

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇOK FREKANSLI METAL DETEKTÖRLERİ İÇİN GÖMÜLÜ
İLETKEN CİSİMLERİN FREKANS İMZALARININ KUVAZİ-STATİK
ZAMAN UZAYI SONLU FARKLAR YÖNTEMİ İLE MODELLENMESİ

MAHMUT KESER
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

GEBZE
2019

T.C.
GEBZE TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇOK FREKANSLI METAL
DETEKTÖRLERİ İÇİN GÖMÜLÜ İLETKEN
CİSİMLERİN FREKANS İMZALARININ
KUVAZİ-STATİK ZAMAN UZAYI SONLU
FARKLAR YÖNTEMİ İLE
MODELLENMESİ

MAHMUT KESER
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
PROF. DR. SERKAN AKSOY

GEBZE

2019

T.R.
GEBZE TECHNICAL UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

**MODELLING OF FREQUENCY
SIGNATURES OF BURIED CONDUCTIVE
OBJECTS FOR MULTI-FREQUENCY
METAL DETECTOR WITH QUASI-STATIC
FINITE-DIFFERENCE TIME-DOMAIN
METHOD**

MAHMUT KESER
**A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF
MASTER OF SCIENCE**
DEPARTMENT OF ELECTRONICS ENGINEERING

THESIS SUPERVISOR
PROF. DR. SERKAN AKSOY

GEBZE
2019

GTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 03/07/2019 tarih ve 2019/30 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından 01/11/2019 tarihinde tez savunma sınavı yapılan Mahmut KESER'in tez çalışması Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE

(TEZ DANIŞMANI) : PROF. DR. SERKAN AKSOY

ÜYE

: PROF. DR. OLEG TRETYAKOV

ÜYE

: DR. ÖĞR. ÜYESİ ERKUL BAŞARAN

ONAY

Gebze Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
...../...../..... tarih ve/..... sayılı kararı.

İMZA/MÜHÜR

ÖZET

Bu tezde gömülü iletken cisimlerin frekans imzası Maxwell denklemi tabanlı Kuvazi-Statik Zaman-Uzayı Sonlu-Farklar (KS-ZUSF) yöntemi ile üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda çok frekanslı bir metal detektör ile tespit başarımı açısından incelenmiştir. Manyetik dipol anten kullanılarak üretilen sinüs dalga fonksiyonu kaynak işaret olarak kullanılmıştır. Sayısal problem uzayı Mur tipi Soğurucu Sınır Koşulu uygulanarak sonlandırılmıştır. Küp şeklindeki gömülü iletken cisim ve hava boşluğu için frekans imzaları farklı alıcı pozisyonlarında hesaplanmıştır. Böylece, gömülü cisimlerin tespiti ve sınıflandırılmasına yardımcı olacak bilgiler elde edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Kuvazi-Statik Zaman-Uzayı Sonlu-Farklar (KS-ZUSF), Geniş Bantlı Metal Detektörü, Teşhis ve Ayırt etme, Frekans İmzası.

SUMMARY

In this thesis, frequency signatures of buried conductive objects for a multi-frequency metal detector are investigated in terms of detection performance using Maxwell's equations based Quasi-Static Finite-Difference Time-Domain (QS-FDTD) method in three dimensional Cartesian coordinates. Sinusoidal wave function generating from a magnetic dipole antenna is used as a source signal. A numerical problem space is terminated with a Mur Absorbing Boundary Condition. Frequency signatures of a buried metallic and an air cube are calculated in different receiver positions. Thus, important information to help identification and discrimination of buried objects is obtained.

Key Words: Quasi-Static Finite-Difference Time-Domain (QS-FDTD), Wide Band Metal Detector, Identification and Discrimination, Frequency Signature.

TEŞEKKÜR

Öncelikle, yüksek lisans tezim boyunca bana çok değerli ve samimi desteğini ve zamanını esirgemeyip bu çalışmamın oluşmasında üstün emeğinden dolayı saygı değer bilim insanı Prof. Dr. Serkan AKSOY'a, ve bu günlere gelmemde maddi ve manevi destekçilerim olan sevgili anne ve babama minnettarlığımı ve teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	v
SUMMARY	vi
TEŞEKKÜR	vii
İÇİNDEKİLER	viii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	ix
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
TABLolar DİZİNİ	xii
1. GİRİŞ	1
1.1. Konu ve Önemi	1
1.2. Tezin Amacı ve İçeriği	2
1.3. Problemin Tarihsel Süreci	3
2. ZAMAN UZAYI SONLU FARKLAR YÖNTEMİ	6
2.1. Kayıplı Ortamda ve Kartezyen Koordinatlarda ZUSF	6
2.2. Sayısal Dispersiyon Kavramı	11
2.3. Mur Türü Soğurucu Sınır Koşulu	12
2.4. Kuvazi-Statik Yaklaşımı	14
2.4.1. KS-ZUSF Yöntemi	15
2.4.2. Dielektrik Katsayısının Ölçeklenmesi	17
3. SAYISAL ÖRNEK	20
3.1. Gömülü Metal Küp	23
3.2. Küp Şekilli Hava Boşluğu	26
4. SONUÇLAR	31
KAYNAKLAR	32
ÖZGEÇMİŞ	35

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler ve</u> <u>Kisaltmalar</u>	<u>Açıklamalar</u>
m	: Metre
s	: Saniye
V	: Volt
A	: Amper
C	: Coulomb
Wb	: Weber
F	: Farad
H	: Henry
S	: Siemens
Hz	: Hertz
kHz	: Kilohertz
∇	: Nabla operatörü
i	: Karmaşık sayı ($\sqrt{-1}$)
$\vec{H}$	: Manyetik alan vektörü (A/m)
$\vec{E}$	: Elektrik alan vektörü (V/m)
$\vec{B}$	: Manyetik alan yoğunluğu (Wb/m ²)
$\vec{D}$	: Deplasman vektörü (C/m ²)
$\vec{J}$	: Akım yoğunluğu (A/m ²)
ρ	: Yük yoğunluğu (C/m ³)
ϵ	: Dielektrik katsayısı (F/m)
ϵ_0	: Boş uzayın dielektrik sabiti (F/m)
ϵ^{QS}	: Ölçeklendirilmiş dielektrik sabiti (F/m)
μ	: Manyetik sabiti (H/m)
μ_0	: Boş uzayın manyetik sabiti (H/m)
σ	: İletkenlik (S)
c	: Işık hızı (m/s)
ω	: Açısal frekans (rad/s)
f	: Frekans (Hz)

λ	: Dalgaboyu (m)
k	: Dalga sayısı (rad/m)
k^N	: Nümerik dalga sayısı (rad/m)
Z	: Dalga empedansı (Ohm)
δ	: Cidar kalınlığı
t	: Zaman (s)
L_x	: x doğrultusundaki problem uzayı boyu (m)
L_y	: y doğrultusundaki problem uzayı boyu (m)
L_z	: z doğrultusundaki problem uzayı boyu (m)
h	: Kaynak yüksekliği (m)
d_c	: Küpün derinliği (m)
d_s	: Toprak kalınlığı (m)
N_x	: x doğrultusundaki hücre sayısı
N_y	: y doğrultusundaki hücre sayısı
N_z	: z doğrultusundaki hücre sayısı
Δx	: x doğrultusundaki birim hücre boyutu (m)
Δy	: y doğrultusundaki birim hücre boyutu (m)
Δz	: z doğrultusundaki birim hücre boyutu (m)
n	: Zaman adımı sayısı
Δt	: Birim zaman adımı (s)
Δt^{QS}	: Ölçeklendirilmiş birim zaman adımı (s)
α	: Kuvazi-Statik ölçekleme katsayısı
τ_e	: Genişletme zamanı (s)
τ_t	: Transient zamanı (s)
τ_m	: Manyetik yayılma zamanı (s)
I	: İşaretin In-Phase kısmı
Q	: İşaretin Quadrature kısmı
DFT	: Discrete Fourier Transform (Ayrık Fourier Dönüşümü)
KS	: Kuvazi-Statik
KS-ZUSF	: Kuvazi-Statik Zaman Uzayı Sonlu Farklar
RAM	: Random Access Memory
SSK	: Soğurucu Sınır Koşulu
ZUSF	: Zaman Uzayı Sonlu Farklar

