec{a}_z) \quad (1.9.2.2)$$

TE polarizasyonuna ait alan bileşenleri gelen, yansıyan alan ve iletilen alan bileşenleridir. Bunlardan gelen alan bileşenleri;

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

$$E_i = E_0 e^{-j\beta_1(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} \vec{a}_y \quad (1.9.2.3)$$

$$H_i = \frac{E_0}{\eta_1} e^{-j\beta_1(x \sin \theta_1 + z \cos \theta_1)} (-\cos \theta_1 \vec{a}_x + \sin \theta_1 \vec{a}_z) \quad (1.9.2.4)$$

Yansıyan alan bileşenleri;

$$E_r = E_0 e^{-j\beta_1(x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)} \vec{a}_y \quad (1.9.2.5)$$

$$H_r = \frac{E_0}{\eta_1} e^{-j\beta_1(x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)} (-\cos \theta_r \vec{a}_x + \sin \theta_r \vec{a}_z) \quad (1.9.2.6)$$

ve iletilen alan bileşenleri

$$E_t = E_0 e^{-j\beta_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} \vec{a}_y \quad (1.9.2.7)$$

$$H_t = \frac{E_0}{\eta_2} e^{-j\beta_2(x \sin \theta_t + z \cos \theta_t)} (-\cos \theta_t \vec{a}_x + \sin \theta_t \vec{a}_z) \quad (1.9.2.8)$$

Frekans Ve Dalga Boyu

Tüm elektromanyetik dalgalar, mükemmel bir vakum tüpün içinde yaklaşık olarak ışık hızında (3×10^8 m/sn) yayılırlar. Bu yayılım hızı deniz seviyesinin hemen üzerindeki bir yükseklikte vakum tüpe nazaran ihmal edilebilecek derecede düşüktür. O yüzden radar işaretleri için, elektromanyetik dalgaların yayılım hızı ışık hızı olarak kabul edilir. Bilindiği gibi ışık hızı;

$$c = f \times \lambda \quad (1.10.1)$$

şeklinde ifade edilir. Burada c ; ışığın yayılım hızını [m/s], f ; yayılan dalga'nın frekansını [Hz] ve λ ise dalga boyunu [m] göstermektedir. Günümüzde radarlar kullanım alanları ve tipleri itibarıyla çok farklı dalga boyları ve frekanslarda çalışmaktadırlar. Sayısal

Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)

hesaplamalarda elektromanyetik dalgaların boşlukta yayıldığı kabul edilir ve dalgaların yayıldığı ortamın empedansı olarak boşluğun karakteristik empedansını kullanılmaktadır (Taflove, 1995).

Bulduğumuz ortamın empedansı,

$$Z = \frac{|E|}{|H|} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (1.10.2)$$

olarak verilir. Boşlukta ise bu hesaplama, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} [\text{H/m}]$; boşluğun manyetik geçirgenlik sabiti ve ϵ_0 [F/m]; boşluğun dielektrik sabiti olmak üzere,

$$\epsilon_0 = \frac{1}{c^2 \mu_0} \approx \frac{1}{36\pi \times 10^9} \quad (1.10.3)$$

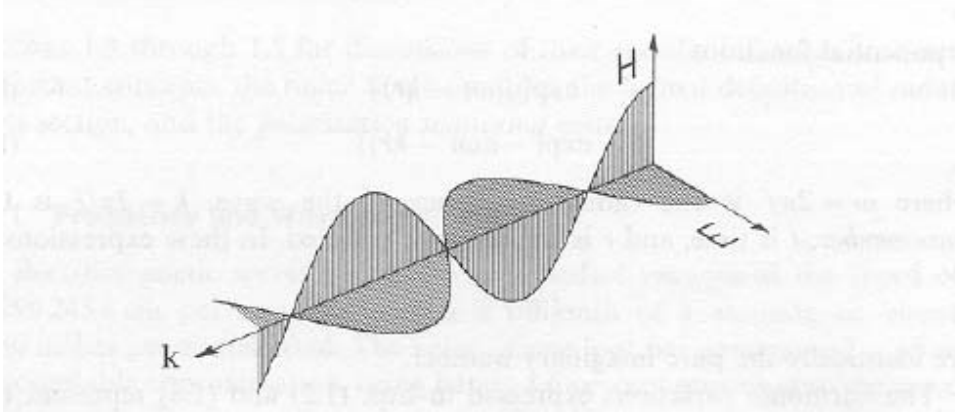
$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \approx 120\pi = 377 \quad [\Omega] \quad (1.10.4)$$

olarak verilmektedir.

Dalga Tipleri

Bir elektromanyetik dalganın yayınımına ait gösterim Şekil 8' deki gibidir. Şekilde elektromanyetik dalganın elektrik alanının, k birim vektörü ile gösterilen yayınım doğrultusu ile zamana göre nasıl değiştiği gösterilmektedir. Elektrik alan vektörü E manyetik alan vektörü H ' ye diktir ve her ikisi de k yayınım doğrultusu vektörüne diktirler.

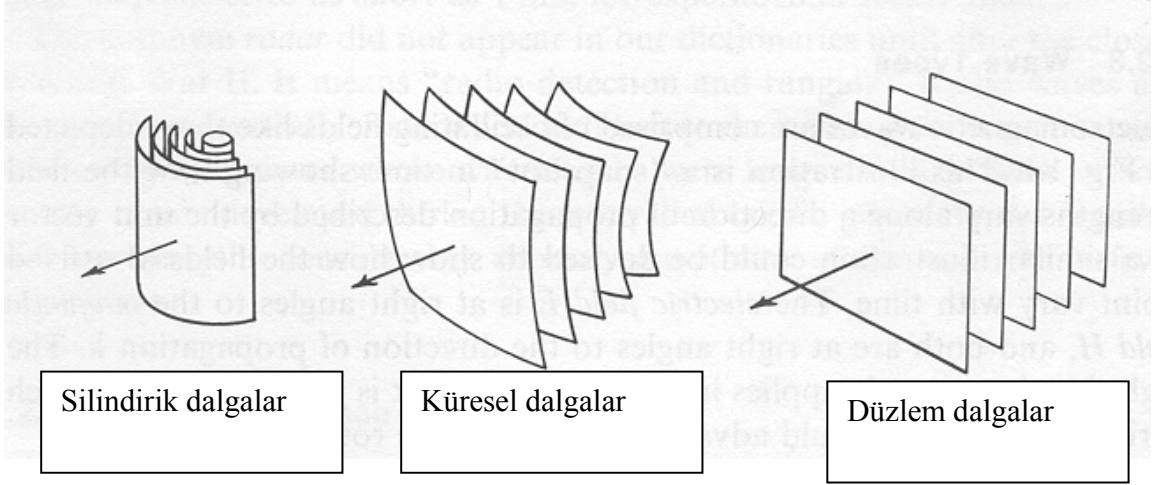
Ek 1 Elektromanyetik Dalgalar (Devam)



Şekil 7. Elektromanyetik düzlem dalga bileşenleri

Şekil 7’de mesafe arttıkça dalganın genliğinde azalma olmamaktadır. İşte bu düzlem dalgadır. Bir düzlem dalga adından da anlaşılacağı üzere sabit fazlardaki düzlemlerden oluşur. Düzlem dalgalar doğada nadiren bulunurlar. Bir örnek olarak yıldızlardan gelen ışıklar düzlem dalgalar şeklinde yayıldıklarını söyleyebiliriz.

Sabit faz yüzeyi küresel olan dalgalar ise küresel dalgalar olarak adlandırılırlar. Bu tür dalgalar doğaları gereği noktasal kaynaklardan yayılırlar. Diğer bir tip ise silindirik dalgalardır. Bu tipte ise sabit faz yüzeyleri silindirik yapıdadır. Şekil 9’da silindirik, küresel ve düzlem dalgalar birlikte gösterilmiştir. Silindirik bir dalga sonsuz uzunluktaki doğrusal bir kaynaktan yayılır. Silindirik dalgalar, doğada düzlem ve küresel dalgalara nazaran daha az görülürler. Fakat teorik uygulamalarda sıklıkla kullanılmaktadırlar. Bunların dışında birçok dalga şekilleri bulunmaktadır. Fakat radar uygulamalarında kullanılan elektromanyetik dalgalar bahsedildiği gibi yayılmaktadırlar.

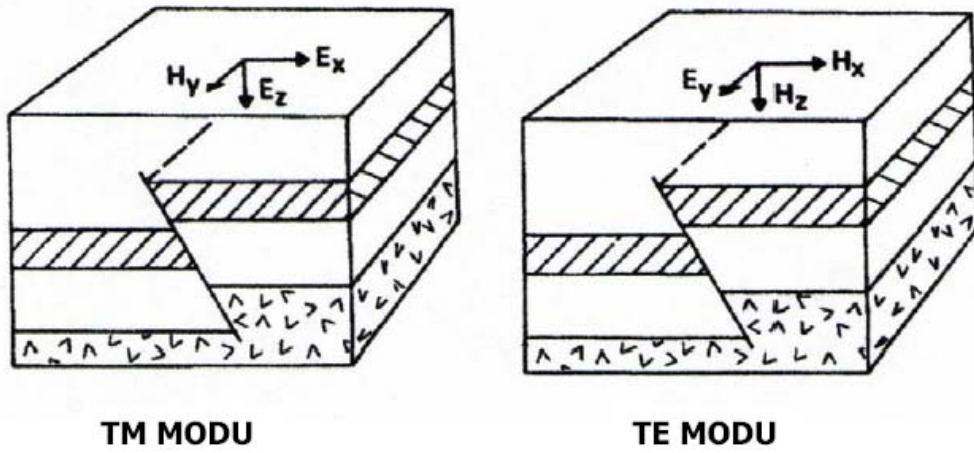


Şekil 8. Silindirik, küresel ve düzlem dalgalar. Oklar yayılım yönlerini göstermektedir

EK 2 GPR POLARİZASYON VE GPR ANTENLER

GPR POLARİZASYON

Bir dalga'nın polarizasyonu, uzayın sabit bir noktasındaki elektrik alanının en yüksek değerin zamanla değişim biçimi olarak tanımlanmaktadır (Kong, 1986). Polarizasyon kavramı elektromanyetik teoride sıklıkla karşımıza çıkan bir kavramdır, doğrusal, dairesel ve eliptik olmak üzere üç çeşidi vardır. Jeofizik yöntemlerde iki çeşit polarizasyon şeklinin var olduğu kabul edilir ve bunlara bağlı olarak iki çeşit ölçü alma modu geliştirilmiştir (Şekil 1). Buna göre eğer ölçülen elektrik alan jeolojik yapının doğrultusuna paralelse buna E tipi polarizasyon, eğer ölçülen manyetik alan jeolojik doğrultuya dikse buna da H tipi polarizasyon adı verilmektedir.

