

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ

YERE NÜFUZ EDEN RADAR
SİSTEMİNİN ZAMAN UZAYINDA SONLU
FARKLAR YÖNTEMİ İLE
MODELLENMESİ

Engin ÖZTÜRK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

GEBZE
2010

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ
ENSTİTÜSÜ

YERE NÜFUZ EDEN RADAR
SİSTEMİNİN ZAMAN UZAYINDA SONLU
FARKLAR YÖNTEMİ İLE
MODELLENMESİ

Engin ÖZTÜRK
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Doç. Dr. Serkan AKSOY

GEBZE
2010

 <p>GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ</p>	<p>YÜKSEK LİSANS/DOKTORA JÜRİ ONAY FORMU</p>
--	---

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri/Sosyal Bilimler Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve/..... sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından/...../..... tarihinde tez savunma sınavı yapılan'ın tez çalışmasıAnabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE
(TEZ DANIŞMANI) :

ÜYE :

ÜYE :

ÜYE :

ÜYE :

ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri/Sosyal Bilimler Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

TEZİN BAŞLIĞI : YERE NÜFUZ EDEN RADAR SİSTEMİNİN ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR YÖNTEMİ İLE MODELLENMESİ
YAZAR : ENGİN ÖZTÜRK

Toprağa gömülü cisimlerin ve farklı dielektrik katmanların tespiti için son yıllarda yaygın bir şekilde geniş bantlı kaynaklar içeren Yere Nüfuz Eden Radar (Ground Penetrating Radar) sistemleri kullanılmaktadır. Bu sistemlerin başarımının artırılmasında benzetim (simülasyon) çalışmaları büyük öneme sahiptir.

Bu tez çalışması hava, toprak ve toprağa gömülü kayıpsız dielektrik cisimlerden oluşan bir Yere Nüfuz Eden Radar senaryosunun Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi kullanılarak Kartezyen koordinatlarda iki boyutlu benzetimini içermektedir. Bu benzetim çalışmasında Mükemmel Uyumlu Katman kullanılarak, problem uzayı sonlandırılmıştır. Elektromanyetik dalgaların oluşturulması için Horn anten kullanılarak, TE^z modunda ve toprağa göre belirli açılarda uyarım sağlanmıştır. Bu durum özellikle İleri Bakan (Forward Looking) türü Yere Nüfuz Eden Radar sistemleri bakımından önem taşımaktadır. Özel olarak Brewster açısında toprağa nüfuz eden elektromanyetik dalganın gömülü cisimlerin tespit başarımına etkisi araştırılmıştır.

SUMMARY

**THESIS SUBJECT :FINITE DIFFERENCE TIME DOMAIN (FDTD)
METHOD MODELING OF GROUND PENETRATING RADAR SYSTEM
AUTHOR : ENGİN ÖZTÜRK**

Ground penetrating radars (GPR) systems that include wide-band sources are used to sense the subsurfaces and targets buried in the ground in recent years. Simulation operations are very important to enhance the performance of these systems.

The study presented here concerns about the two dimensional FDTD simulation in cartesian coordinates of a GPR scenario including ground, vacuum and lossless dielectric targets buried in the ground. The boundaries of the problem space ended with Perfectly Matched Layers in this simulation. Horn antenna is used to excite the electromagnetic waves in TE^z mode and at certain angles according to ground. This situation is very important for forward-looking GPRs especially. Furthermore, Brewster's angle effect over sensing the buried targets is studied.

TEŐEKKÖR

Bu tezin hazırlanmasında büyük emeği geçen tez danıŐmanım Doç.Dr. Serkan AKSOY'a; benden manevi ve maddi desteğini esirgemeyen aileme teŐekkÖrlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
SİMGELER–KISALTMALAR	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
1.1. Tezin Amacı ve İçeriği	1
2. YERE NÜFUZ EDEN RADAR SİSTEMLERİ	2
3. ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR YÖNTEMİ	5
3.1. Matematiksel Temeller	6
3.2. Maxwell Denklemleri ve ZUSF Yöntemi	9
3.3. Soğurucu Sınır Koşulları	14
3.3.1. Mükemmel Uyumlu Katman	15
3.3.1.1. Düzlemsel Dalganın MUK Ortamında Yayılımı	17
3.3.1.2. Mükemmel Uyumlu Katman İletkenliği	20
3.3.1.3. Mükemmel Uyumlu Katman İletkenlik Değerleri	24
4. YERE NÜFUZ EDEN RADAR ZUSF BENZETİMİ	26
4.1. Yere Nüfuz Eden Radar Modeli	26
4.2. Yere Nüfuz Eden Radar Tarihsel Gelişimi	27
4.2.1. Anten Yapılarının İyileştirilmesi	32
4.2.2. Farklı Toprak Yapıları	35
4.2.3. Çalışma Frekansı Seçimi	35
4.2.4. Cisim Tespit Algoritmaları	36
4.3. ZUSF Benzetimi	37
4.3.1. Paralel (<i>TEz</i>) Polarizasyonda Ayırıklaştırma	37

4.3.2. Antenin Yerleştirilmesi	40
4.3.3. Brewster Açısı Etkisi	43
5. SAYISAL SONUÇLAR	47
5.1. MUK Başarımı	51
5.2. Hava-Toprak Arayüzünden Geri Yansıma	53
5.3. Cisimler Varken Benzetim Sonuçları	57
5.3.1. Boşluk Varken Benzetim	58
5.3.2. Tek Cisim Varken Benzetim	64
5.3.3. Çift Cisim Varken Benzetim	70
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	76
KAYNAKLAR	77
ÖZGEÇMİŞ	82

SİMGELER–KISALTMALAR

Kısaltma	Açıklaması
YNR	Yere Nüfuz Eden Radar
GPR	Ground Penetrating Radar
ZUSF	Zaman Uzayında Sonlu Farklar
FDTD	Finite Difference Time Domain
MUK	Mükemmel Uyumlu Katman
PML	Perfectly Matched Layer
SSK	Soğurucu Sınır Koşulu
TEM	Transverse ElectroMagnetic
TE^z	Transverse Electric
TM	Transverse Magnetic
1B, 2B, 3B	Bir Boyut, İki Boyut, Üç Boyut

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Temel bir YNR sistemi blok şeması ve yayılım ortamı.	3
3.1. Sürekli $f(x)$ fonksiyonu ve örneklenmiş değişkeni.	7
3.2. Alan bileşenleri ve birim Yee hücresi yerleşimi.	11
3.3. Yatay (enine) elektrik alan (TE_z) problemi.	15
3.4. Mükemmel Uyumlu Katman iletkenlikleri dağılımı.	22
3.5. İki katmanlı Mükemmel Uyumlu Katman yapısı.	22
3.6. Elektriksel iletkenliğin MUK derinliği boyunca değişimi.	25
4.1. a) Üç boyutlu ve b) İki boyutlu YNR modeli.	27
4.2. Temel bir YNR sistemindeki mevcut işaretler.	33
4.3. Ekranlı ve kalkanlı Verici-Alıcı anten yapısı.	33
4.4. Verici-Alıcı-Verici anten yapısı.	34
4.5. TE^z polarizasyonunda alan bileşenlerinin ZUSF uzayı ve MUK bölgesinde yerleşimi.	38
4.6. Horn anten duvarının basamak yapısı ile ZUSF hesap uzayına yerleşimi.	40
4.7. Horn anten boyutları.	40
4.8. 30° , 60° ve 80° Horn anten ışınma örüntüleri.	42
4.9. Düzlemsel dalganın dielektrik arayüzünden yansıma ve kırılması.	43
5.1. YNR ZUSF benzetim problemi geometrisi.	48
5.2. Kaynak işaretinin zamana göre değişimi.	50
5.3. Kaynak işaretinin frekansa göre değişimi.	51
5.4. E_x alan bileşeni için MUK başarımı.	52
5.5. E_y alan bileşeni için MUK başarımı.	52
5.6. Geliş açısı θ_i a) 30° , b) 60° ve c) 80° durumunda manyetik alan H_z genlik dağılımı.	54
5.7. a) 30° , b) 60° ve c) 80° geliş açıları durumunda yansıyan $ E_x^r(f) $ için $\overline{ON} - f$ boyunca alan dağılımı.	55
5.8. a) 30° , b) 60° ve c) 80° geliş açıları durumunda yansıyan $ E_y^r(f) $ için $\overline{ON} - f$ boyunca alan dağılımı.	56

- 5.9. Cisimlerin \overline{ON} 'ye göre toprak altına yerleşimi. 57
- 5.10. Toprak altında boşluk varken $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ geliş açısında H_z manyetik alan dağılımı. 58
- 5.11. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü boşluktan saçılan $|E_x^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları. 59
- 5.12. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_x için sırası ile toplam $E_x^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$ alanın zamana göre değişimi. 60
- 5.13. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü boşluktan saçılan $|E_y^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları. 61
- 5.14. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_y için sırası ile toplam. 62
- 5.15. Toprak altında tek cisim varken $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ geliş açısında H_z manyetik alan dağılımı. 64
- 5.16. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü tek cisimden saçılan $|E_x^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları. 65
- 5.17. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, tek cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_x için sırası ile toplam $E_x^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$ alanın zamana göre değişimi. 66
- 5.18. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü tek cisimden saçılan $|E_y^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları. 67
- 5.19. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, tek cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_y için sırası ile toplam $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_y^s(t)$ alanın zamana göre değişimi. 68

- 5.20. Toprak altında iki cisim varken $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ geliş açısında H_z manyetik alan dağılımı. 70
- 5.21. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü iki cisimden saçılan $|E_x^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları. 71
- 5.22. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, iki cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_x için sırası ile toplam $E_x^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$ alanın zamana göre değişimi. 72
- 5.23. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü iki cisimden saçılan $|E_y^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları. 73
- 5.24. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, iki cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_y için sırası ile toplam $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_y^s(t)$ alanın zamana göre değişimi. 74

1. GİRİŞ

Yere Nüfuz Eden Radar sistemleri günümüzde askeri ve sivil pek çok uygulamada kullanılmaktadır. Bu sistemlerin geliştirilmesi için yapılan prototipler ve bunların denemeleri ekonomik olarak oldukça maliyetli ve zaman alıcıdır. Ayrıca farklı senaryoların uygulanabilmesi için test ortamının oluşturulması zor ve sıkıntılıdır.

Benzetim çalışmaları, yukarıda bahsettiğimiz bu zorlukların üstesinden gelerek tasarım aşamasını kolaylaştırmaktadır. Bilgisayar işlem kabiliyetlerinin artması ile gerçekçi benzetimler yapılabilmektedir. Bu benzetimlerde sayısal yöntemler kullanılmaktadır. Bu çalışmada Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi kullanılarak Yere Nüfuz Eden Radar benzetimi gerçekleştirilmiştir.

1.1. Tezin Amacı ve İçeriği

Bu çalışmada Yere Nüfuz Eden Radar (YNR) sisteminin Zaman Uzayında Sonlu Farklar yöntemi ile benzetimi yer almaktadır. Farklı senaryolar (anten açılarının, cisim konumlarının ve sayısının değiştirilmesi) içeren bu benzetimlerde elektromanyetik dalganın bileşenleri belirli noktalarda örneklenerek zaman ve frekans uzayındaki değişimleri gözlemlenmiştir. Böylece cisimlerin tespit edilebilirliği araştırılmıştır. Altı bölümden oluşan bu tezin ikinci bölümünde Yere Nüfuz Eden Radar sistemleri hakkında temel bilgi verildikten sonra, üçüncü bölümde elektromanyetik problemlerin çözümünde kullanılan temel yöntemlerden kısaca bahsedilerek Zaman Uzayında Sonlu Farklar yönteminin neden seçildiği üzerinde durulmuştur. Tezin dördüncü bölümünde Zaman Uzayında Sonlu Farklar (ZUSF) yönteminin temelleri anlatılmaktadır. Yine bu bölümünde Yere Nüfuz Eden Radar (YNR) benzetiminin tarihsel gelişimi ve yapılmış çalışmalar hakkında bilgiler verildikten sonra beşinci bölümde farklı senaryolar için sayısal sonuçlar gösterilmektedir. Son bölümde sonuçlar değerlendirilmekte ve öneriler sunulmaktadır.

2. YERE NÜFUZ EDEN RADAR SİSTEMLERİ

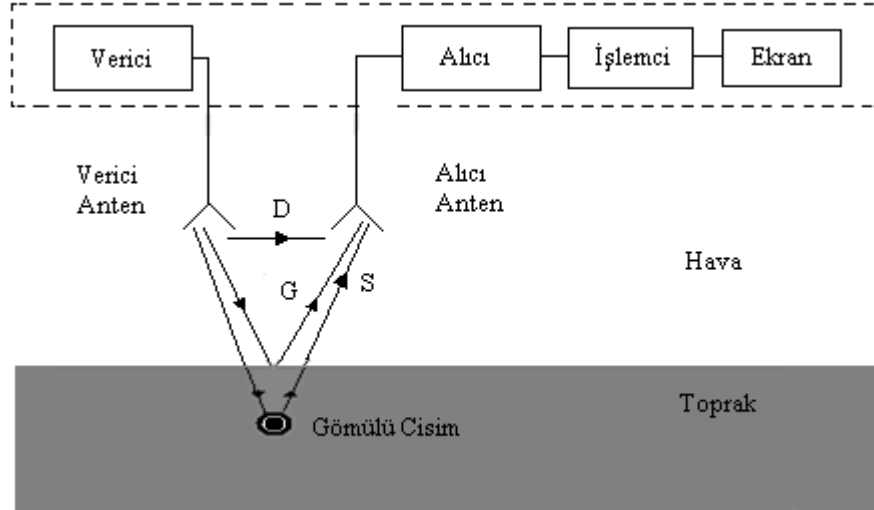
Toprak altı yapısının araştırılması ve gömülü cisimlerin bulunması insanlık için önemli ve yoğun olarak araştırılan konulardandır. Yere Nüfuz Eden Radarlar (YNR) elektromanyetik tabanlı sistemlerdir. Bu sistemler geniş bir mühendislik ve bilimsel araştırma alanı içermektedir. Elektromanyetik dalgaların kayıplı ortamlarda yayılması, anten teknolojisi ve radar sistemi tasarımı, ayrık işaret ve görüntü işleme konuları bunların başlıcalarıdır. YNR teknolojisinde donanım özellikleri hedefin türüne, yapısına ve gömülü bulunduğu ortama bağlıdır [Daniels, 1996].

Günümüzde YNR sistemleri

- Bina ve yapıların tahribatsız testi
- Yol ve tünel kalite değerlendirmesi
- Yer altı boşluk, tünel, kara mayınları, boru ve kabloların tespiti v.b.

olmak üzere geniş uygulama alanı bulmuştur.

YNR sistemi elektromanyetik dalgaların farklı elektriksel ortamlarda saçılması prensibine dayanmaktadır. Farklı elektriksel ortamlarla karşılaşan elektromanyetik dalga enerjisinin bir kısmı söz konusu ortama belli bir açıyla nüfuz eder, geri kalan kısmı da yansiyarak geri döner. Yansiyarak geri dönen işaret bize farklı bir katmanın varlığını gösterir. Ortamın elektriksel geçirgenliği ve iletkenliği saçılmanın oluşmasında önemli faktörlerdir. Şekil 2.1'de temel bir YNR sistemi blok şeması ile yayılım ortamı gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Temel bir YNR sistemi blok şeması ve yayılım ortamı.

Şekle göre, D vericiden alıcıya doğrudan iletilen işareti; G hava-toprak arayüzünden geri yansiyarak alıcıya ulaşan işareti; S ise gömülü cisimden saçılan işareti gösterir. YNR sistemlerinin başarılı bir şekilde çalışabilmesi için tasarım aşamasında

- İşaret/Parazit oranı
- İşaret/Gürültü oranı
- Hedefin konum çözünürlüğü
- Derinlik çözünürlüğü

parametreleri öngörülmalıdır. Bu parametrelerle birlikte aşağıdaki özelliklerin de değerlendirilmesi gerekmektedir.

- **Menzil:** YNR sisteminin menzili dört ana bileşenden oluşan toplam kayba bağlıdır. Toplam kaybı oluşturan bu bileşenler sırasıyla Havadan Toprağa Ortam Geçiş Kaybı, Toprakta Ortam Geçiş Kaybı, Yayılm Kaybı, Hedef Saçılma Kaybı ve Toprağın İletkenliği'dir.

– *Havadan Toprağa Ortam Geçiş Kaybı*, havadan toprağa geçişte ortamların karakteristik empedanslarının farklılığı geçiş kaybını oluşturur.

– *Topraktan Havaya Ortam Geçiş Kaybı*, topraktan havaya geçişte ortamların karakteristik empedans farklılığı geçiş kaybını oluşturur.

– *Yayılm Kaybı*, alıcıda oluşan enerjinin iletilen enerjiye oranıyla ifade edilir.

– *Hedef Saçılma Kaybı*, İletken ve iletken olmayan cisimlerden elektromanyetik dalga farklı şiddetlerde saçılır. Saçılma kaybının içinde hava-toprak arayüzündeki yansıma da yer alır.

– *Ortam zayıflama kaybı*, dB/m ile ifade edilir ve frekansla doğru orantılıdır.

• **Parazitler:** Veri ile alıcı arasındaki doğrudan işaretler ve toprak arayüzünden yansiyarak alıcıya gelen işaretler parazit işaretleri oluşturur. Bu işaretler kısa süreli olarak etkin olup daha sonra zayıflarlar. Bu parazitlerin etkisini azaltmak için anten tasarımlarının iyileştirilmesi önemli bir adımdır.

• **Yatay Çözünürlük:** Aynı derinlikteki birden fazla gömülü olan cismin sezilmesi ve yerlerinin doğru olarak tespit edilebilmesi için gerekli olan çözünürlüktür, Anten karakteristiği ve İşaret İşleme teknikleri ile iyileştirme sağlanmaya çalışılır.

• **Derinlik Çözünürlüğü:** Toprak yapısı birkaç katmandan meydana gelebileceği gibi toprak içerisinde şekil ve elektromanyetik özellikleri bakımından birbirinden farklı çok sayıda cisim de olabilir. Cisimlerin birbirinden ayırt edilebilmesi için işaretin geniş bant genişliğine sahip olması gerekir. Anten karakteristiği ve İşaret İşleme teknikleri ile iyileştirme sağlanmaya çalışılır.

3. ZAMAN UZAYINDA SONLU FARKLAR YÖNTEMİ

Elektromanyetik bir problemin çözümü Maxwell denklemlerinin verilen sınır ve başlangıç koşulları altında çözümünden ibarettir. Bu denklemlerin analitik çözümü temel geometriler için elde edilebilmekle beraber, karmaşık geometriler ve farklı ortam parametreleri için analitik olarak zor olduğundan, sayısal olarak elde edilir. Bu amaçla birçok sayısal yöntem geliştirilmiştir. Bunlardan bazıları Sonlu Farklar Yöntemi, Sonlu Elemanlar Yöntemi ve Momentler Yöntemidir.

Zaman Uzayında Sonlu Farklar (ZUSF) yöntemi elektromanyetik problemlerin doğrudan çözümünde yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. ZUSF, toprağın katmanlı ve heterojen modellenmesi ile birlikte toprak katmanlarının elektromanyetik parametrelerinin benzetim senaryolarına göre değiştirilebilmesine ve geniş bantlı kaynakların kullanımına imkan sağlayan bir yöntem olduğundan, gerçekçi YNR benzetimlerinde oldukça sık tercih edilmektedir.

ZUSF, zaman uzayı temelinde bir yöntem olduğundan, benzetimlerde gözlem noktalarında istenen değişkenin zamana göre değişimi örneklenmektedir. Kaynak olarak darbe işaretleri kullanıldığında, zamanda örneklenen işaret frekans uzayına dönüştürülerek sistemin geniş bantta frekans cevabı elde edilmektedir. Böylece hesap uzayının herhangi bir noktasında zaman uzayında elde edilen işaret, frekans uzayında da incelenebilmektedir. Nyquist kriteri göz önüne alınarak örnekleme frekansı, darbe işaretinin en yüksek baskın frekans bileşeninin iki katı olmalıdır.

- Rezonatör ve dalga kılavuzu problemleri
- Dalga saçılımı problemi
- Geniş bantlı problemler v.b.

problemlerde ZUSF yöntemi yaygın olarak kullanılmaktadır.

ZUSF yönteminin avantajları

- Kavramsal olarak iyi anlaşılmalıdır.
- Temelde integral denklem formülasyonu gerektirmez.
- Matris tersi alma işlemi gerektirmez
- Homojen olmayan, farklı ve karmaşık dielektrik yapılar, ortam parametrelerinin buldukları hesap uzayı içinde atanabilmelerinden dolayı rahatlıkla incelenebilirler.
- Green fonksiyonuna ihtiyaç duymaz.

ZUSF yönteminin dezavantajları

- Cismin ve çevresinin detaylı modellenmesi hesap zamanını arttırır.
- Problem uzayı ızgarası temelde dikdörtgensel olduğundan eğimli yüzeyler basamaklı olarak modellenir.
- Alan değerleri sadece ızgara noktalarında hesaplanırlar.
- Ayırıklaştırma nedeni ile dispersiyon hataları mevcuttur.
- Büyük ölçekli problemlerin çözümünde yüksek hesap zamanı ve hafıza gereksinimi vardır.

3.1. Matematiksel Temeller

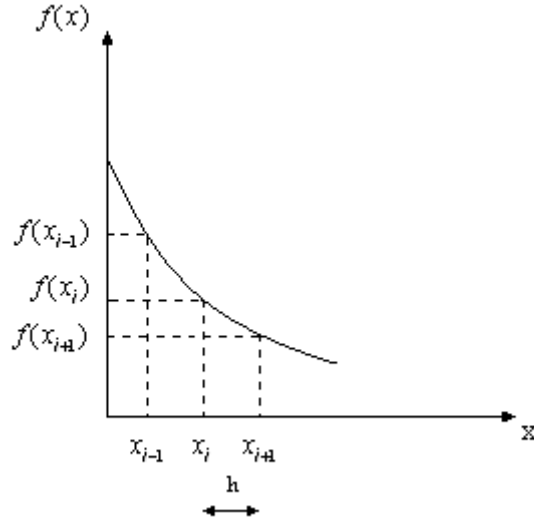
Diferansiyel denklemlerin çözümünde sürekli fonksiyonlar ayırıklaştırılarak, ilgili türev üzerinden sonlu farklar yöntemi kullanılarak belirli bir yaklaşımla çözüm elde edilir. Örneğin $f(x)$ sürekli fonksiyonu düşünüldüğünde, x sürekli değişkeninin adım aralıklarında i adım sayısını göstermek üzere

$$x_i = ih \quad (3.1)$$

ayırıklaştırılmış x değişkeni elde edilir. Bu durumda sürekli olan $f(x)$ fonksiyonu

$$f_i = f(x_i) \quad (3.2)$$

olarak ayırıklaştırılmış olur. Şekil 3.1’de sürekli $f(x)$ fonksiyonu ve ayırıklaştırılması gösterilmiştir.



Şekil 3.1. Sürekli $f(x)$ fonksiyonu ve örneklenmiş değişkeni.

Şimdi x_{i+1} noktasında fonksiyonun aldığı $f(x_{i+1}) = f_{i+1}$ değerini bulmak için Taylor serisinden yararlanılarak

$$f_{i+1} = f_i + h \frac{f_i}{dx} + \frac{h^2}{2} \frac{d^2 f_i}{dx^2} + \frac{h^3}{6} \frac{d^3 f_i}{dx^3} + \dots \quad (3.3)$$

ifadesi yazılır. Benzer şekilde x_{i-1} noktasındaki $f(x_{i-1}) = f_{i-1}$ değeri

$$f_{i-1} = f_i - h \frac{f_i}{dx} + \frac{h^2}{2} \frac{d^2 f_i}{dx^2} - \frac{h^3}{6} \frac{d^3 f_i}{dx^3} + \dots \quad (3.4)$$

olarak bulunur. Buradan fonksiyonun türevi (3.3) denkleminde, **ileri fark** yaklaşıklığı ile

$$f'_i = \frac{f_{i+1} - f_i}{h} - \underbrace{\left(\frac{h}{2} f_i'' + \frac{h^2}{6} f_i''' + \dots \right)}_{O(h)} \quad (3.5)$$

ve (3.4) denkleminde, **geri fark** yaklaşıklığı ile

$$f'_i = \frac{f_i - f_{i-1}}{h} + \underbrace{\left(\frac{h}{2} f''_i - \frac{h^2}{6} f'''_i + \dots \right)}_{O(h)} \quad (3.6)$$

olarak elde edilir. $O(h)$ h mertebesinde (oldukça baskın) hatayı gösterir. Hatayı azaltmak üzere türev alınacak noktanın **merkezi fark** yaklaşıklığı ile her iki yanındaki değerlerin kullanılmasıyla

$$f'_i = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2h} + \underbrace{\left(-\frac{h^2}{6} f'''_i - \frac{h^4}{120} f^{(4)}_i \right)}_{O(h^2)} \quad (3.7)$$

olarak ikinci mertebeden $O(h^2)$ hatası ile elde edilir. $h < 0$ olmak üzere ileri ve geri fark yaklaşıklığına göre, merkezi farklar daha az hataya sahip olduğundan, bu tez çalışmasında merkezi fark yaklaşıklığı tercih edilmiştir. Merkezi fark yaklaşıklığı ile ikinci mertebeden türevler

$$f''_i = \frac{f_{i+1} - 2f_i + f_{i-1}}{h^2} + O(h^2) \quad (3.8)$$

$$O(h^2) \approx -\frac{1}{12} h^2 f^{(4)}_i$$

olarak hesaplanır [Aksoy, 2010]. ZUSF yönteminde Maxwell denklemlerindeki zaman ve konum bağımlı analitik türevler sonlu merkezi farklar eşdeğeri ile yer değiştirilir. Böylece elde edilen iteratif algoritma ilk kez Yee tarafından problem uzayı ızgaralanarak (gridding) verilmiştir [Yee, 1966].

ZUSF yöntemi karmaşık geometriler ve kaynaklar için zaman uzayı çözümlerini mümkün kılar. ZUSF çözümlerinde çoğu kez problem uzayı sonsuz genişlikte olmasına rağmen, sayısal yöntemler bilgisayar ortamlarında yürütüldüğünden işlemler sınırlı problem uzayında yapılabilmektedir. Dolayısıyla sınırsız uzayın sonlandırılması ve sınırlarından gelecek yansımaların kaldırılması gerekmektedir. Bu amaçla Soğurucu Sınır Koşulu (SSK) tekniği geliştirilmiş olup değişik türleri mevcuttur.

3.2. Maxwell Denklemleri ve ZUSF Yöntemi

Maxwell denklemleri

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (3.9)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (3.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (3.11)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.12)$$

olarak verilir. Burada zamana ve konuma bağlı olan \vec{E} , \vec{H} , \vec{D} , \vec{B} , \vec{J} ve ρ sırasıyla elektrik alan vektörünü [V/m], manyetik alan vektörünü [A/m], elektrik akı yoğunluğunu [Coulomb/m²], manyetik akı yoğunluğunu [Wb/m²], elektrik akım yoğunluğunu [A/m²] ve elektrik yük yoğunluğunu [Coulomb/m³] ifade ederler.