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Sekil No:</u>	<u>Sayfa</u>
1.1: Temsili metal dedektörü.	2
3.1: İncelenen üç boyutlu ZUSF problem uzayı.	21
3.2: Beş farklı yatay konum için toprakta gömülü iletken bir küpün I/Q frekans imzaları. a) 1. konum, b) 2. konum, c) 3. konum, d) 4. konum, e) 5. konum.	24
3.3: Beş farklı yatay konum için toprakta gömülü düşük iletkenlikli bir hava boşluğu I/Q frekans imzaları. a) 1. konum, b) 2. konum, c) 3. konum, d) 4. konum, e) 5. konum.	27

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo No:

Sayfa

Tablo 3.1: KS-ZUSF çözümünde kullanılan boyutlar ve fiziksel parametreler.	22
--	----

1. GİRİŞ

1.1. Konu ve Önemi

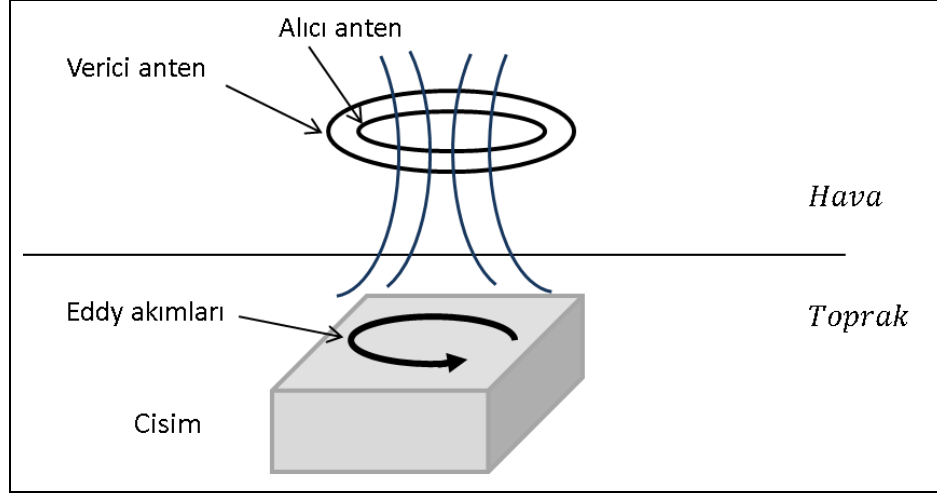
Elektromanyetik dalgaların düşük frekanstaki bir uygulaması olan metal dedektörleri askeri, tıp, madencilik, gıda, güvenlik vb. alanlarda metal cisimlerin tespiti amacıyla kullanılır.

İletken tel üzerinden akan doğru akım sabit manyetik alan oluşturur. Alternatif akım ise değişken manyetik alan oluşturur. Değişken manyetik alan diğer bir değişle elektromanyetik alandır. Üretilen manyetik alanın başka bir iletken tel üzerinde akım oluşturmaya indüksiyon adı verilir. Örneğin trafolar bu şekilde çalışır.

Daha ayrıntılı anlatılacak olursa; gelen elektromanyetik dalga etkisiyle indüklenen herhangi bir iletkende Eddy akımları oluşur. Bu akımlar saçılan elektromanyetik dalgaları oluşturur. Oluşan Eddy akımları, hedef cismin malzeme parametreleri ve geometrisine bağlıdır. Gelen elektromanyetik dalga ile Eddy akımı arasında hedefin iletkenliğine bağlı olarak faz farkı oluşur [Moreland, 2006], [Yamazaki et al., 2001, 2002].

Metal dedektörlerinde elektromanyetik dalga verici anten yardımı ile oluşturulur. Elektromanyetik dalga metal bir cisme çarptığında cismin iletkenlik, manyetik ve dielektrik özelliklerine göre cisimde Eddy akımları oluşturur. Bu Eddy akımlarının oluşturduğu elektromanyetik dalgalar alıcı antenle algılanır. Algılanan bu işaretin genlik ve faz farkı bilgileriyle de cismin tespit ve teşhisi yapılabilir [Das et al., 1990], [Won and Huang, 2004].

Metal dedektörleri monostatik veya bistatik formda olabilir. Monostatik metal dedektörlerde Şekil 1.1'deki gibi verici ve alıcı antenlerin merkezleri çakışıktır. Bistatik metal dedektörlerde ise verici antenin konumu sabit, alıcı anteninki ise değişkendir [Balanis, 2005].



Şekil 1.1: Temsili bir metal dedektörü.

Gömülü cisimlerin tespiti yanında, teşhisi de çoğu zaman önemli bir konudur. Askeri uygulamalarda tespit edilen cismin metal boru veya patlamamış mühimmat olmasının doğru anlaşılması ciddi bir meseledir. Benzer problemler madencilik ve güvenlik başta olmak üzere metal detektörlerinin kullanıldığı diğer alanlarda da ortaya çıkmaktadır [Aksoy, 2018].

Günümüze kadar metal dedektörler için deneysel çalışmalar ve kanonik cisimler durumunda analitik çözümler elde edilmiştir. Analitik çalışmaların önemli bir bölümü uygulanabilirlik açısından yetersizdir. Bu kapsamda nümerik yöntemlerle basit şekilli cisimler üzerinden yapılan tutarlı hesaplar sayesinde, karmaşık şekilli cisimlerin modellemeleri de mümkün olur. Alınan işaretin reel kısmı (In-phase, I) ve alınan işaretin sanal kısmı (Quadrature, Q) parametrelerini kullanarak teşhis etmek için çoklu frekansta çalışmak gereklidir. Nümerik yöntem olarak Zaman Uzaı Sonlu Farklar (ZUSF) ile aynı zamanda düşük frekansta çalışılması gerektiğinden Kuvazi-Statik (KS) yaklaşımının kullanıldığı Kuvazi-Statik Zaman Uzaı Sonlu Farklar (KS-ZUSF) kullanılması gerekmektedir.

1.2. Tezin Amacı ve İçeriği

Metal dedektörü problemlerinin çözümünde nümerik yöntem kullanılabilmesi için bazı problemlerin aşılması gerekir. Bu problemlerin en önemlilerinden birisi kullanılan frekansın düşük olmasının bir sonucu olarak dalga boyunun problem

uzayına ve hedef cisme oranla kabul edilemez derecede büyük olmasıdır. Bunun sonucu olarak bilgisayarla hesaplama süresi yılları bulabilmektedir. Bununla birlikte reel ve sanal (I/Q) kısımlara ait bilgiler için çoklu frekansta çalışmak gerekir. Yani her bir frekans için yıllarca beklenmesi gerekebilir. Ayrıca uzun nümerik hesaplarda hatalar eklenerek artmaktadır. Nümerik yöntem olarak ZUSF'nin KS yaklaşımıyla kullanılması bu problemlerin aşılmasını sağlamaktadır [Özakın ve Aksoy, 2012].