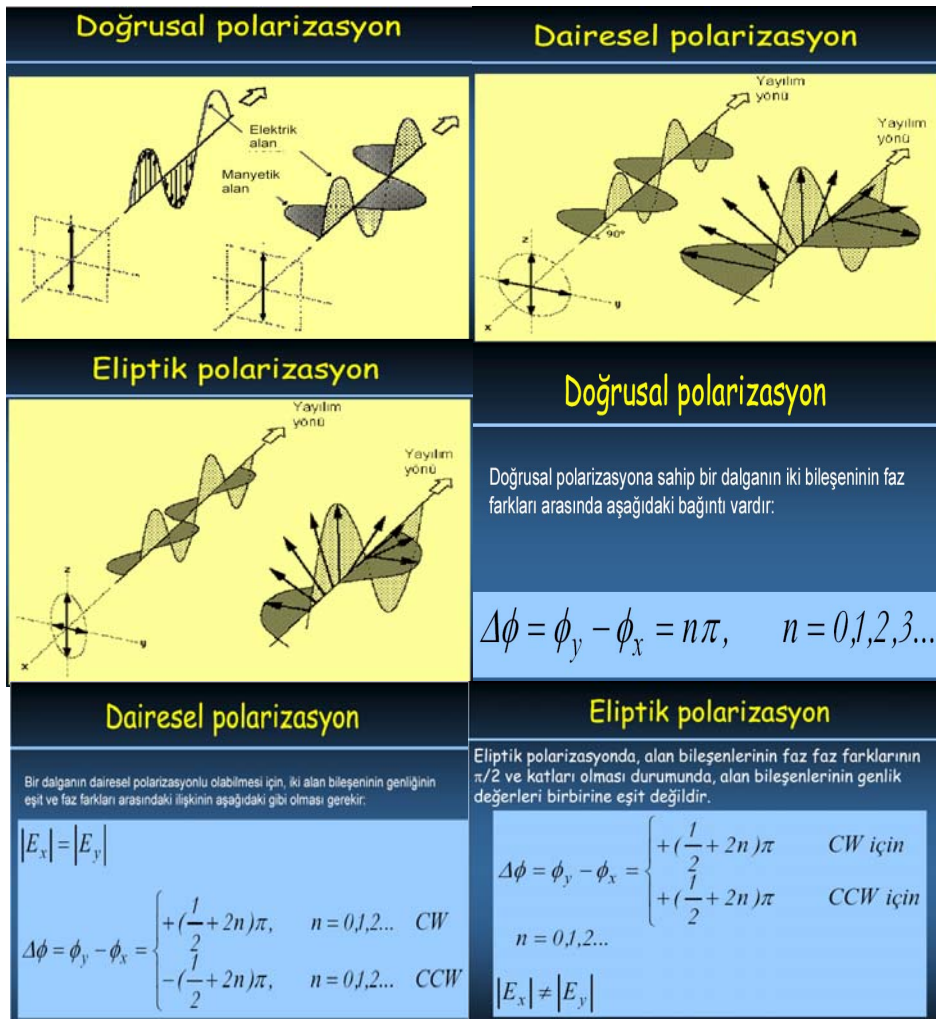


Şekil 1 Ölçülen elektrik alanının jeolojik doğrultuya dik veya paralel olması durumunda EM alan bileşenleri (Beamish, 1998).

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Antenden ışınan elektromanyetik dalganın polarizasyonu ve üç çeşit polarizasyon bulunmaktadır.

- Doğrusal polarizasyon
- Dairesel polarizasyon
- Eliptik polarizasyon



Şekil 2 Polarizasyon türleri ve açıklaması

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Bir düzlem dalga elektrik alan bileşeninin z yönünde yayıldığını kabul edelim.

$$\vec{E}(z) = (\vec{a}_x E_{xo} e^{j\theta_x} + \vec{a}_y E_{yo} e^{j\theta_y}) e^{-j\beta z} \quad (1.1)$$

$$A = \frac{E_{yo}}{E_{xo}}, \quad \theta = \theta_y - \theta_x \quad \text{ve} \quad E_{0x} = 1$$

verilen değişken atamaları dikkate alınarak denklem (1.1) de yerine yazılırsa,

$$\vec{E}(z) = (\vec{a}_x + \vec{a}_y A e^{j\theta}) e^{-j\beta z} \quad (1.2)$$

burada A katsayısının ve θ açısının değerlerine bağlı olarak dalganın polarizasyonu ile ilgili temel tanımlar verilmiştir.

- **I.** $A=0 \rightarrow \vec{E}(z) = \vec{a}_x e^{-j\beta z}$, ve $\vec{E}(z,t) = \vec{a}_x \cos(\omega t - \beta z)$. Elektrik alanın $z=0$ düzlemindeki hareketi x eksenine doğrultusundadır. Bu x eksenine boyunca doğrusal kutuplanmış dalga olarak tanımlanır.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

- **II.** $A=1, \theta=0$ $\vec{E}(z) = (\vec{a}_x + \vec{a}_y)e^{-j\beta z}$, ve $\vec{E}(z, t) = (\vec{a}_x + \vec{a}_y)\cos(\omega t - \beta z)$. Bu dalga da yine elektrik alan vektörü x- eksenine 45° de doğrusal polarizasyonlu dalgadır.
- **III.** $A=2, \theta=0$ $\vec{E}(z, t) = (\vec{a}_x + 2\vec{a}_y)\cos(\omega t - \beta z)$. Bu dalga da yine elektrik alan vektörü x- eksenine 63° de doğrusal polarizasyonlu dalgadır.
- **IV.** $A=1, \theta=0$ $\vec{E}(z, t) = \vec{a}_x \cos(\omega t - \beta z) - \vec{a}_y \sin(\omega t - \beta z)$. Bu durumda elektrik alan vektörü bir daire çizer ve dalga dairesel polarize olarak adlandırılır.
- **IV.** $A=1, \theta \neq 0$ durumunda eliptik polarizasyon olarak adlandırılır.

Anten ve Işıma

Uzak bölgeler arası iletişim, elektrik ve manyetik alanlar arasındaki ilişkinin bulunması sonucu sağlanabilmiştir. Elektromanyetik dalgalar, elektriksel ve manyetik alan bileşenlerinden oluşan ve bulundukları ortamda yayılarak enerji taşıyan dalgalardır. 19. yüzyıla kadar zamanla değişmeyen durumlar araştırıldığı için elektriksel ve manyetik kuvvetler ve bu kuvvetlerle ilgili alanlar birbirinden ayrı olarak incelenmiştir. Faraday, 1831 yılında, zamanla değişen bir manyetik alanın bir elektriksel alan oluşturduğunu deneysel olarak göstermiştir. Ardından Faraday'ın öğrencisi İngiliz fizikçi Maxwell 1864 yılında yayınladığı "Elektromanyetik alanların dinamik teorisi" adlı kitabında klasik elektromanyetizmanın temel kavramları olan Maxwell denklemlerini açıklamıştır. Bu denklemler, herhangi bir yerdeki bir noktada bulunan elektriksel ve manyetik alanlar arasındaki bağıntıyı, o noktanın konumuna ve zamana bağlı olarak ifade ederler. Maxwell'in teorisi şu sonuçların elde edilmesi sağladı:

- Ancak zamanla değişmeyen hallerde, elektriksel alan, manyetik alanlardan bağımsız olarak bulunabilir.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

- Zamanla değişen olaylarda ise, elektriksel ve manyetik alanlar bir arada bulunmak zorundadır. Bu iki alanın tümüne elektromanyetik alan denir.

Maxwell denklemlerin çözümü, elektromanyetik dalgaların, yayılıcı özellikte bulunduğunu gösterir. Yayılım ise boşlukta ışık hızı ile olur. Maxwell denklemlerinin sonucu olan, elektromanyetik dalgaların yayılan özelliğinin deneyle gösterilmesi 1887 yılında Hertz tarafından gerçekleştirilmiştir. Hertz, iki küçük iletken küre arasında bir kıvılcım oluşturduğunda, uzaktaki bir karanlık odada bulunan iletken bir çerçevenin mikrometrik aralığında da bir kıvılcım oluştuğunu gözlemlemiş ve daha sonra yaptığı deneylerle, elektromanyetik dalgaların yansımasını, kırılmasını ve polarizasyonunu inceleyerek, geometrik optik konularına da bir temel kurmuştur.

Marconi 1896 yılında, daha önce Popov'un düşündüğü anteni kullanarak ilk radyo yayınını gerçekleştirdi ve elde ettiği dalgayı 30-40 km uzağa göndermeyi başardı. Bu ilk çalışmalarından sonra da Manş denizinin iki arasında ve Atlantik tesi iletişim gerçekleştirdi.

Birinci Dünya Savaşı sonrasında iyonosferin radyo dalgalarını yansıtmaya özelliği ortaya çıkarıldı ve radyo, televizyon, radar, radyo, meteoroloji, uydu haberleşmesi gibi sahalar hızla gelişti.

Elektromanyetik dalgaları bir sistemden alıp çevreye veren veya çevresindeki elektromanyetik dalgalardan aldığı sinyallerle bir sistemi besleyen cihazlara anten adı verilir. Hertz'in kullandığı ilk antenin yapısı böceklerin etraflarını izlemek için kullandıkları duyargaya benzediği için, böcek duyargası anlamına gelen "anten" kelimesi fizik diline sokulmuştur.

Bir bütün olarak bir radyo iletişin devresi üç ana yapıdan oluşur;

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

- a) Verici
- b) Alıcı
- c) İletişim ortamı

Verici iletilmek istenen bilgiyi elektriksel işarete dönüştürür ve gerekli işlemleri yaparak yayılacak duruma getirir. Bu işaret bir iletim hattı ile antene verilir. Anten de bunu em dalga biçiminde iletişim ortamına yayar.

Ortamdaki em dalga bir alıcı anten yardımıyla alınarak alıcıya aktarılır. Alıcı da gerekli işlemler yapılarak kullanılabilir bilgi elde edilir.

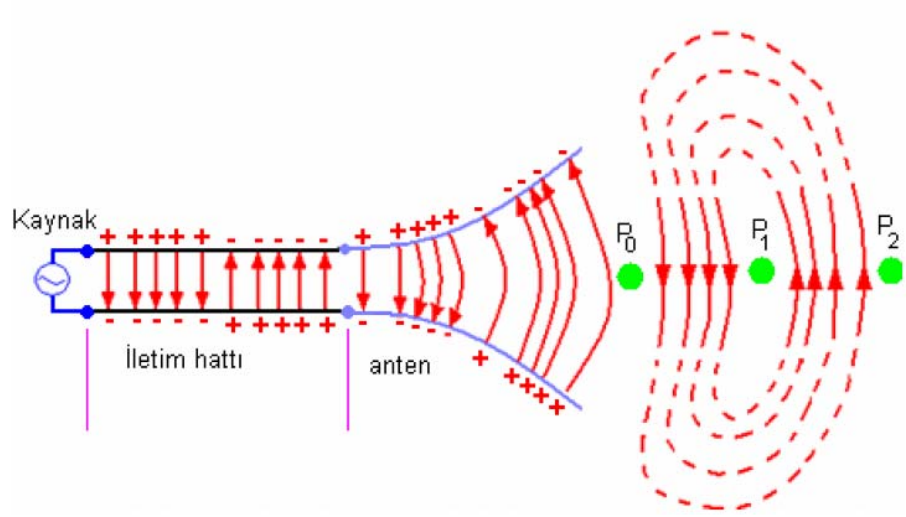
Görüldüğü gibi, iletişim devresinde anten iki görev üstlenmiş durumdadır;

- a) Vericiden alınan enerjiyi iletişim ortamına yaymak,
- b) Ortamdaki em enerjiyi toplayıp alıcıya aktarmak.