Kartezyen koordinat sisteminde Maxwell denklemlerinin ilk ikisi

$$-\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3.13)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - J_x \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - J_y \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - J_z \quad (3.18)$$

olarak yazılabilirler. Kartezyen koordinatlarda $f = f(x, y, z, t)$ fonksiyonu, uzayda ve zamanda ayrık olarak

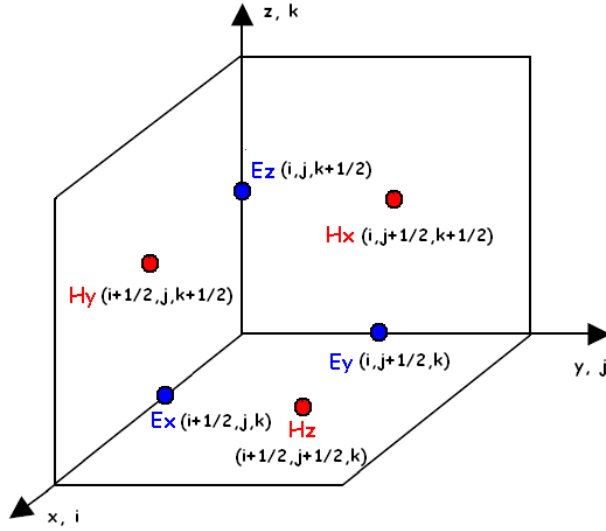
$$f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z; n\Delta t) = f^n(i, j, k) \quad (3.19)$$

olarak ifade edilebilir. Bu durumda (3.13)-(3.18) denklemleri sonlu merkezi fark denklemleri olarak

$$\frac{B_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n+1/2} - B_x|_{i,j+1/2,k+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{E_y|_{i,j+1/2,k+1}^n - E_y|_{i,j+1/2,k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1,k+1/2}^n - E_z|_{i,j,k+1/2}^n}{\Delta y} \quad (3.20)$$

$$\frac{D_x|_{i+1,j,k}^n - D_x|_{i+1,j,k}^{n-1}}{\Delta t} = \frac{H_z|_{i+1/2,j+1/2,k}^{n-1/2} - H_z|_{i+1/2,j-1/2,k}^{n-1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i+1/2,j,k+1/2}^{n-1/2} - H_y|_{i+1/2,j,k-1/2}^{n-1/2}}{\Delta z} + J_x|_{i+1/2,j,k}^{n-1} \quad (3.21)$$

biçiminde yazılabilirler. Buna göre elektrik alan bileşenleri E_x , E_y , E_z hücre kenarlarının, manyetik alan bileşenleri H_x , H_y , H_z hücre yüzeylerinin ortasına yerleştirilmiştir. Şekil 3.2'de gösterilen bu yapıya birim Yee hücresi denilir.



Şekil 3.2. Alan bileşenleri ve birim Yee hücresi yerleşimi.

(3.20) ve (3.21) ayrık denklemlerine benzer olarak Maxwell denklemlerinin diğer bileşenleri de ayrıklaştırılabilir [Aksoy, 2010].

ZUSF çözümlerinin uzay ve zamanda ayrıklaştırması kapsamında *kararlılık koşulunu* sağlaması gerekmektedir. Sınırlı Giriş, Sınırlı Çıkış kuralı gereğince ZUSF algoritmasının kararlılığını incelemek için Fourier analizi yaklaşımı kullanılacaktır. Bu analiz her bir zaman adımında her bir Fourier bileşeninin sonlu toplamının toplam hatasının, sonlu kalması prensibine dayalıdır. Buna göre

$$u(x, t) = u(i\Delta x, n\Delta t) = X(i\Delta x)T(n\Delta t) = e^{-jk_i\Delta x}T^n \quad (3.22)$$

olmak üzere bir boyutlu dalga denkleminde

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}u(x, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}u(x, t) = 0 \quad (3.23)$$

yerine konulursa

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(e^{-jki\Delta x} T^n \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(e^{-jki\Delta x} T^n \right) = 0 \quad (3.24)$$

$$T^n \left(\frac{e^{-jk(i+1)\Delta x} - 2e^{-jki\Delta x} + e^{-jk(i-1)\Delta x}}{\Delta x^2} \right) - \frac{1}{c^2} e^{-jki\Delta x} \left(\frac{T^{n+1} - 2T^n + T^{n-1}}{\Delta t^2} \right) = 0$$

düzenleme yapılırsa

$$\left(\frac{c\Delta t}{\Delta x} \right)^2 (2\cos(k\Delta x) - 2) - (T - 2 + T^{-1}) = 0 \quad (3.25)$$

burada $2\cos(k\Delta x) - 2 = -4\sin^2(k\Delta x/2)$ olmak üzere, tekrar düzenleme yapılırsa

$$T^2 - 2 \left[1 - 2 \left(\frac{c\Delta t}{\Delta x} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{k\Delta x}{2} \right) \right] T + 1 = 0 \quad (3.26)$$

$A = 1 - 2 \left(\frac{c\Delta x}{\Delta y} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{k\Delta x}{2} \right)$ olmak üzere denklem

$$T^2 - 2AT + 1 = 0 \quad (3.27)$$

haline dönüşür. Bu denklemin kökleri $T = A \pm \sqrt{A^2 - 1} = A \pm j\sqrt{1 - A^2}$ olmak üzere

$$|T| > 1 \Rightarrow |A| > 1 \Rightarrow \frac{c\Delta t}{\Delta x} > 1 \quad (3.28)$$

iken ZUSF algoritması **kararsızdır**. Aksi durumda

$$\frac{c\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad (3.29)$$

ZUSF algoritması **kararlıdır** [Aksoy, 2010]. Bu şart *Courant–Friedrich–Levy* Kararlılık Koşulu olarak bilinir. Üç boyutlu problemlerde ZUSF kararlılık koşulu

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right]^{-1/2} \quad (3.30)$$

olarak verilir. Burada c elektromanyetik dalganın yayılma hızını gösterir.

Dispersiyon belli bir ortamda yayılmakta olan elektromanyetik dalganın faz hızının $v_{faz} = v_{faz}(\omega)$ olmak üzere frekansa bağlı olması durumudur. Düzlemsel bir dalganın $i\Delta x$ ayrık konum ve $n\Delta t$ ayrık zamanlarında tanımlı olduğu düşünülürse

$$u(x, t) = e^{-j(k_s i \Delta x - \omega n \Delta t)} \quad (3.31)$$

olmak üzere

$$u_i^{n+1} = (c\Delta t)^2 \left[\frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{(\Delta x)^2} \right] + 2u_i^n - u_i^{n-1} \quad (3.32)$$

(3.31), (3.32)' de yerine konulur ve düzenlenirse

$$e^{j\omega\Delta t} = (c\Delta t)^2 \left[\frac{e^{-jk_s\Delta x} - 2 + e^{jk_s\Delta x}}{(\Delta x)^2} \right] + 2 - e^{-j\omega\Delta t} \quad (3.33)$$

bulunur. Bu denklem düzenlenip sayısal dalga sayısı (ayrık zamanda) çekildiğinde

$$k_s = \frac{1}{\Delta x} \arccos \left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c\Delta t} \right)^2 (\cos(\omega\Delta t) - 1) \right] \quad (3.34)$$

bulunur. Boş uzayda yayılan düzlemsel dalganın dalga sayısı (sürekli zamanda) $k = \omega/c$ ' dir.

Burada ızgaralama nedeni ile oluşan k_s 'nin analitik çözüm ile benzer doğrulukta çözüm sağlaması için k 'ya eşit olması gerekmektedir. Bu durumu sağlamak için uzay ve zamanda hassas örnekleme yapıldığında, yani $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$ durumunda

$$\begin{aligned}
k_s &= \lim_{\Delta x, \Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \arccos \left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c\Delta t} \right)^2 (\cos(\omega\Delta t) - 1) \right] \\
&= \lim_{\Delta x, \Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \arccos \left[1 + \left(\frac{\Delta x}{c\Delta t} \right)^2 \left(1 - \frac{(\omega\Delta t)^2}{2} - 1 \right) \right] \\
&= \lim_{\Delta x, \Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \arccos \left[1 - \frac{1}{2} (k\Delta x)^2 \right] \\
&= \frac{1}{\Delta x} (k\Delta x) \Rightarrow k_s = k
\end{aligned}
\tag{3.35}$$

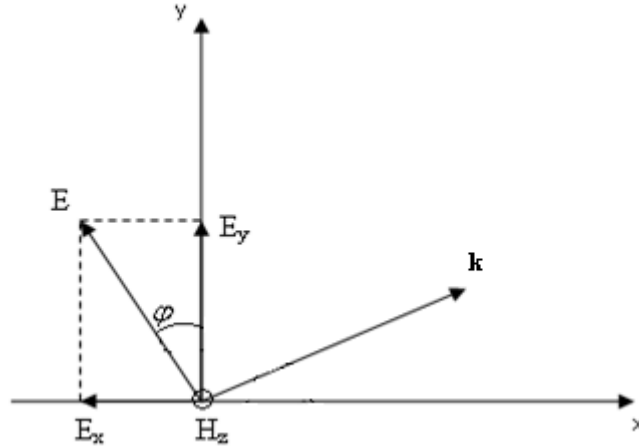
olduğu görülür [Aksoy, 2010].

3.3. Soğurucu Sınır Koşulları

YNR sistemleri uygulamada açık alanlarda kullanılmaktadırlar. ZUSF ile yapılan benzetimler ise belirli bir hesap alanı içinde gerçekleştirilirler. Hesap alanının sınırları, ortamdaki kaynaktan yayılan dalganın çarparak geri dönmesi sebep olduğundan hatalı sonuçlar oluşur. Bu sorunun üstesinden gelebilmek için hesap alanı sınırlarında gelen dalgaların soğurulması gerekir. Bu amaçla Soğurucu Sınır Koşulu (SSK) kullanılmaktadır. Çeşitli SSK türleri (Mur, Bayliss, Turkel v.b.) olmakla beraber, YNR sistemleri hava ve toprak kısımlarından oluştuğundan başarımı daha yüksek olan Mükemmel Uyumlu Katman, MUK (Perfectly Matched Layer, PML) bu tez çalışmasında kullanılarak gelen dalganın soğurulması gerçekleştirilecektir. Özel olarak Berenger tarafından önerilen MUK türü ile ilgili detaylı bilgiler ileriki bölümlerde verilecektir [Berenger, 1994].

3.3.1. Mükemmel Uyumlu Katman

Mükemmel Uyumlu Katman (MUK) teorisi iki farklı bölgenin arayüzüne gelen dalganın yansıma katsayısının her frekans ve geliş açısında sıfır olmasına dayanmaktadır [Berenger, 1994].



Şekil 3.3. Yatay (enine) elektrik alan (TE^z) problemi.

Şekil 3.3'e göre z yönünde değişimin olmadığı iki boyutlu bir problem incelenecektir. Elektrik alanın E_z bileşeni yoktur ve manyetik alanın sadece H_z bileşeni mevcuttur. Elektrik alanın z bileşeninin olmaması (x, y düzleminde bileşeni vardır) dolayısıyla problem TE^z (Transverse Electric) uyartım olarak adlandırılabilir. $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, $\vec{B} = \mu \vec{H}$, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ olmak üzere kayıplı basit bir ortamda Maxwell denklemleri

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (3.36)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.37)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.38)$$

olarak yazılır. Burada σ ve σ^* sırasıyla elektrik ve manyetik iletkenliklerdir. Özel olarak (3.38) denkleminde görüldüğü üzere manyetik alan bileşeninin MUK içinde zayıflaması için σ^* manyetik iletkenlik tanımlanmıştır. Yani ortam izafi olarak manyetik kayıplı olarak ele alınmıştır.

Berenger türü MUK uygulamasında önemli bir basamak H_z manyetik bileşeninin iki alt bileşenin toplamı olarak

$$H_z = H_{zx} + H_{zy} \quad (3.39)$$

biçiminde yazılmasıdır. Böylece x ve y yönlerinde ilerlerken ayrı ayrı zayıflama etkisi sağlanmaktadır. Bu durumda (3.36)-(3.38) denklemlerini yeniden yazmak için öncelikle (3.38) eşitliğini açık olarak yazarsak

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} + \mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.40)$$

daha sonra

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (3.41)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = -\frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (3.42)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.43)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.44)$$

denklemleri elde edilir.

3.3.1.1. Düzlemsel Dalganın MUK Ortamında Yayılımı

MUK bölgesinde TE^z modunda düzlemsel dalga yayılırken iletkenlik nedeni ile zayıflamaya maruz kalacaktır. Buna göre dalga yayılım vektörü $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_y \vec{e}_y$, konum vektörü $\vec{r} = x \vec{e}_x + y \vec{e}_y$ olmak üzere elektrik ve manyetik alan bileşenleri

$$E_x = -E_0 \sin \varphi e^{j\omega(t-k_x x - k_y y)} \quad (3.45)$$

$$E_y = E_0 \cos \varphi e^{j\omega(t-k_x x - k_y y)} \quad (3.46)$$

$$H_z = H_{z0} e^{j\omega(t-k_x x - k_y y)} \quad (3.47)$$

olarak yazılabilir.

Berenger MUK teorisi gereği manyetik alan ifadesi de x ve y bileşenlerinden oluşuyormuş gibi ifade edilmelidir. Buna göre $H_{z0} = H_{zx} + H_{zy}$ olmak üzere

$$H_{zx} = H_{zx0} e^{j\omega(t-k_x x - k_y y)} \quad (3.48)$$

$$H_{zy} = H_{zy0} e^{j\omega(t-k_x x - k_y y)} \quad (3.49)$$

biçiminde yazılabilir. Burada H_{zx0} , H_{zy0} , k_x , k_y bilinmeyenleri (3.45)-(3.46) ve (3.48)-(3.49) eşitliklerinin (3.41)-(3.44)'de yerine konulmasıyla aşağıda gösterildiği üzere adım adım bulunur. Buna göre

$$H_{zx0} = \frac{k_x}{\mu_0 - i \frac{\sigma_x}{\omega}} E_0 \cos \varphi \quad (3.50)$$

$$H_{zy0} = \frac{k_y}{\mu_0 - i \frac{\sigma_y^*}{\omega}} E_0 \sin \varphi \quad (3.51)$$

$$\varepsilon_0 E_0 \sin \varphi - i \frac{\sigma_y}{\omega} E_0 \sin \varphi = k_y (H_{zx0} + H_{zy0}) \quad (3.52)$$

$$\varepsilon_0 E_0 \cos \varphi - i \frac{\sigma_x}{\omega} E_0 \cos \varphi = k_x (H_{zx0} + H_{zy0}) \quad (3.53)$$

işlemlere devam edildiğinde

$$\varepsilon_0 \mu_0 \left(1 - i \frac{\sigma_y}{\varepsilon_0 \omega} \right) \sin \varphi = k_y \left[\frac{k_x \cos \varphi}{1 - i \frac{\sigma_x^*}{\mu_0 \omega}} + \frac{k_y \sin \varphi}{1 - i \frac{\sigma_y^*}{\mu_0 \omega}} \right] \quad (3.54)$$

$$\varepsilon_0 \mu_0 \left(1 - i \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0 \omega} \right) \cos \varphi = k_x \left[\frac{k_x \cos \varphi}{1 - i \frac{\sigma_x^*}{\mu_0 \omega}} + \frac{k_y \sin \varphi}{1 - i \frac{\sigma_y^*}{\mu_0 \omega}} \right] \quad (3.55)$$

olmak üzere, son iki ifade birbirine oranlanırsa

$$\frac{k_y}{k_x} = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{1 - i \frac{\sigma_y}{\varepsilon_0 \omega}}{1 - i \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0 \omega}} \quad (3.56)$$

olarak bulunur. Bu denklemden yola çıkarak k_y çekilip (3.54)'de yerleştirilirse

$$k_x^2 = \frac{\varepsilon_0 \mu_0 \cos^2 \varphi \left(1 - i \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0 \omega} \right)^2 \left(1 - i \frac{\sigma_x^*}{\mu_0 \omega} \right)}{\cos^2 \varphi \left(1 - i \frac{\sigma_x}{\varepsilon_0 \omega} \right) + \sin^2 \varphi \omega_y \left(1 - i \frac{\sigma_x^*}{\mu_0 \omega} \right)} \quad (3.57)$$

bulunur. Buradan

$$w_y = \frac{1 - i \frac{\sigma_y}{\epsilon_0 \omega}}{1 - i \frac{\sigma_y^*}{\mu_0 \omega}} \quad (3.58)$$

$$w_x = \frac{1 - i \frac{\sigma_x}{\epsilon_0 \omega}}{1 - i \frac{\sigma_x^*}{\mu_0 \omega}} \quad (3.59)$$

olmak üzere bir tanımlama yapılarak

$$G = \sqrt{w_x \cos^2 \varphi + w_y \sin^2 \varphi} \quad (3.60)$$

bulunur. Buradan tekrar k_x ve k_y yazılırsa

$$k_x = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{G} \left(1 - i \frac{\sigma_x}{\epsilon_0 \omega} \right) \cos \varphi \quad (3.61)$$

$$k_y = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{G} \left(1 - i \frac{\sigma_y}{\epsilon_0 \omega} \right) \sin \varphi \quad (3.62)$$

olarak bulunur. Buradan k_x ve k_y ifadeleri (3.50) ve (3.51)'de yerine konulursa, H_{zx0} ve H_{zy0} bilinmeyenleri

$$H_{zx0} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{G} w_x \cos^2 \varphi \quad (3.63)$$

$$H_{zy0} = E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{G} w_y \sin^2 \varphi \quad (3.64)$$

olarak bulunur. Burada $H_0 = H_{zx0} + H_{zy0}$ olduğundan ve (3.60)'da hesaba katılarak, MUK bölgesi empedansı $Z_{MUK} = E_0/H_0$ olmak üzere

$$H_0 = E_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} G \quad (3.65)$$

$$Z_{MUK} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{1}{G} \quad (3.66)$$

bağıntıları olarak bulunur. Burada $G = \sqrt{w_x \cos^2 \varphi + w_y \sin^2 \varphi}$ ifadesinde w_x ve w_y ifadelerinin eşit olması durumunda, $G = 1$ olacağından MUK bölgesinin karakteristik empedansı $Z_{MUK} = Z_0$ olup, empedans uyumluluğu sağlanır. Bu koşulun sağlanabilmesi için (3.58) ve (3.59) denklemlerinin eşitliğinden

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3.67)$$

olması gerekliliği bulunur. Bu eşitliğinin sağlanması durumunda MUK bölgesinin empedansı boşluğun empedansına eşit olmaktadır. Bu durumda düzlemsel dalga yansıma olmaksızın boşluk-katman arasında geçiş yapabilmektedir [Berenger, 1994].

3.3.1.2. Mükemmel Uyumlu Katman İletkenliği

MUK bölgesinde elektromanyetik dalganın

$$\psi = \psi_0 e^{j\omega \left(t - \frac{x \cos \varphi + y \sin \varphi}{c} \right)} e^{-\left(\frac{\sigma_x \cos \varphi}{\varepsilon_0 c} \right) x} e^{-\left(\frac{\sigma_y \sin \varphi}{\varepsilon_0 c} \right) y} \quad (3.68)$$

biçiminde yayılacağından soğurucu katmanda elektromanyetik dalganın genliğinin üstel olarak azaldığı görülmektedir. Dolayısıyla ortamda arayüzden r kadar uzaktaki mesafede genlik

$$\psi(r) = \psi_0 e^{-(\sigma \cos \theta / \varepsilon_0 c)r} \quad (3.69)$$

olacaktır. Burada θ arayüze göre geliş açısını, σ ise σ_x veya σ_y 'yi belirtir. İki yöllü yayılım düşünüldüğünde elektromanyetik dalganın dönüş yolunda da zayıflamaya maruz kalacağı açıktır.

MUK katmanından her hangi bir d kalınlığı için yansıma faktörü

$$R(\theta) = e^{-2(\sigma \cos \theta / \varepsilon_0 c)d} \quad (3.70)$$

olarak yazılabilir. Uygulamada iletkenliğin (σ) değerindeki ani artışların ZUSF problem uzayı içinde istenmeyen yansımalar oluşturduğu bildirilmiştir [Berenger, 1994]. Bunun üstesinden gelmek için iletkenlik sıfırdan başlayarak kademeli olarak artırılıp σ (maksimum) değere ulaşmalıdır. İletkenliğin (σ) bu değişimi MUK kalınlığına (d), bağlı olarak

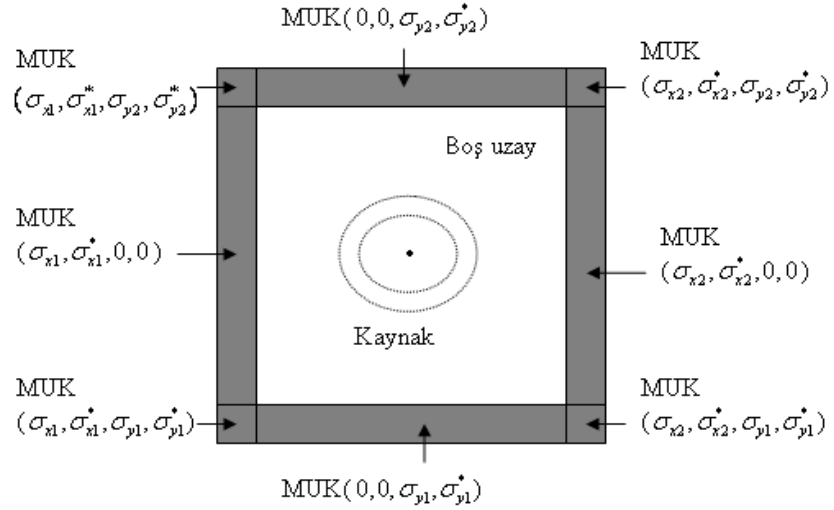
$$\sigma(\rho) = \sigma_m \left(\frac{r}{d} \right)^n \quad (3.71)$$

olarak alınabilir. Bu durumda yansıma faktörü yeniden düzenlenirse

$$R(\theta) = e^{-2(\cos \theta / \varepsilon_0 c) \int_0^d \sigma(r) dr} = e^{-(2/(n+1))(\sigma_m d / \varepsilon_0 c) \cos \theta} \quad (3.72)$$

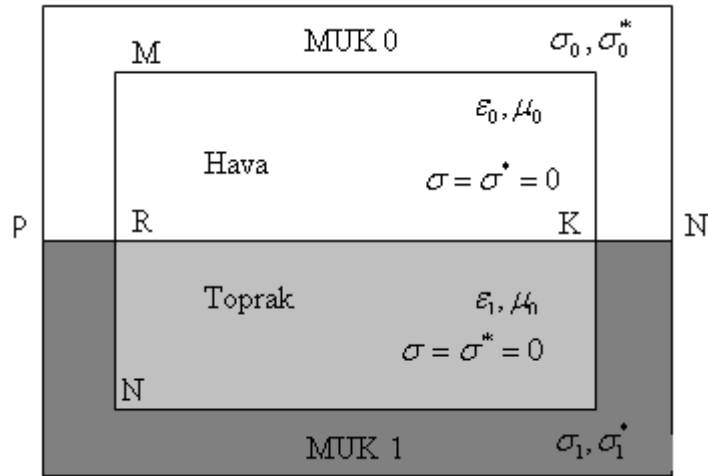
olarak yazılır. Burada r , 0 ile d kalınlığı arasında her hangi bir konumu belirtir.

Özel olarak iki boyutlu problemler için MUK bölgesinde elektrik iletkenlik ve manyetik iletkenliklerin dağılımı Şekil 3.4'de gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Mükemmel Uyumlu Katman iletkenlikleri dağılımı.

Şekil 3.5'de gösterildiği üzere Yere Nüfuz Eden Radar (YNR) problem geometrisi gereği iki katmanlı (hava-toprak) hesap alanında çalışılmaktadır. Dolayısıyla tüm MUK bölgesinde MUK-MUK uyumunun da sağlanması gerekmektedir.



Şekil 3.5. İki katmanlı Mükemmel Uyumlu Katman yapısı.

Buna göre MUK 0–Hava sınırı boyunca empedans uyumlaştırma koşulu

$$\frac{\sigma_0}{\epsilon_0} = \frac{\sigma_0^*}{\mu_0} \quad (3.73)$$

olarak uygulanmalıdır. \overline{RK} boyunca etkin elektriksel geçirgenlik değeri $\varepsilon_{RK} = (\varepsilon_0 + \varepsilon_1)/2$ olarak alınır. \overline{PR} 'de iletkenlikleri $(\sigma_{PR}, \sigma_{PR}^*)$ olarak alındığında empedans uyumlaştırma koşulu

$$\frac{2\sigma_{PR}}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1} = \frac{\sigma_{PR}}{\varepsilon_{RK}} = \frac{\sigma_{PR}^*}{\mu_0} \quad (3.74)$$

olarak alınır. MUK 1–Toprak sınırı boyunca empedans uyumlaştırma koşulu gereği

$$\frac{\sigma_1}{\varepsilon_1} = \frac{\sigma_1^*}{\mu_0} \quad (3.75)$$

olarak alınır. \overline{PR} ve \overline{KN} boyunca MUK-MUK geçişlerin de yansıma olmaması için bir empedans uyumlaştırma koşuluna daha gerek duyulmaktadır. \overline{MN} arayüzünün her iki tarafında da alanların sürekli olması için \overline{PR} , \overline{RK} ve \overline{KN} arayüzlerinden geçişlerde Snell yasasına göre kırılma (transmission) açılarının aynı olması gerekir. Buna göre \overline{RK} arayüzü için

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_0} = \frac{\eta_1}{\eta_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}} \quad (3.76)$$

denklemini θ_0 düzlem dalganın geliş açısı, θ_1 kırılma açısı, ortamın empedansı $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$, kayıplı ortamda elektriksel geçirgenlik $\varepsilon + i\frac{\sigma}{\omega}$ ve manyetik geçirgenlik $\mu + i\frac{\sigma^*}{\omega}$ olmak üzere (3.76) yeniden yazılırsa

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_0} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0 + i\frac{\sigma_1^*}{\omega}}{\varepsilon_1 + i\frac{\sigma_1}{\omega}}}}{\sqrt{\frac{\mu_0 + i\frac{\sigma_0^*}{\omega}}{\varepsilon_0 + i\frac{\sigma_0}{\omega}}}} \quad (3.77)$$

elde edilir. Manyetik iletkenlikler σ_0^* ve σ_1^* , (3.73) ve (3.75) eşitliklerinden çekilir ve (3.77)'de yerine konulursa

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_0} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0 + i \frac{\mu_0 \sigma_1}{\varepsilon_1 \omega}}{\varepsilon_1 + i \frac{\sigma_1}{\omega}}}}{\sqrt{\frac{\mu_0 + i \frac{\mu_0 \sigma_0}{\varepsilon_0 \omega}}{\varepsilon_0 + i \frac{\sigma_0}{\omega}}}} \quad (3.78)$$

bağıntıları bulunur. (3.76) ve (3.78) oranlarının eşit olabilmesi için, elektriksel iletkenlikler arasındaki oran

$$\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_1}{\varepsilon_1} \quad (3.79)$$

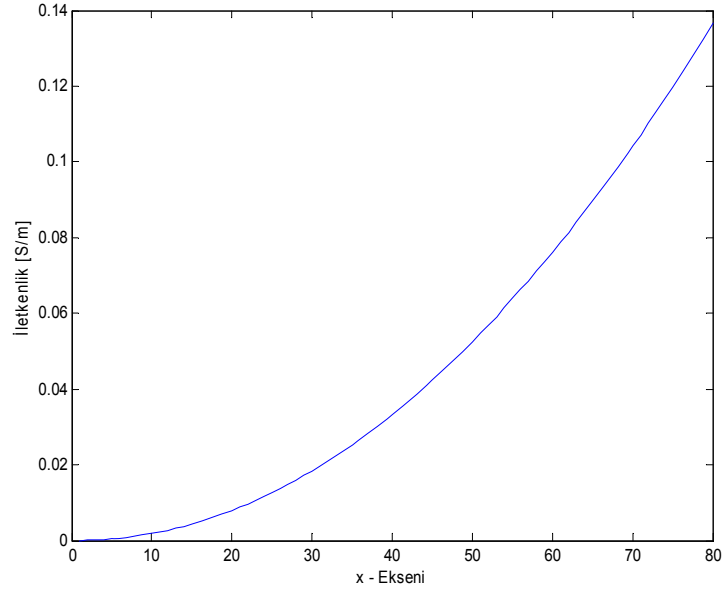
olarak seçilmelidir [Gürel ve Oğuz, 2000]. Böylece bahsedilen empedans uyumlaştırmaları için, iletkenlik seçimleri yapılarak tüm hesap uzayında uyumlaştırma sağlanır.