İletken cisimlerin frekans imzası karakteristiği daha önce deneysel olarak elde edilmiş ve analitik olarak hesaplanan hesaplanmıştır. Nümerik olarak hesap hatalarıyla ve süre ilgili sorunlar aşıldıktan sonra, üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda modellenen geniş bantlı metal dedektör problemi literatürde ilk kez Maxwell denklemi tabanlı KS-ZUSF yöntemi ile ele alınarak çözülmüştür.

1.3. Problemin Tarihsel Süreci

Metallerin tespitine yönelik ilk uygulama M.Ö. 200'lü yıllarda Çin kaynaklarında görülür. Çin imparatorunu suikastlerden korumak için büyük bir at nalı şeklinde mıknatıs yapılmıştır. Böylece, imparatorun huzuruna çıkacak kişiler bu mıknatısın bulunduğu kapıdan geçerken üzerlerindeki metal silahlar kapı tarafından çekilerek suikast engelleniyordu [Garrett, 2003]. 1881'de Alexhander Graham Bell, Amerika başkanı Garfield'ın vücudundaki merminin yerini bulabilmek için elektrikle çalışan bir metal dedektörü yapmıştır [Roberts, 1999], [Garrett, 2003]. 1900'lerin başında patlamamış gömülü mühimmatın tespiti amaçlı yaklaşık 500 Hz frekansında çalışan metal dedektörleri kullanılmıştır [Theodorsen, 1930a, 1930b].

Won genelleştirilmiş elektromanyetik saçılma teorisini kullanarak 10 Hz – 30 kHz bandında 7 farklı frekansın kullanıldığı iki boyutlu silindir şekilli gömülü iletken cismin 100 m derinliğine kadar teorik incelemeler yapmıştır. Bu 7 frekansta manyetik ve elektrik alan genliklerini, üç farklı derinlikte tepe genliği ve faz açısını, frekans mesafe çizelgelerini elde etmiştir. Bu çalışmada saçılan alan formülasyonunu kaynak ve yarım uzaydan saçılmaların çıkartılması anlamında kullanarak, hedefin hemen üzerinde toprak yüzeyinde 1 amper taşıyan yalıtımlı bir kablonun 50 metre yükseklikte yerleştirilmesi durumunda hesaplamalar yapılmıştır. Bu teorik probleme eş bir deney düzeneği kapsamında tuzlu suya en fazla 8.5 cm derinliğinde gömülmüş olan grafit bir levhadan saçılan alan dağılımları ölçülmüştür. Teorik ve deneysel

sonuçlar arasında genel tutarlılık gözlenmiştir. Çalışmada cidar kalınlığı ve frekans ilişkisini gösteren bir nomogram da oluşturulmuştur [Won, 1980].

Gömülü hedef cisimlerin tanımlanması ve ayrımının yapılabilmesi amacı ile Bessel fonksiyonları kullanan analitik ve GEM3 ile deneysel yöntemler kullanılarak gömülü cisimlerin tespiti ve ayrımı için frekans uzayında I/Q verileri üzerinden hedef frekans imzaları çıkartılmıştır. Deneysel ve teorik sonuçlar arasında tutarlılık elde edilmiştir [Won, 1980]. Daha sonra buna benzer bir çalışmada söz konusu yöntemlerle demirli ve demirsiz gömülü askeri malzemelerin (mayınların) tespiti ve ayırt edilmesi konusunda yapılmıştır [Huang, 2004, 2005]. Buna göre metal dedektörleri ile geniş bantlı uygulamalarda, yeterli donanım ve yazılımla cisimlerin şeklini, derinliğini ve cinsini tespit etmenin mümkün olabileceği sonucuna varılmıştır [Won et al., 1996, 1997, 1998].

Cisim teşhisi için saçılan alanlar kullanılarak;

- kompleks düzlem gösterilimi,
- ters çevirim algoritması tabanlı teşhis,
- saçılan alanın konumsal dağılımı,
- cidar kalınlığı nomogramı,
- alan bileşenlerine ayırma prensibi,
- karakteristik frekans imzası

vb. yöntemler kullanılmıştır [Geng et al., 1998]. Bu yöntemlerden karakteristik frekans imzası, bu tezde işlenen yöntemdir.

• Karakteristik Frekans İmzası

Bu yöntem belirli bir frekans bandı aralığında olmak üzere cisimden saçılan manyetik alanın frekans uzayında reel ve kompleks bileşenlerinin elde edilmesine dayanır. Frekansa göre elde edilen bu bileşenlerin değerleri ile cismin teşhisi yapılabilmektedir. Eş-fazlı (Inphase, I) olarak da bilinen reel kısım frekans spektrumundaki reel kısımdır. Eş-fazsız (Quadrature, Q) olarak da bilinen sanal kısım frekans spektrumundaki sanal kısımdır.

Cisimden saçılan alana ayrık Fourier dönüşümü uygulanarak frekans ekseninde reel ve karmaşık bileşenler elde edilir. Bu değerler belirli bir bant aralığında kullanılarak cisimlerin frekans imzası çıkartılabilir.

Frekans imzasında reel ve sanal değerlerin kesiştiği nokta cismin özelliklerine göre değişmektedir. Bu bilgi cismin özelliklerini tahmin etmede önemli bir faktördür. Saçılan alanın karakteristiği cismin geometrisi, yerleşimi ve elektromanyetik malzeme özelliği ile yakından alakalıdır. Bu sebeple frekansa göre değişen birbirinden bariz bir şekilde ayırt edilebilen değer kaymaları ile iletken cisimler sınıflandırılabilir [Shubitidze et al., 2002].

- Çözüm Yöntemin Tarihsel Süreci

Düşük frekanslı elektromanyetik problemlerin ZUSF yöntemi kullanılarak sayısal çözümünde, dalga boyuna küçük cisimler için, kararlı birim zaman adım süresi çok küçük kalmaktadır. Bu nedenle sinüzoidal bir kaynağın tam bir periyot oluşturabilmesi için milyonlarca zaman iterasyonuna ihtiyaç duyulmaktadır. Bu durumda hem hata oranı artmakta ve hem de çözüm için mevcut bilgisayarlarla kabul edilemez hesap zamanlarına ihtiyaç duyulmaktadır [Taflove and Hagness, 2005].

Literatürde düşük frekanslı problemlerin ZUSF ile çözümü için önerilen yollardan birisi kuvazi-statik yaklaşımıdır. Buna göre elektromanyetik olarak problem kuvazi-statik şartlarını sağladığı sürece, elektromanyetik dalganın hızına müdahale edilerek ZUSF birim zaman adımı büyütülebilir. Bu yöntem ZUSF yöntemi kullanılarak manyetik difüzyon problemine uygulanmıştır [Holland, 1994]. Yine bobinli elektromanyetik fırlatıcı modellenmesi [Aksoy vd., 2011], dalga denklemi tabanlı tek frekanslı metal dedektörü benzetimi çalışmaları da bu yöntem kullanılmıştır [Özakın ve Aksoy, 2011]. Bu yöntemle sonuçları analitik olarak bilinen düşük kayıplı boş uzayda iletken bir kürenin frekans imzası hesaplanarak doğrulama yapılmıştır [Wait, 1951], [Saydam, 2018].