Anten çift yönlü (resiprok) bir dönüştürücüdür. Verici olarak kullanıldığında besleme noktalarına uygulanan Volt büyüklüğündeki gerilimi Volt/metre büyüklüğündeki elektrik alana dönüştürür. Alıcı antenler ise ortamda bulunan elektromanyetik dalgalardan kaptığı Volt/metre büyüklüğündeki elektrik alan enerjisini uçlarına Volt büyüklüğünde bir gerilim farkı olarak dönüştürür. Yapı bakımından verici ve alıcı antenler birbirlerine benzerler. Hatta bazı uygulamalarda bir anten bir anten hem alıcı hem de verici olarak çalışabilir. Ucunda anten bulunan iki telli bir iletim hattına gerilim kaynağının bağlı olduğunu düşünelim (Şekil 3). Gerilim kaynağı hat iletkenleri arasında bir elektriksel alan yaratır. Kaynak gerilimi sinüzoidal ise iletkenler arasındaki alan da sinüs biçimli olur. İletkenler arasında oluşan zamanla değişen Elektriksel ve manyetik alanlar bir em dalga oluştururlar. Bu dalga hat boyunca ilerleyerek antene ulaşır ve anten üzerindeki yük dağılımı da bu dalga alanına bağlı olur. Anten ucundan ışınlanan dalga alanı da periyodik bir dalgadır. Sabit evreli Po noktası yarım periyodik zaman süresinde, $\lambda/2$ yolunu alarak P_1 noktasına ulaşır.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Kalan yarım periyotluk sürede bu nokta P_2 'ye erişir ve değişim dönemi olarak yenilenip sürer. Böylece, ışınlanan dalgada periyodik olarak değişen ve kendi üzerlerine kapanan alan çizgileri oluşur.

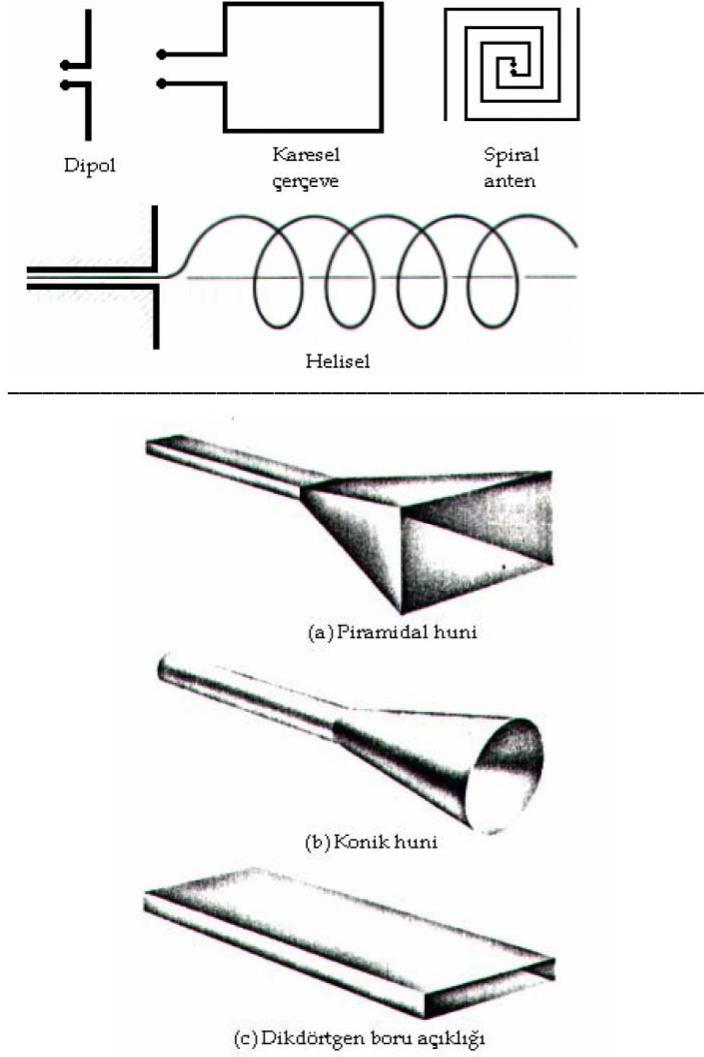


Şekil 3 Anten ve ışıma alan

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Anten Çeşitleri

Antenler çeşitli türde ve geometrik yapıdadır (Şekil 4).

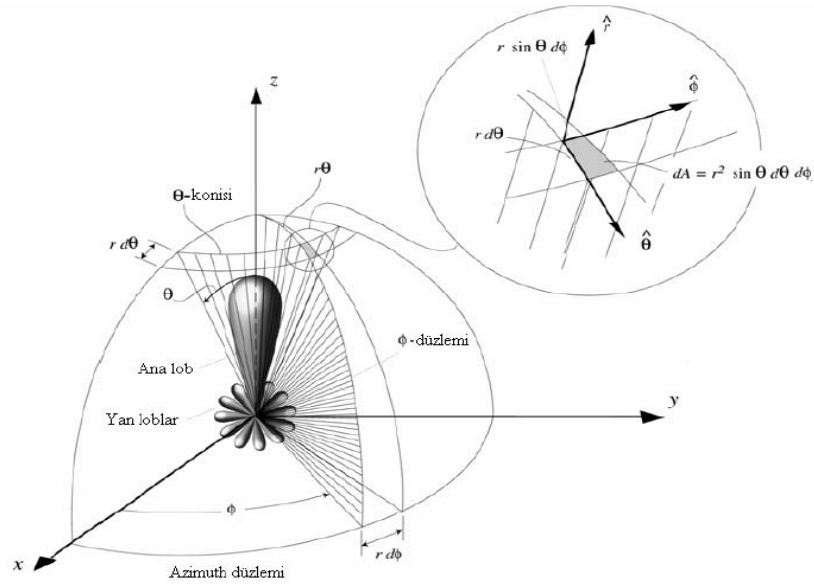


Anten Işıma Parametreleri

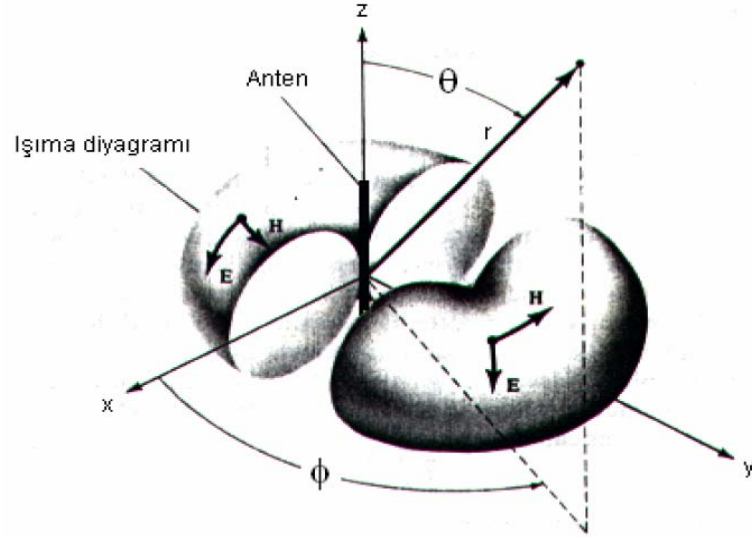
Anten ışıma diyagramı tanımının en genel hali, “uzay koordinatlarına bağlı olarak antenin ışıma özelliklerini grafiksel gösterimidir”. Çoğu zaman ışıma diyagramı uzak-alan bölgesi

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

için tanımlanır. Işıma diyagramları elektrik alan, güç ve güç ışıma yoğunluğu büyüklüklerine bağlı olarak çizilebilir. Aralarında nitelik bakımından fark olmamakla birlikte görünümlerinde fark vardır. İzotropik anten uzayın her doğrultusuna eşit olarak ışıma yapan noktasal “tümyönlü” bir antendir. Her ne kadar fiziksel olarak gerçekleştirilmesi mümkün olmayan bir anten ise de, bazı yaklaşıklıklar yapmak, diğer büyüklüklerin tanımlarında referans olarak kullanmak amacıyla kullanılır. Belli bir doğrultuda elektromanyetik dalgaları alan ya da gönderen antenlere “yönlü anten” denir şekil de yönlü ışıma diyagramına sahip bir anten örneği verilmiştir (Şekil 5).



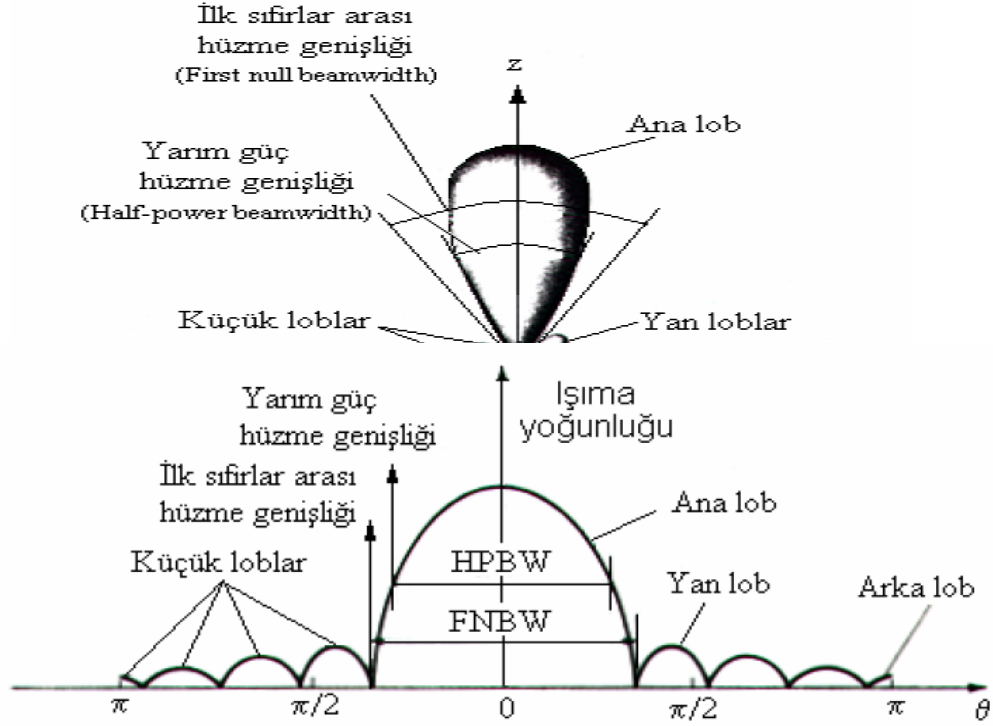
Şekil 5 Işıma diyagramı



Şekil 6 Bir dipol anten ışıma diyagramı

Şekil 6’da bir dipol antene ait ışıma diyagramı verilmiştir. Şekilde de görüldüğü gibi Azimuth (yönelim) düzleminde $[f(\varphi), \theta=\text{sabit}]$ diyagram yönsüz (tümyönlü); diğer düzlemde ise $[g(\theta), \varphi=\text{sabit}]$ yönlüdür. Bu tip antenler yönlü antenlerin özel bir tipidir. Doğrusal polarizasyonlu antenlerde maksimum ışımanın olduğu doğrultuda elektrik alan vektörünü içeren düzleme “E-düzlemi”; manyetik alan vektörünü içeren düzleme “H-düzlemi” adı verilir. Şekil 6’da verilen anten örneğinde, x-z düzlemi ($\varphi=0$) E-düzlemi, x-y düzlemi ise H-düzlemdir. Işıma diyagramı “lop” veya “kulakçık” diye isimlendirilen eğrilerden meydana gelir şekil’de birden fazla ışıma lobu içeren üç boyutlu simetrik polar ışıma diyagramı verilmiştir.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)



Ana lob: Maksimum ışımayı içeren lobdur. Şekil’de ana lob $\theta = 0$ yönündedir. Bazı anten ana lob birden faza olabilir.