3.3.1.3. Mükemmel Uyumlu Katman İletkenlik Değerleri

İletkenlikler (3.75) ve (3.79) eşitliklerine uygun olarak belirlenirken, alacakları maksimum değer

$$\sigma_m = -\ln(R(\theta)) \frac{n+1}{2} \frac{\varepsilon_0 c}{\delta} \frac{1}{\cos \theta} \quad (3.80)$$

ile belirlenerek, yapılacak olan benzetimlerle en iyi (optimum) seviyeye ayarlanır. Örneğin, düzlemsel dalganın MUK0-boşluk arayüzüne doğrudan geldiği düşünülürse ($\theta = 0$) yansıma faktörünün de $R(0) = 0.0001$ olması durumuna göre bir σ_m belirlenir. Buna göre x eksenini boyunca (MUK derinliği boyunca) iletkenlik değişimi Şekil 3.6'da gösterilmiştir.



Şekil 3.6. Elektriksel iletkenliğin MUK derinliği boyunca değişimi.

MUK başarımının kontrolü için Şekil 3.6'daki gibi seçilen iletkenlikler ZUSF algoritmasına girilerek boş uzay benzetimi yapılmıştır. Bu benzetim sonuçları değerlendirilirken MUK başarımı

$$\text{Bağıl Hata Yansıması} = 20 \log_{10} \left(\frac{|V_i(t) - V_{ir}(t)|}{|\max V_i|} \right) \quad (dB) \quad (3.81)$$

olarak hesaplanmıştır. Burada gözlem yapılan noktada alan bileşenlerinden birinin zamanda örneklenmesiyle elde edilen işaretlerden $V_i(t)$ büyük hesap alanında MUK'sız bir ortamda gözlemlenen işareti, $V_{ir}(t)$ aynı noktada ve MUK ile kaplı hesap alanında gözlemlenen işareti gösterirler. Hesaplanan Bağıl Hata Yansıması (istenmeyen geri yansımalar) Bölüm 5.1'de verilmiştir.

4. YERE NÜFUZ EDEN RADAR ZUSF BENZETİMİ

Bu bölümde ZUSF yöntemi kullanılarak YNR benzetimlerinin tarihçesine değinildikten sonra, ZUSF benzetim sonuçlarının elde edilişi ve sonuçları açıklanmıştır. Bu amaç için öncelikle elektrik ve manyetik iletkenlikler belirlendikten sonra

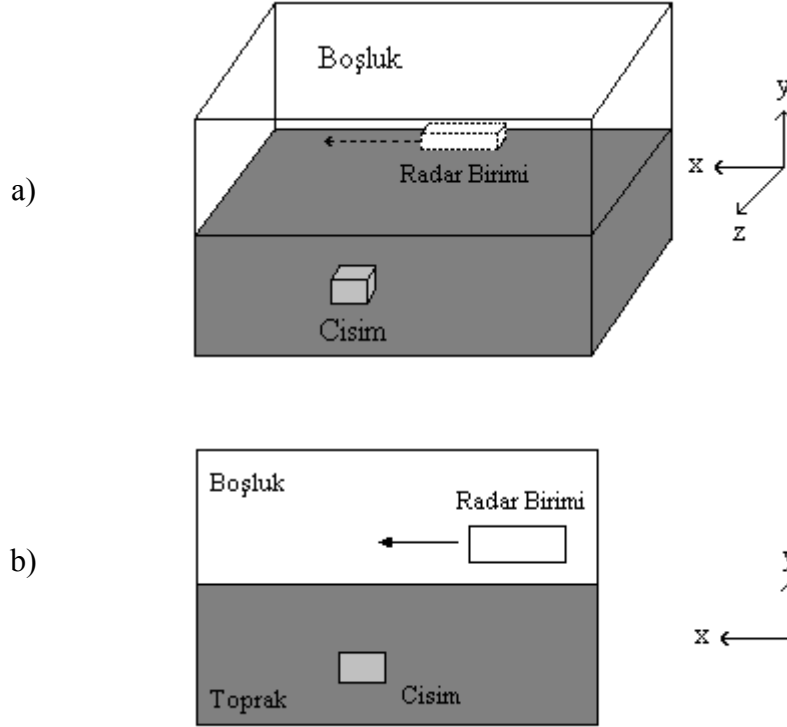
- Paralel polarizasyonda (TE^z) Maxwell denklemlerinin zaman ve konumda ayrıklaştırılması,
- Horn antenin ZUSF hesap alanına yerleştirilmesi,
- Elektromanyetik dalganın farklı geliş açılarında uyarılması ve Brewster açısının tespit üzerinde etkisinin gözlenmesi

araştırılacaktır.

4.1. Yere Nüfuz Eden Radar Modeli

YNR sisteminin basit bir modeli Şekil 4.1'de gösterilmektedir. Bu modelde radar birimi toprak yüzeyinden belirli bir yükseklikte gezdirilmekte ve belli konumlarda veri toplanmaktadır. Alıcıda alınan işaret ile gönderilen işaretin gidiş-geliş süresi ve alınan işaretin genliği üzerinden değerlendirme yapılabilir. Böylece konuma ve zamana bağlı iki boyutlu olarak alan dağılımı elde edilmektedir. YNR modeli kapsamında, gömülü cismin tespiti için alıcının üç farklı tarama şekli söz konusudur,

- A Taraması: Elektrik alan, $E^n = E(x_0, y_0, z_0, n\Delta t)$ olmak üzere sabit bir noktada gözlenir.
- B Taraması: Elektrik alan $E^{i,n} = E(i\Delta x, y_0, z_0, n\Delta t)$ olarak A taraması x yolu boyunca tekrarlanır.
- C Taraması: Elektrik alan $E^{i,j,n} = E(i\Delta x, j\Delta y, z_0, n\Delta t)$ A taraması sabit bir y düzlemi üzerinde x ve y ayrık konumlarında tekrarlanır.



Şekil 4.1. a) Üç boyutlu ve b) İki boyutlu YNR modeli.

4.2. Yere Nüfuz Eden Radar Tarihsel Gelişimi

YNR probleminin ZUSF yöntemiyle çözümünün tarihi arka planı literatürde oldukça zengindir ve çok sayıda çalışma içermektedir. Aşağıda YNR probleminin tarihsel gelişimiyle ilgili bilgiler verilmektedir.

YNR probleminin ZUSF yöntemiyle modellenmesinin ilk çalışmalarından biri yüzey altı (subsurface) radar modellemesidir. Bu modelleme iki boyutlu homojen olmayan ortamda noktasal kaynak cevabına dayanmakla birlikte, gömülü cisim olarak çelik demir kullanılır. Noktasal kaynağın tekiliğinden dolayı noktasal kaynağa yakın bölgelerde daha detaylı ızgaralama yapılmıştır. ZUSF problem alanının sonlandırılmasında Liao Soğurucu Sınır Koşulu uygulanmıştır [Moghaddam et al, 1991 a,b].

Dielektrik bir arayüzeyin üstüne ve altına yerleştirilmiş olan mükemmel iletken dairesel silindirlere enine manyetik alan (Transverse Magnetic, *TM*) saçılmasının

2B ZUSF analizi yapılan bu çalışmada, özellikle toplam/saçılan alanlı üç dalga modeli formülasyonu, sadece cisimden kaynaklanan saçılmanın elde edilmesinde kullanılır. Katmanlı ZUSF problem uzayını sonlandırmak için ikinci mertebeden MUR türü Soğurucu Sınır Koşulu kullanılan bu çalışmada, Green fonksiyonları kullanılarak saçılan alan uzak alanda hesaplanır. Saçılan uzak alanın fazı ve büyüklüğü Moment metodu sonucuyla karşılaştırılır ve oldukça iyi bir uyuşma gözlemlendiği görülmektedir [Wong et al, 1996].

YNR modellemesinin saf saçılan alan formülasyonunu içeren üç boyutlu ZUSF çözümü sunulan bir başka çalışmada birinci ve ikinci mertebeden MUR türü Soğurucu Sınır Koşulları problem uzayı sonlandırılmasına uygulanır. Çeşitli kanonik hedefler için sonuçlar elde edilir [Luneau ve Delilse, 1996].

Gerçekçi YNR benzetimlerinde elektromanyetik parametreleri frekansa göre değişen toprağın dispersif (frekans bağımlı) yapısı da kullanılarak, gömülü cisimlerin metalik boru, hava ile dolu plastik boru ve su ile dolu plastik boru olarak seçildiği benzetim yapılmıştır. Bu benzetim çalışmasında ZUSF sonuçları ve deneysel olarak elde edilmiş ölçüm sonuçları karşılaştırılıp, sonuçların birbiri ile örtüştüğü belirtilir. Saçılan işaretler analiz edilerek gömülü borunun tipinin de tespit edilebileceği gösterilir [Bourgeois and Smith, 1996].

YNR alt yüzey radar modeli, üç boyutlu algoritmada saf saçılan alan formülasyonu uygulanarak araştırılan bir çalışmada dielektrik toprakta yatay olarak yerleştirilmiş mükemmel elektrik iletken kutuların gömülü olduğu düşünülmektedir. Soğurucu Sınır Koşulu olarak katmanlı ortamlar için Berenger türü Mükemmel Uyumlu Katman (MUK) uygulanmaktadır. Saçılan işaretin elde edilebilmesi için fark teknikli çıkarma işlemi radar pozisyonuna bağlı ham YNR işaretine uygulanır [Oğuz ve Gürel, 1997].

Kısmi iletken katmanlı ortamda YNR elektromanyetik dalga saçılımı benzetimi basit gömülü cisimler için ZUSF yöntemiyle modellenmektedir [Calhuon, 1997].

Bourgeois ve Smith tarafından üç boyutlu ZUSF yöntemi gömülü metal plaka, kırılmaz cam ve Stycast blok tespiti için bir yüzey altı radar problemine uygulanır.

Dalga tahriki için rampalı sinüsoidal işaret kullanılır. Aynı zamanda metalik olmayan mayınların (dielektrik blok) homojen toprakta tespit edilebildiği gösterilir [Bourgeois et al, 1998]. Bu son çalışmada Gerdirilmiş Mükemmel Uyumlu Katman (GMUK) ile ZUSF problem uzayının sonlandırılmasını sağlar [Fang et al, 1995].

Darbe kaynak kullanılan daha gerçekçi 3B ZUSF YNR benzetiminde rastgele polarizasyonlu iki verici ve bir alıcı kullanılarak, vericiden alıcıya ve toprak yüzeyden alıcıya olan doğrudan iletilen ve istenmeyen işaretler ortadan kaldırılmaya çalışılmıştır. Toprak kayıpsız homojen [Oğuz ve Gürel, 2000a] ve homojen olmayan, yüzeyi pürüzlü katman olarak modellenmiştir [Oğuz ve Gürel, 2001a]. Gömülü cisimlerden en iyi saçılan alanın elde edilebilmesi için: çıkartma, soğurucularla verici ve alıcı arasını yalıtma [Gürel ve Oğuz, 1999], zaman uzayında darbe ayrıştırılması ve zamanda pencereleme teknikleri uygulanır [Gürel ve Oğuz, 2000]. Sonra YNR için antenlerin açıklığının optimizasyonu [Oğuz ve Gürel, 2001b] ve uygun frekans bandı seçimi kayıplı ve heterojen toprak için (antenler yalıtımlı) araştırılmıştır [Oğuz ve Gürel, 2001c]. Tek ve çok sayıda gömülü dielektrik ve iletken hedefler (dikdörtgen prizma ve silindirik disk) için de araştırma yapılmıştır. ZUSF problem uzayını sonlandırmak için Berenger MUK uygulanmıştır.

YNR verici antenden YNR alıcı antenine, istenmeyen baskın doğrudan iletilen işaretlerin azaltılabilmesi için kalkanlı antenler MUK Soğurucu Sınır Koşulları kullanılarak modellenenirler. Bu modelleme ile gürültü işaretlerinin iletimi en aza indirilir ve anten yönlendirmesi artırılır [Oğuz ve Gürel, 2001d].

Derinlere (~2500 m) dalga gönderen YNR ZUSF benzetiminde, klasik ZUSF yöntemi çok fazla hesap zamanına ihtiyaç duyduğundan, dış değerlendirme (ekstrapolasyon) destekli ZUSF algoritması kullanılmıştır. Bu amaçla, bir boyutlu ve üç boyutlu olmak üzere iki farklı ZUSF benzetimi uygulanmıştır. Bir boyutlu ZUSF çözümünde toprak kaybı hesaba katılarak, basit analitik hesaplar ile iki yöllü iletim kaybı verilir. Üç boyutlu ZUSF çözümü ise anten bölgesini modellemeyi amaçlar. Böylece daha az hesap zamanıyla 1B ZUSF ve 3B ZUSF'nin birleşiminden toplam transfer fonksiyonu çıkarılır [Reineix et al, 2001].

YNR probleminin ZUSF detaylı benzetimi fazla hesaplama gücü gerektirir. Bu gereksinimler gelişmiş matematiksel modellenen tek veya paralel çalışmalı bilgisayarlar kullanılarak karşılanmaya çalışılmıştır [Cassidy ve Tuckwell, 2002].

Elektromanyetik dalganın toprak altında zayıflaması ortamın elektrik ve manyetik geçirgenliğine, iletkenliğine ve dalganın frekansına bağlıdır. Toprak iletkenliği belli bir değerin altındaysa, toprak altındaki zayıflamaya frekansın etkisinin çok küçük olabildiği görülmüştür. Toprağın iletkenliğinin ve heterojenliğinin ile gömülü cismin derinliğinin ve elektriksel parametrelerinin cismin tespit edilebilirliğinde etkin olduğu gösterilmiştir [Oğuz ve Gürel, 2002]. İleri çalışmalarda, yazarlar verici anten ve alıcı anten arasındaki direkt kuplajı ortadan kaldırmak için, iki verici antenin 180° faz farkında çalıştırıldığı ve bir alıcı antenli konfigürasyon üzerinde [Gürel ve Oğuz, 2002a] ve heterojen toprak modeli üzerinde çalışmalar yapmışlardır [Gürel ve Oğuz, 2002b]. Alıcı anten, verici antenlerin ortasına yerleştirilir. Dört farklı verici ve alıcı konfigürasyonu üzerinde çalışılmıştır. Böylece YNR uygulamasında verici-alıcı anten aralığı en iyi hale getirilmeye çalışılır [Gürel ve Oğuz, 2003].

Akım perdesi kaynağı kullanılarak, ZUSF YNR benzetiminde belirli bir açıyla gelen bir dalga oluşturulur ve rezonanslar ile gömülü silindirik cismin tespit edilme olasılığı araştırılır. Böylece, gömülü metalik cisimler [Shubitidze et al, 2003a] ve çoklu yüzey altı metalik cisimler [Shubitidze et al, 2003b] için istenmeyen parazit etkilerin gelişmiş hedef ayrıklaştırma kabiliyeti ile en aza indirilmesi amaçlanır.

Değişen Yönlü Dahili ZUSF, DYD-ZUSF (Alternating Direct Implicit FDTD, ADI-FDTD) ve Zaman Uzayında Moment Metodu (Method of Moments (MoM) in Time Domain)'nu birleştiren bir hibrit yöntemde mermer yüzeyler üzerindeki çatlakların tespiti için YNR problemi benzetimi amaçlanır. Huygen Prensipleri'ne dayanan bu hibritleştirilmenin ana amacı, ZUSF yönteminin rastgele geometriye sahip cisimleri modellemesi kabiliyetini ve Zaman Uzayında Moment Yönteminin ince tel yapıların modellenmesindeki yeteneğini beraber kullanmaktır. İnce tel V anten mermerden belli bir yükseklikte yatay olarak gezdirilip, elektrik alan değerleri kaydedilerek çatlak (boşluk) tespiti yapılmıştır [Bretones et al, 2004].

Diğer bir ilginç çalışma da Alan Programlanabilir Kapı Dizileri (Field Programmable Gate Array, FPGA) ile pseudo 2B ZUSF algoritmasının gerçekleştirilmesidir. Bu çalışmada FPGA ile donanımsal olarak gerçekleştirilen ZUSF algoritmasındaki hesap hızı, kişisel bilgisayarların (3 GHz işlemcili) gerçekleştirdiği hesap hızından yaklaşık 24 kat daha fazla olmuştur. Bu hız artışının elde edilebilmesi için, sabit noktalı algoritma kullanılarak veri kuantalama, hafıza tasarımı, tek komut çevriminde bir komutun yürütülmesi ve paralelleştirme uygulanarak, en uygun bit genişliği seçilmiştir. Bu ve gelecekte planlanan 3B ZUSF algoritmalarının gerçekleştirilmesi, gerçek zaman uygulamaları yeni kapılar açmaktadır [Chew et al, 2004].

Homojen olmayan bir ortamda iletken silindirik cisimlerin serbest uzayda, toprakta ve bir çukurda gömülü olduğu durumları için YNR benzetimi Gauss darbe kaynağı ile tahrik edilerek, ZUSF yöntemiyle radar görüntüleri araştırılmıştır [Roshchupkina and Pochanin, 2005].

Geniş bir yelpazede YNR problemlerinde gerçekçi hedef modelleme sağlamak için GprMax olarak adlandırılan bir ZUSF yazılım aracı geliştirilmiştir. Bu yazılımda dispersif ve kayıplı madde modellemeli 2B ve 3B ZUSF YNR benzetimleri mümkün olup iletim hatları vasıtasıyla anten besleme özelliği birlikte çalıştırılır [Giannopoulos, 2005].

Momentler yöntemi (MoM) ve ZUSF yöntemi hibrit bir yöntemle birleştirilerek 2B YNR probleminin benzetimi amaçlanmıştır. MoM'un elektrik alan integral denklemi kullanarak rasgele geometrili ince tel anten modelleme kabiliyeti ile ZUSF'nin homojen olmayan ortamlarda rasgele geometrili bir cisim modelleme işleme kabiliyeti bir arada kullanılmıştır. İlk olarak MoM yöntemiyle anten yayılımı hesaplanarak, Huygen yüzeyine uygulanır. Sonra, bu alan ZUSF çözümünün kaynağı olarak dönüştürülür. Yakınsamaya ulaşılan kadar, anten kuplaj (coupling) akımlarının değerlendirilmesi için özel bir teknik uygulanır [Farnoosh et al, 2007].

YNR benzetimlerinde problem uzayında bazı geometrik detayların yüksek çözünürlükte modellemesi gerekebilir. Bu ihtiyacı gidermek için ZUSF ızgaraları arasında alt ızgaralar kullanılır. Bu durumda hesap zamanı ve bilgisayar gücü

kaynağı ihtiyacı artar. Bu problemin üstesinden gelebilmek için ZUSF yönteminin sadece alt ızgaralar bölgesinde iki boyutta Değişen Yönlü Dahili ZUSF uygulanır. İki ızgaranın (alt ızgara ve üst ızgara) sınırında DYD-ZUSF ile ZUSF yöntemleri arasında veri aktarımı sağlanır. İteratif Birleşmeli Mükemmel Uyumlu Katman, problem uzayını sınırlandırmada kullanılır. Böylece DYD-ZUSF (ADI-FDTD) yönteminin etkinliği gösterilmiştir [Diamanti and Giannopoulos, 2007].

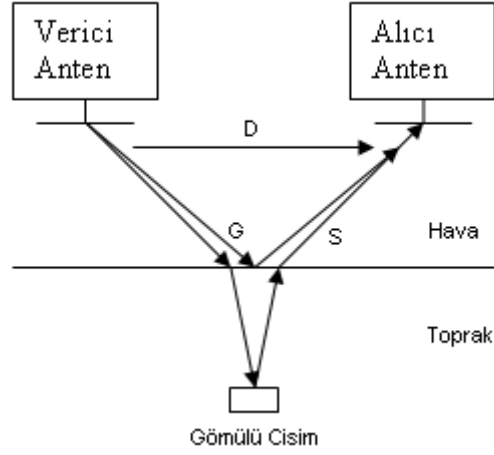
Bir diğer çalışmada ölçülmüş YNR verisi tabanlı, tahmin prosedürünün türetilmesi için enerji yoğunluk spektrumu, ZUSF yöntemi kullanılarak plastik mayınlar gibi zayıf YNR saçıcılarda araştırılmıştır. Böylece spektral karakteristik çıkarmak için enerji yoğunluğu spektrumu bilgisini kullanarak parazitlerin ayırt edilebildiği karasal mayın tespitinin mümkün olduğu gösterilmiştir [Hoa et al, 2008].

2B ZUSF YNR modelinin 3B ZUSF YNR modeline göre ne kadar veriyi ihmal ettiği (hesaba katmadığı) incelenmiştir. Bu durum hesapsal olarak büyük ölçekli YNR modellemesinde işlemin hızlı olması için 2B model kullanıldığından önemlidir. Bu analizde (3B ile karşılaştırma) zamanlama saçılma özellikler, yayılım kaybı v.b. ele alınmıştır. 2B ve 3B ZUSF benzetimlerinin oldukça yakın sonuçlar verdiği gösterilmiştir [Zhan et al, 2008].

4.2.1. Anten Yapılarının İyileştirilmesi

YNR sistemlerinde antenler ve gönderilen işaret belirlenirken tespit edilecek cisim türü, gömülü olabileceği tahmini derinliği ve ortamın elektriksel özellikleri göz önüne alınmalıdır.

Gömülü cisimlerin tespiti cisimden yansıyan işaretlerin alıcıda toplanması ve değerlendirilmesine dayalıdır. Bu işlem diğer istenmeyen (parazit) işaretlerin varlığından dolayı zordur. Şekil 4.2'de temel YNR sistemi ve mevcut işaretler gösterilmiştir.

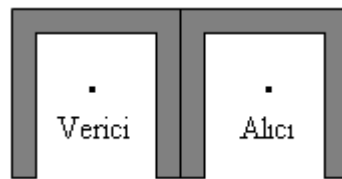


Şekil 4.2. Temel bir YNR sistemindeki mevcut işaretler.

Şekle göre gömülü cisimden gelen işaretin tespiti için alıcıda oluşan S (cisimden saçılan) işaretinin diğer D (vericiden alıcıya doğrudan ulaşan) ve G (hava-toprak arayüzünden yansıyan) işaretleriyle karşılaştırılabilir büyüklükte olması gerekmektedir.

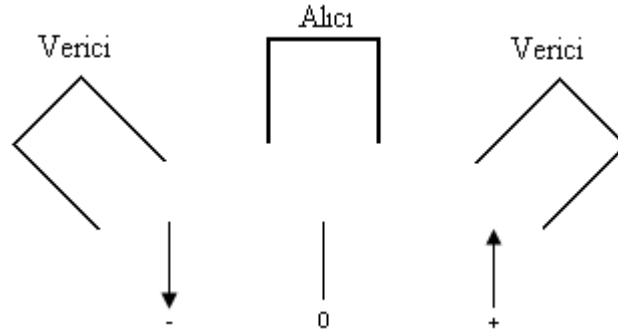
Basitçe Verici-Alıcı (V-A) yapıdaki radarların D ve G işaretlerini doğrudan zayıflatması pek mümkün olmamaktadır. D ve G işaretleri bazı işaret işleme yöntemleriyle ortadan kaldırılabilir.

V-A anten yapısındaki bu zaaf anten modellemesindeki bazı değişikliklerle büyük oranda azaltılabilir. Buna göre V ve A antenleri kalkanlı ve ekranlı olarak modellendiklerinde D işareti zayıflatılmaktadır [Oğuz ve Gürel, 2001a]. Böylece istenmeyen D işaretinin, istenen S işaretini bastırması azalarak gömülü cismin tespiti kolaylaşmaktadır. Ekranlı ve Kalkanlı anten yapılarında Şekil 4.3'de gösterildiği gibi kalkan olarak antenlerin çevresi mükemmel elektrik iletken ile çevrelenir, ekranlama kalkanının iç yüzeyleri MUK türü SSK kaplanır.



Şekil 4.3. Ekranlı ve kalkanlı Verici-Alıcı anten yapısı.

Verici-Alıcı-Verici (V-A-V) yapıları da V-A anten yapılarına alternatif olarak önerilmiştir [Gürel and Oğuz, 2003]. Şekil 4.4’de gösterildiği gibi bu yapılarda alıcı anten iki verici anten arasında yerleştirilerek verici antenler 180° faz farkıyla beslenirler.



Şekil 4.4. Verici-Alıcı-Verici anten yapısı.

Bu iki verici anten arasında tam ortada simetri düzlemi oluşmaktadır. Alıcı anteni bu düzlemde yerleştirildiğinde alıcıda gözlenen işarette vericilerden doğrudan iletimi olan D işareti bulunmaz. Böylece D işaretinin (en güçlü genliğe sahip işarettir) olumsuz etkisi ortadan kaldırılmış olur. Eğer hava-toprak ara yüzü pürüzsüz ve toprak homojen yapıdaysa G işareti de alıcı antenin yerleşimi nedeni ile simetri düzleminde bulunamaz (Simetriden dolayı birbirlerinin etkilerini yok ederler). V-A-V anten yapısı kullanılarak araştırılan diğer bir konu da cisimden gelen işaretin enerjisinin alıcıda, verici anten ile alıcı anten arasındaki mesafeye göre nasıl değiştiğidir. Yapılan benzetimlerde anten mesafesinin ve polarizasyonunun etkisi gösterilmiştir. Sonuçlar yatay polarizasyonda cisimden saçılan enerjinin tepe değerinin, dikey polarizasyona göre daha büyük olduğunu göstermektedir [Gürel and Oğuz, 2003].