Bu tezde ise, Maxwell denklemleri tabanlı Kartezyen koordinatlarda üç boyutlu modellenen geniş bantlı düşük frekanslı ve çoklu-frekanslı metal dedektör problemi literatürde ilk kez KS-ZUSF yöntemi ile çözülerek incelenecektir.

Böylece yüksek iletkenlikli toprakta gömülü bir cisim ve ek olarak onun yerine çok düşük iletkenlikli modellenen gömülü hava ortamı için I/Q frekans imzası hesaplanarak, sınıflandırma amaçlı bilgiler elde edilmiştir.

2. ZAMAN UZAYI SONLU FARKLAR YÖNTEMİ

Zaman Uzayı Sonlu Farklar, ZUSF, (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) temelde düşük mertebeden polinom yaklaşımı üzerine kurulu bir yöntemdir. Maxwell denklemlerindeki zaman ve uzaya ait kısmi türev ifadelerinin merkezi farklar kullanılarak ayrıklaştırılması yaklaşımı üzerine kurulmuştur. Uzaya ait ayrıklaştırılan bu ifadeler ızgaralı problem uzayına uygun şekilde konumlandırılır.

ZUSF yöntemi temelde lineer cebir kullanılmaması, doğruluğu kontrol edilebilir çözüm sunması, darbe cevabının direkt alınması, malzeme türü ve geometrisi açısından imkânlarının geniş olması, sistematik bir yaklaşımın sağlanabilmesi, fiziksel olmayan hayali çözümleri içermemesi avantajlarına sahiptir.

Bu tezde bahsedilen avantajlardan faydalanılarak metal dedektörü kapsamında kayıplı bir ortam için ZUSF yöntemi Maxwell denklemleri üzerine Kartezyen koordinatlarda uygulanmıştır.

2.1. Kayıplı Ortamda ve Kartezyen Koordinatlarda ZUSF

ZUSF yöntemini kayıplı bir ortamda elektromanyetik problemlerin çözümüne uygulamak için, ilk olarak Maxwell denklemleri

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0 \\ \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \vec{J}(\vec{r}, t) \\ \nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) &= \rho(\vec{r}, t) \\ \nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0\end{aligned}\tag{2.1}$$

şeklinde ele alınır. Burada " ∇ " nabla operatörünü, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ V/m elektrik alanı, $\vec{B}(\vec{r}, t)$ Wb/m² manyetik indüksiyon alanını, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ A/m manyetik alanı, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ C/m² yer değiştirme alanını, $\vec{J}(\vec{r}, t)$ A/m² akım yoğunluğu vektörünü, $\rho(\vec{r}, t)$ C/m³ hacimsel yük yoğunluğunu temsil eder [İdemen, 1995].

Son iki Maxwell denklemindeki diverjans ifadeleri kaynaksız ortam için ZUSF ızgara algoritmasının otomatik sonucu olarak kendiliğinden sağlandığından, ZUSF güncelleme denklemleri için ayrıca yazılarak hesaplanmaya ihtiyaç duyulmaz. Buna göre ilk iki Maxwell denklemi basit ve kayıplı ortam için aşağıdaki şekilde yazılabilir. ($\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \vec{B} = \mu \vec{H}, \vec{J} = \sigma \vec{E}$)

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0 \\ \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{J}_{kaynak}(\vec{r}, t) + \sigma \vec{E}(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemlerde görülen ϵ F/m dielektrik sabitini, μ H/m manyetik sabitini, σ S/m iletkenliği ve $\vec{J}_{kaynak}(\vec{r}, t)$ A/m ise dışarıdan uygulanan kaynakları gösterir.

ZUSF güncelleme denklemlerinin yazılım ortamında kodlanması için ilk önce vektör ifadeleri Kartezyen koordinatlara uygun alan bileşenlerine ayrılmalı. Ardından zaman, konum ve türev ifadeleri de ızgaralamaya uygun biçimde ayrıştırılmalıdır. Ayrıştırma işlemini analog işaretin örneklenerek sayısal işarete dönüştürülmesi şeklinde düşünülebilir. Buna göre Maxwell denklemleri Kartezyen koordinatlarda yazılırsa:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma E_x - J_x \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma E_y - J_y \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z - J_z \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

halini alır. Burada E_x, E_y, E_z elektrik alanın, H_x, H_y, H_z manyetik alanın ve J_x, J_y, J_z kaynak akımlarının vektörel bileşenleridir. ZUSF uygulaması için elektrik bileşenlerinin her biri uzayda küp şeklinde sıralanarak dizilmiş şekilde düşünülebilir. Burada bilinmesi gereken algoritma gereği elektrik alan ve manyetik alan bileşenlerinin hiç biri aynı noktada tanımlı olamamasıdır. Aynı şekilde zaman olarak da elektrik alan ve manyetik alan bileşenleri aynı zamanda değildirler. Yönü birbirini takip eden zaman aralıklarında yerleşmişlerdir. Denklemler bu duruma uygun biçimde H_x 'den başlanarak düzenlendiğinde

$$\begin{aligned} & \frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\mu_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} \left[\frac{E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

eşitliği bulunur. Burada zamanda en ileri terimin hesaplanabilmesi için tek başına bırakılarak ZUSF güncelleme denklemi

$$\begin{aligned} & H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \\ & + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}} \left[\frac{E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k+1}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i,j+1,k+\frac{1}{2}}^n - E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \right] \end{aligned} \quad (2.5)$$

halini alır. Aynı yolla ZUSF güncelleme denkleminin H_y bileşeni için ifadesi

$$\begin{aligned} & H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n-\frac{1}{2}} \\ & + \frac{\Delta t}{\mu_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}} \left[\frac{E_z|_{i+1,j,k+\frac{1}{2}}^n - E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k+1}^n - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta z} \right] \end{aligned} \quad (2.6)$$

ve H_z bileşeni için ifadesi

$$H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} = H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}} \left[\frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j+1,k}^n - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i+1,j+\frac{1}{2},k}^n - E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n}{\Delta x} \right] \quad (2.7)$$

olarak bulunur. Elektrik alan değerleri için ZUSF güncelleme denklemleri de aynı yolla bulunur. Burada kayıplı ortam için güncelleme denklemlerinin çıkartıldığını hatırlatalım. Kayıplı ortam için gereken σ parametresi elektrik alan değerlerinin hesaplanması sırasında hesaba katılır. Dikkat edilmesi gereken diğer konu

$$E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} + E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \quad (2.8)$$

eşitliğinden faydalanılarak gereken elektrik alan ara değerinin ortalama alınarak hesaplanabileceğidir. Bu durumda elektrik alan değerleri için ZUSF güncelleme denklemleri hesabına devam edilirse

$$\begin{aligned} & \frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{\Delta t} \\ &= \frac{1}{\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k}} \left[\frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right. \\ & \quad \left. - J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} - \sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \left(\frac{E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} - E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

eşitliği bulunur. Burada manyetik alan bileşenlerinde olduğu gibi zamanda en ileri terim tek başına bırakılarak, ZUSF güncelleme denkleminin

$$\begin{aligned}
E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+1} = & \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k}}} \right) E_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^n + \left(\frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k}}}{1 + \frac{\sigma_{i+\frac{1}{2},j,k} \Delta t}{2\varepsilon_{i+\frac{1}{2},j,k}}} \right) \\
& \cdot \left(\frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} \right. \\
& \left. - \frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - J_x|_{i+\frac{1}{2},j,k}^{n+\frac{1}{2}} \right)
\end{aligned} \tag{2.10}$$