Arka lob: Ana lobun zıddında bulunan lobdur.

Minör (küçük) loblar: istenmeyen yönlerde oluşan loblardır. Yan loblar en büyük minör loblardır. Yan lobların seviyelerinin -30dB hatta bazı uygulamalarda daha küçük olması istenir. Özellikle radar uygulamalarında bu değer oldukça küçüktür. Şekil’de doğrusal anten ışıma diyagramı verilmiştir. Polar diyagramdan farkı yoktur. Aynı ışıma karakteristiklerini içerir.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Alan Bölgeleri

Anteni çevreleyen uzay başlıca üç bölgeye ayrılır (Şekil 6).

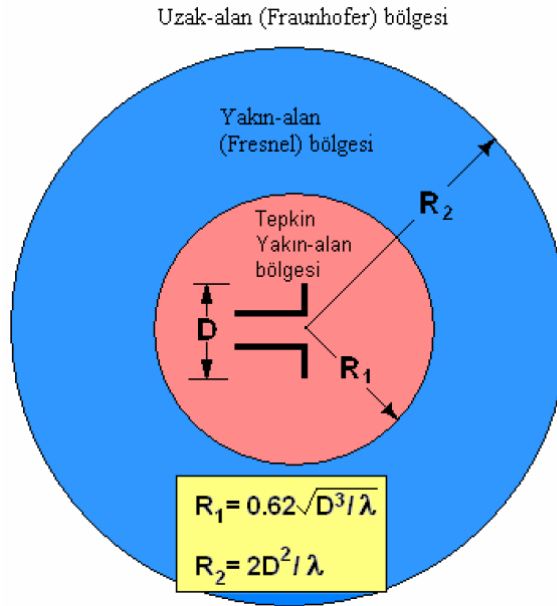
- 1- Tepkin- yakın alan bölgesi
- 2- Yakın – alan (Fresnel) bölgesi
- 3- Uzak-alan (Fraunhofer) bölgesi

Tepkin- yakın alan bölgesi

Antenin çok yakınındaki bölgedir. Bu bölgede tepkin alan bileşenleri baskın olur. Bölgenin dış sınırının antenden uzaklığı R , antenin en büyük boyutu D ise, bölgeyi tanımlayan bağıntı

$$R < 0.62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \quad (1.4.1.1)$$

şeklinde verilir.



Şekil 8 Işıma alan bölgeleri

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Yakın-alan (Frensel) bölgesi

Tepkin alan bölgesi ile uzak alan bölgesi arasındaki bölge olarak tanımlanır. Bu bölgede ışıma alanı bileşenleri daha baskındır ve alanın açısal dağılımı antenden olan uzaklığa bağlıdır. Bölgenin iç sınırı:

$$R > 0.62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} \quad (1.4.2.1)$$

dış sınır ise;

$$R < \frac{2D^2}{\lambda} \quad (1.4.2.2)$$

olarak tanımlanır.

Uzak-alan bölgesi

Anten alanının açısal dağılımının antenden olan uzaklıktan bağımsız olduğu bölgedir. Bu bölgede elektrik ve manyetik alan bileşenleri düzlem dalga karakteri gösterirler. Bölgenin iç sınırı:

$$R = \frac{2D^2}{\lambda} \quad (1.4.3.1)$$

dış sınır sonsuz olarak alınır.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Radyan ve Steradyan

Radyan, düzlem açı birimidir. Bir dairenin çevresinde yarıçapına eşit uzunlukta bir yay oluşturacak şekilde, merkezinden kenar çizgisine iki düz çizgi arasında kalan açının büyüklüğüdür (Şekil 8). Steradyan ise katı açı birimidir. Bir kürenin yüzeyinde, kenar uzunlukları kürenin yarıçapına eşit büyüklükte bir kare oluşturacak şekilde, kürenin merkezinden yüzeyine uzanan düzlemler arasındaki açıdır (Şekil 8).

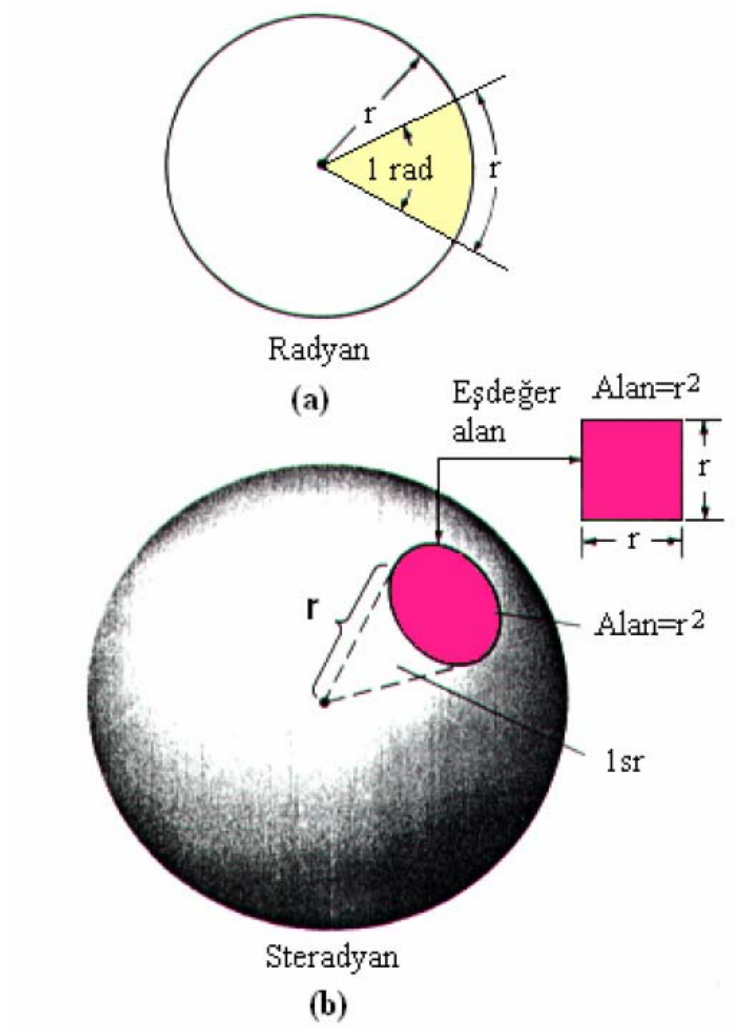
r yarıçaplı küre yüzeyinde çok küçük dA alanı aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$dA = r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad [m^2] \quad (1.5.1)$$

kürenin katı açı elemanı dΩ ise aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} = \sin \theta d\theta d\phi \quad [sr] \quad (1.5.2)$$

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)



Şekil 9 Radyan ve Steradyan tanımı için geometrik gösterim

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Işıma Güç Yoğunluğu

Bir elektromanyetik dalganın uzaya yaydığı güç Poynting vektörü ile tanımlanır. Bir kaynağın toplam ışımasını bulabilmek için güç akı yoğunluğu vektörünü bulup, kaynağı içine alan yüzey boyunca integralini almak gerekir. Ani poynting vektörü:

$$W = E \times H \quad (1.6.1)$$

$$W = \text{Anlık poynting vektörü} \quad [W/m^2]$$

$$E = \text{Anlık elektrik alan şiddeti} \quad [V/m]$$

$$H = \text{Anlık manyetik alan şiddeti} \quad [A/m]$$

Poynting vektörü güç yoğunluğu olduğu için, kapalı yüzeyden geçen toplam güç, yüzey boyunca poynting vektörünün integralinin alınması ile elde edilir.

$$P = \oint W \cdot ds = \oint W \cdot \vec{n} da \quad (1.6.2)$$

$$P = \text{Anlık toplam güç} \quad [W]$$

$$da = \text{Kapalı yüzeyin birim alanı} \quad [m^2]$$

zamanla değişen alanlar varsa ortalama güç yoğunluğu ile ilgilenilir. Anlık poynting vektörünün bir periyot boyunca integralinin alınıp periyoda bölünmesiyle bulunur. Kompleks E ve H alanlar anlık ifadeleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} \left[E(x, y, z) e^{j\omega t} \right] \quad (1.6.3)$$

$$H(x, y, z, t) = \text{Re} \left[H(x, y, z) e^{j\omega t} \right]$$

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

$\text{Re}[Ee^{j\omega t}] = \frac{1}{2}[Ee^{j\omega t} + E^*e^{j\omega t}]$ olduğu göz önüne alınarak aşağıdaki ifade yazılabilir.

$$W = ExH = +\frac{1}{2}\text{Re}[ExH^*] + \frac{1}{2}\text{Re}[ExHe^{j2\omega t}] \quad (1.6.4)$$

görüldüğü gibi, birinci terim zamanın fonksiyonu değildir. Poynting vektörünün zaman ortalaması (Ortalama Güç Yoğunluğu) aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\overline{W_{\text{avr}}}(x, y, z) = [W(x, y, z; t)]_{\text{avr}} = \frac{1}{2}\text{Re}[\vec{E}x\vec{H}^*] \left[\frac{W}{\text{m}^2}\right] \quad (1.6.5)$$

Antenden ışıma toplam güç (ışıma gücü) aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$P_{\text{rad}} = P_{\text{av}} = \oint \overline{W_{\text{rad}}} \cdot d\vec{s} = \oint \text{Re}(\vec{E}x\vec{H}^*) \cdot d\vec{s} \quad (1.6.6)$$

Işıma Şiddeti

Işıma şiddeti, birim katı açıdan ışıyan güç olarak tanımlanır. Işıma şiddeti uzak-alan parametresidir ve basitçe ışıma yoğunluğunun, karesi ile çarpımıyla elde edilebilir. Matematiksel tanımını aşağıdaki gibidir.

$$U = r^2 W_{\text{rad}} \quad (1.7.1)$$

U= Işıma şiddeti (W/birim katı açı)

W_{rad} = Işıma yoğunluğu (W/m²)