V-A mesafesi arttıkça alıcıda oluşan saçılan enerji artmakla beraber belli bir değerden sonra azalmaktadır. Bu nokta en iyi (optimum) mesafeyi gösterir. Bu değişimin genel karakteristiği yatay ve dikey polarizasyonlar için aynıdır.

4.2.2. Farklı Toprak Yapıları

Etkili ve sonuç alıcı benzetimler için mümkün olduğunca ortamın gerçek hayata benzemesi gerekir. Dolayısıyla toprağın heterojen olduğu benzetimler önem kazanmaktadır. Gerçekçi benzetimlerde katmanlı toprağın heterojenliği ve yüzey pürüzlülüğü, farklı sayıda ve elektriksel özelliklerde parçacıklar ile modellenirken, iletkenlik de hesaba katılmalıdır. Örneğin hava-toprak ara yüzünde elektriksel parametreleri farklı olan küçük yapılar kullanılarak yüzey pürüzlülüğü modellenmiştir [Oğuz ve Gürel, 2001a].

Bir diğer önemli çalışmada cisimlerin konumları ve elektriksel değerlerinin değiştirilerek, YNR sistemi tarafından tespiti incelenmiştir. Yapılan benzetimlerde dielektrik ve boşluk, boşluk ve iletken, alt alta veya yan yana konulmuş cisimlerin sezilmesi araştırılmıştır. Elde edilen verilerde tespiti en kolay olanlar iletken ve mükemmel iletkenlerdir [Gürel ve Oğuz, 2000].

Toprağın heterojenliğinin artması tespiti güçleştirmekte olup, özellikle heterojen yapıların boyutları arttırıldığında sezme işlemi çok daha zorlaşmaktadır [Oğuz ve Gürel, 2001a].

4.2.3. Çalışma Frekansı Seçimi

YNR ZUSF benzetimlerinde genelde belirli bir merkez frekansı üzerine kurulu zamana göre değişen bir akım kaynağı kullanılır. Örnek bu tür bir akım kaynağı fonksiyonu

$$J(t) = \frac{1}{\Delta^3} \left[4 \left(\frac{t}{\tau} \right)^3 - \left(\frac{t}{\tau} \right)^4 \right] e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.1)$$

olarak verilir. Burada $\tau = 1/(4\pi f_0)$ olmak üzere f_0 merkez frekans, Δ konumda örnekleme aralığıdır.

Toprak iletkenliğinin düşük tutulduğu ($0.1 S/m$ v.b.) durumlarda cismin gömüldüğü derinlik artırılırsa, yüksek merkez frekanslı kaynak kullanıldığında saçılan işarette zayıflama fazla olmaktadır. Yani bu durumda düşük frekanslı kaynaklar tercih edilmelidir. Ama toprak iletkenliği ($1 S/m$ v.b.) artırıldığında düşük ve yüksek frekansta saçılan işarette olan zayıflama çok fazla ayırt edilememektedir. Aynı çalışmada iletkenliğin belli bir değerden az olması kaydıyla, işaret zayıflama oranı değişiminin frekansa bağımlılığının çok az olabileceği belirtilmiştir [Oğuz ve Gürel, 2002].

Frekans seçiminde önemli etkenlerden biri toprağın kaybıdır. Toprak kaybının az olduğu durumlarda yüksek frekansla çalışmak düşük frekansa nazaran fazla kayba sebep olmamaktadır. Ama toprak kaybı arttıkça düşük frekansın toprağa nüfuz etme oranı diğerine göre belirgin olarak fazla olmaktadır.

4.2.4. Cisim Tespit Algoritmaları

YNR benzetimlerinde amaç gömülü cismin elektromanyetik olarak tespit başarımının incelenmesidir. Gerçek uygulamalarda cevaplar eş zamanlı olarak değerlendirileceğinden çeşitli işaret işleme teknikleri kullanılabilir. Dolayısıyla aşağıdaki gibi işlemler yapılarak alıcıdaki verilerden anlamlı sonuç çıkarılmaya çalışılmaktadır. Burada verici antenden alıcı antene doğrudan gelen işaret D , hava-toprak arayüzünden geri yansıyan işaret G , cisimden saçılan işaret S olarak alınır

- a. Toprak yapısının homojen olduğu durumlarda öncelikle cisim yokken alıcıda oluşan işaretler kaydedilir ($D+G$), daha sonra cisim de benzetime alınarak alıcıda tekrar saçılan işaretler kaydedilir ($D+G+S$). Buradan aralarındaki fark S işaretini verir.
- b. Yüksek frekans bileşenleri içeren kısa darbeler kullanılarak, S işareti toplam işaret arasından ayrılabilir. Yani $D+G$ işareti zamanda pencerelenir.
- c. Zamanda pencerelemeye benzer bir yöntem de zamanda gittikçe artan bir ölçekleme işareti ile toplam işaretin çarpılmasıdır. Böylece S işareti $D+G$ toplamıyla karşılaştırılabilecek kadar büyümüş olur.

d. Heterojenliğin yoğun olduğu toprak modellerinde S işaretinin tespiti için, cismin yokluğunda \tilde{E}_x^n (D+G) işareti, ortalama alma işlemine başvurularak tek bir referans işarete

$$\tilde{E}_x^n = \sum_{i,j} \frac{E_x^{i,j,n}}{i_{\max} j_{\max}} \quad (4.2)$$

dönüştürülür [Oğuz ve Gürel, 2001a]. Burada i_{\max} , j_{\max} toplam tarama sayısını verir. Cisimden uzakta bir alanda darbe üretilir ve toplam işaret E_x^n (D+G+S) kaydedilir. Böylece S (\bar{E}_x^n) işareti aşağıdaki gibi bulunur.

$$\bar{E}_x^n = E_x^n - \tilde{E}_x^n \quad (4.3)$$

4.3. ZUSF Benzetimi

4.3.1. Paralel (TE^z) Polarizasyonda Ayırıklaştırma

Elektrik alanın E_z bileşeninin sıfır, manyetik alanın sadece H_z bileşeninin var olduğu bir iki boyutlu elektromanyetik problem TE^z polarizasyonludur. TE^z bu durumunda ZUSF hesap uzayında ve MUK ortamında iki boyutlu Maxwell denklemleri

$$H_x = H_y = 0 \quad , \quad E_z = 0 \quad (4.4)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_y E_x = \frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (4.5)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_x E_y = -\frac{\partial (H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (4.6)$$

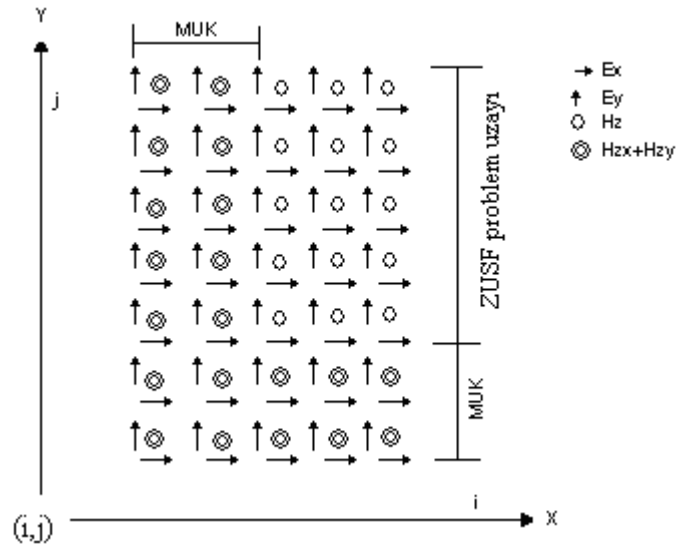
$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (4.7)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (4.8)$$

olarak yazılır. Özel olarak MUK bölgesi dışında H_z

$$-\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (4.9)$$

olarak yazılır [Berenger, 1994]. Şekil 4.5'de ZUSF problem uzayı ve MUK bölgesinde alan bileşenlerinin konumu gösterilmiştir.



Şekil 4.5. TE^z polarizasyonunda alan bileşenlerinin ZUSF uzayı ve MUK bölgesinde yerleşimi.

Mükemmel iletken ile kaplı MUK'ta yayılan elektromanyetik dalga, elektrik ve manyetik iletkenliklerin etkisi ile bu bölge içinde zayıflar. ZUSF hesap alanının içindeki herhangi bir noktada elektrik ve manyetik alan bileşenleri komşu alan bileşenleri kullanılarak hesaplanmaktadır. Hesap alanının sınırlarında bulunan elektrik alan bileşenlerinin hesaplanabilmesi için hesap uzayının dışındaki komşu noktada bulunan manyetik alan bileşeninin de bilinmesine ihtiyaç vardır. Hesap alanı dışındaki bu manyetik alan bileşeninin değeri bilinmediğinden dolayı ZUSF hesap alanı sınırındaki elektrik alan değerleri hesaplanamaz. MUK bölgesi mükemmel

elektrik iletken ile sonlandırıldığında ZUSF sınırındaki elektrik alan bileşenlerinin değeri sınır koşulu ile belirlenmektedir. Bu durumda ZUSF hesap alanı sınırlarındaki elektrik alanın hesaplanmasına gerek kalmadığından, hesap alanı dışındaki manyetik alan bileşeninin bilinmesine de ihtiyaç yoktur. Ayrıca hesap alanının mükemmel iletken ile sonlandırılması ZUSF kodunda kolay olarak gerçekleştirilmektedir.

Buna göre (4.5) - (4.8) denklemleri zaman ve uzayda ayrıştırıldığında

$$E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} = \left[1 - \frac{\sigma_y \Big|_{i+\frac{1}{2},j} \Delta t}{\varepsilon \Big|_{i+\frac{1}{2},j}} \right] E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Big|_{i+\frac{1}{2},j} \Delta y} \left[H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{n+1/2} \right] \quad (4.10)$$

$$E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} = \left[1 - \frac{\sigma_x \Big|_{i,j+\frac{1}{2}} \Delta t}{\varepsilon \Big|_{i,j+\frac{1}{2}}} \right] E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2}}^n - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Big|_{i,j+\frac{1}{2}} \Delta x} \left[H_z \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n+1/2} \right] \quad (4.11)$$

$$H_{zx} \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n+1/2} = \left[1 - \frac{\Delta t \sigma_x^* \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}}{\mu_0} \right] H_{zx} \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} \left[E_y \Big|_{i+1,j+\frac{1}{2}}^n + E_y \Big|_{i,j+\frac{1}{2}}^n \right] \quad (4.12)$$

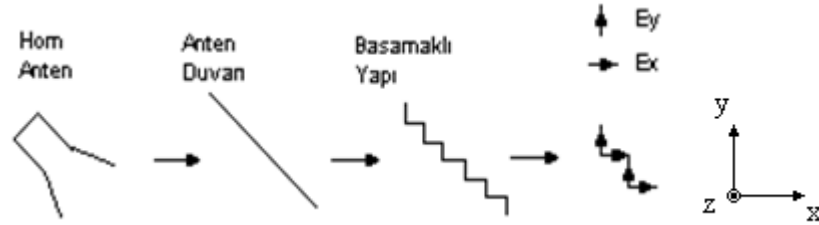
$$H_{zy} \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n+1/2} = \left[1 - \frac{\Delta t \sigma_y^* \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}}{\mu_0} \right] H_{zy} \Big|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y} \left[E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j+1}^n - E_x \Big|_{i+\frac{1}{2},j}^n \right] \quad (4.13)$$

olarak ZUSF güncelleme denklemleri elde edilir.

4.3.2. Antenin Yerleştirilmesi

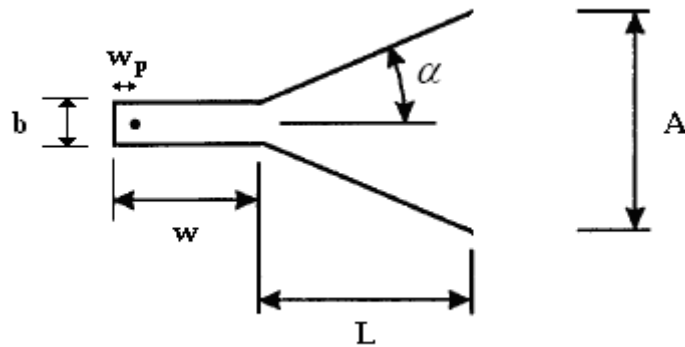
ZUSF hesap alanında elektromanyetik dalganın uyarılması için kaynağa ihtiyaç vardır. Kaynak olarak dalganın yayılımının yönlendirilmesi için uygun bir verici anten kullanılmalıdır. Bu amaçla ilgili frekanslarda yönlendiriciliği iyi olan Horn anten kullanılmıştır.

Horn antenin duvarları mükemmel elektrik iletken olup, duvarlara teğet E_x ve E_y elektrik alan bileşenleri ile duvarlara dik manyetik alan bileşenleri sınır koşulları nedeniyle sifıra zorlanarak Horn anten ZUSF hesap alanına uzayda basamaklama (staircasing) tekniği ile Şekil 4.6'da gösterildiği gibi yerleştirilmiştir.



Şekil 4.6. Horn anten duvarının basamak yapısı ile ZUSF hesap uzayına yerleşimi.

Horn antenin yönlendiriciliğinde (directivity) anten boyutları önemli olup; anten açıklığı ve dış kanatların uzunluğunun değiştirilmesi yönlendiriciliği etkiler.

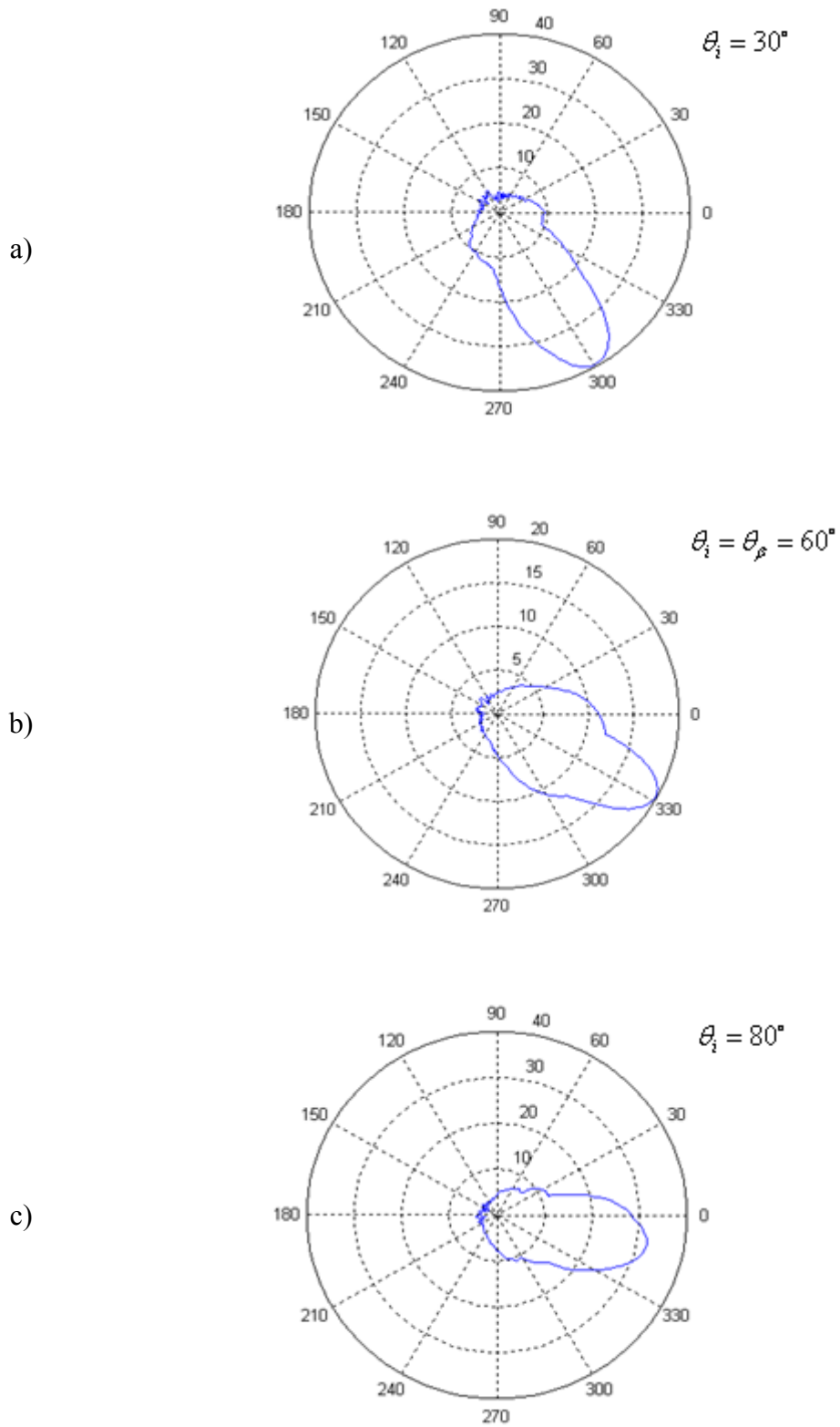


Şekil 4.7. Horn anten boyutları.

YNR benzetiminde kullanılan ve Şekil 4.7’de gösterilen Horn anten boyutları aşağıda verilmiştir. Burada frekans $f = 1.8$ GHz alınarak λ_0 hesaplanmıştır.

Horn Anten Parametresi	Değeri	Açıklaması
α	5.9°	Anten açıklığı
L	$3.258 \lambda_0$	Anten boyu
A	$1.393 \lambda_0$	Anten açıklığı genişliği
w	$2.88 \lambda_0$	Dalga kılavuzu boyu
w_p	$0.36 \lambda_0$	Besleme noktasının dip duvara uzaklığı
b	$0.72 \lambda_0$	İki boyutlu dalga kılavuzunun enine uzunluğu

Bahsedilen tasarım kapsamında Şekil 4.8.a-c’de horn antenin uzak alanında ZUSF ile hesaplanan H_z alan bileşeni için sırasıyla 30° , 60° ve 80° geliş açılarında ışınma örüntüsü gösterilmektedir.



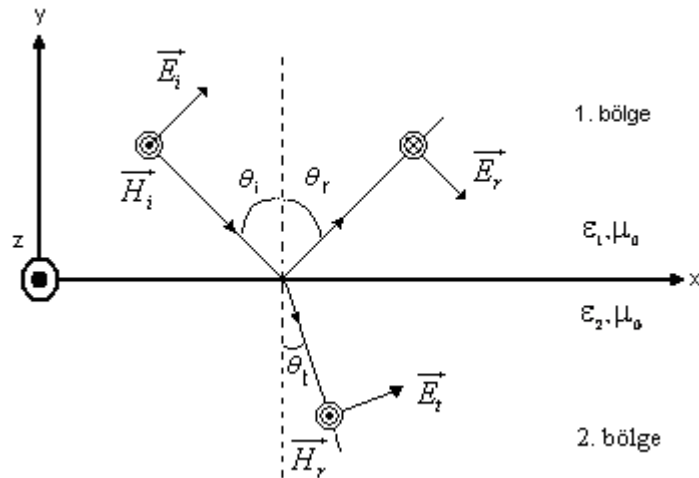
Şekil 4.8. 30° , 60° ve 80° Horn anten ışınma örüntüleri.

Uzak alan kriteri $r > 2D^2/\lambda$ olmak üzere, burada r , D ve λ sırasıyla antenin uzak alanını, antenin en büyük uzunluğu ve kaynak işaretinin baskın frekansının dalga boyunu göstermektedir. Horn antenden iletilmesi istenilen alt kesim frekansı $f_{10} = 1.25 \text{ GHz}$ için uzak alan değeri hesaplandığında $r = 2.7\lambda_0$ olarak bulunmaktadır. Horn anten ışınma örüntüleri elde edilirken, bulunan r değerinden çok daha büyük uzaklıkta ($27\lambda_0$) H_z manyetik alan bileşeni örneklenmiştir.

ZUSF yönteminde uzay ızgaralandığından (gridding), elektromanyetik dalganın yayılımında sayısal dispersiyon hatası görülür. Dalganın hızının, dalganın yayılım yönüne bağlı olması (sayısal anizotropi) ve antenin ızgaralara yerleştirilmesinde oluşan simetri hatalarından dolayı her üç açıda da Horn antende farklı yan demetler ve maksimum genlikler oluşmuştur.

4.3.3. Brewster Açısı Etkisi

Kayıpsız dielektrik arayüzlere gelen düzlemsel dalgalar ortamın elektromanyetik özelliklerine bağlı olarak kırılır ve geri yansır. Bu durumda düzlemsel dalgalar paralel ve dik polarizasyon olmak üzere iki farklı polarizasyonda uyarılabilirler. Paralel polarizasyonda elektrik alan gelme düzlemine paraleldir. Dik polarizasyonda ise gelme düzlemine dik doğrultudadır. Şekil 4.9'da $y = 0$ arayüzüne gelen, yansıyan ve kırılan bir düzlemsel dalga gösterilmektedir.



Şekil 4.9. Düzlemsel dalganın dielektrik arayüzünden yansıma ve kırılması.

Şekle göre paralel polarizasyonda \vec{E}_i ve \vec{H}_i gelen alan ifadeleri

$$\vec{E}_i = E_0 (\cos \theta_i \vec{e}_x + \sin \theta_i \vec{e}_y) e^{-jk_1(x \sin \theta_i - y \cos \theta_i)} \quad (4.14)$$

$$\vec{H}_i = \frac{E_0}{Z_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_i - y \cos \theta_i)} \vec{e}_z \quad (4.15)$$

iken, \vec{E}_r ve \vec{H}_r yansıyan alan ifadeleri

$$\vec{E}_r = E_0 \Gamma (\cos \theta_r \vec{e}_x - \sin \theta_r \vec{e}_y) e^{-jk_1(x \sin \theta_r + y \cos \theta_r)} \quad (4.16)$$

$$\vec{H}_r = -\frac{E_0 \Gamma}{Z_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_r + y \cos \theta_r)} \vec{e}_z \quad (4.17)$$

olur. Yine ikinci ortama geçen \vec{E}_t ve \vec{H}_t (kırılan) alan ifadeleri

$$\vec{E}_t = E_0 T (\cos \theta_t \vec{e}_x + \sin \theta_t \vec{e}_y) e^{-jk_2(x \sin \theta_t - y \cos \theta_t)} \quad (4.18)$$

$$\vec{H}_t = \frac{E_0 T}{Z_2} e^{-jk_2(x \sin \theta_t - y \cos \theta_t)} \vec{e}_z \quad (4.19)$$

olarak yazılabilir. Burada $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_0}$, $k_2 = \omega \sqrt{\epsilon_2 \mu_0}$ ve $Z_1 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_1}$, $Z_2 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_2}$ sırası ile her bir ortama ait dalga sayısı ve empedansları gösterir. Γ yansıma, T iletim katsayısını gösterir. E_x ve H_z arayüzde ($x = 0$) teğetsel alan bileşenleri olmak üzere, $y = 0$ arayüzünde sınır koşullarını kullanarak

$$\cos \theta_i e^{-jk_1(x \sin \theta_i)} + \Gamma \cos \theta_r e^{-jk_1(x \sin \theta_r)} = T \cos \theta_t e^{-jk_1(x \sin \theta_t)} \quad (4.20)$$

$$\frac{1}{Z_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_i)} - \frac{\Gamma}{Z_1} e^{-jk_1(x \sin \theta_r)} = \frac{T}{Z_2} e^{-jk_2(x \sin \theta_t)} \quad (4.21)$$

denklemleri yazılabilir [Pozar, 1993]. Burada E_x ve H_z 'in arayüzde $y = 0$ da sürekli oldukları düşünülürse, burada tüm x ekseninde x 'e göre değişimler denklemlerin her iki yanında aynı olmalıdır. Bu durumda

$$k_1 \sin \theta_i = k_1 \sin \theta_r = k_2 \sin \theta_t \quad (4.22)$$

$$\theta_i = \theta_r \quad (4.23)$$

$$k_1 \sin \theta_i = k_2 \sin \theta_t \quad (4.24)$$

ilişkileri (Snell yasası) yazılabilir. Buradan (4.23) ve (4.24) denklemleri kullanılarak yansıma ve iletim katsayıları

$$\Gamma = \frac{Z_2 \cos \theta_t - Z_1 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_t + Z_1 \cos \theta_i} \quad (4.25)$$

$$T = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_t + Z_1 \cos \theta_i} \quad (4.26)$$

olarak bulunur.

Paralel polarizasyonda özel bir açıda $\Gamma = 0$ olur ve bu açı *Brewster açısı* olarak adlandırılmıştır. Buna göre (4.25) payı sıfıra eşitlendiğinde

$$Z_2 \cos \theta_t = Z_1 \cos \theta_i \quad (4.27)$$

ifadesi elde edilir. Bu durumu sağlayan $\theta_i = \theta_\beta$ açısı, (4.24) ve (4.27) eşitlikleri kullanılarak ve trigonometrik özdeşlikten¹ yararlanılarak

$$\cos \theta_t = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_t} = \sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k_2^2} \sin^2 \theta_\beta} \quad (4.28)$$

¹ $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} \sqrt{(1 - \sin^2 \theta_\beta)} = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \theta_\beta} \quad (4.29)$$

düzenleme yapılarak, Brewster açısı

$$\sin \theta_\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}} \quad (4.30)$$

elde edilir.

Brewster açısında teorik olarak yansıma katsayısı sıfır olmaktadır. YNR uygulamalarında hava-toprak arayüzünden gelen yansımalar hedef cisimden saçılan alanı etkileyeceğinden gömülü cismin tespiti zorlaşmaktadır. Dolayısıyla YNR benzetimlerinde ve uygulamalarında arayüzden kaynaklanan yansımaların en aza indirgenmesi son derece önemlidir. Teorik olarak Brewster açısında gönderilen düzlemsel dalganın bu davranışı kullanılarak tespit işlemi kolaylaşmalıdır. Bu tez çalışmasının temel konusu bahsedilen kolaylığın ZUSF benzetimi ile incelenerek, analiz edilmesidir.