halini alır. Aynı yolla E_y bileşeni için ZUSF güncelleme denklemi değeri

$$\begin{aligned}
E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+1} = & \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i,j+\frac{1}{2},k} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j+\frac{1}{2},k} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k}}} \right) E_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^n + \left(\frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j+\frac{1}{2},k} \Delta t}{2\varepsilon_{i,j+\frac{1}{2},k}}} \right) \\
& \cdot \left(\frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta z} \right. \\
& \left. - \frac{H_z|_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} - J_y|_{i,j+\frac{1}{2},k}^{n+\frac{1}{2}} \right)
\end{aligned} \tag{2.11}$$

ve E_z bileşeni için, ZUSF güncelleme denklemi

$$\begin{aligned}
E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+1} = & \left(\frac{1 - \frac{\sigma_{i,j,k+\frac{1}{2}}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j,k+\frac{1}{2}}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}}}} \right) E_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^n + \left(\frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}}}}{1 + \frac{\sigma_{i,j,k+\frac{1}{2}}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j,k+\frac{1}{2}}}} \right) \\
& \cdot \left(\frac{H_y|_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right. \\
& \left. - \frac{H_x|_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta y} - J_z|_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right)
\end{aligned} \tag{2.12}$$

halini alır. ZUSF kayıplı ortam güncelleme denklemlerindeki zaman indislerinde bulunan $+1/2$, $-1/2$ ifadeleri manyetik alan ve elektrik alan değerlerinin bilgisayar algoritması gereği zaman uzayında aynı anda olmadığını gösterebilmek içindir. $+1/2$ indisi $-1/2$ indisinden bir sonraki adımdır. [Yee, 1966].

2.2. Sayısal Dispersiyon Kavramı

Dispersiyon elektromanyetik dalga'nın faz hızının frekansa bağlı olmasıdır. ZUSF yönteminde sayısal dispersiyon dalga yayılımı sırasında faz hızının olması gereken değerinden sapmasıdır. Sayısal dispersiyon

- Fiziksel olmayan sonuçlar (darbe genişlemesi ve/veya çınlaması),
- Çoklu saçılmalarda yeterli doğruluğa sahip olmayan faz sıfırlamaları,
- Sayısal anizotropi,
- Sahte kırılmalar,

vb. istenmeyen sonuçlar ortaya çıkarmaktadır. Sayısal dispersiyon hataları

- Dalga boyuna,
- Izgarada dalga yayılım yönüne,

- Izgara ve ayrıklaştırma türüne

göre değişiklik göstermektedir. Özellikle büyük ölçekli problemlerde kontrol altında tutulması gereken sayısal dispersiyon hataları, birim ızgara aralıkları küçültülerek azaltılabilir. Birim ızgara aralıkları en az $\lambda/10$ seçilerek hatalar kabul edilebilir seviyede tutulabilir.

2.3. Mur Türü Soğurucu Sınır Koşulu

Problem uzayının sınırlarını optimum seviyede küçük tutmak bilgisayar hafıza ihtiyacı ve hesap süresi açısından önemlidir. Üretilen işaretin sınırlarından tekrar geri yansiyarak hesap uzayına dönmesi için sınırların kaynak ve hedef cismi kapsayacak miktardan çok fazla uzağa yerleştirilmesi gerekir. Bu durum gerekli bilgisayar hafızası ve hesap süresi açısından istenmeyen bir durumdur.

Problem uzayının sonlandırıldığı yerde yansıma olmaması problem uzayının sonsuz genişlikte olması ile aynı anlamdadır. Problem uzayının sınırlarında yansıma olmaması için kullanılan temel yöntemlerden birisi Mur türü Soğurucu Sınır Koşulu (SSK) uygulamasıdır. Bu tezde problem uzayı birinci dereden Mur türü SSK ile çevrilmiştir.

Mur uygulamasında tek yönlü dalga denkleminde faydalanılır. Bu denklem sadece tek bir yöne doğru yayılan dalgaları modeller [Enquist and Majda, 1977]. Kartezyen ızgarada ZUSF için iki boyutlu dalga denklemi operatör yardımıyla

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} u(x, y, t) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u(x, y, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} u(x, y, t) \\ = \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] u(x, y, t) = Lu(x, y, t) \\ = \left[L_x^2 + L_y^2 - \frac{L_t^2}{c^2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadede ki L operatörü sağa ve sola doğru yayılan dalgaları göstermek üzere L^+ ve L^- operatörü olarak ayrıklaştırılırsa

$$Lu = \left[L_x^2 + L_y^2 - \frac{L_t^2}{c^2} \right] u = L^+ L^- u = 0 \quad (2.14)$$

$$L^+ = L_x + \frac{L_t}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{L_y}{L_t} \right)^2}, \quad L^- = L_x - \frac{L_t}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{L_y}{L_t} \right)^2}$$

şeklinde elde edilir. Böylece L^+ ve L^- operatörlerini kullanarak, bu yönde yayılan dalgaları soğurmak

$$L^+ u|_{x=h} = 0, \quad L^- u|_{x=0} = 0 \quad (2.15)$$

koşulu ile mümkün olur. Bu operatörlerde bulunan karekök ifadesi doğrudan kullanıma uygun olmadığından Taylor serisi ile yaklaşık değeri hesaplanır [Mur, 1981]. Bu karekök ifadesinin bire yakın değerleri için birinci mertebeden doğrulukta Mur türü SSK elde edilir.

$$\sqrt{1 - \left(c \frac{L_y}{L_t} \right)^2} \cong 1 \quad (2.16)$$

$$L^- = L_x - \frac{L_t}{c} \sqrt{1 - \left(c \frac{L_y}{L_t} \right)^2} \cong L_x - \frac{L_t}{c} \quad (2.17)$$

Dalganın tamamının soğrulması mümkün olmasa da kabul edilebilir miktarda doğruluk elde edilebilir. Bu durumda $x = 0$ düzleminde uygulama yapılırsa

$$L^- u|_{x=0} = 0 \Rightarrow \left[\frac{\partial}{\partial x} u - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} u \right] |_{x=0} = 0 \quad (2.18)$$

şeklinde birinci dereceden Mur türü SSK ifadesi elde edilir. Bu denklem zaman ve konumda ayrıklaştırılırsa

$$u|_{0,j}^{n+1} = u|_{1,j}^n + \frac{c\Delta t - \Delta}{c\Delta t + \Delta} (u|_{1,j}^{n+1} - u|_{0,j}^n) \quad (2.19)$$

ZUSF güncelleme denklemi bulunur [Mur, 1981]. Bu denklemin elektrik alan bileşenlerine uygulanması gerekli ve yeterlidir.