Işıma şiddetinin, antenin uzak-alan bölgesindeki elektrik alanı ile ilişkisini veren matematiksel tanım aşağıda verilmiştir.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

$$U(\theta, \phi) = \frac{r^2}{2\eta} |E(r, \theta, \phi)|^2 \cong \frac{r^2}{2\eta} [E_\theta(r, \theta, \phi)^2 + E_\phi(r, \theta, \phi)^2] \cong \frac{1}{2\eta} [E_\theta(\theta, \phi)^2 + E_\phi(\theta, \phi)^2] \quad (1.7.2)$$

E :Antenin uzak-alan elektrik alan şiddeti

E_θ E_ϕ : Antenin uzak-alan elektrik alan bileşenleri

η : Ortamın karakteristik empedansı

toplam güç ışıma şiddetinin 4π 'lik katı açı boyunca ışıma şiddetinin integrali alınarak bulunabilir.

$$P_{rad} = \oint U d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U \sin\theta d\theta d\phi \quad (1.7.3)$$

$d\Omega$ = Katı açı elemanı= $\sin\theta.d\theta.d\phi$

Yönelticilik

Yönlü kazanç verilen yön için şöyle tanımlanır “ verilen yöndeki ışıma şiddetinin referans antenin ışıma şiddetine oranıdır”. Referans anten olarak genelde izotropik

kaynak alınır. Yönelticilik “ yönlü kazancın maksimum değeridir”. Matematiksel tanımları aşağıdaki gibidir.

$$D_g = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}} \quad (1.8.1)$$

$$D_g = \frac{U_{max}}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}} \quad (1.8.2)$$

D_g : Yönlü kazanç (boyutsuz)

D_0 : Yönelticilik (boyutsuz)

U : Işıma şiddeti (W/birim katı açı)

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

$U_{\max}$: Maksimum ışıma şiddeti (W/birim katı açı)

U_0 : İzotropik kaynağın ışıma şiddeti (W/birim katı açı)

P_{rad} : Toplam ışıyan güç (W)

İzotropik kaynak için $U, U_{\max}$ ve U_0 birbirine eşit olduğu için yönlü kazanç ve yönelticiliğin aynıdır

Kazanç

Anten performansını gösteren bir diğer önemli parametre kazançtır. Güç kazancı, şu şekilde tanımlanır “*Verilen yönde antenin ışıma şiddetinin giriş gücüne (besleme gücüne) oranının 4π katıdır*”. Eğer yön tanımlanmamışsa, güç kazancı genellikle maksimum ışımanın olduğu yönde hesaplanır.

$$Kazanç = 4\pi \frac{\text{ışıma şiddeti}}{\text{toplam giriş gücü}} = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{in}} \quad (\text{boyutsuz}) \quad (1.9.1)$$

Çoğu durumda göreceli kazanç ile ilgilenilir. Tanımı “ Referans alınan yönde, antenin güç kazancının referans antenin güç kazancına oranıdır”. Besleme gücü her iki anten için de aynı olmalıdır. Referans anten olarak dipol, horn veya kazancı hesaplanabilen ya da bilinen herhangi bir anten tipi kullanılabilir. Çoğu durumda referans anten olarak kayıpsız izotropik kaynak kullanılır.

$$G_g = \frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{in}} \quad \longrightarrow \quad (\text{Kayıpsız izotropik kaynak}) \quad (1.9.2)$$

İşyan toplam güç ile toplam giriş gücü arasındaki aşağıdaki bağıntı vardır.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

$$P_{\text{rad}} = e_t \cdot P_{\text{in}} \quad (1.9.3)$$

e_t : Toplam anten verimi (boyutsuz)

denklemini aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$G_g = e_t \left[\frac{4\pi U(\theta, \phi)}{P_{\text{rad}}} \right] \quad (1.9.4)$$

$$G_g(\theta, \varphi) = e_t D_g(\theta, \varphi) \quad (1.9.5)$$

Maksimum kazanç, yönelticiliğe bağlı olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$G_0 = G_g(\theta, \varphi) = e_t D_g(\theta, \varphi) = e_t D_0 \quad (1.9.6)$$

Çoğu pratik uygulamada kazanç için aşağıdaki yaklaşık formül kullanılır.

$$G_0 \cong \frac{30000}{\theta_{\text{rad}} \theta_{\text{rad}}} \quad (1.9.7)$$

Genellikle kazanç desibel cinsinden verilir. Desibel cinsinden matematiksel tanımı aşağıdaki gibidir.

$$G_0(\text{dB}) = 10 \log_{10} [e_t D_0] \quad (1.9.8)$$

Anten Verimi

Genel olarak toplam verim aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$e_t = e_r e_c e_d \quad (1.10.1)$$

e_t : toplam verim (boyutsuz)

e_r : yansımaya ilişkin verim = $1 - \Gamma$ (boyutsuz)

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

e_c : iletkenlik verimi (boyutsuz)

e_d : dielektrik verimi (boyutsuz)

Genellikle e_c ve e_d 'nin hesabı zordur, deneysel olarak tespit edilir. Ancak ölçümle birbirlerinden ayıramazlar, genellikle iletkenlik-yalıtkanlık verimi adı altında birlikte ele alınırlar.

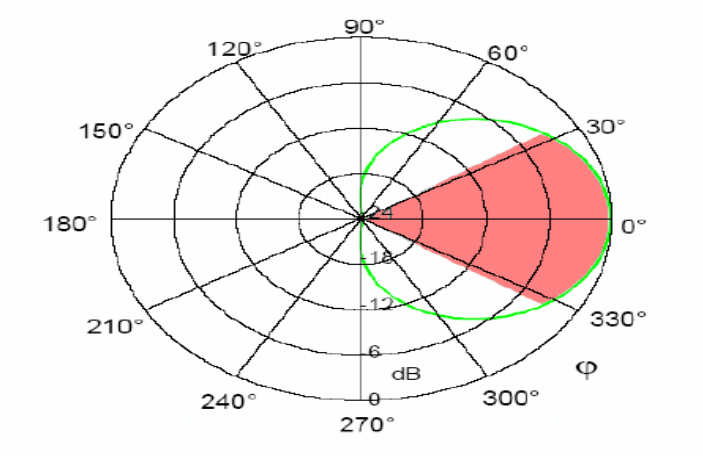
$$e_t = e_r \cdot e_{cd} = e_{cd} (1 - |\Gamma|^2) \quad (1.10.2)$$

$$e_{cd} = e_c \cdot e_d \quad (1.10.3)$$

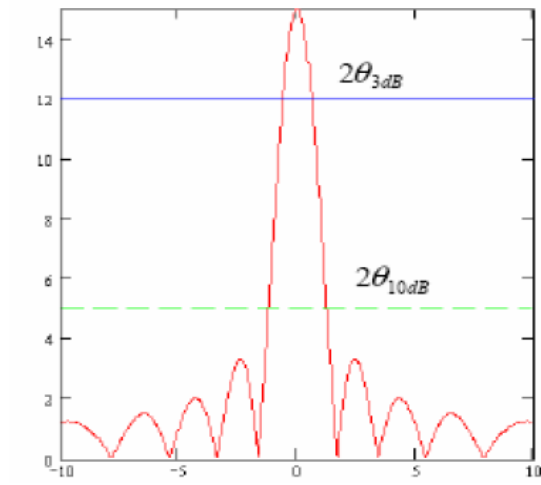
Yarım-Güç Huzme Genişliği

Hüzmenin maksimum olduğu noktanın iki yanında ışıma şiddetinin yarıya düştüğü noktalar arasındaki açıya yarım-güç huzme genişliği denir. (HPBW Half- power Beam Width). Hüzme genişliği tanımı ışıma diyagramı üzerinde hüzmenin maksimumunun iki yanında herhangi iki nokta arasında tanımlanabilir (Şekil 9). Örneğin 10-dB, 5-dB hüzme genişlikleri gibi. Ancak genelde 3-dB huzme genişliği ile ilgilenilir, bu da yarım-güç hüzme genişliğini verir ve tanımlanabilir. Örneğin 10-dB, 5-dB huzme genişlikleri gibi. Ancak genelde 3-dB hüzme genişliği ile ilgilenilir, bu da yarım-güç hüzme genişliğini verir (Şekil 10).

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)



Şekil 10 Yarım güç hüzme genişliği



Şekil 11 3-dB ve 10-dB hüzme genişlikleri

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Hüzme Verimliliği

Verici ve alıcı antenlerin kalitesini tanımlamak için kullanılan önemli bir parametredir. Ana hüzmesi z- ekseninde bulunan anten için hüzme verimliliği (Beam Efficiency-BE) aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$BE = \frac{\theta_1 \text{ açısında gönderilen (alınan) güç miktarı}}{\text{Anten tarafından gönderilen (alınan) güç miktarı}} \quad (1.12.1)$$

$$BE = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_1} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} U(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi} \quad (1.12.2)$$

Polarizasyon Kayıp Faktörü

Genelde, alıcı antenin polarizasyonu ile gelen dalga'nın polarizasyonu aynı değildir bu da polarizasyon kaybına neden olur.

Gelen dalga'nın elektrik alanının;

$$\vec{E}_I = i_w \cdot E_i \quad (1.13.1)$$

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

olduğunu farz edelim. $\hat{i}_w$, dalganın birim vektörü. Alıcı antenin elektrik alanının polarizasyonu da aşağıdaki gibi gösterilsin.

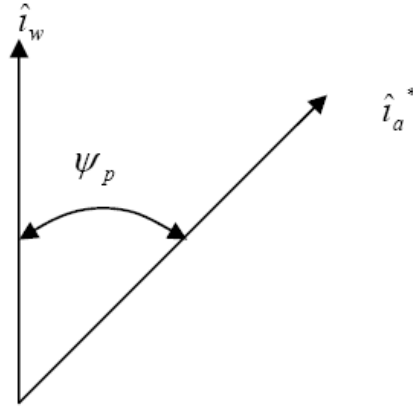
$$\vec{E}_a = i_a \cdot E_a$$

(1.13.2)

Polarizasyon kayıp faktörü (*polarization Loss Factor-PLF*) aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$PLF = |\hat{i}_w \cdot \hat{i}_a^*|^2 = |\cos \psi_p|^2 \quad (\text{boyutsuz}) \quad (1.13.3)$$

ψ_p , iki birim vektör arasındaki açıdır.

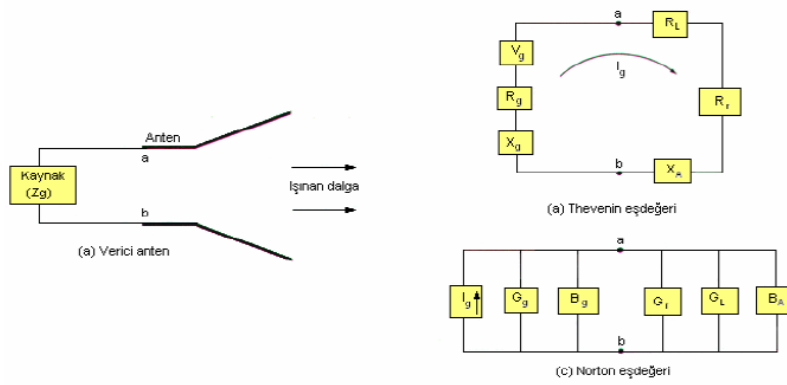


Şekil 12 Anten ve gelen dalganın birim vektörlerinin polarizasyonu

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Giriş Empedansı

Şekil 13 'de verici anten eşdeğer devresi verilmiş ve ardından giriş empedansı tanımı yapılmıştır.