5. SAYISAL SONUÇLAR

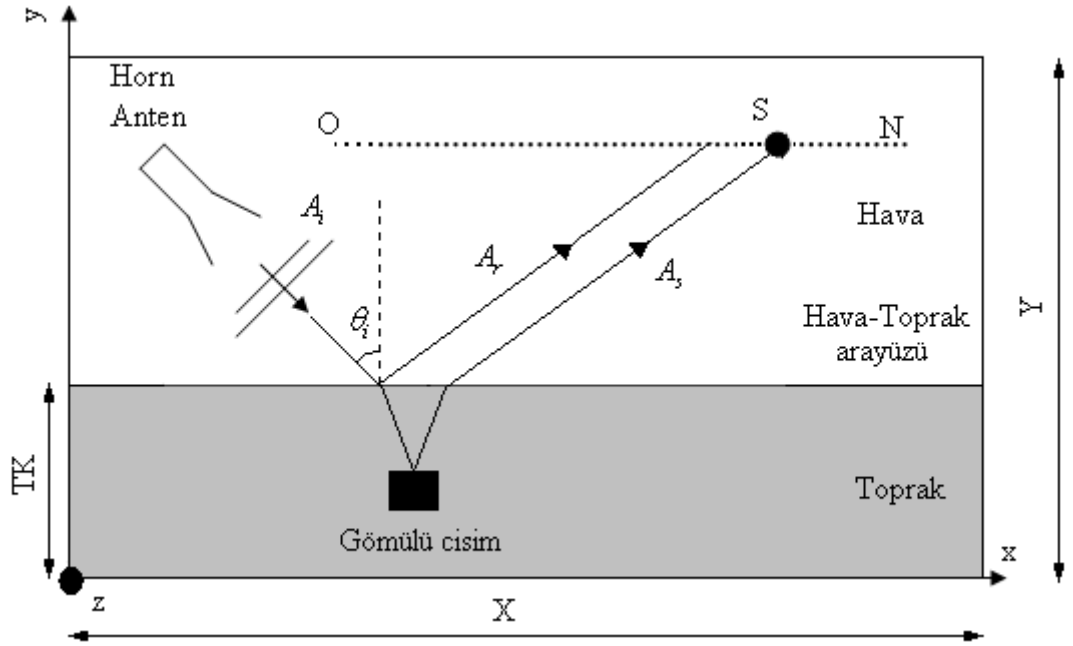
Toprak altında gömülü cisimlerin veya farklı toprak katmanlarının tespiti için, bunların elektromanyetik özelliklerinin, toprağın elektromanyetik özelliklerinden farklı olması gerekmektedir. Bu farklılık ekstra kırılma, yansıma ve saçılmalara sebep olup cismin elektromanyetik teknikle tespitini sağlamaktadır.

Kaynaktan gönderilen işaretin gönderme zamanı ve cisme çarpıp saçılmasından sonra alıcıya gelene kadar geçen süre bilindiği takdirde cismin derinliği hakkında bilgi edinilebilir. Burada elektromanyetik dalganın havada ve toprakta yayılma hızı bilinmelidir.

Uygulamalarda ve benzetim çalışmalarında gömülü cisimden kaynaklanan saçılan alan kolayca alıcıda tespit edilemez. Çünkü hava-toprak arayüzünden ve vericiden alıcıya doğrudan ulaşan elektromanyetik dalgalar cisimden gelen saçılan işareti genelde bastırırlar. Bu durumda özel teknikler kullanılarak saçılan alan işareti alıcıda elde edilmeye çalışılmaktadır.

ZUSF benzetiminde verici anten ile elektromanyetik dalga uyarıldıktan sonra alıcıda her bir zaman adımında gözlem yapıp elektrik alan bileşenleri E_x , E_y ve manyetik alan bileşeni H_z değerleri saklanmaktadır. Böylece hesap zamanı sonunda tüm alan bileşenlerinin zamana bağlı değişimi elde edilmektedir. Zaman uzayındaki tüm alan bileşenleri Hızlı Fourier Dönüşümü (Fast Fourier transform, FFT) ile frekans uzayına dönüştürülmektedir.

YNR ZUSF benzetim geometrisi Şekil 5.1'de verilmiştir. Burada hesap alanının genişliği (X) 2900 birim hücre (29 m), yüksekliği (Y) 900 birim hücre (9 m) ve toprak kalınlığı (TK) 270 birim hücreden (2.7 m) oluşur. Benzetimlerde kullanılan cisimler (boşluk, tek cisim ve iki cisim) 1.5 m derinliğe yerleştirilmiştir. Gömülü cisimler için $\epsilon_r = 10.0$ olarak alınmıştır.



Şekil 5.1. YNR ZUSF benzetim problemi geometrisi.

Problem geometrisinde gelen alan (A_i), hava-toprak arayüzünden yansıyan alan (A_r) ve cisimden saçılan alan (A_s) olmak üzere \overline{ON} doğrusu boyunca gözlem noktalarında alan bileşenleri (E_x , E_y , H_z) kaydedilmiştir. Verici antenin cisme göre simetri noktası S ile gösterilmiştir.

Alicıda zamana göre gözlenen alan bileşenleri $A(t) = A_i(t) + A_r(t) + A_s(t)$ toplamı şeklindedir. $A(t)$ ile gösterilen alan ifadesi E_x , E_y veya H_z bileşenlerinin her biri için ayrı ayrı olarak düşünülmelidir. Saçılan alanın tespiti için $A(t) = \vec{E}(t)$ alınırsa

$$\vec{E}_s(t) = (\vec{E}_i(t) + \vec{E}_r(t) + \vec{E}_s(t)) - (\vec{E}_i(t) + \vec{E}_r(t)) \quad (5.1)$$

biçiminde çıkartma işlemi yapılır. Böylece alıcındaki toplam alandan cisim yokken gözlenen $\vec{E}_i(t) + \vec{E}_r(t)$ alan değerleri çıkarıldığında gömülü cisim nedeni ile saçılan alanın $\vec{E}_s(t)$ gözlem yapılan nokta için zamana bağlı değişimi bulunmaktadır. Böylece toprak altı boşluk, tek cisim ve iki cisimli senaryolarda saçılan alan dağılımı, \overline{ON} boyunca hesaplanmıştır. Ayrıca boşluk, tek ve iki cisim için verilen sonuçlarda E_x ve E_y elektrik alan bileşenlerinin her bir frekans bileşeni için \overline{ON} boyunca saçılan

dağılımları $\overline{ON} - f$ şeklinde gösterilip, S simetri noktasında E_x ve E_y alan bileşeninin zamana bağlı değişimleri verilecektir. Her üç benzetim senaryosunda (boşluk, tek cisim ve iki cisim) cisimlerden kaynaklanan saçılmanın net olarak gösterilebileceği bir zaman adımında manyetik alan bileşeni (H_z) dağılımı tüm ZUSF alanında gösterilecektir. Konum ve frekans bilgisinin bir arada verildiği $\overline{ON} - f$ şekilleri cismin yeri ve hangi frekansta etkin saçılmanın olduğu konusunda bilgi vermektedir.

Özetle, açık alan benzetimlerinde ZUSF hesap uzayını geri yansısız olarak sonlandırmak için kullanılan MUK'nın başarımı verildikten sonra YNR benzetiminde arayüzden gelen yansımalarla ilgili olarak cismin tespitini araştıran iki ana senaryo üzerinde durulacaktır. Birinci senaryoda birkaç açıda ve Brewster açısında gönderilen elektromanyetik dalgaların hava-toprak arayüzünden yansımalarına bakılacak ve karşılaştırma yapılacaktır. İkinci senaryoda toprak içindeki farklı dielektrik özelliğe sahip cismin tespiti araştırılacaktır. Farklı açılarda gönderilen elektromanyetik dalgalar kullanılacak, özellikle Brewster açısının cisimden saçılan alana etkisi incelenecektir.

Benzetimlerde kullanılan, Gauss darbe işareti ile modüle edilmiş sinüsoidal kaynak işareti

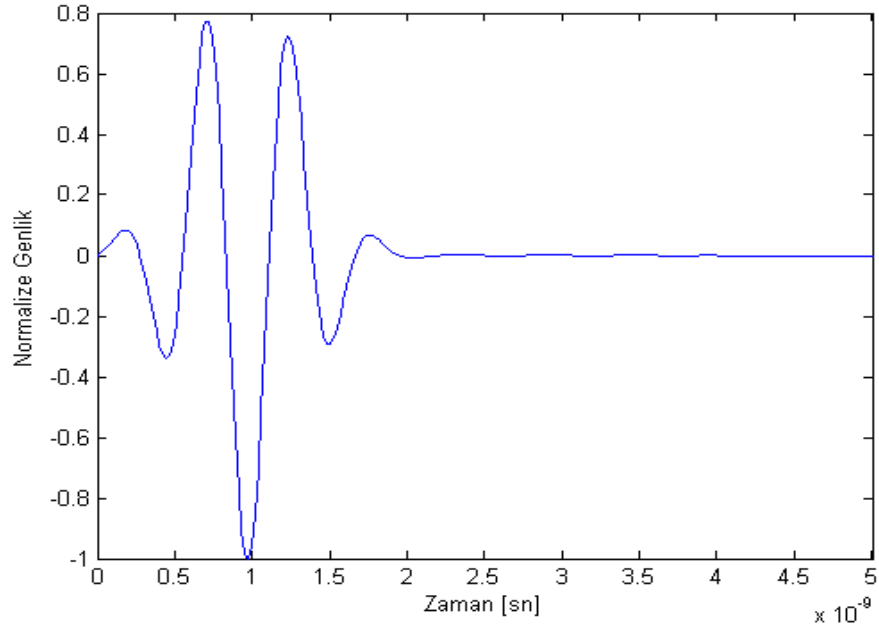
$$f(t) = e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\tau^2}} \sin(2\pi f_0 t) \quad (5.2)$$

olarak verilmek üzere Şekil 5.2'de gösterilmiştir. Burada $t_0 = 9.5459 \times 10^{-10}$ sn, $\tau = 10^{-9.3}$ sn ve $f_0 = 1.8$ GHz alınmıştır. Buna göre önceki bölümde tasarım detayları verilen Horn anteni besleyen dalga kılavuzunun TE_{10} modunda alt kesim frekansı $f_{10} = 1.25$ GHz, TE_{20} modunda alt kesim frekansı $f_{20} = 2.50$ GHz olarak hesaplanır. Buna göre antenden yayılan işaretin frekans spektrumu Şekil 5.3'de gösterilmiştir. Bu durumda kaynak işaretinin % 50'den büyük bir kısmı antenden ortama etkin bir şekilde iletilebilmektedir.

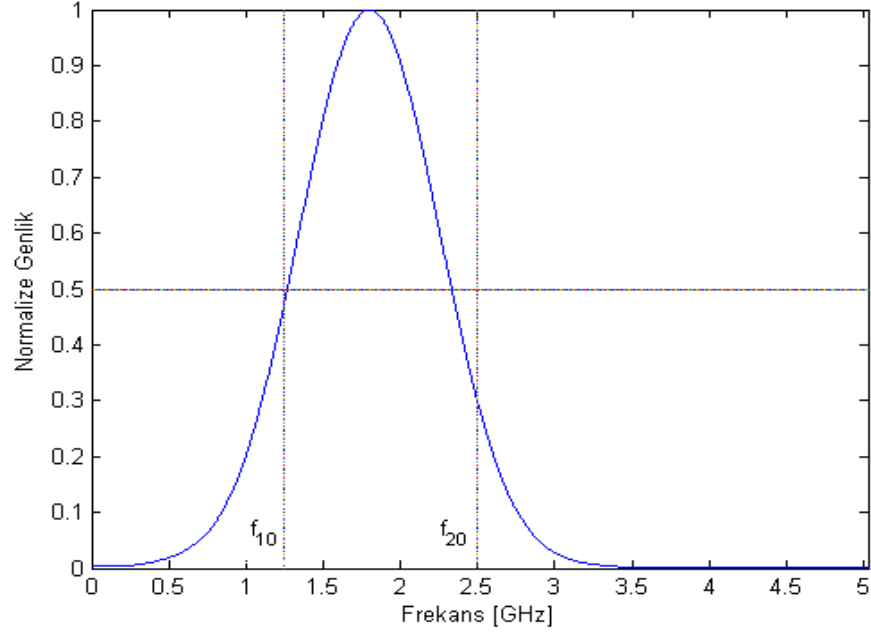
Benzetim çalışmalarında kararlılık koşulu (3.30) dikkate alınırsa $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, zaman adım aralığı $dt = 2.1213 \times 10^{-11} \text{ sn}$ ve konumda adım aralığı $dx = 0.01 \text{ m}$ olmak üzere

$$\frac{cdt}{dx} = 0.6364 \quad (5.3)$$

olarak bulunmaktadır ve kararlılık koşulu sağlanmaktadır.



Şekil 5.2. Kaynak işaretinin zamana göre değişimi.



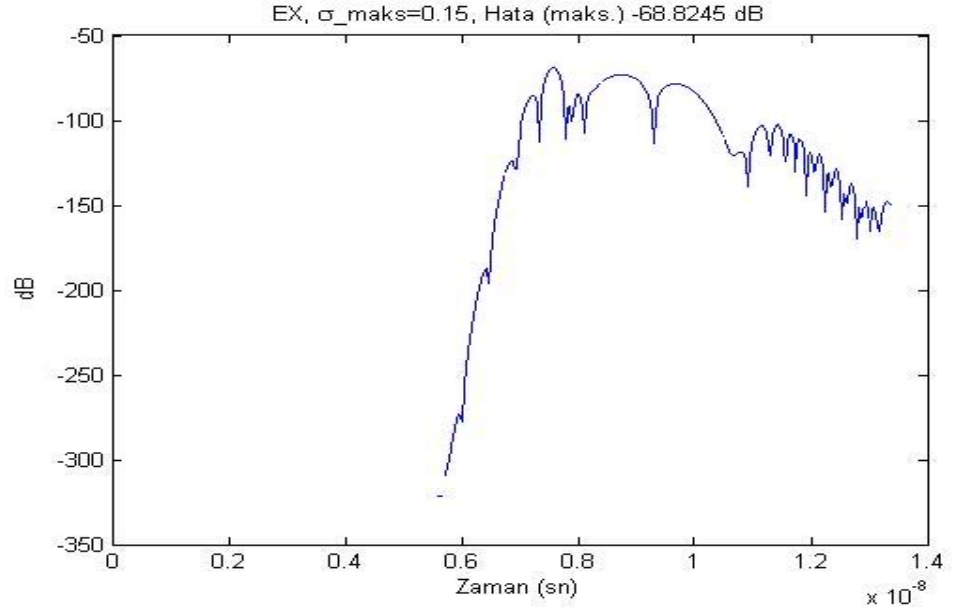
Şekil 5.3. Kaynak işaretinin frekansa göre değişimi.

5.1. MUK Başarımı

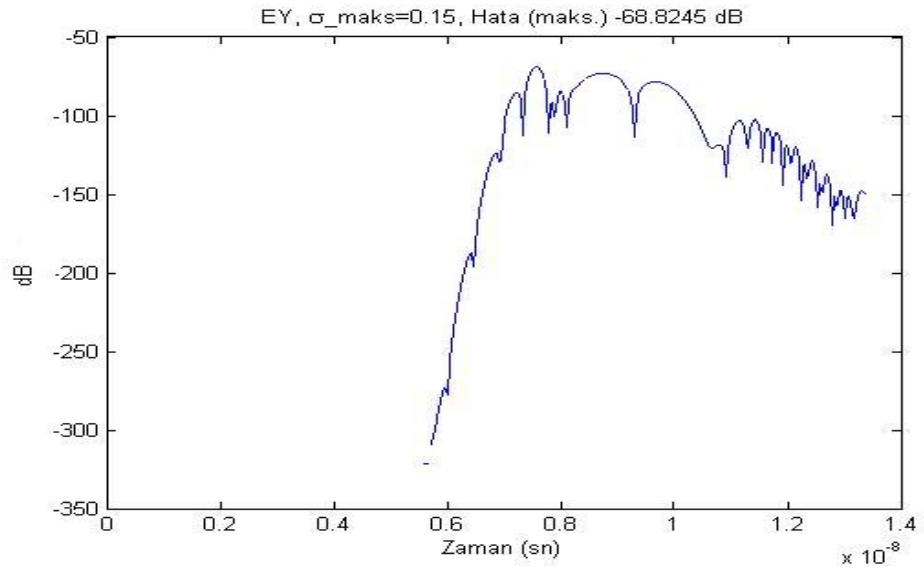
Benzetim çalışmasında uygulanan MUK başarımı E_x ve E_y alan bileşeni için sırası ile

Şekil 5.4 ve Şekil 5.5’de gösterilmiştir. Zamanda örneklenen elektrik alan bileşenleri (E_x ve E_y) için Bağıl Hata Yansıması (3.81)’de gösterilen teknik ile elde edilmiştir.

Tek katmandan oluşan MUK, dört dalga boyu derinliğindedir ve 120 birim hücreden oluşmaktadır. MUK’dan geri yansıyan elektromanyetik dalga yaklaşık olarak 69 dB zayıflamaya maruz kalmaktadır. Bu durumda ZUSF hesap alanının sınırlarından kaynaklanan geri yansımaların etkisi, saçılan alan hesabının doğruluğuna etki etmemektedir.



Şekil 5.4. E_x alan bileşeni için MUK başarımı.



Şekil 5.5. E_y alan bileşeni için MUK başarımı.

5.2. Hava-Toprak Arayüzünden Geri Yansımaya

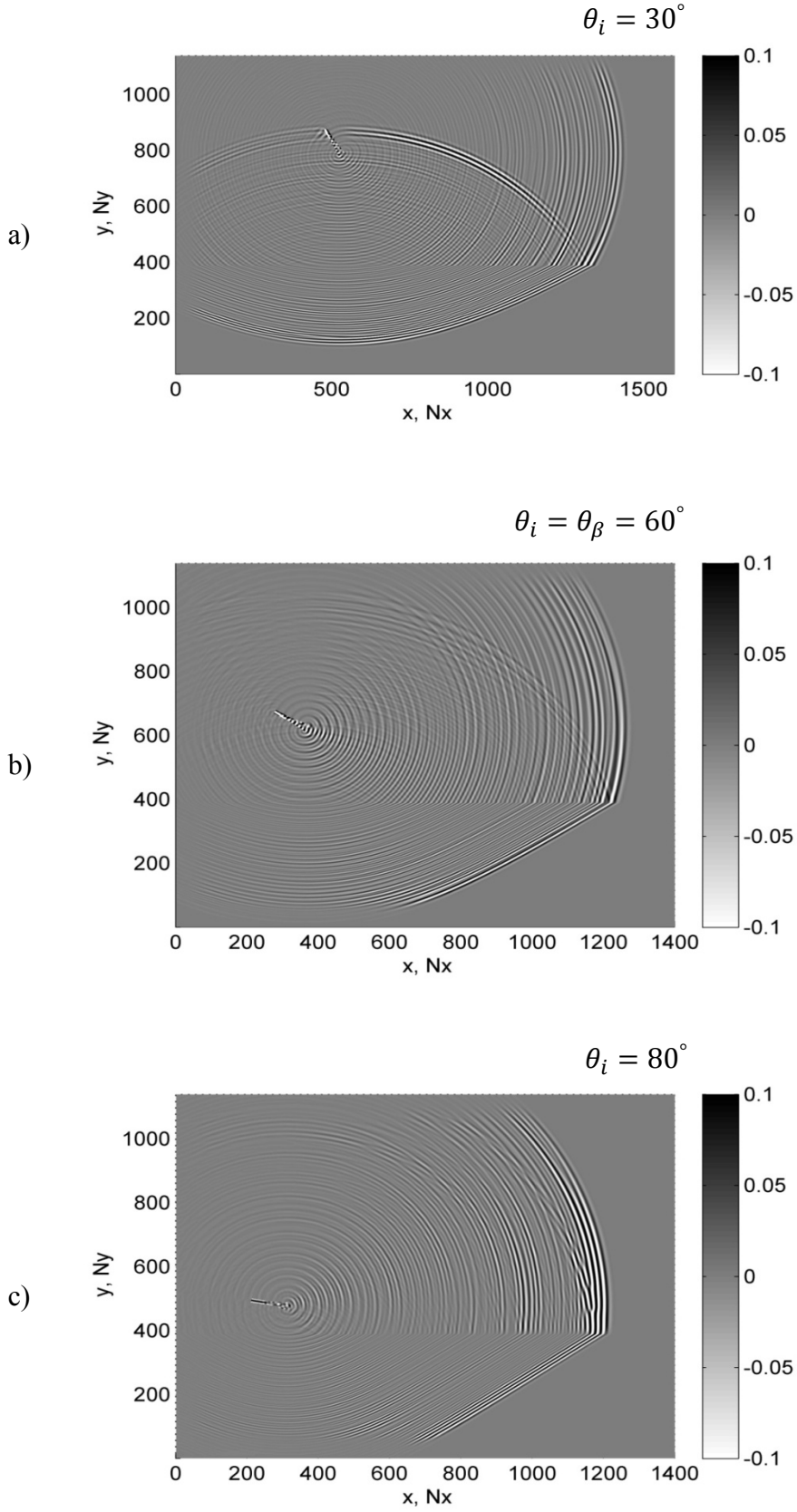
Hava-toprak arayüzünden geri yansımının en aza indirilmesi ve elektromanyetik enerjinin toprağa daha fazla nüfuz etmesi gömülü cisimlerin tespitinde kolaylık sağlayacaktır. Brewster açısında teorik olarak geri yansımaya sıfır olmaktadır. Bu durumun YNR ZUSF benzetiminde tespiti amacı ile toprak için $\epsilon_r = 3.0$ alınıp, (4.30) denklemi kullanılırsa Brewster açısı $\theta_\beta = 60^\circ$ bulunur. Buradan Şekil 5.1'deki gösterildiği gibi $\theta_i = 30^\circ, 60^\circ$ ve 80° olmak üzere üç farklı açıda, \overline{ON} doğrusu boyunca elektrik alan bileşenleri (E_x ve E_y) zaman uzayında alınıp, Hızlı Fourier Dönüşümü ile frekans uzayına dönüştürülerek, genlikleri karşılaştırılmıştır. Herhangi bir elektrik alan bileşeninde hava-toprak arayüzünden saçılan alanın hesaplanabilmesi için öncelikle \overline{ON} boyunca toprak olmadığı durumda gelen alan $E_x^0(t)$ ve $E_y^0(t)$ olarak kaydedilmiş, daha sonra toprak hesap alanına eklenerek tekrar \overline{ON} boyunca $E_x^1(t)$ ve $E_y^1(t)$ kaydedilmiştir. Hava-toprak arayüzünden saçılan alan bileşenlerinin genlikleri, çıkartma işlemi yapılarak

$$E_x^r(t) = E_x^1(t) - E_x^0(t) \quad (5.4)$$

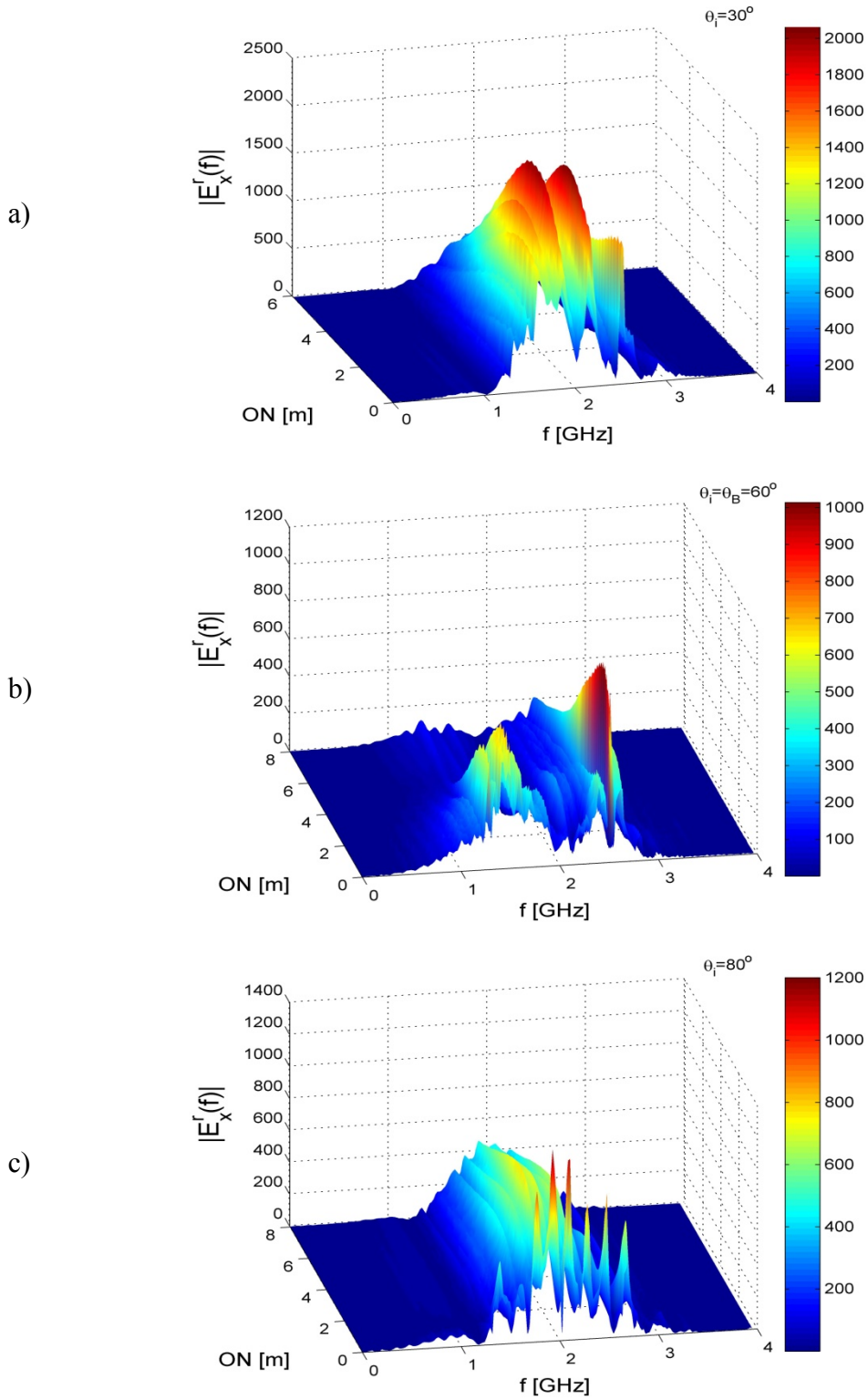
$$E_y^r(t) = E_y^1(t) - E_y^0(t)$$

olarak elde edilmektedir. ZUSF benzetimleri ile Şekil 5.7.a-c ve Şekil 5.8.a-c'de, $\theta_i = 30^\circ, 60^\circ$ ve 80° geliş açılarında, sırasıyla $|E_x^r(f)|$ ve $|E_y^r(f)|$ arayüzünden yansıyan elektrik alan bileşenlerinin aldıkları genlik değerleri konumda ve frekansta ($\overline{ON} - f$) verilmiştir. Buradan $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ için yansıyan E_x^r ve E_y^r alan bileşenlerinin genliğinin en aza inmesi, Brewster açısının etkisini göstermektedir. Burada teorik olarak sıfır olması gereken genliklerin sıfır olmaması, temelde problem uzayının ayırık olması ve gelen dalganın ideal düzlemsel dalga olmaması sebebiyledir. Özellikle problem uzayında mevcut Horn anten nedeni ile saçılmalar vardır.