2.4. Kuvazi-Statik Yaklaşımı

Dalga boyunun, problem uzayına ve problem uzayındaki cisimlere kıyasla çok büyük olması durumu bir tür düşük frekans problemidir. Bu tür problemlere örnek olarak metal dedektörleri [Özakın ve Aksoy, 2012], [Saydam ve Aksoy, 2019] elektromanyetik fırlatıcılar [Aksoy vd., 2011], insan vücudunda indüklenen akımlar [De Moerloose et al., 1997] vb. problemler ele alınabilir. Bu tür düşük frekanslı problemlerin sayısal çözümü kabul edilemez miktarda hesap süresine ihtiyaç duyar. Bu sorunu aşmak için örneğin ZUSF yönteminde aşağıdaki teknikler uygulanmıştır:

- Hız ölçekleme tekniği [Holland, 1995],
- Alan dekuylaj tekniği [De Moerloose et al., 1997],
- Yüksek çözünürlük tekniği [Zhao et al., 2003],
- Frekans ölçekleme tekniği [Furse and Gandhi, 1998],

Bu çalışmada ortam parametreleri ölçeklenerek dalga hızının yavaşlatıldığı KS-ZUSF tekniği kullanılmıştır. Buna göre kuvazi-statik (KS) şartın sağlanması durumunda dielektrik sabiti (ϵ) uygun bir katsayı ile çarpılarak dalga hızı ölçeklenir [Luebbers et al., 1993], [Holland, 1995]

Düşük frekanslı problemler difüzyon veya KS yaklaşım ile çözülebilir. İlk yaklaşımda yer değiştirme akımları ihmal edilir. Problem difüzyon eşitliği problemine dönüşür. Geçici hal cevapları hesaplanamaz. Bu tezde çözülen problemde ve düşük frekanslı problemlerde iletken ortamda oluşan Eddy akımları önemli yer tutar. Bu yüzden KS yaklaşım uygulanmıştır [Nabighian, 1979].

Bu yaklaşımda yer değiştirme akımları ($\partial \vec{D}/\partial t$), iletim akımlarından ($\sigma \vec{E}$) daha küçüktür, ancak ihmal edilmez. Bu durumda elektromanyetik dalganın dalganın yayılma hızını yavaşlatarak, birim ZUSF zaman adımının büyütülür. Böylece iterasyon sayısı düşer ve problem makul hesap süresinde çözülebilir.

2.4.1. KS-ZUSF Yöntemi

Dalga boyunun, problem uzayına ve problem uzayındaki cisimlere kıyasla çok büyük olması, doğru geometrik modelleme ihtiyacı nedeni ile (küçük Δx) birim zaman adımının (Δt) çok küçük olmasına neden olur. Bu durum ZUSF kararlılık kriteri nedeniyle periyodun çok fazla zaman adımına bölünmesine neden olur. Günümüz bilgisayar teknolojisi ile bu kadar fazla zaman adımının kabul edilebilir sürede hesaplanması mümkün değildir. Ayrıca iterasyon sayısının fazla olması sayısal hataların eklenerek artmasına neden olur.

Bu problem dalga hızının $kr \ll 1$ ve $\omega\varepsilon \ll \sigma$ şartları altında yavaşlatılması temeline dayanan KS ZUSF ile aşılabılır. Böylece birim zaman adımı kararlılık koşulu bozulmaksızın artırılabilir ve iterasyon sayısı azaltılabilir. Böylece düşük frekanslı ZUSF problemleri çözülebilir hale gelir. Dalga hızı, ortam parametrelerini ölçeklendirilerek yavaşlatılabilir. İlk bakışta ω , σ ve ε ölçeklendirmek mümkün görünse de, kayıplı ortam için sadece ε parametresini ölçeklendirmek uygulanmalıdır. Çünkü ortamın dielektrik değeri ölçeklendiğinde probleme ait diğer parametreler de etkilenir [Özakın ve Aksoy, 2016].

Dalga sayısı kayıplı ortamda reel (k_{reel}) ve sanal (k_{sanal}) kısımları olan karmaşık bir sayı olarak

$$k = k_{reel} + ik_{sanal} = \sqrt{\omega^2\varepsilon\mu + i\omega\sigma\mu} \quad (2.20)$$

şeklinde gösterilir. Reel ve sanal kısımlar kayıplı ortamın etkisiyle beraber KS yaklaşımında özel olarak ele alınmalıdır.

$$k_{reel} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}{\sqrt{k_0}} \underbrace{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \left(\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r} \right)^2} + 1 \right] \right)}_{\sqrt{\alpha_k}}^{1/2} \quad (2.21)$$

$$k_{sanal} = \frac{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}{\sqrt{k_0}} \sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \left(\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r} \right)^2} - 1 \right] \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

burada k_{reel} k_0 'ın $\sqrt{\alpha_k}$ katı kadar büyüktür. k_{sanal} da k_0 'dan büyük olup, ortam kaybını açıklar. Özel olarak $\sigma/\omega\epsilon$ kısmı dikkate alındığında k_{reel} ve k_{sanal} değerleri ϵ değerinden oldukça az etkilendiği açıktır. k_{reel} ve k_{sanal} birbirine eşit olduğu durumda yer değiştirme akımları ihmal edilmiş olur. Bu durumda problem

$$k \cong \sqrt{j\omega\mu\sigma} \Rightarrow k_{reel} = k_{sanal} \cong \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (2.23)$$

olmak üzere difüzyon problemine dönüşür. Kayıplı ortamın empedans denklemi (2.24)'de gösterilmiştir. Ölçeklemeden az etkilendir. Çözüm elde edildikten sonra gerçek alan değerlerinin bulunması için ters ölçekleme yapılarak empedans bağıntısı üzerinden dönüşüm yapılarak gerçek genlik değerleri bulunabilir [Aksoy, 2019].

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon' + i\epsilon''}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon' + i\frac{\sigma}{\omega}}} \quad (2.24)$$

Kayıplı ortamda cidar kalınlığı

$$\delta = \frac{1}{k_{reel}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \sqrt{\epsilon_r\mu_r} \left(\frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0\epsilon_r} \right)^2} + 1 \right] \right)^{1/2}} \quad (2.25)$$

denklemi ile gösterilir. KS yaklaşımı altında

$$\delta = \frac{1}{k_{reel}} \cong \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (2.26)$$

halini alır.

Maxwell denklemlerinden elde edilen rölaksasyon zamanı (τ_e), iletim zamanı (τ_t), manyetik difüzyon zamanı (τ_m) KS yaklaşımda dikkate alınmalıdır. $\tau_e = \epsilon/\sigma$ olarak gösterilen rölaksasyon zamanı geçici halden kalıcı hale geçişte önemlidir.

Kayıplı cisimde geçici hal rölaksasyon süresi boyunca devam eder. Yer değiştirme akımları ihmal edildiğinde süreklilik denklemleri kullanılamaz ve problem difüzyon denklemine dönüşür. Bu yüzden geçici hal cevapları hesaplanamaz. Yer değiştirme akımları ihmal edilmeyerek KS yaklaşımla dalga hızının yavaşlatılması geçici hal cevaplarının da hesaba dahil edilebilmesine olanak verir. İletim zamanı $\tau_t = L\sqrt{\epsilon\mu}$, L cismin karakteristik boyutlarını göstermek üzere elektromanyetik dalga yayılımını modeller. Manyetik difüzyon zamanı $\tau_m = \mu\sigma L^2$ nümerik hesabın durdurulma anını belirleyen bir parametredir [Haus and Melcher, 1989]. $\tau_e < \tau_t < \tau_m$ durumu KS yaklaşımın sağlanması gereklidir. Özel olarak τ_t , τ_e ve τ_m değerleri arasındadır çünkü diğerlerinin geometrik ortalamasıdır.

2.4.2. Dielektrik Katsayısının Ölçeklenmesi

ϵ 'nin ölçeklenmesi, uygun α katsayısı ile çarpılması prensibine dayanır. Bu durumda yeni KS dielektrik katsayısı $\epsilon^{KS} = \alpha\epsilon$ ile hesaplanarak dalganın yayılma hızı yavaşlatılır. Bu birim zaman adımını $\Delta t^{KS} = \sqrt{\alpha}\Delta t$ eşitliği ile genişletir.