Şekil 13 Verici anten ve eşdeğer devresi

Anten Işıma Verimi

Antenin iletkenlik-yalıtkanlık kaybının hesabı zordur, genelde ölçüm yoluyla bulunur. Ölçülse bile ayırmak zor olduğu için ikisi birlikte yani iletkenlik yalıtkanlık kaybı diye incelenir. (e_{cd}) Işıma verimliliği aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$e_{cd} = \left[\frac{R_r}{R_t + R_r} \right] \quad (\text{boyutsuz}) \quad (1.15.1)$$

l uzunluğunda ve A kesit alanına sahip metal çubuğun dc direnci;

$$R_{dc} = \frac{1}{\sigma A} \quad [\text{ohm}] \quad (1.15.2)$$

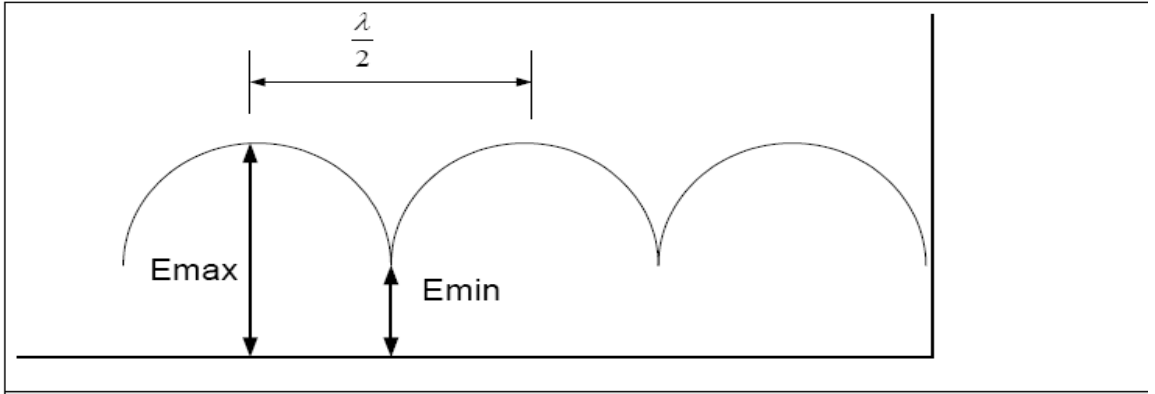
şeklinde hesaplanır.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Duran Dalga Oranı

Duran dalga oranı (SWR) , hatta verilen RF (radio frekans) enerjisi nin ne kadarlık kısmının yüke aktarıldığının ölçüsüdür. Duran dalga oran değeri 1 ile sonsuz arasında değişir.

Duran dalga oranının 1 olduğu durum geri yansımanın olmadığı ideal durumdur. Pratikte Duran Dalga Oranının 2 den küçük olması gereklidir. En çok karşılaşılan durum Duran Dalga Oranının 1,3 olduğu durumdur.



Şekil 14 Hat üzerinde duran dalgalar

Hız Faktörü

Elektromanyetik dalga boşlukta ışık hızı ile ilerler ve bu durum $v=c$ şeklinde ifade edilir. Elektromanyetik dalganın iletileceği ortam koaksiyel kablo ya da metal ortam ise dalga ışık hızından daha yavaş hızla ilerler. Yeni hız $v= k*c$ şeklinde ifade edilir. Buradaki k sabiti 1 den küçük bir sayıdır ve hız faktörü olarak isimlendirilir. Hız faktörüne bağlı olarak dalga boyu formülü aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\lambda = \frac{k * c}{f} \quad (1.17.1)$$

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Demet Genişliği

Anten demet genişliği, yönelticiliği olan yerlerde yönelticiliğin de bir ölçüsüdür. Maksimum ışıma doğrultusundaki gücün yarıya (3dB) düştüğü (yatayda ve düşeyde) açisal genişlik anten ışıma olarak tanımlanır.

GPR ANTENLER

Anten, GPR sisteminin performansını belirleyen en önemli donanım bileşenlerinden biridir. Çünkü radarın bant genişliğini, duyarlılık seviyesini, kuplaj gürültüsünü, polarizasyonunu ve fiziksel boyutunu birincil derecede verici ve alıcı (T/R) antenler belirler. Yeraltında gömülü cisimleri tespit için kullanılan GPR sistemi, kullanılacak anten tipinin tasarımına önemli derecede sınırlamalar getirir. İnceleme ortamın kayıplı olması ve çoğu kez izotropik karakteristik göstermemesi frekansa bağlı bir zayıflatma etkisi yapmasına neden olur ve ortam alçak geçiren filtre gibi davranır. Buna karşın, küçük boyutlu cisimlerin geri yansıma karakteristikleri yüksek frekanslarda hızla artmaktadır. Dolayısıyla yüksek çözünürlüklü bir darbeli GPR için T/R antenlerin frekans bandı çok geniş, faz cevabı ise doğrusal olmalıdır. Uygulamalarda çoğunlukla mesafe ve çözünürlüğe bağlı olarak belli MHz -GHz arasında bir bant kullanılır. Darbe ışıması prensibi kullanıldığında alt kesim frekansı düşük TEM mod antenler tercih edilir. GPR bir kısa menzil darbeli radar olduğundan verici/alıcı arası kuplaj ve anten çınlama seviyeleri çok düşük olmalıdır, aksi takdirde karışım artar ve hedef yeri tespiti oldukça güçleşebilir. Çalışma bandının çok geniş olması ve özellikle alçak frekanslara yakın olması durumunda anten tasarımı zorlaştığından ve fiziksel boyutu büyüdüğünden bazen elektriksel boyu küçük dipol türü antenler dikkate alınabilir. Ancak bu tip antenlerin kazançları düşük, huzmeleri geniştir. Anten tipinin seçiminde dikkat edilmesi gereken ana hususlar; geniş frekans bant cevabı, yüksek ışıma kazancı, düşük geri

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

yansıma, bastırılmış yan ve arka kulak seviyesi, alıcı ve verici anten arasında düşük kuplaj, bant boyunca sabit faz yanıtı ve hedef cisme uygun polarizasyondur (Daniels D.J. 1996). Böylece düzgün darbe ışıması sağlanır ve istenilen tarama alanına odaklanılarak yeterince derinden küçük cisimler tespit edilebilir.

Elle taşınabilir GPR sistemleri hafiflik ve küçük boyut dolayısıyla anten bloğunun fiziki tasarımını ciddi derecede sınırlamaktadır. Bu bağlamda ilk olarak basit, kullanışlı, hafif yapıları ve doğrusal polarizasyon davranışları nedeniyle dipoller göze çarpmaktadır. Ancak dipol dar bant seçici bir rezonans antenidir. Dolayısıyla daha geniş bant iki tür düzlemsel anten; bow-tie ve spiral daha çok tercih edilmektedir (Türk A.S. ve Sen B. Mayıs 2003). Her ikisi de benzer elektriksel ve fiziksel özelliklere sahiptirler. En önemli ayrım noktaları ise polarizasyondur. Bow-tie yapısı üçgen, daire vs. şeklinde kesilmiş metalik tabaka veya bükülmüş tel şeklindedir.

Darbe ışımaları için sıkça önerilen, dipol tabanlı ancak daha geniş bantlı ve kazançlı bir antendir. Spiral ise uzun kolları açısız kıvrımlarla bükülmek suretiyle dar bir alana sığdırılmış, teorik açıdan frekans bağımsız bir anten çeşididir. Yuvarlak geometrili cisim tespitinde geniş bantta doğrusal polarizeli ve doğrusal faz cevaplı bow-tie anten, çubuk boru benzeri yuvarlak olmayan cisimler için ise dairesel polarizeli spiral anten önerilir. Anten kol uzunlukları darbe işaretinin alt kesim frekansının dalga boyu mertebelerinde seçilmelidir. Ayrıca, bow-tie antende kol açısı eliptik polarizasyona kayma derecesini doğrudan etkilemektedir. TEM horn düzlemsel antenlere göre daha geniş bantlı, yüksek kazançlı, dar bantlı ve düşük DDO'lu karakteristikleri nedeniyle darbeli GPR sistemlerinde çok kullanılan antenlerden biridir. V-dipol yapısına benzer üçgen ya da dairesel dilim yapıda bir çift metal koldan oluşur. Sırasıyla kol uzunluğu, giriş besleme aralığı, kanat açısı ve açıklık açısı olarak adlandırılan L , d , α ve θ parametreleriyle ifade edilmektedir. Bir tür iletim hattı anteni olduğu için bu parametreler TEM modu dalga ışıma karakteristiğini gösterir. Genel bir ifadeyle, TEM hornun kol uzunluğu alt kesim frekansını,

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

kanat açısı polarizasyon duyarlılığını, kol açıklık açısı ise (d ve α ile birlikte) yapısal empedansını belirler. Bunun ötesinde, bazı dielektrik doldurma teknikleri uygulanarak anten elektriksel boyu arttırılır, GPR darbe şekli ve tepe kazancı yükseltilebilir. Geometrik ve yapısal anlamda uygun bir optimizasyon sonucu düzgün şekilli, az çınlamalı, etkin bir darbe işareti gönderilebilir.

En önemli dezavantajı fiziksel boyutu ve ağırlığıdır. TEM horn analizleri sonlu eleman metodu (FEM), moment metodu (MoM), sonlu farklı zaman domen (FDTD) gibi doğrudan sayısal yöntemlerle yapılabilmektedir. Ancak bu tür yöntemlerin elektriksel boyut kapasiteleri sınırlıdır ve işlem süreleri çok fazla olabilmektedir. Ayrıca, hesap sonuçlarının doğruluk seviyeleri de çoğu kez garanti edilemez. Bu yüzden, TEM horn benzetimleri için Kısmi dielektrik Yükleli İletim Hattı Metodu (KYİHM) olarak adlandırılan ve parçasal dielektrik/rezistif yüklü TEM hornların analizini hızlı ve verimli yapabilen bir yöntem geliştirilmiştir (Turk A.S., 333-336, 2004.).

Verici biriminde üretilen geniş bantlı GPR darbesini düzgün biçimde ışıtmak ve yeraltındaki cisimlerden saçılan sinyali verimli şekilde alabilmek amacıyla çok geniş bantlı verici ve alıcı (T/R) antenler tasarlanmalıdır. GPR performansında doğrudan belirleyici bir faktör olan T/R anten tasarımında geniş bantlılığın yanı sıra yüksek kazanç, düşük yan/arka kulak seviyesi, düşük geri yansıma, doğrusal faz cevabı, hedefe uygun polarize alan üretimi, tarama alanını kapsamak şartıyla dar ışıma huzme genişliği, yüksek verici/alıcı ekranlaması, düzgün şekilli darbe sinyal ışıması ve fiziksel kısıtlama parametreleri birlikte ele alınmalıdır.