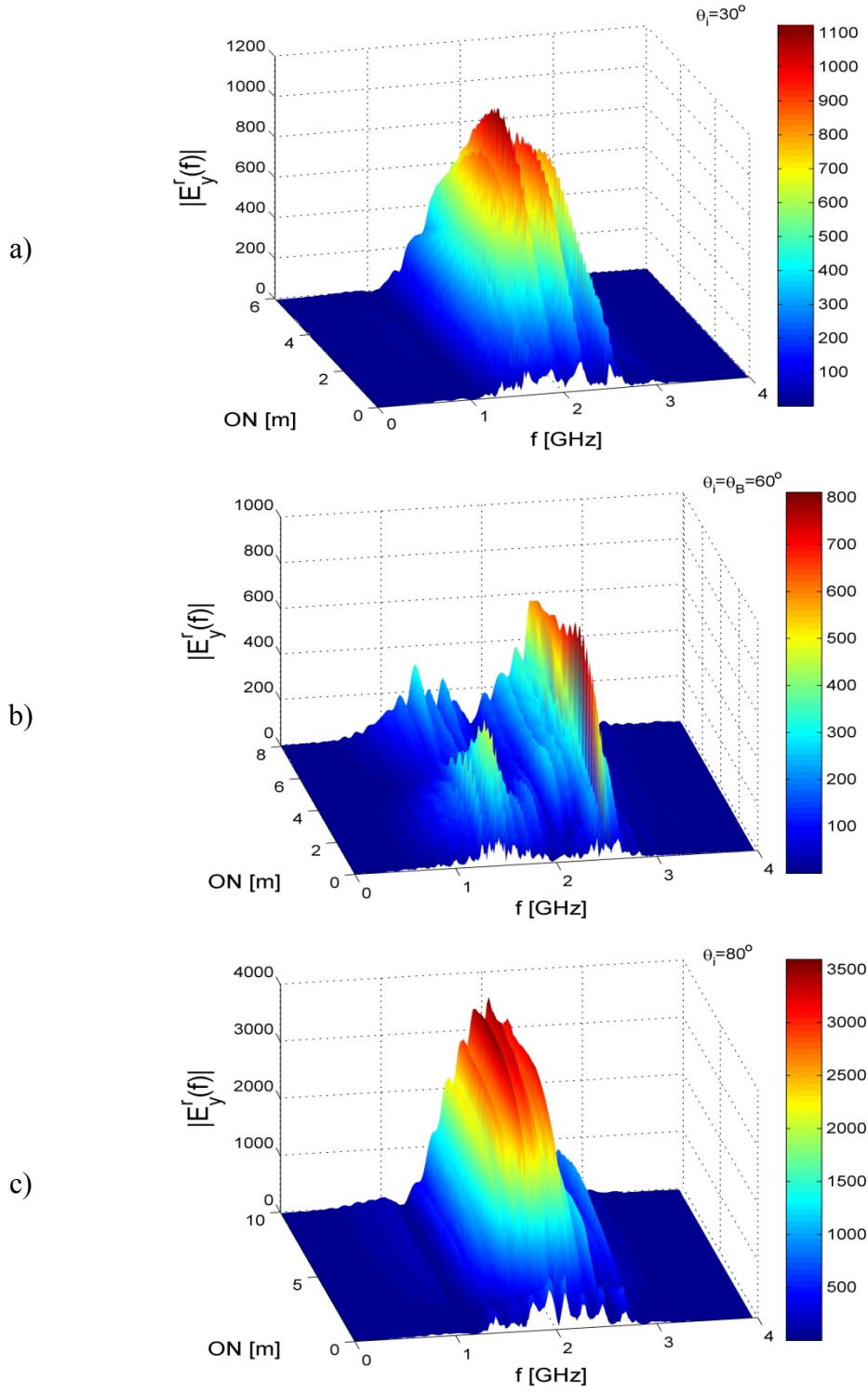
Şekil 5.6'da manyetik alan bileşeni H_z için her üç geliş açısı durumunda genlik dağılımı toplam alan (hava-toprak arayüzünden yansıyan, toprağa nüfuz eden ve verici antenden doğrudan yayılan) olarak verilmektedir.



Şekil 5.6. Geliş açısı θ_i a) 30° , b) 60° ve c) 80° durumunda manyetik alan H_z genlik dağılımı.



Şekil 5.7. a) 30° , b) 60° ve c) 80° geliş açıları durumunda yansıyan $|E_x^r(f)|$ için $\overline{ON} - f$ boyunca alan dağılımı.

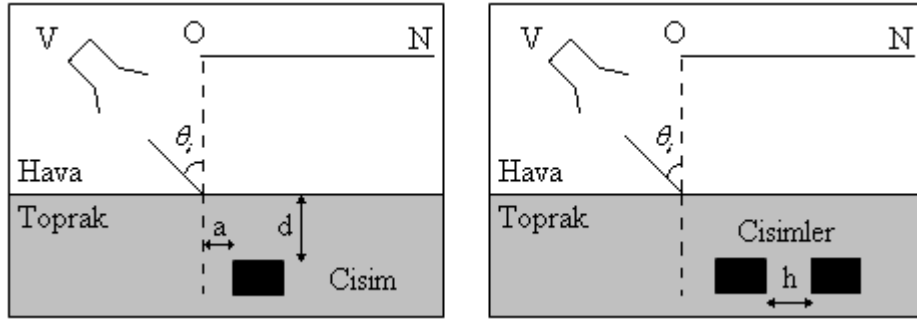


Şekil 5.8. a) 30° , b) 60° ve c) 80° geliş açıları durumunda yansıyan $|E_y^r(f)|$ için $\overline{ON} - f$ boyunca alan dağılımı.

5.3. Cisimler Varken Benzetim Sonuçları

Önceki bölümde ZUSF benzetimi ile gözlenen Brewster açısının faydalı etkisi kullanılarak, gömülü cisimlerin tespit başarımı artırılmaya çalışılacaktır. Bu durumun gözlenebilmesi için sırası ile gömülü cisim olarak boşluk, tek kayıpsız dielektrik cisim ve iki kayıpsız dielektrik cisim ele alınmıştır. Cisimden saçılan alan E_x^s, E_y^s ve toplam alan E_x^t, E_y^t ile gösterilmek üzere, frekans uzayında genlik dağılımları $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca, zaman uzayında değişimleri ise S simetri noktasında geliş açıları sırasıyla $30^\circ, 60^\circ$ ve 80° durumları için hesaplanarak verilmektedir.

$\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca alan dağılımları verilirken cisimler toprak altına \overline{ON} 'ye göre yerleşimi Şekil 5.9'da verilmiştir.



Şekil 5.9. Cisimlerin \overline{ON} 'ye göre toprak altına yerleşimi.

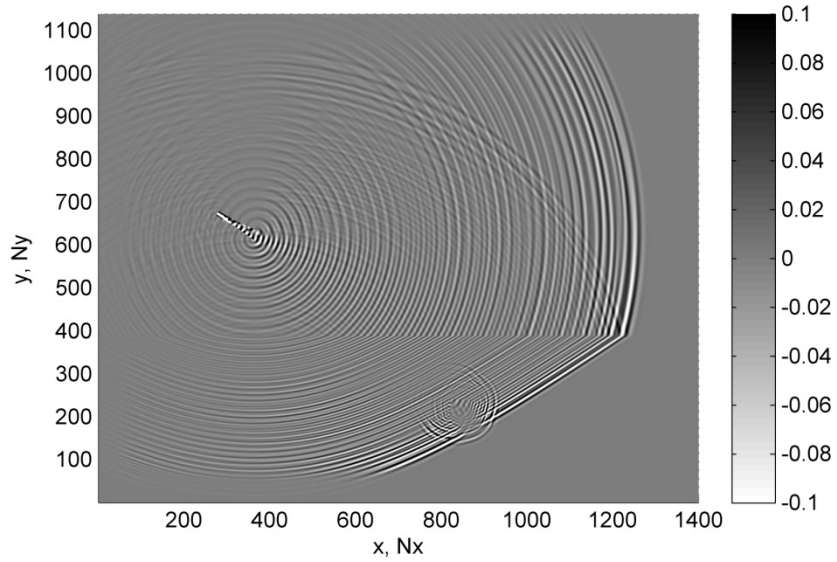
Burada O noktasına göre cismin uzaklığı a, cismin yerleştirildiği derinlik d (1.5 m) ve cisimler arası uzaklık h (0.9 m) ile gösterilmiştir. Geliş açısı $\theta_i = 30^\circ, 60^\circ$ ve 80° için a değeri sırasıyla 0.23 m, 0.65 m ve 0.82 m olmaktadır.

\overline{ON} boyunca verilen şekillerde cisimden saçılan alanların tepe oluşturduğu yerler cisimlerin yeri hakkında bilgi vermektedir. Bu yerler kutu şeklinde sembollerle şekiller üzerinde gösterilmiştir.

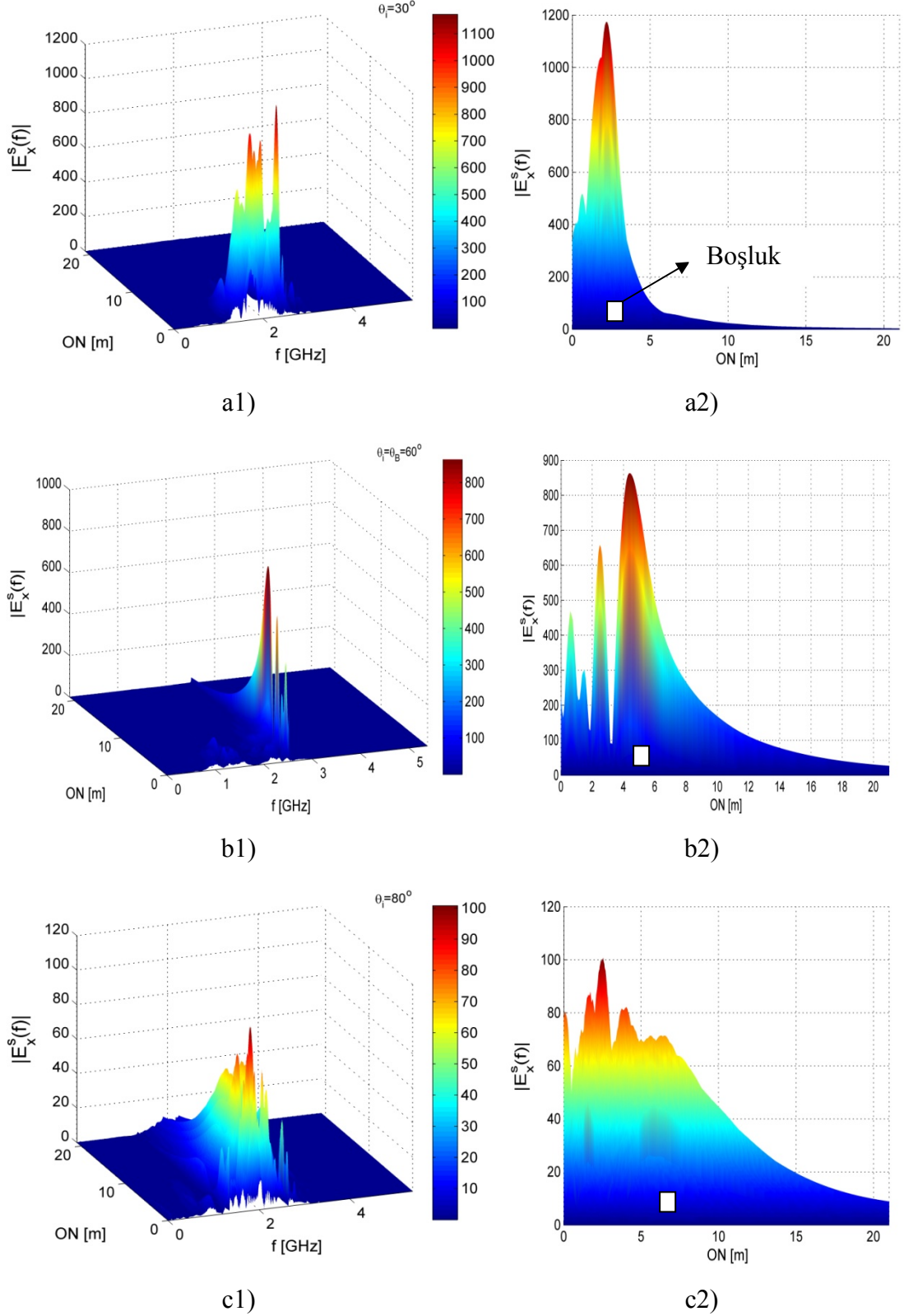
5.3.1. Boşluk Varken Benzetim

Toprak altına dikdörtgen şeklinde bir boşluk (45x36 cm, $\epsilon_r = 1$) yerleştirildiğinde saçılan alanın $|E_x^s(f)|$ ve $|E_y^s(f)|$ genlik dağılımları Şekil 5.11.a-c ve Şekil 5.13.a-c'de, toplam $E_x^t(t)$, $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$, $E_y^s(t)$ alanlarının S simetri noktasındaki zaman uzayı değişimleri de Şekil 5.12.a-c ve Şekil 5.14.a-c'de verilmektedir.

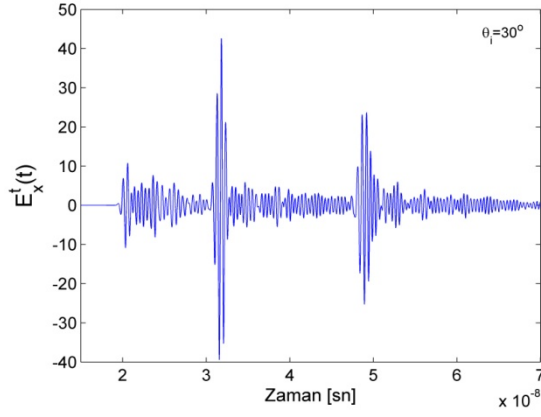
Şekil 5.10'da verilen manyetik alan H_z dağılımında toprak altındaki boşluk açıkça görülmektedir.



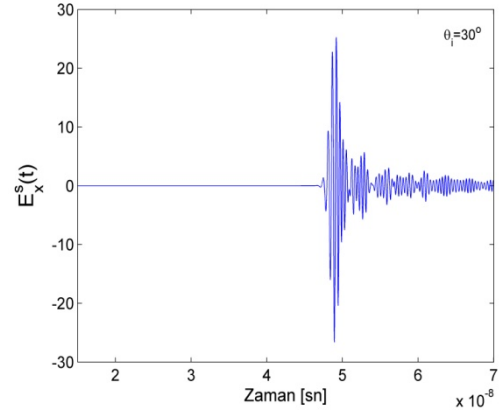
Şekil 5.10. Toprak altında boşluk varken $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ geliş açısında H_z manyetik alan dağılımı.



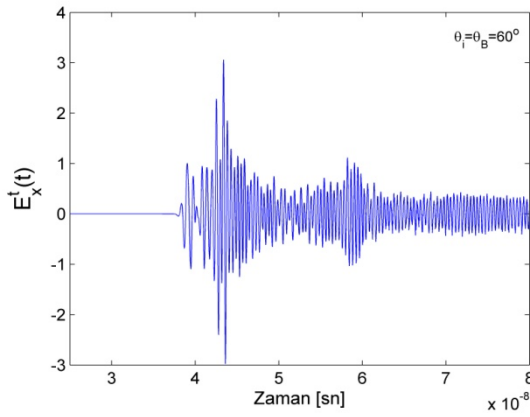
Şekil 5.11. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü boşluktan saçılan $|E_x^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları.



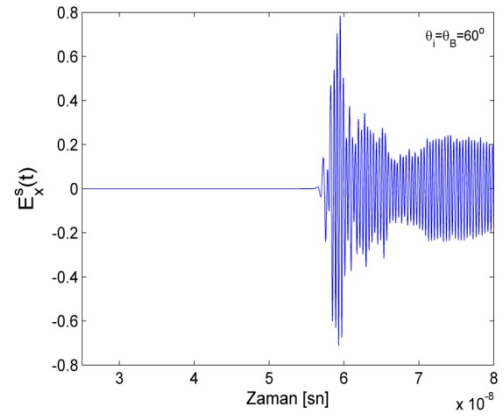
a1)



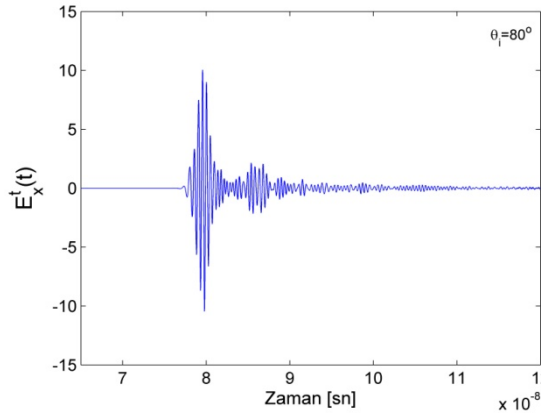
a2)



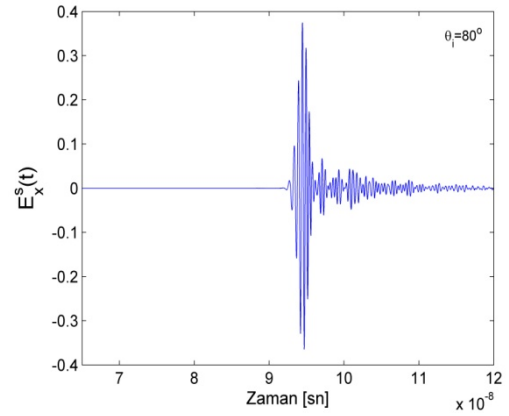
b1)



b2)

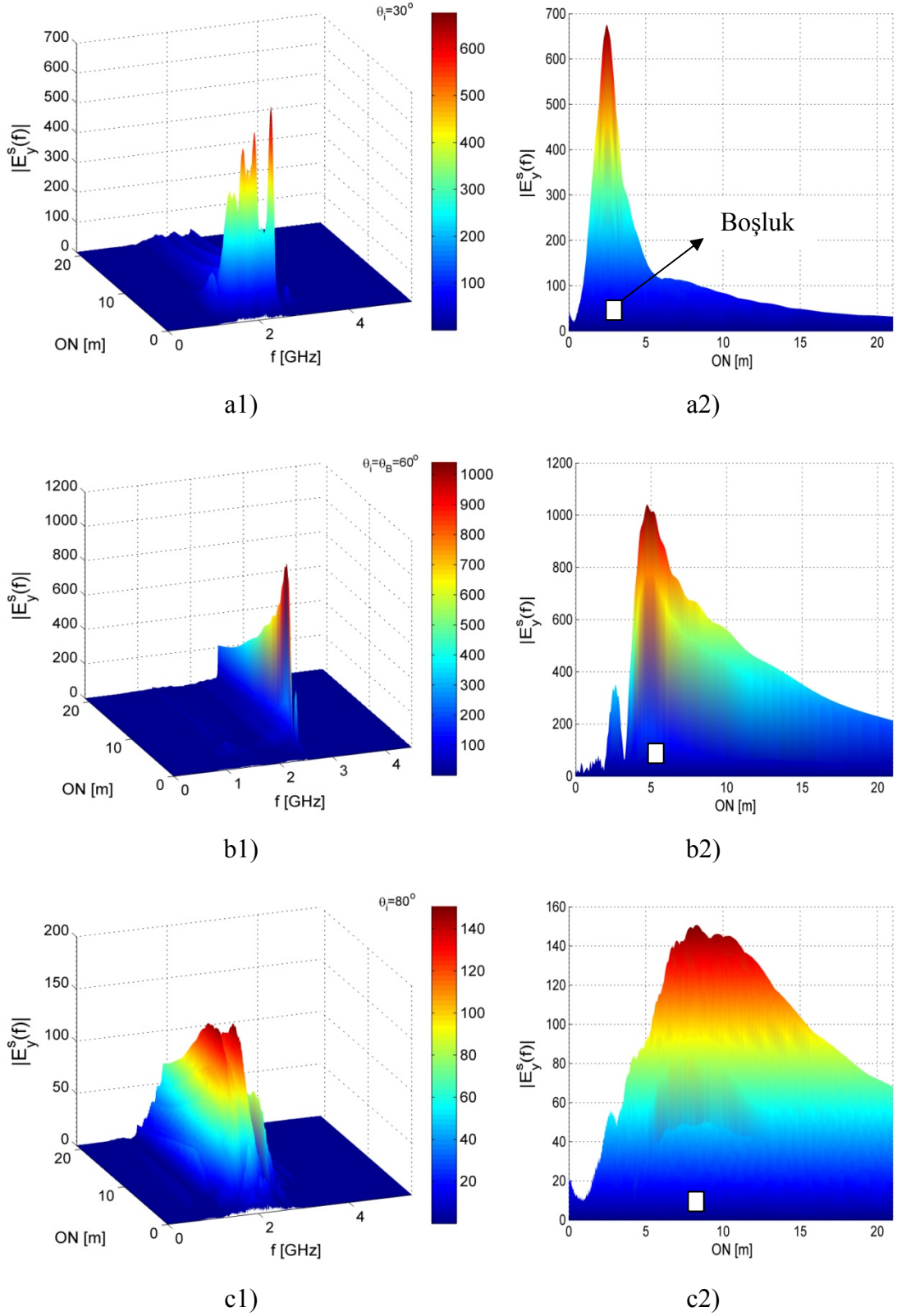


c1)

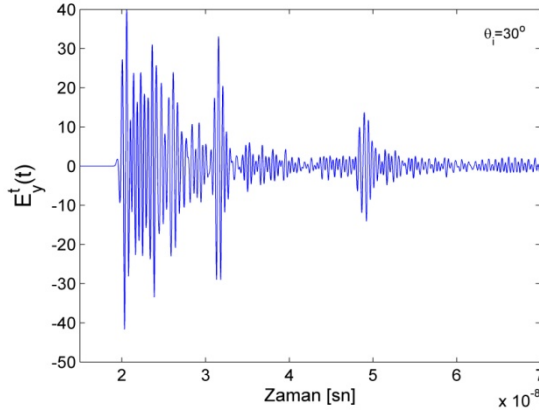


c2)

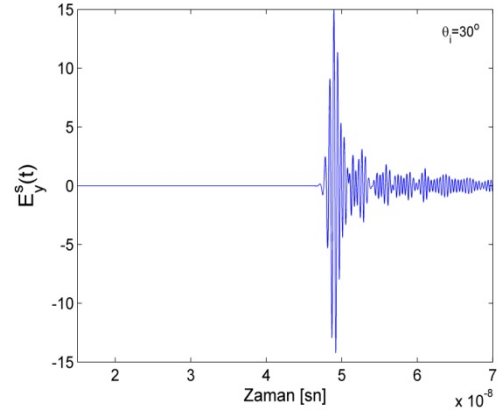
Şekil 5.12. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_x için sırası ile toplam $E_x^i(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$ alanın zamana göre değişimi.



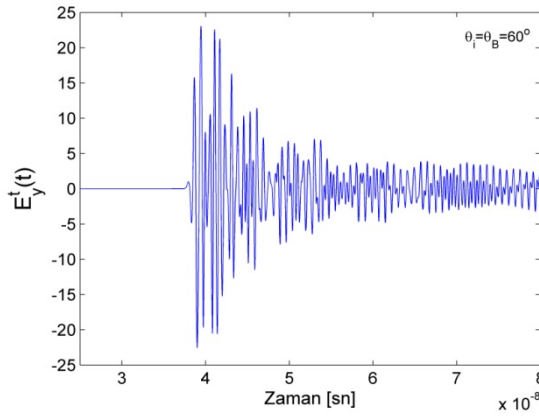
Şekil 5.13. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü boşluktan saçılan $|E_y^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları.



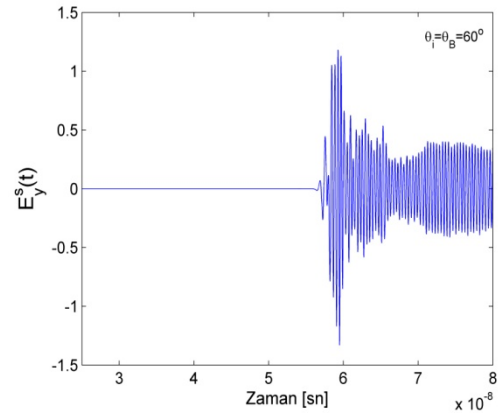
a1)



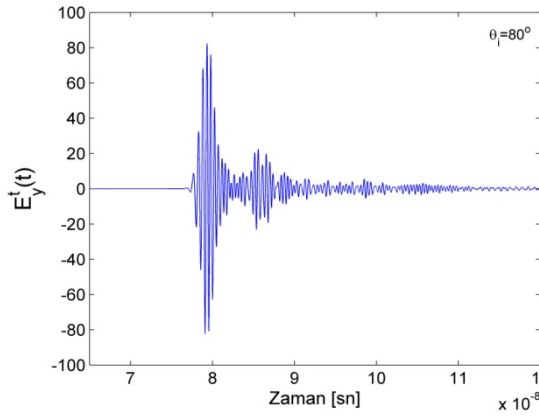
a2)



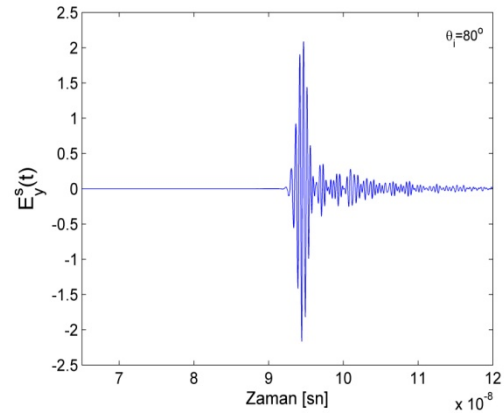
b1)



b2)



c1)



c2)

Şekil 5.14. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_y için sırası ile toplam $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_y^s(t)$ alanın zamana göre değişimi.

Gömülü cisimden saçılan elektrik alan bileşeni $|E_x^s(f)|$ için \overline{ON} boyunca genlik dağılımı Şekil 5.11'de incelendiğinde, $\theta_i = 30^\circ$ olduğu durumda cisim tespitinin diğer iki geliş açısına göre daha iyi olduğu görülmektedir. Burada $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ durumunda saçılan alan tek bir frekans bileşeninden (Horn antenin üst kesim frekansı, $f_{20} = 2.5$ GHz) oluşmaktadır. Geliş açısının 80° olduğu durumda ise horn antenin yan demet etkisinden dolayı yüksek genlik O noktasına yakın bir yerde elde edilmektedir. $E_x^s(t)$ Şekil 5.12'de incelendiğinde, $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° olduğunda cisim tespit edilebilirken geliş açısının 80° olduğu durumda cisim tespiti zorlaşmaktadır.

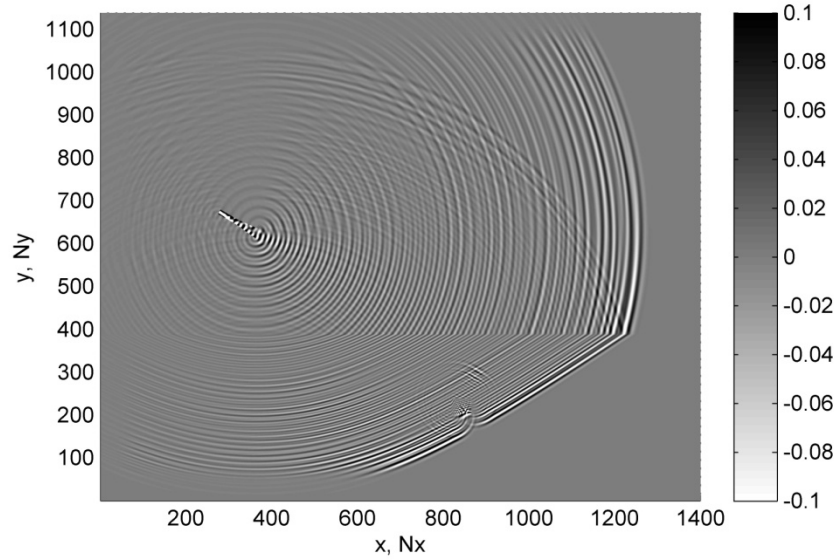
Saçılan elektrik alan bileşeni $|E_y^s(f)|$ için \overline{ON} boyunca genlik dağılımı Şekil 5.13'de incelendiğinde, $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ olduğu durumdaki cisim tespitinin diğer iki geliş açısına göre daha iyi olduğu görülmektedir. Burada $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ olduğunda saçılan alan tek bir frekans bileşeninden (horn antenin üst kesim frekansı, $f_{20} = 2.5$ GHz) oluşmaktadır. Şekil 5.14'de $E_y^s(t)$ incelendiğinde, $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° olduğunda cisim tespit edilebilirken geliş açısının 80° olduğu durumda cisim tespiti zorlaşmaktadır.