Problemin fiziksel davranışının bozulmaması için manyeto-kuvazi-statik şartı ve/veya elektro-kuvazi-statik şartı sağlanmalıdır. Dalga sayısı ϵ ölçeklemesinden oldukça az etkilendiği için bu ölçekleme KS yaklaşım açısından sorun oluşturmaz. Cidar kalınlığı $\delta = 1/k_{rel}$ 'da aynı şekilde ölçeklemeden önemli derecede etkilenmez. Fakat manyeto-kuvazi-statik şartı ϵ ölçeklemesinden etkilendiğinden, ölçekleme yaparken dikkatli olunmalıdır. İncelenen problemde ölçekleme katsayısı $\alpha = \alpha_{MKS}$ olmak üzere manyeto-kuvazi-statik şartı için

$$\alpha_{MKS} \ll \frac{\sigma}{2\pi f \epsilon} \quad (2.27)$$

denklemini sağlanmalıdır. Ayrıca KS-ZUSF yönteminde manyeto-kuvazi-statik modellemenin geçerliliğini koruması için ayrıca genişletilmiş zaman adımının

$$\Delta t^{KS} < \tau_e^{KS} < \tau_t^{KS} < \tau_m \quad (2.28)$$

şartını sağlamalıdır.

Görüldüğü gibi α katsayısı $\Delta t^{KS} = \sqrt{\alpha}\Delta t$ eşitliği kullanılarak istenildiği kadar büyük seçilemez. Bununla birlikte, kontrol edilmesi gereken üç koşul daha vardır. Bunlardan ilki $\Delta t^{KS} < \tau_e^{KS}$ olup,

$$\Delta t^{KS} = \sqrt{\alpha}\Delta t < \tau_e^{KS} = \alpha\tau_e \Rightarrow \alpha_{\Delta t} > \left(\frac{\Delta t}{\tau_e}\right)^2 \quad (2.29)$$

şeklinde ele alınmalıdır. Burada problem uzayında yüksek iletkenliğe sahip malzemenin bulunması τ_e^{KS} değerinin küçük çıkmasına neden olur. Ne kadar yüksek iletkenlik mevcutsa o kadar düşük τ_e^{KS} çıkacaktır. Çok yüksek iletkenliğin bulunduğu problemlerde yeteri kadar büyük ölçekleme yapılamayacağından hesaplama süresi hala kabul edilemez durumda olabilir. İkinci koşul

$$\tau_e^{KS} < \tau_t^{KS} \Rightarrow \alpha\tau_e < \sqrt{\alpha\tau_e\tau_m} \Rightarrow \alpha = \alpha_\tau < \frac{\tau_m}{\tau_e} \quad (2.30)$$

denkleminin sağlanmasıdır. Üçüncü koşul ise

$$\tau_t^{KS} < \tau_m^{KS} \Rightarrow \tau_m > \sqrt{\alpha\tau_e\tau_m} \Rightarrow \alpha = \alpha_\tau < \frac{\tau_m}{\tau_e} \quad (2.31)$$

ifadesiyle ikinci koşul ile aynı kısıtlamayı verir. Z^{KS} ölçeklenmiş empedans, Z ölçeklenmemiş empedans olmak üzere

$$Z^{KS} = \frac{|E|^{KS}}{|H|^{KS}} = \sqrt{\frac{\mu}{\alpha\varepsilon + j\frac{\sigma}{\omega}}}; \quad Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon + j\frac{\sigma}{\omega}}}; \quad (2.32)$$

şeklinde etkilenir. $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ eşitliği hatırlanarak

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sqrt{\frac{1}{1 + j\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}}} \cong Z_0 \sqrt{\frac{1}{1 + j\frac{\sigma}{\varepsilon\omega}}} \quad (2.33)$$

elde edilerek, Z^{KS}

$$Z^{KS} = Z_0 \sqrt{\frac{1}{\alpha + j \frac{\sigma}{\varepsilon \omega}}} = Z_0 \sqrt{\frac{1}{j \frac{\sigma}{\varepsilon \omega}}} \sqrt{\frac{1}{1 + \alpha \frac{\varepsilon \omega}{j \sigma}}} \quad (2.34)$$

olarak bulunur. Burada α değeri Z^{KS} değerini etkilediği için ihmal edilmemelidir. Manyeto-kuvazi-statik şartı için $|\alpha \omega \varepsilon / j \sigma| \ll 1$ koşulu sağlandığı için genel binom açılımı yardımıyla

$$Z^{KS} = Z \sqrt{\frac{1}{1 + \alpha \frac{\varepsilon \omega}{j \sigma}}} \cong Z \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \alpha \frac{\varepsilon \omega}{j \sigma}} = \frac{Z}{\alpha'} \quad (2.35)$$

ölçeklenmiş ve ölçeklenmemiş empedans arasındaki oranı veren α' ters ölçekleme değeri bulunur. Burada düşük frekanslı yakın alan problemi incelendiğinden, empedans kaynağa ve kaynakla alıcı arasındaki mesafeye bağlıdır. Bu yüzden yakın alanda daha iyi sonuç verebilir. ZUSF kararlılık koşulu incelendiğinde Δt 'nin $\sqrt{\alpha}$ kadar genişletilmesi ölçekleme ile mümkün olmaktadır. Bu ölçekleme kısıtlamalarıyla beraber, ZUSF yönteminde kendiliğinden sağlanan Maxwell denklemleri içerisindeki diverjans eşitlikleri

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.36)$$

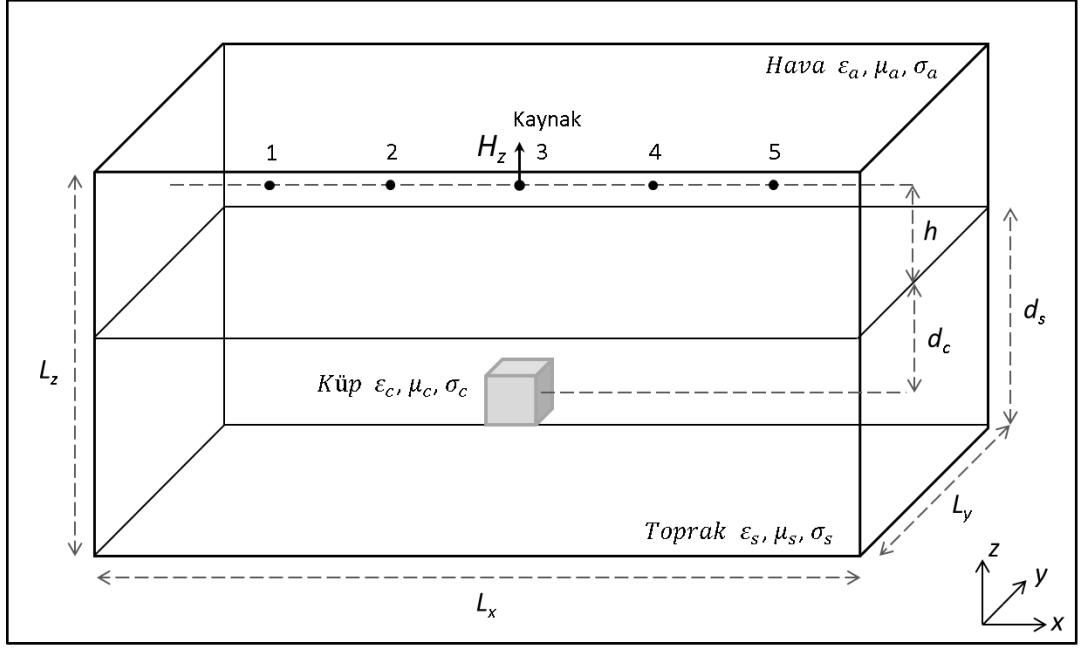
$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.37)$$

de göz önünde bulundurulmalıdır. Çünkü bu eşitlikler klasik uygulamalarda direkt sağlandığı için güncelleme denklemlerinde kullanılmaz. Ancak Denklem 2.36 kapsamında sınır ve kaynak bölgelerinde yük birikeceğinden, ölçekleme eşitliğin sağ tarafını α kadar küçültür. Bu yüzden burada ters ölçekleme yapmak gerekebilir [Özakın ve Aksoy, 2016], [Özakın ve Aksoy, 2017],