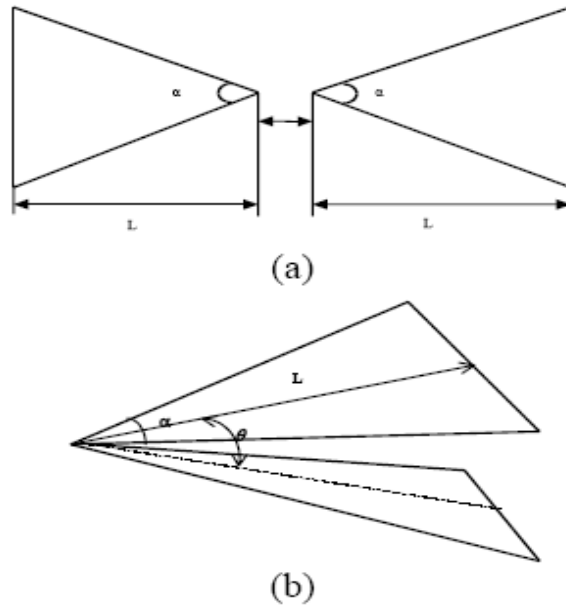
Bow-Tie Antenler

Şekil 15 'de gösterilen bow-tie türü düzlemsel anten ve TEM horn anten yapıları kullanılmıştır. Öncelikleri farklı boyutlardaki bow-tie antenlerin frekans ve zaman

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

domenindeki davranışları teorik ve pratik olarak incelenmiştir. Daha sonra benzer irdelemeler TEM horn antenler için gerçekleştirilmiştir. TEM horn antenler için gerçekleştirilmiştir. TEM horn yapısı V-dipol benzeri bir çift üçgen yada dairesel dizilimli iletken plakalardan oluşmaktadır. Bu tür iletim hattı antenidir ve darbeli GPR

sistemlerinde yüksek kazanç, geniş bant ve dar huzme karakteristikleri nedeniyle sıkça kullanılır. Frekans bant genişliğini arttırmak veya kaydırmak için dielektrik doldurma gibi teknikler kullanılabilir.



Şekil 15 Bow-tie anten çalışma prensibi

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Dipol Antenler

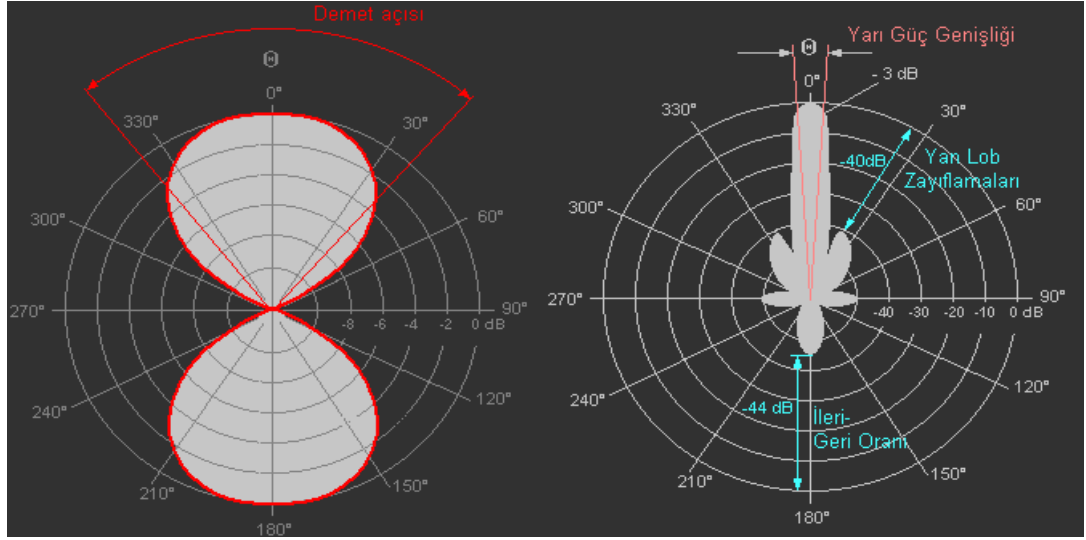
Anten tekniğinde en basit rezonans oluşumu yarım dalga boyunda ki dipollar da meydana gelir. Bu anten hemen hemen tüm anten biçimlerinin temel elemanıdır ve yönbağımsız (izotropik) küresel anten gibi referans anten olarak ta kullanılır.

Bu yarım dalga boyu antenin ayırt edici özelliği, geometrik merkez noktasında iki parçaya ayrılmış olmasıdır. Burada ortaya çıkan „2 kutup”, gönderici veya alıcı modunda çalışırken beslemenin yapıldığı yerdir.

Adından da anlaşılacağı üzere, bir yarım dalga dipol, çalıştığı her bir frekansa karşılık gelen yaklaşık yarım dalga boyu ($\lambda/2$) kadar uzunluğa ulaşır. Bu duruma dipolun dalga boyu ile rezonansta [yönbağımsız \(izotropik\) küresel](#) olma durumu denir. Akım/gerilim karakteristiği bir paralel rezonans devresidir. Bir dipolde akım merkezde en büyük değerine, uç kısımlarda ise en küçük değerine sahiptir. Gerilim ise merkezde en küçük, uçlarda en büyük değerde olur. Anten, gerilimin düşük, akımın ise büyük olduğu nokta olan merkezden beslendiğinden, bu tür besleme yöntemine merkez-besleme veya akım-besleme yöntemi denir. Besleme noktasının neresi olduğu kullanılacak iletim hattının seçimi için önemlidir.

Bir paralel rezonans devresinde benzeri şekilde akım ve gerilim duran dalgaları (standing waves) meydana gelir. Kazancı 1 olan antene karşılık, bir dipol anten belirli bir yöne yönlendirilmiştir ve kazancı 1,5 tir.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

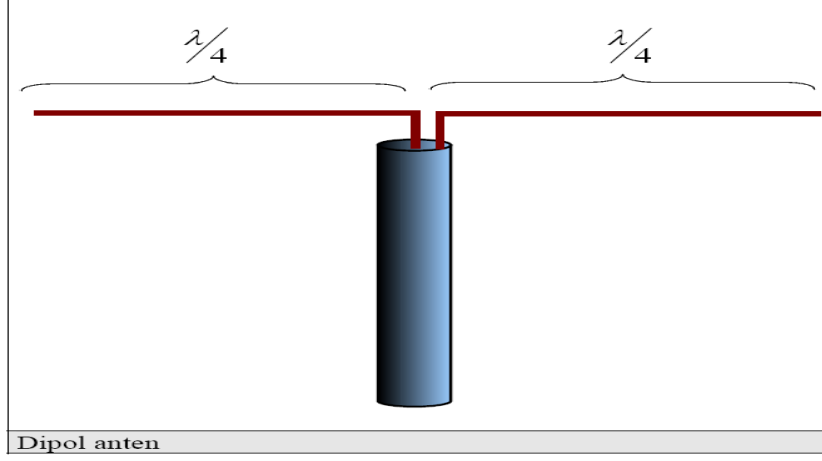


Şekil 16 Dipol anten ışıma

Dipol Antenin Oluşumu

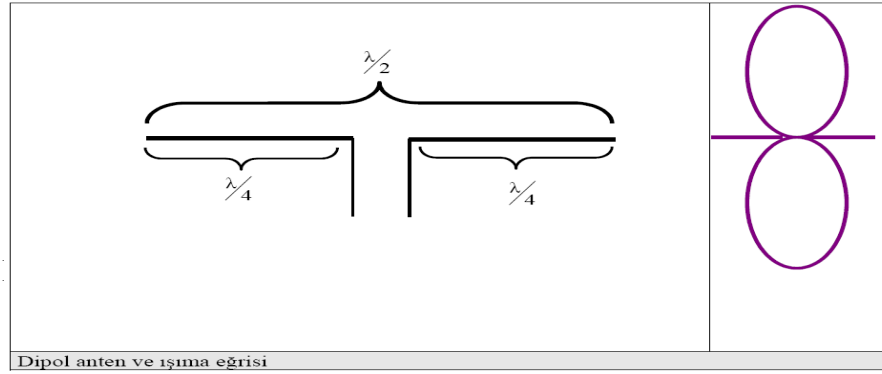
Yarım dalga dipolun kaynağı basit bir osilasyon devresidir. Şöyle bir kurgulayın; osilasyon devresinde ki kondansatör plakaları birbirinden biraz bükülerek uzaklaşsın. Kapasitansın azalmasına karşılık kondansatör hala bir kondansatördür. Plakaları biraz daha ayırmaya devam edelim; elektrik alan hatları devreyi biraz daha uzun bir yolu geçerek tamamlamaya devam ediyor. Artık kondansatörü tanımak mümkün değil. Elektrik alan hatları serbest uzaya doğru ilerliyor. Bir besleme hattı üzerinden beslenen bir yarım dalga dipolü ortaya çıkmıştır.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)



Şekil 17 Dipol anten

Şekil 18



Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Yakın Alan Uzak Alan Dönüşümü

Elektromanyetikte elektrik ve manyetik akım kaynaklarına bağlı vektör potansiyel değerlerinden yola çıkılarak her noktada geçerli olan elektrik ve manyetik alan denklemlerine ulaşmak mümkündür. Ne var ki bu denklemler oldukça karmaşık integral hesapları gerektirir. Gözlem noktası kaynaklardan yeterli miktarda uzak seçilirse denklemler oldukça kısılır. Radyal yöndeki elektrik ve manyetik alan değerleri sıfıra yaklaşır, θ, ϕ yönlerindeki değerler ise kısılır. Her noktada geçerli denklemler Yakın alan değerleri ve kısalan denklemler ise Uzak alan değerleri olarak anılır (Başegmez,1997). Bir notanın yakın veya uzak alan olduğunu belirleyen sınır;

$$r \geq \frac{2D^2}{\lambda} \quad (2.3.1)$$

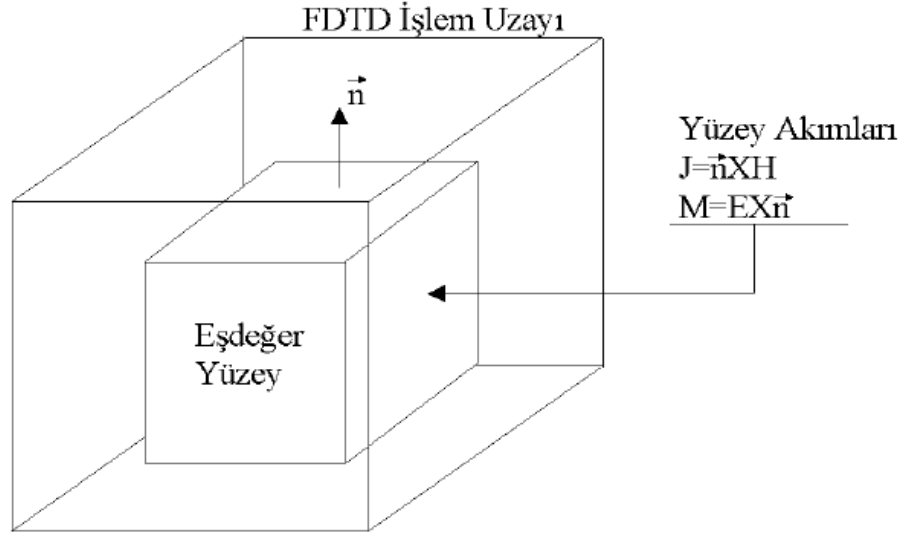
olarak belirlenir. R uzak alan tanımının başladığı minimum uzaklıktır ve merkezden gözlem noktasına tanımlanır. λ dalga boyu, D ise dalga kaynağı veya saçıcının en büyük boyutudur. Uzak alan değerlerine yapılan yaklaşıklıkların en büyük nedeni denklemlerde bulunan $\frac{1}{r^2}, \frac{1}{r^3}, \dots$ değerlerinin ihmal edilmesidir.