Geliş açısı $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° olduğunda cisim tespiti E_x ve E_y bileşenlerinden yapılabilmektedir. Toprak altında gömülü cisim olarak boşluk yerleştirildiğinde Brewster açısının etkisi görülmekle birlikte cisim tespitini kolaylaştırıcı etkisi net olarak görülememektedir.

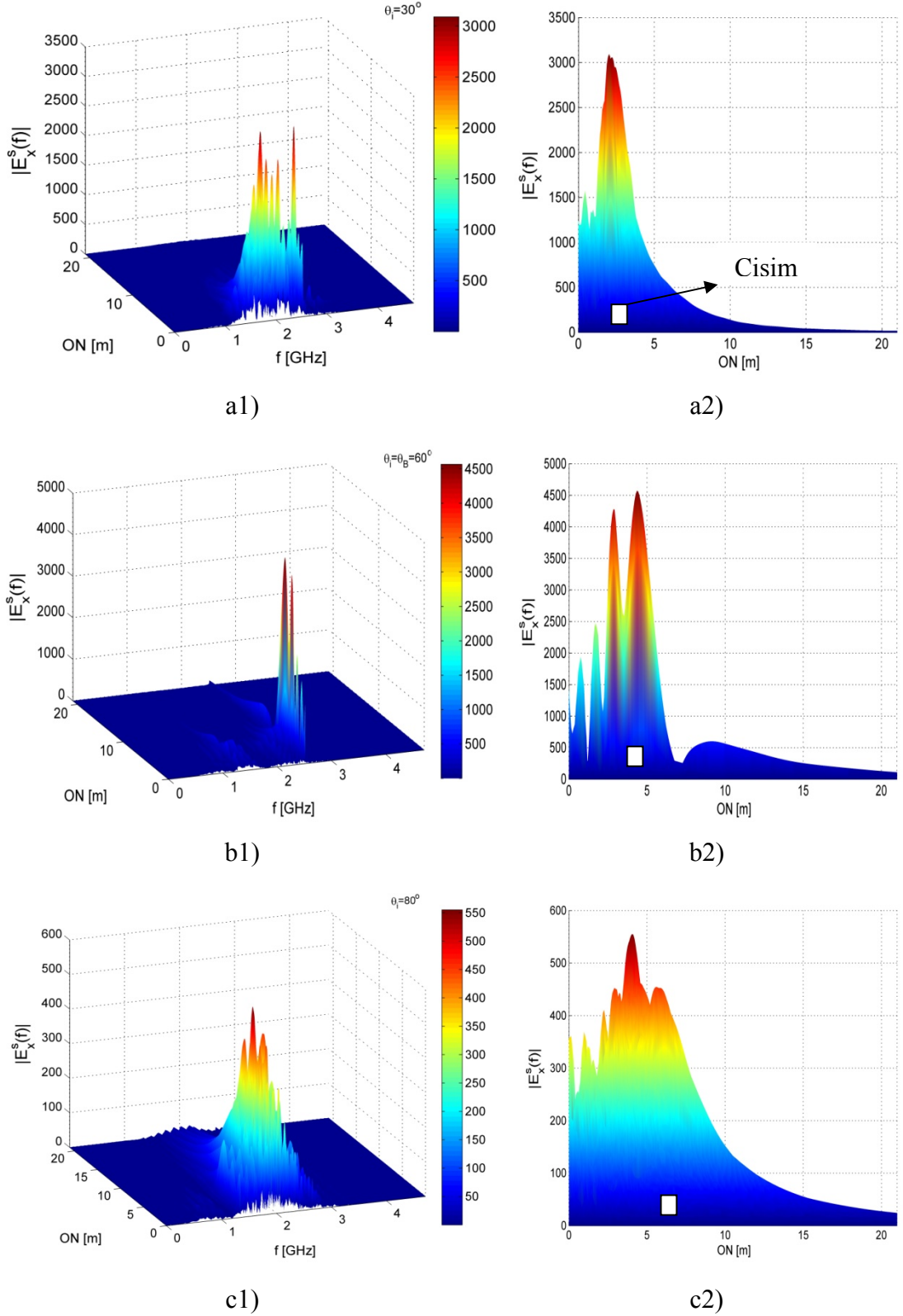
5.3.2. Tek Cisim Varken Benzetim

Toprak altına dikdörtgen şeklinde kayıpsız dielektrik bir cisim (45x36 cm, $\epsilon_r = 10.0$) yerleştirildiğinde saçılan alanın $|E_x^s(f)|$ ve $|E_y^s(f)|$ genlik dağılımları Şekil 5.16.a-c ve Şekil 5.18.a-c'de, toplam $E_x^t(t)$, $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$, $E_y^s(t)$ alanlarının S simetri noktasındaki zaman uzayı değişimleri de Şekil 5.17.a-c ve Şekil 5.19.a-c'de verilmektedir.

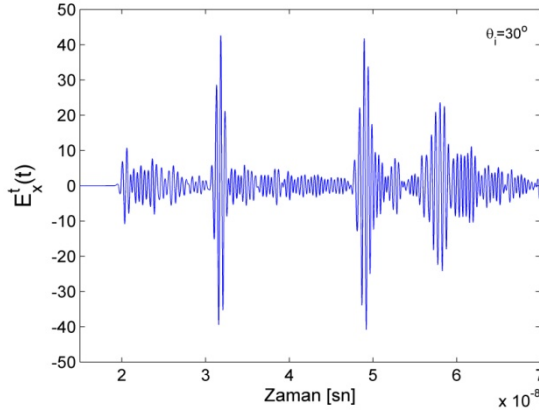
Şekil 5.15'de verilen manyetik alan H_z dağılımında toprak altındaki cisim açıkça görülmektedir.



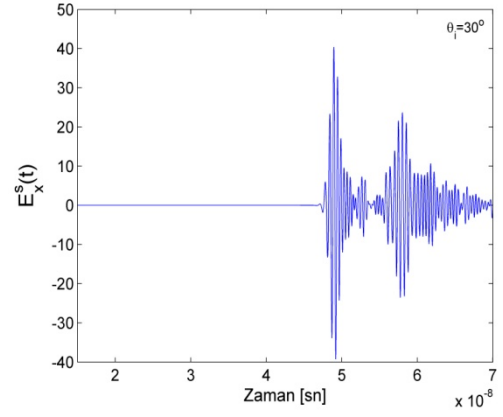
Şekil 5.15. Toprak altında tek cisim varken $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ geliş açısında H_z manyetik alan dağılımı.



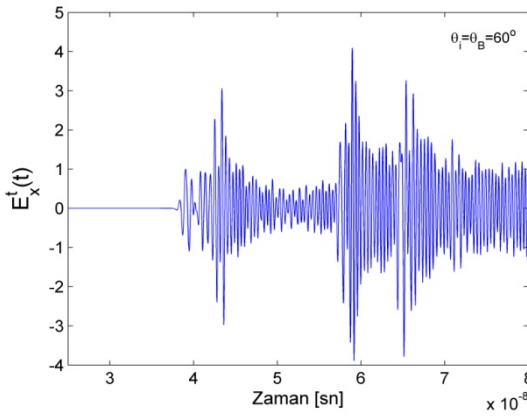
Şekil 5.16. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü tek cisimden saçılan $|E_x^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları.



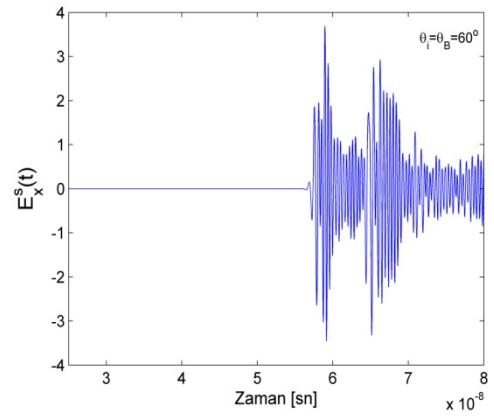
a1)



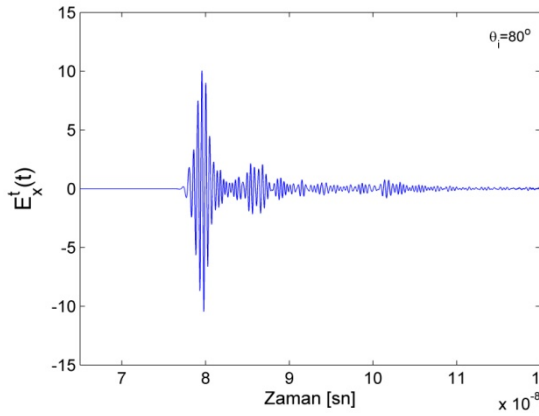
a2)



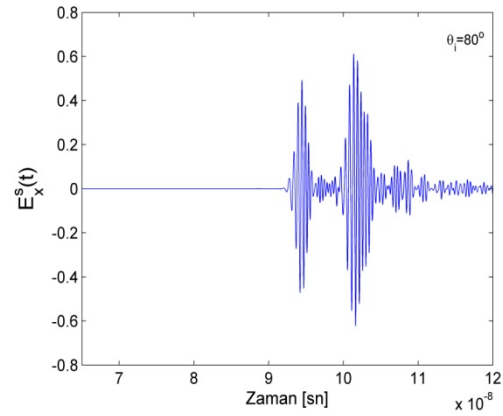
b1)



b2)

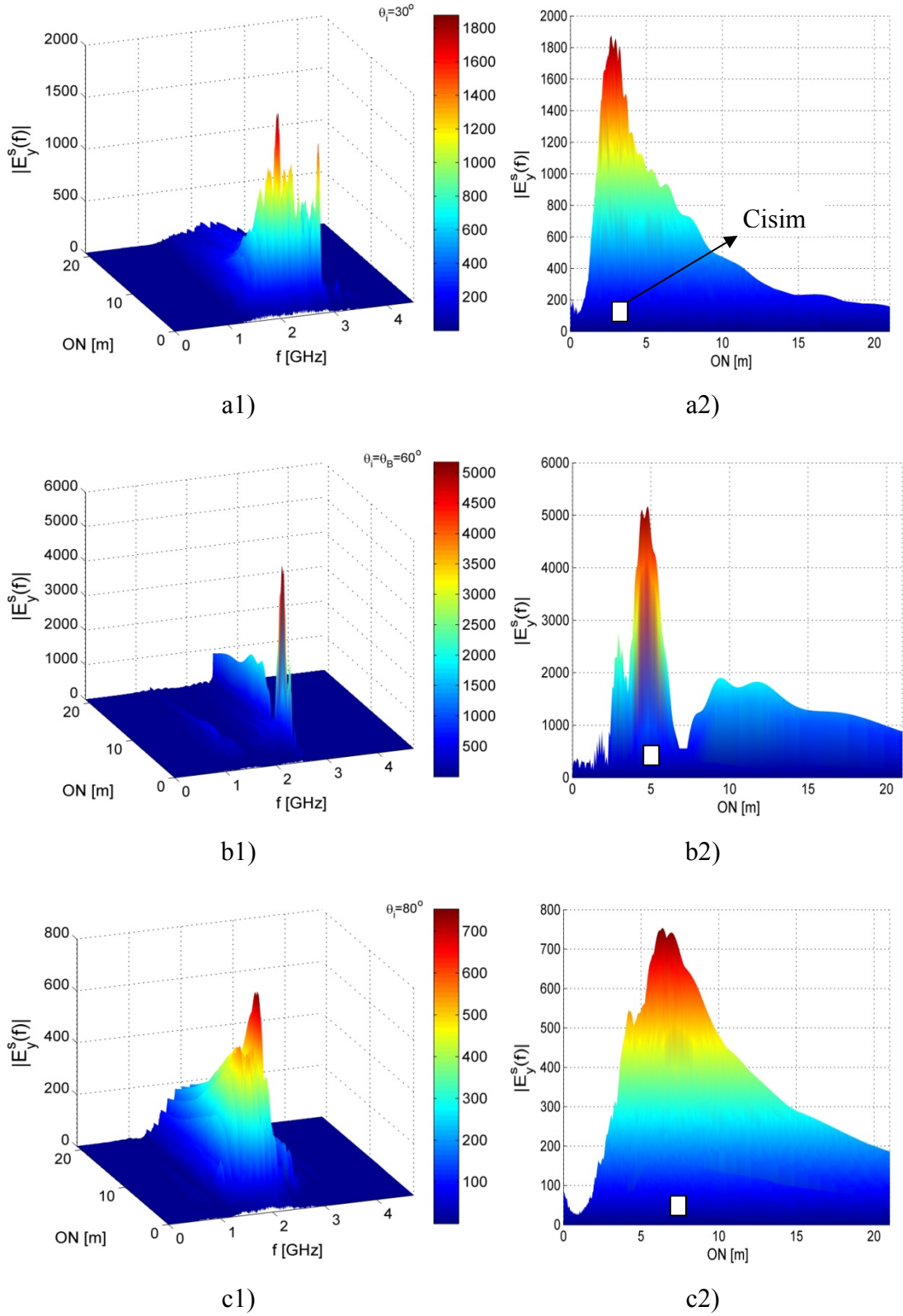


c1)

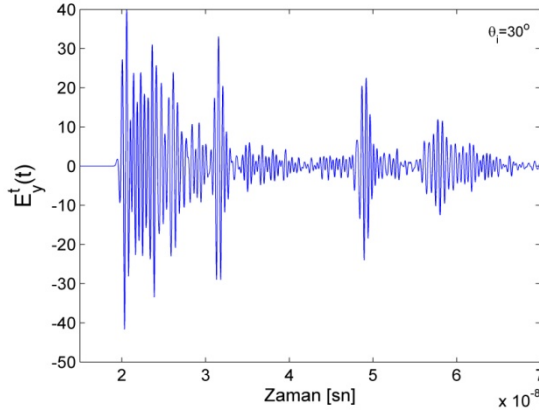


c2)

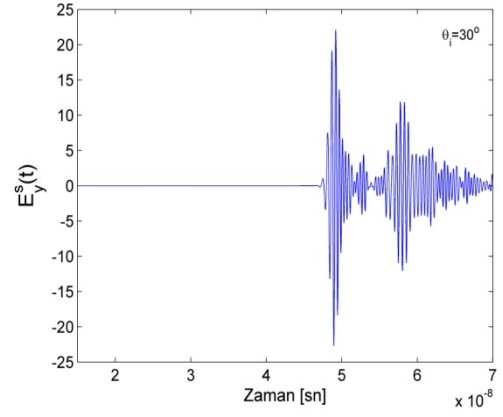
Şekil 5.17. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, tek cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_x için sırası ile toplam $E_x^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$ alanın zamana göre değişimi.



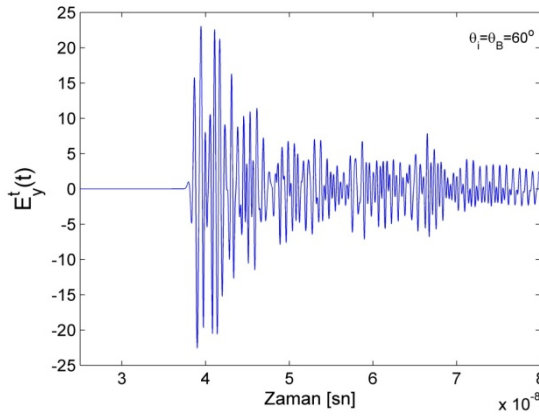
Şekil 5.18. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü tek cisimden saçılan $|E_y^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları.



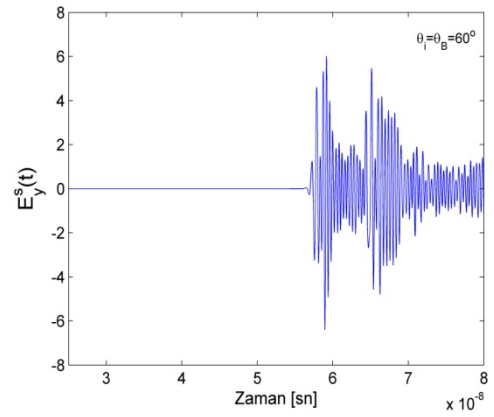
a1)



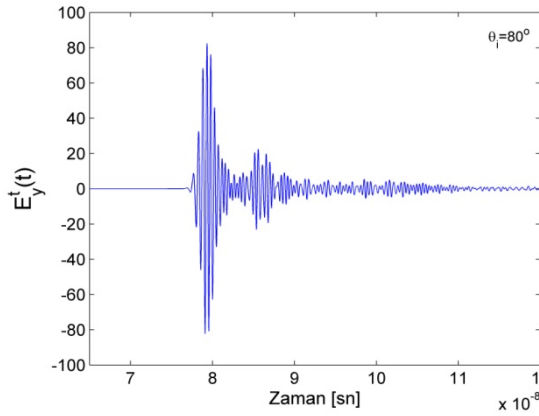
a2)



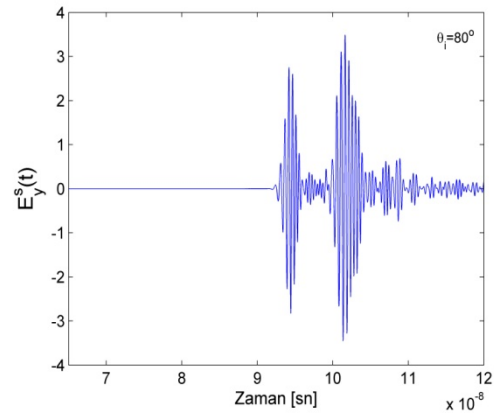
b1)



b2)



c1)



c2)

Şekil 5.19. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, tek cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_y için sırası ile toplam $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_y^s(t)$ alanın zamana göre değişimi.

Cisim tespiti için, saçılan E_x alan dağılımı frekans uzayında $\overline{ON} - f$ boyunca Şekil 5.16'da incelendiğinde, $\theta_i = \theta_\beta$ 'de cisimden saçılan alanın diğer geliş açılarındaki duruma göre oldukça yüksek genliğe sahip olduğu ve tek frekans (f_{20}) bileşeninden oluştuğu görülür. Şekil 5.16.a2-c2'de saçılan alanın en yüksek enerjiye sahip olduğu nokta bilindiğinden antenin durumu (açısı ve konumu) ve saçılan alanın örneklendiği konum hesaba katılırsa cismin yeri tespit edilebilir. Ayrıca $\theta_i = 80^\circ$ durumunda hem zaman hem de frekans uzayında incelendiğinde cisim tespiti ve cismin yerinin belirlenmesinin zor olduğu görülmektedir.

Şekil 5.17'de S simetri noktasındaki saçılan ve toplam E_x alan zaman uzayında incelendiğinde, $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° durumlarında cisim tespitinin net olarak yapıldığı görülür. S simetri noktasında $\theta_i = \theta_\beta$ durumunda, cisim tespitini zorlaştıran işaretlerin (verici antenden doğrudan gelen ve hava-toprak arayüzünden yansıyan alan) genliğinin, cisimden saçılan elektrik alanın genliğine göre küçük olması Brewster açısının etkisini göstermektedir. Şekil 5.17.a2-c2'de saçılan alanlar zaman uzayında incelendiğinde, darbe şeklinde art arda gelen iki işaretten birincisi cismin üst yüzeyinden kaynaklanan, ikincisi ise cismin alt yüzeyinden kaynaklanan saçılmayı göstermektedir.

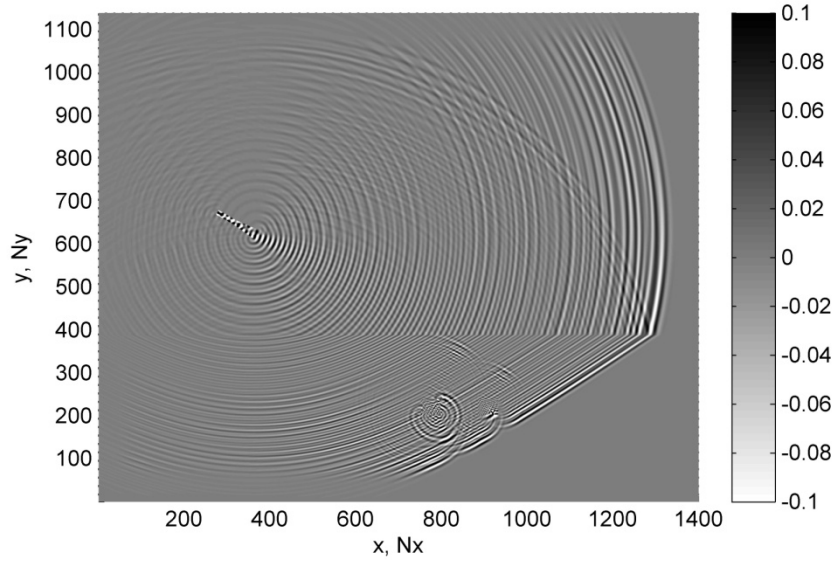
Saçılan E_y alan dağılımı frekans uzayında $\overline{ON} - f$ boyunca Şekil 5.18'de incelendiğinde, geliş açısı Brewster açısına eşit olduğunda saçılan alanın genliğinin diğer durumlara göre oldukça büyük olduğu görülmektedir. Şekil 5.18.a2-c2'de incelendiğinde her üç açı için cismin yerinin tespitinin, E_x alan bileşenine göre daha net olduğu görülmektedir. Şekil 5.19'da cismin tespitini zorlaştıran işaretler ile cisimden saçılan alan işareti karşılaştırıldığında, $\theta_i = 80^\circ$ durumunda saçılan alanın genliğinin istenmeyen işaretlere göre çok küçük olduğu, $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° olduğunda ise saçılan alanın genliğinin istenmeyen işaretlerle karşılaştırılabilir büyüklükte olduğu görülür. E_y alan bileşeni için zaman uzayındaki işaretler incelendiğinde, cisim tespitinde Brewster açısının kolaylaştırıcı etkisi görülememektedir.

Her üç geliş açısı için sonuçlar karşılaştırılırsa, Brewster açısının cismin tespitindeki kolaylaştırıcı etkisi frekans uzayında her iki alan bileşeni (E_x, E_y) için görülmekte, zaman uzayında ise sadece E_x için görülmektedir.

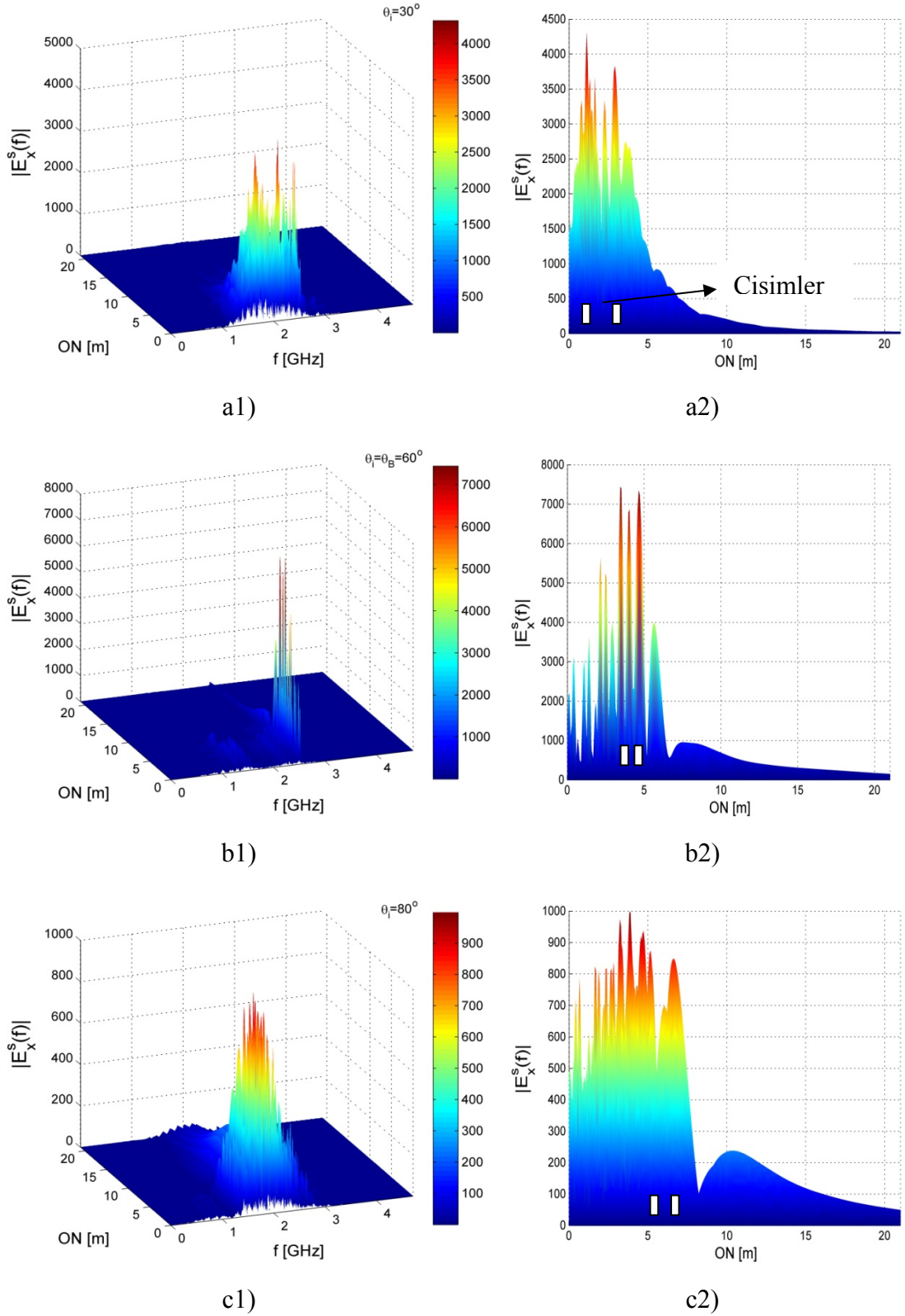
5.3.3. Çift Cisim Varken Benzetim

Toprak altına dikdörtgen şeklinde ($45 \times 36 \text{ cm}$), birbirlerine yakın kenarlarından 90 cm uzaklıkta, $\epsilon_r = 10$ olan, kayıpsız dielektrik iki cisim yerleştirildiğinde saçılan alanın $|E_x^s(f)|$ ve $|E_y^s(f)|$ genlik dağılımları Şekil 5.21.a-c ve Şekil 5.23.a-c'de, toplam $E_x^t(t)$, $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$, $E_y^s(t)$ alanlarının S simetri noktasındaki zaman uzayı değişimleri de Şekil 5.22.a-c ve Şekil 5.24.a-c'de verilmektedir.