Yakın alan uzak alan farklılığı en iyi dipol antenlerde gözlenebilir. Dipol antenlerde kaynaktan çıkışta ve kaynağa yakın noktalarda ilerleyen elektromanyetik dalgada elektrik alanın eğrisel, manyetik alanın ise dairesel hareket yaptığı gözlenir. Ancak antenden uzaklaştıkça bu eğrilik ve dairesellik daha düz bir harekete dönüşür.

Elektrik ve manyetik alan değerlerini FDTD yöntemiyle FDTD uzayı dahilindeki her noktada hesaplamak mümkündür. Ancak ilgilenecek noktalar çok geniş bir alanı kaplıyorsa gerekecek bilgisayar hafızası ihtiyacını karşılamak mümkün olmayabilir. Bu durumda bahsettiğimiz uzak alan denklemlerine bazı dönüşüm teknikleriyle ulaşmak mümkündür. Küresel noktalarda radyal yöndeki alan vektörleri sıfır olduğundan gözlem noktasının sadece θ ve ϕ değerlerini bilmek yeterlidir.

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

FDTD yönteminin sonuçlarını kullanarak gerçekleştirilen yakın alan-uzak alan dönüşümleri Schelkunoff'un ortaya attığı eşdeğerlilik ilkesine dayanmaktadır (Schelkunoff, 1934).



Şekil 19 FDTD hesap hacmi, kapalı eşdeğer yüzey ve eşdeğer akımlar

Eşdeğerlilik ilkesi, uzayı iki farklı bölgeye ayıran kapalı bir S yüzeyi üzerinde bir bölgedeki elektromanyetik kaynakların yarattığı alanlar kullanarak problemin sadece diğer bölge ve S yüzeyine indirgenebileceğini söyler. Örneğin, iç bölgedeki kaynaklar yerine bu yüzey üzerinde elektrik ve manyetik alanların teğetsel bileşenleri ele alınarak söz konusu kaynakların dış ortamdaki etkileri tamamen belirlenebilir. Bu durumda iç ortamdaki kaynaklar yerine S yüzeyi üzerinde

$$J_s = \vec{n} \times \vec{H} \quad (2.3.2)$$

$$\vec{M}_s = -\vec{n} \times \vec{E} \quad (2.3.3)$$

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Şeklinde gelen ve saçılan alanların toplamı olarak yazılması ile hem FDTD algoritması hem de uzak alan dönüşümleri istenirse sadece saçılan alanlar cinsinden yazılabilmektedir.

Şekil 19'dan görüleceği gibi, küp şeklinde FDTD hesap hacmi içerisinde inceleyecek cisim veya kaynakları içeren daha küçük ikinci küp, yakın alan- uzak alan dönüşümlerinin yapılacağı eşdeğer yüzeydir. Eşdeğer yüzey üzerindeki bu eşdeğer kaynakların dış ortamdaki etkileri, tamamen iç ortamdaki (kaldırılan) kaynakların oluşturacağı alanlar olacaktır. Ancak eşdeğerlilik prensibi gereği iç ortamdaki alanlar özdeş olarak sıfır olacaktır. Dış ortamda uzak alan etkileri ile ilgilenildiğinden eşdeğerlilik sonucu iç ortamdaki alanların sıfır olması ilgilenilen analizi etkilemeyecektir.

(2.3.2) ve (2.3.3) denklemlerindeki elektrik ve manyetik alanlar seçilen kapalı bir eşdeğer yüzey üzerindedir. Bu eşdeğer yüzey, kaynakları veya ilgilenilen saçıcı cisimleri içeren bir yüzey olmalıdır. Eşdeğer yüzey üzerinde sadece saçılan alanlar cinsinde elde edilecek eşdeğer kaynaklar cinsinden uzak alan değerleri aşağıda ifade edildiği elde edilir. FDTD hesap uzayının merkezi, hesap kolaylığı bakımından koordinat merkezi olarak seçilir. Bu merkezden uzak alan gözlem noktasına ve eşdeğer yüzey üzerindeki ilgilenilen noktaya uzaklıklar sırayla $\vec{r}$ ve $\vec{r}'$ değişkenleri ile gösterilir. Uzak alan gözlem doğrultusundaki birim vektör $\vec{e}_r$ eşdeğer yüzey üzerinde ilgili noktadaki alanları gözlem noktasına ulaşması için geçen süre $\tau = \frac{|\vec{r}|}{c} - (\vec{e}_r \cdot \vec{r}')/c$ olacaktır. Ortam parametreleri ϵ ve μ , ışık hızı da c olmak üzere saçıla elektrik ve manyetik alanların zaman bölgesinde uzak alan değerleri Stratton-Chu gösterimleri (Stratton, Luebbers, 1993) ile

$$\vec{E}^s(\vec{r}, t) = -\frac{\mu}{4\pi r} \int_S \vec{e}_r \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{J}(t - \tau) \times \vec{e}_r \right) dS' - \frac{\epsilon}{4\pi r c} \int_S \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{M}(t - \tau) \times \vec{e}_r \right) dS' \quad (2.3.4)$$

$$\vec{H}^s(\vec{r}, t) = -\frac{\mu}{4\pi r c} \int_S \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{J}(t - \tau) \times \vec{e}_r \right) dS' - \frac{\epsilon}{4\pi r} \int_S \vec{e}_r \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{M}(t - \tau) \times \vec{e}_r \right) dS' \quad (2.3.5)$$

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Şeklinde elde edilebilir.

İşlemlerde kolaylık sağlanması açısından yayınım vektörü olarak tanımlanacak $\vec{N}$ ve $\vec{L}$ de yine S yüzeyi üzerinde

$$\vec{N} = \int_S \vec{J}_s \exp(jk\vec{r} \cdot \vec{e}_r) dS' \quad (2.3.6)$$

$$\vec{L} = \int_S \vec{M}_s \exp(jk\vec{r} \cdot \vec{e}_r) dS' \quad (2.3.7)$$

Şeklinde görülür. Burada $j=\sqrt{-1}$, k dalga sayısı, $\vec{r}$ eşdeğer yüzey üzerinden ilgilenilen noktaya olan uzaklık ve uzak alan noktasından gözlem noktasındaki birim vektör $\vec{e}_r$ olarak verilmiştir.

$$E_\theta = -j \exp(-jkr) (\eta N_\theta + L_\theta) / (2\lambda r) \quad (2.3.8)$$

$$E_\phi = j \exp(-jkr) (\eta N_\phi + L_\phi) / (2\lambda r) \quad (2.3.9)$$

Şeklinde verilir. Bu denklemlerde r merkez noktasından gözlem noktasına olan uzaklık, η boşluğun empedansı ve λ seçilen frekanstaki dalga boyudur. Uzak alan değerlerindeki radyal doğrultudaki E_R değeri ihmal edilir.

(2.3.8) ve (2.3.9) denklemlerindeki aranılan uzak alan değerleri frekans bölgesinde bulunmuştur. Bu denklemlerin ters Fourier dönüşümü zaman bölgesinde FDTD uzak alan elektrik alan değerlerini verir. (2.3.8 ve 2.3.9) denklemlerinin ters Fourier dönüşümünde katsayıları $\vec{w}(t)$ ve $\vec{u}(t)$ olarak kısaltılabilir.

$$\vec{w}(t) = \frac{1}{4\pi r c} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_S \vec{J}_s(t - \tau) dS' \right\} \quad (2.3.10)$$

$$u(t) = \frac{1}{4\pi r c} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_S \vec{M}_s(t - \tau) dS' \right\} \quad (2.3.11)$$

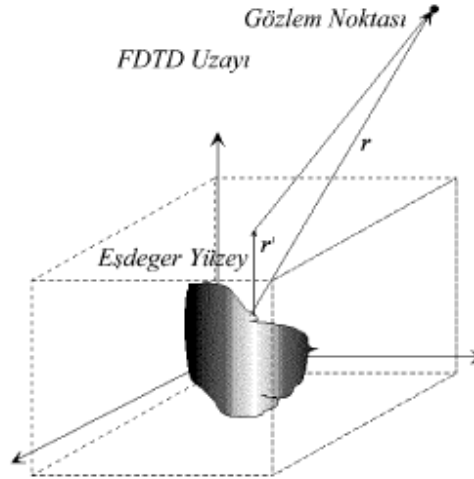
Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Denklem (2.3.10) ve (2.3.11) bulunan fonksiyonlar Şekil 19'daki her eş değer yüzey için hesaplanmakta ve biriktirilmektedir. Tüm $\vec{w}(\vec{r})$ ve $\vec{u}(\vec{r})$ fonksiyonları toplandıktan sonra küresel koordinatlara dönüştürülür ve,

$$E_{\theta}^{\mathcal{S}}(\vec{r}) = -\eta w_{\theta}(\vec{r}) - u_{\theta}(\vec{r}) \quad (2.3.12)$$

$$E_{\phi}^{\mathcal{S}}(\vec{r}) = -\eta w_{\phi}(\vec{r}) - u_{\phi}(\vec{r}) \quad (2.3.13)$$

elde edilir. (2.3.12) ve (2.3.13) uzak alan değerleri saçılan elektrik alan için hesaplanmıştır.



Şekil 20 Koordinat ekseninin merkezinde bulunan cisimden saçılan alanın FDTD hesap uzayındaki bir uzak alan gözlem cinsinden ve eşdeğer yüzeyden itibaren alınan vektörü

Ek 2 GPR Polarizasyon ve GPR Antenler (devam)

Şekil 20’de gözlem noktasında esas cisimden gelen alan yerine bu alanın eşdeğer yüzey üzerinde oluşturduğu akınların biriktirilmesiyle ifade edilen uzak alan değerlerinin konulduğu gözlenmektedir.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı :Arzu KOÇASLAN
Doğum Yeri :Ankara
Doğum Tarihi : 16.05.1980
Medeni Hali :Bekâr
Yabancı Dili :İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise :Ankara Nene Hatun Lisesi (1997)
Lisans :Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi
Jeofizik Mühendisliği Bölümü (2004)
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı
(Ekim 2005 – Kasım 2008)