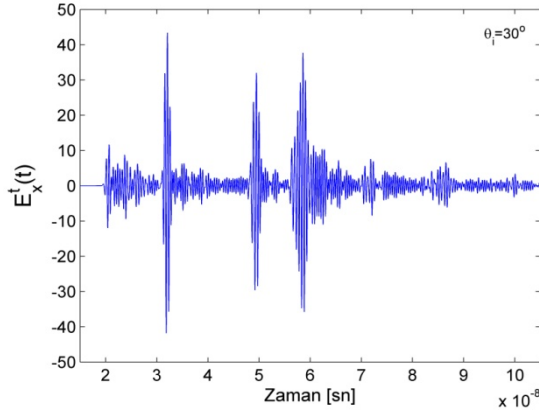
Şekil 5.20'de verilen manyetik alan H_z dağılımında toprak altındaki cisim açıkça görülmektedir.



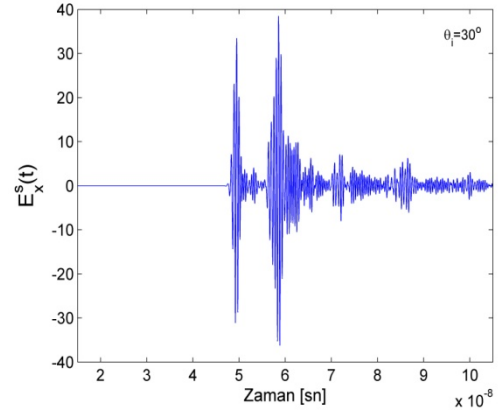
Şekil 5.20. Toprak altında iki cisim varken $\theta_i = \theta_\beta = 60^\circ$ geliş açısında H_z manyetik alan dağılımı.



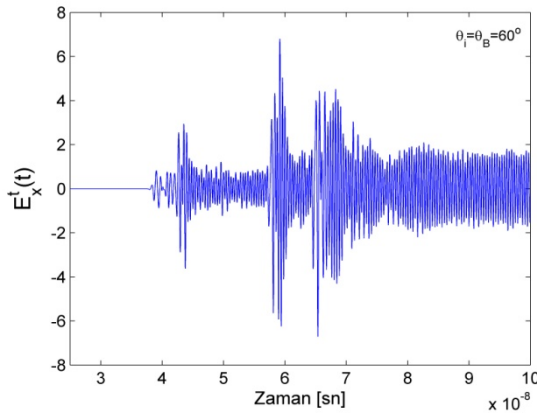
Şekil 5.21. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü iki cisimden saçılan $|E_x^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları.



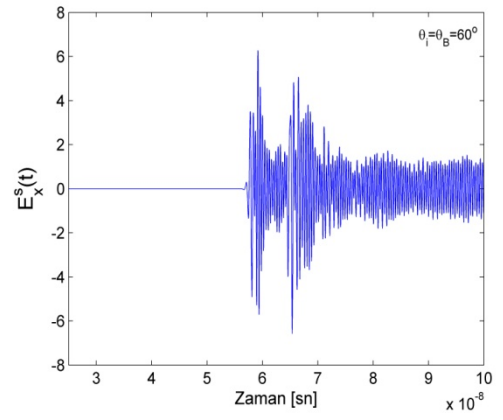
a1)



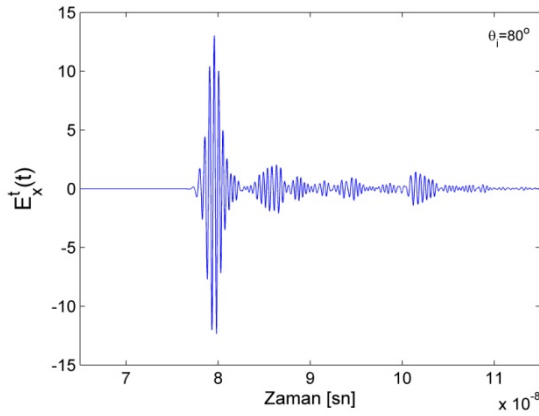
a2)



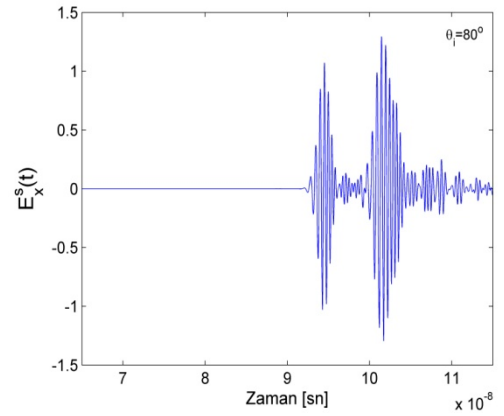
b1)



b2)

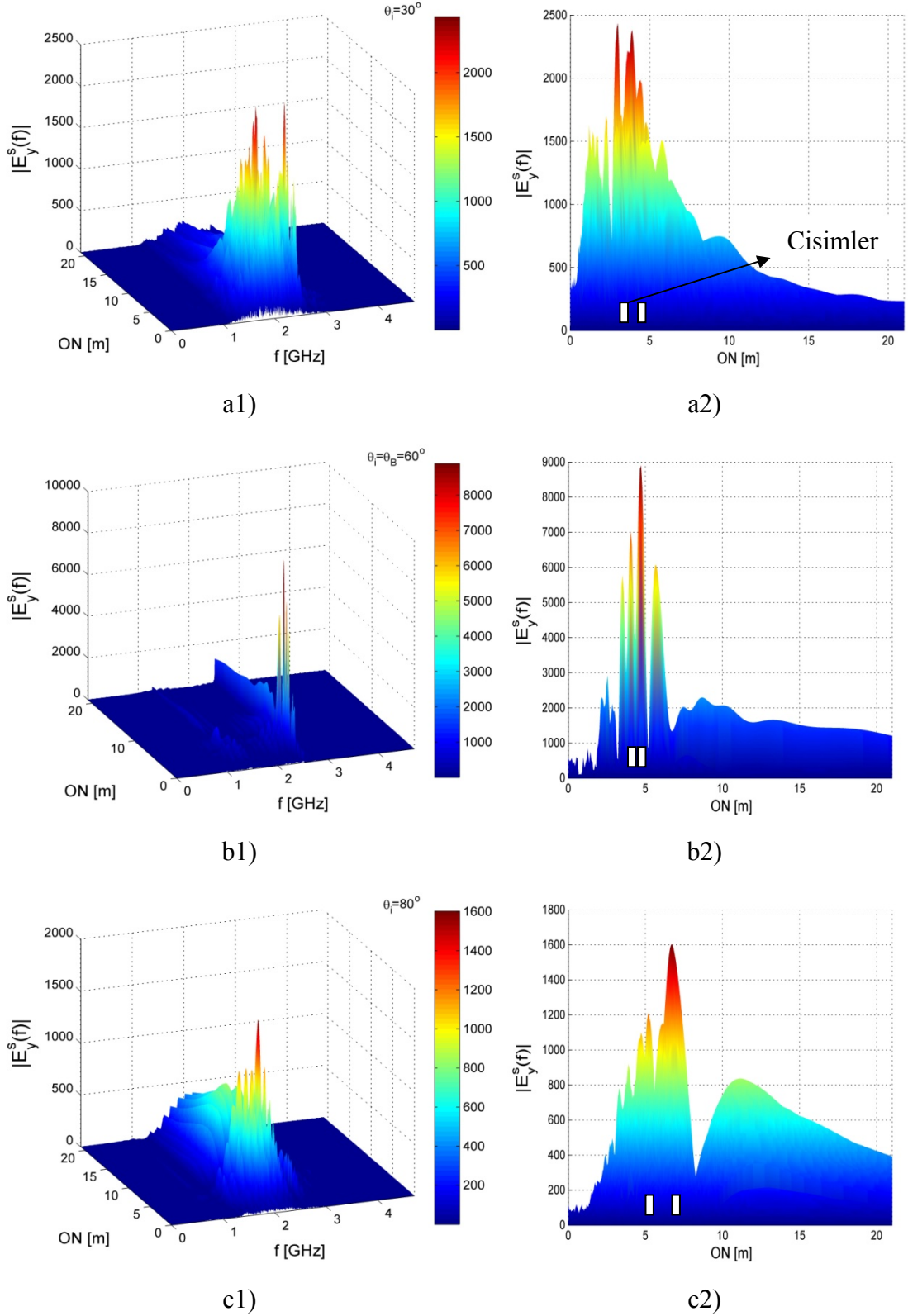


c1)

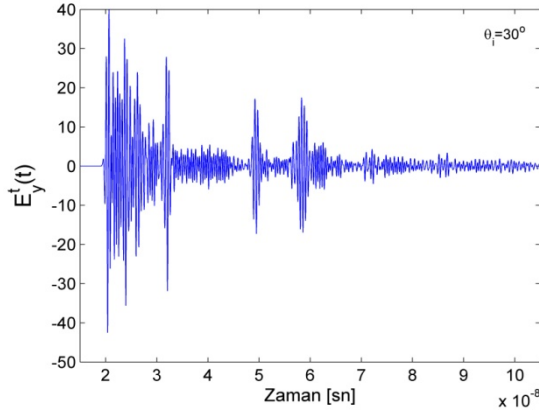


c2)

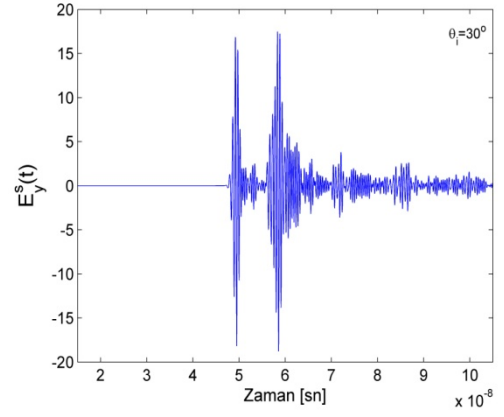
Şekil 5.22. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, iki cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_x için sırası ile toplam $E_x^t(t)$ ve saçılan $E_x^s(t)$ alanın zamana göre değişimi.



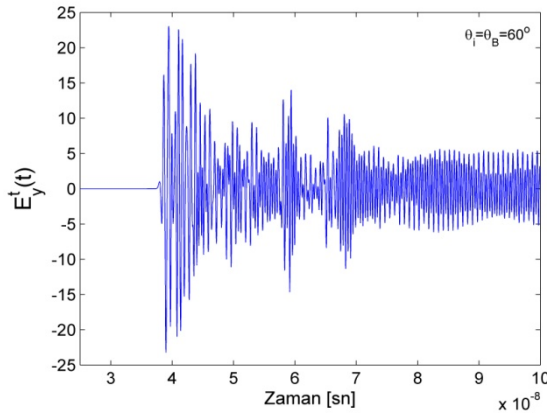
Şekil 5.23. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° , c1) ve c2) 80° geliş açıları durumunda toprağa gömülü iki cisimden saçılan $|E_y^s(f)|$ alan için sırası ile $\overline{ON} - f$ ve \overline{ON} boyunca genlik dağılımları.



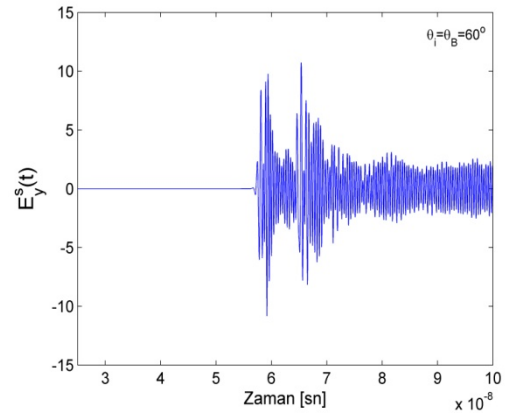
a1)



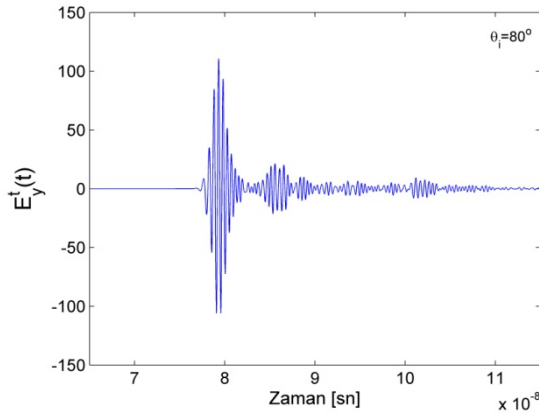
a2)



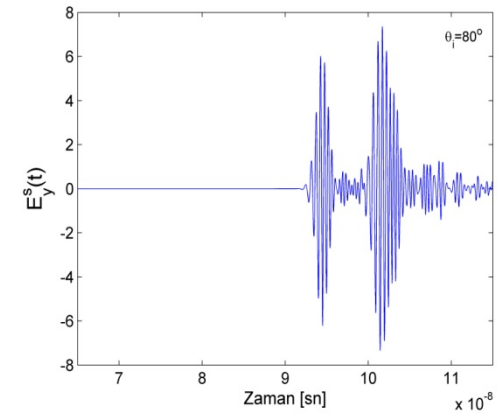
b1)



b2)



c1)



c2)

Şekil 5.24. a1) ve a2) 30° , b1) ve b2) 60° ve c1) ve c2) 80° geliş açıları durumlarında, iki cisim için S simetri noktasında elektrik alan bileşeni E_y için sırası ile toplam $E_y^t(t)$ ve saçılan $E_y^s(t)$ alanın zamana göre değişimi.

Cisimlerin tespiti için Şekil 5.21’de saçılan E_x alanın genlik dağılımı \overline{ON} boyunca incelendiğinde, $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° durumlarında cisimlerden saçılan alanın genliğinin en büyük olduğu iki tepe noktası cisimlerin yerleri hakkında bilgi vermektedir. Brewster açısında saçılan alanın genliği, diğer geliş açısı durumlarına göre oldukça büyük olmaktadır. Şekil 5.22’de Brewster açısının kolaylaştırıcı etkisi cisim tespitinde açıkça görülmektedir.

Şekil 5.23’de $\theta_i = 30^\circ$ için saçılan E_y alanın genlik dağılımı \overline{ON} boyunca incelendiğinde, saçılan E_x alan ile benzer sonuçların elde edildiği görülmektedir. Burada da Brewster açısında, diğer geliş açılara göre daha büyük bir genlik oluşmaktadır. $\theta_i = 80^\circ$ durumunda cisimden saçılan alanın genliğinin zayıf olması cisim tespitini zorlaştırmaktadır. Şekil 5.24’de S simetri noktasında zaman uzayında saçılan E_y alan her üç geliş açısı için de incelendiğinde, $\theta_i = 30^\circ$ ve 60° durumlarında saçılan alan işareti, istenmeyen (verici antenden doğrudan gelen ve hava-toprak arayüzünden yansıyan) işaretlere göre karşılaştırılabilir büyüklükte olduğundan cisim tespiti kolaylıkla yapılabilmektedir.

İki cisim için \overline{ON} boyunca saçılan alan genlik dağılımları incelendiğinde, birden fazla yerde yüksek genlikli tepelerin oluştuğu görülür. Bu durum, iki cisimden saçılan alanların birbirine girişiminden ve cisimlerin alt yüzeylerinden saçılan alanların bir diğer cisimden tekrar saçılmasından kaynaklanmaktadır. S simetri noktası, yatay olarak konulmuş olan cisimlerden birincisine (O noktasına göre ilk cisim) göre alındığından, ikinci cisimden saçılan işaretin ışın doğrultusunda olmadığından tam olarak görülememektedir.

6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Yere Nüfuz Eden Radar (YNR) benzetimi Zaman Uzayında Sonlu Farklar (ZUSF) yöntemi kullanılarak hava, toprak ve kayıpsız dielektrik olarak modellenen gömülü cisimleri içeren bir senaryo için iki boyutlu Kartezyen koordinatlarda gerçekleştirilmiştir. ZUSF benzetimlerinde hesap alanının sonlandırılması için Soğurucu Sınır Koşulu olarak Mükemmel Uyumlu Katman (MUK) başarımları gösterilerek uygulanmıştır. Horn anten kullanılarak TE^z modunda elektromanyetik dalgalar uyartılarak, toprağa göre farklı açılarda uygulanmıştır. Özel olarak Brewster açısının gömülü cisimlerin tespitindeki kolaylaştırıcı etkisi incelenmiştir. Bu durum özellikle İleri Bakan (Forward Looking) türü YNR sistemleri için son derece önemlidir. Gömülü cisimler olarak boşluk, dikdörtgen biçimli tek ve iki kayıpsız dielektrik cisimlerle yapılan benzetimlerin sonuçları cismin tespitinin başarımları bakımından incelenmiştir.

ZUSF benzetimi sonucu elde edilen konum ve frekans bilgisini içeren gömülü cisimlerden kaynaklı saçılan alanlar incelendiğinde, gömülü cismin tespitinde Brewster açısının kolaylaştırıcı etkisi açıkça gözlemlenmiştir. Gelen dalga için geliş açısı $\theta_i = 30^\circ$ ve 80° olduğu durumlarda saçılan alanın genlik dağılımının Horn anteni besleyen dalga kılavuzunun alt ve bir üst kesim frekansları arasında yoğunlaştığı görülmektedir. Oysaki $\theta_i = 60^\circ$ Brewster açısı durumunda saçılan alanın, dalga kılavuzunun alt kesim frekansına göre bir üst kesim frekansındaki frekans bileşeninde saçılan alan genlik dağılımı yoğunlaşarak büyük bir genlik değerine sahip olmaktadır. Bu durumda alıcıda tasarlanacak bir dar bant filtre gömülü cisim tespitinde kullanılabilir. Tüm ZUSF benzetim sonuçlarında genel olarak gömülü cisimlerin sayısına ve cisimlerin yerleşime göre farklı noktalarda saçılan alanlarda tepe sayısının da değiştiği görülmektedir.

Geleceğe yönelik çalışmalar olarak öncelikle dispersif, farklı geometri v.b. cisimlerin heterojen topraklı ortamlarda gömülmesi ile daha gerçekçi üç boyutlu ZUSF benzetimleri yapılabilir. Ek olarak farklı antenlerin kullanılması ile iyileştirilmiş anten yönlendiriciliği ve kazancının gömülü cisimlerin tespit başarımları üzerindeki etkisi de incelenebilir.

KAYNAKLAR

Aksoy S. (2008), *Zaman Uzayında Sonlu Farklar Yöntemi, Ders Notları*, Revizyon 1.3.3, Elektronik Mühendisliği Bölümü, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü, Gebze, Kocaeli, Türkiye.

Berenger Jean-Pierre , (1994), *A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves*, Journal of Computational Physics, 114, 185-200.

Bretones A. R., Martin R. G., Rubio R. G., Garcia S. G., Pantoja M. F., (2004), *On the Simulation of a GPR using an ADI-FDTD/MoMTD Hybrid Method*, 10th Int. Conference on Ground Penetrating Radar, 21-24 June, 13-15.

Bourgeois J.M. ve Smith G.S., (1996), *A Fully Three-Dimensional Simulation of a Ground-Penetrating Radar: FDTD Theory Compared with Experiment*, IEEE Trans. On Geo. and Remote Sensing., 34-1, 36-44.

Bourgeois J.M. ve Smith G.S., (1998), *A Complete Electromagnetic Simulation of the Separated-Aperture Sensor for Detecting Buried Land Mines*, IEEE Trans. On Antennas Propagation, 46, 1419-1426.

Calhoun J., (1997), *A Finite Difference Time Domain (FDTD) Simulation of Electromagnetic Wave Propagation and Scattering in a Partially Conducting Layered Earth*, IEEE Int. Geoscience and Remote Sensing Symposium, IGARSS, 3-8 August, 922-924.

Cassidy N. J., Tuckwell G. W., (2002), *Mathematical Modelling of Ground Penetrating Radar: Paralel Computing Applications*, Proc. 9th Int. Conference on Ground Penetrating Radar, 29 April-May 2, 514-519.

Chew W., Kosmas P., Leeser M., Rappaport C., (2004), *An FPGA Implementation of the Two-Dimensional Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Algorithm*, 12th Int. Symposium on Field-Programmable Gate Arrays, 22-24 February, FPGA 2004, 213-222.

Daniels D.J., (1996), *Surface Penetrating Radars*, The Institution of Electrical Engineers, London, UK.

Diamanti N. and Giannopoulos A., (2007), *An Investigation into the Implementation of ADI-FDTD Subgrids in FDTD GPR Modelling*, 4th Int. Workshop on Advanced Ground Penetrating Radar, 27-29 June, 122-126.

Fang J. and Wu Z., (1995), *Generalized Perfectly Matched Layer: An Extension of Berenger's Perfectly Matched Layer Boundary Condition*, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 5-12, 451-453.

Farnoosh N. Shoory A., Moini R., Sadeghi H. H., (2007), *A Hybrid MOMFD-FDTD Ground Penetrating Radar Modelling Technique to Detect Multiple Buried Objects*, 9th Int. Symposium on Signal Processing and Its Applications, 12-15 February, 1-4.

Giannopoulos A., (2005), *Modelling Ground Penetrating Radar by GprMax*, Construction and Building Materials, 19, 755-762.

Gürel L. and Oğuz U., (1999), *Employing PML Absorbers in the Design and Simulation of Ground Penetrating Radars*, IEEE AP-S Int. Symposium, 11-16 July, 3, 1890-1893.

Gürel L. and Oğuz U., (2000), *Three-Dimensional FDTD Modeling of a Ground-Penetrating Radar*, IEEE, Trans. On Geo. and Remote Sensing., 38-4, 1513-1521.

Gürel L. ve Oğuz U., (2002a), *Transmitter-Receiver-Transmitter Configurations of Ground Penetrating Radar*, Radio Science, 37-3, 5-1:5-7.

Gürel L. ve Oğuz U., (2002b), *Transmitter-Receiver-Transmitter Configured Ground-Penetrating Radars over Randomly Heterogeneous Ground Models*, Radio Science, 37-6, 1-1:6-9.

Gürel L. ve Oğuz U., (2003), *Optimization of the Transmitter-Receiver Separation in the Ground-Penetrating Radar*, IEEE Trans. on Antennas and Prop., 51-3, 362-370.

Hoa K. C., Carin L., Gader P. D., Wilson J. N., (2008), *An Investigation of Using the Spectral Characteristics from Ground Penetrating Radar for Landmine/Clutter Discrimination*, IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing, 46-4, 1177-1191.

Luneau P. ve Delilse G. Y., (1996), *Underground Target Probing Using FDTD*, IEEE AP-S Int. Symposium, 21-26 July, 3, 1664-1667.

Moghaddam M., Chew W.C., Anderson B., Yannakis E, Liu H, (1991a), *Computation of Transient Electromagnetic Waves in Inhomogeneous Media*, Radio Science, 26-1, 265-273.

Moghaddam M, Yannakis E, Chew W.C., Randall C., (1991b), *Modeling of the Subsurface Interface Radar*, Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 5-1, 17-39.

Oğuz U. ve Gürel L., (1997), *Subsurface-Scattering Calculations via the 3D FDTD Method Employing PML ABC for Layered Media*, IEEE AP-S Int. Symposium, 13-18 July, 3, 1920-1923.

Oğuz U. ve Gürel L., (2000a), *Three Dimensional FDTD Modelling of a Ground-Penetrating Radar*, IEEE AP-S Int. Symposium, 4, 1990-1993.

Oğuz U. ve Gürel L., (2001a), *Simulations of Ground-Penetrating Radars Over Lossy and Heterogeneous Grounds*, IEEE Trans. on Geo. and Remote Sensing., 39-6, 1190-1197.

Oğuz U. ve Gürel L., (2001b), *Simulation of TRT-Configured Ground Penetrating Radars Over Heterogeneous Grounds*, IEEE AP-S Int. Symposium, 8-13 July, 3, 757-760.

Oğuz U. ve Gürel L., (2001c), *On the Frequency-Band Selection for Ground-Penetrating Radars Operating Over Lossy and Heterogeneous Grounds*, IEEE AP&S Int. Symposium, 8-13 July, 3, 761-764.

Oğuz U. ve Gürel L., (2001d), *Modeling of Ground-Penetrating-Radar Antennas With Shields and Simulated Absorbers*, IEEE Trans. on Antennas and Prop., 49-11, 1560-1567.

Oğuz U. ve Gürel L., (2002), *Frequency Responses of Ground-Penetrating Radars Operating Over Highly Lossy Grounds*, IEEE Trans. on Geo. and Remote Sensing., 40-6, 1385-1394.

Pozar D.M., (1993), *Microwave Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, USA.

Reineix A., Martinat B., Bertheiler J. J., Ney R., (2001), *FDTD Method for the Theoretical Analysis of the Netlander GPR*, Conference on the Geophysical Detection of Subsurface Water on Mars, 6-10 August, 88-89.

Roshchupkina L. A. V., Pochanin G. P., (2005), *FDTD Simulation of Videopulse Scattering by Elliptic Objects in Different Media*, 5th Int. Conference on Antenna Theory and Techniques, 24-27 May, 361-363.

Shubitidze F., O'Neil K., Shamatava I., Sun K., Paulse K. D., (2003a), *Investigation of Side Looking EM Field Scattering from A Buried Metallic Object to Support Uxo Discrimination*, IEEE AP&S Int. Symposium, 22-27 June, 2, 223-226.

Shubitidze F., O'Neil K., Shamatava I., Sun K., Paulse K. D., (2003b), *Analysis of GPR Scattering by Multiple Subsurface Metallic Objects to Improve UXO Discrimination*, IEEE Int. Geoscience and Remote Sensing Symp., IGARSS, 21-25 July, 7, 4163-4165.

Wong P. B., Tyler L., Baron J. E., Gurrola E. M., Simpson R. A., (1996), *A Three Wave Approach to Surface Scattering with Applications to Remote Sensing of Geophysical Surface*, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 44-4, 504-514.

Yee Kane S., (1966), *Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*, IEEE Trans. on Antennas and Prog., 14-8,303-307.

Zhan Y., Belli K., Fascetti S. W., Rappaport C., (2008), *Effectiveness of 2D FDTD Ground Penetrating Radar Modelling for Bridge Deck Deterioration Evaluated by 3D FDTD*, IEEE Int. Geoscience and Remote Sensing Symp., IGARSS, 6-11 July, Z.4.

ÖZGEÇMİŞ

Engin Öztürk 1982’de Sakarya’da doğdu. Orta ve Lise öğrenimini İstanbul Tuzla’da sürdürdü. 2000 yılında Tuzla Anadolu Meslek Lisesi’nden mezun olduktan sonra, 2001 yılında Kocaeli Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makine Mühendisliği bölümüne girdi. Daha sonra yatay geçişle aynı üniversitede Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği bölümüne devam ederek 2005 yılında mezun olduktan sonra, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Elektronik Mühendisliği bölümünde yüksek lisans eğitimine başladı. Halihazırda özel bir şirkette gömülü sistem tasarımı üzerine çalışmaktadır.