3. SAYISAL ÖRNEK

Sayısal örnek problem olarak gömülü metal kübik bir cisim ve küp şekilli gömülü hava boşluğu için frekans imzaları yatay konumda KS-ZUSF yöntemi ile hesaplanmıştır. Saçılan alan değerleri toplam alandan gelen alanın çıkartılmasıyla elde edilmiştir. Kaynak olarak bir manyetik dipol anten olarak kullanılmıştır. Buna göre incelenen üç boyutlu ZUSF problem uzayı Şekil 3.1’de gösterilmiştir. Burada L_x, L_y ve L_z sırasıyla x, y ve z doğrultusundaki problem uzayının fiziksel boyutlarını göstermektedir. h kaynağın topraktan yüksekliğini, d_s toprak kalınlığını, d_c cisim derinliğini göstermektedir. z yönündeki dipol H_z manyetik alan kaynağıdır. Bu örnekte kullanılan boyutlar ve fiziksel parametreler Tablo 3.1’de verilmiştir. Buna göre ϵ_s, μ_s ve σ_s toprağın dielektrik sabiti, manyetik sabiti ve iletkenliğini, ϵ_c, μ_c ve σ_c ise gömülü hedefin (iletken bir cisim veya hava) dielektrik sabiti, manyetik sabiti ve iletkenliğini göstermektedir. Bu uygulamada hava çok düşük iletkenlikli bir ortam olarak modellenmiştir.

Özel olarak verici ve alıcı sensörlerin aynı yerde olduğu varsayılarak (monostatik durum) toprak üzerinde x eksenini boyunca yatayda beş farklı pozisyonda hedeften saçılan manyetik alanlar kullanılarak, hedefin I/Q frekans imzası çıkarılmıştır.



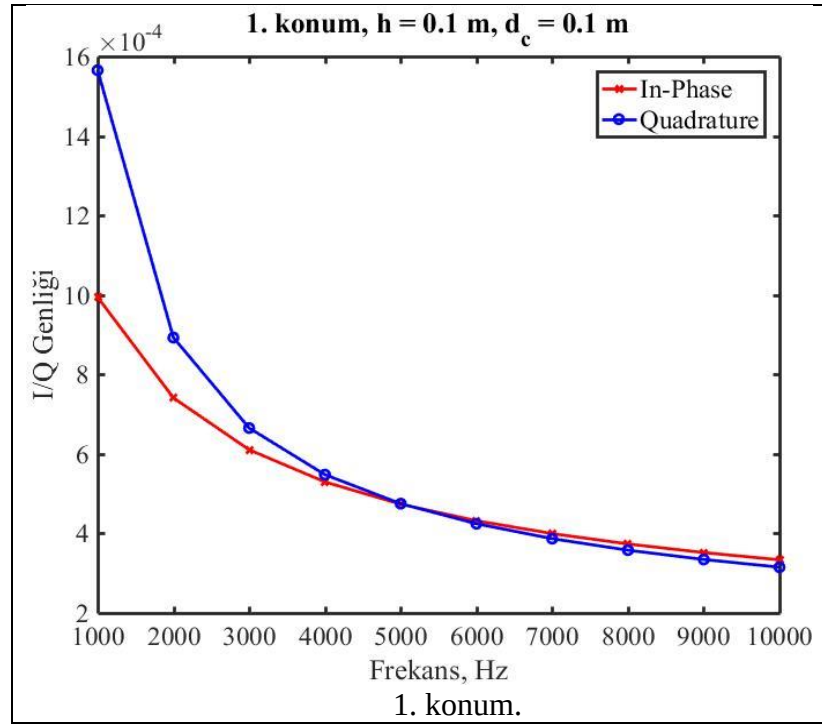
Şekil 3.1: İncelenen üç boyutlu ZUSF problem uzayı.

Tablo 3.1: KS-ZUSF çözümünde kullanılan boyutlar ve fiziksel parametreler.

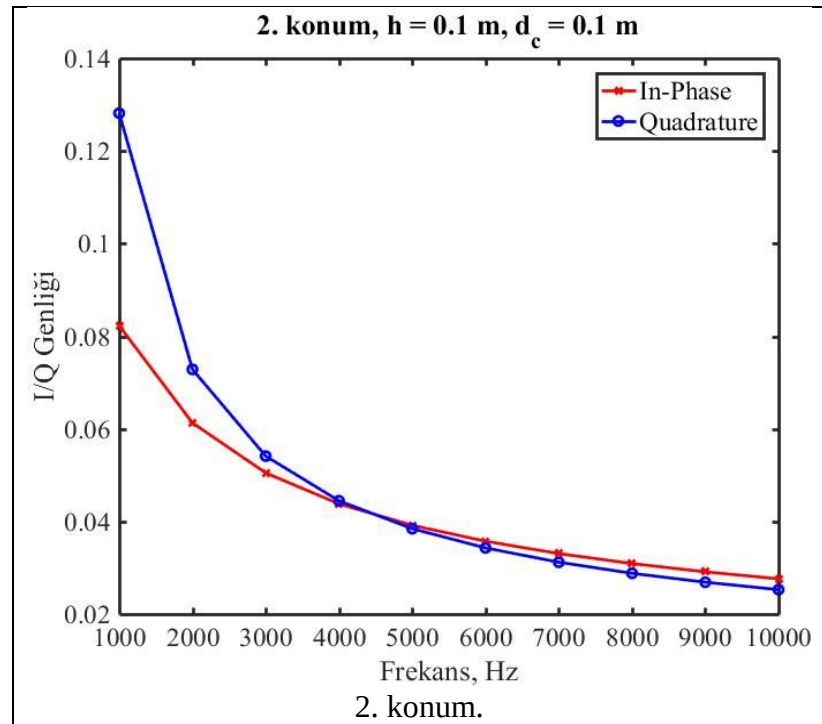
Parametre	Değer	Birim	Tanım
L_x	1.40	m	x doğrultusunda problem uzayı boyu
L_y	0.30	m	y doğrultusunda problem uzayı boyu
L_z	0.75	m	z doğrultusunda problem uzayı boyu
d_s	0.50	m	Toprak derinliği (toplam)
Δx	0.01	m	x doğrultusunda birim hücre boyutu
Δy	0.01	m	y doğrultusunda birim hücre boyutu
Δz	0.01	m	z doğrultusunda birim hücre boyutu
N_x	140	-	x doğrultusunda hücre sayısı
N_y	30	-	y doğrultusunda hücre sayısı
N_z	75	-	z doğrultusunda hücre sayısı
α	5×10^8	-	KS-ZUSF ölçekleme faktörü
ϵ_0	$10^{-9}/(36\pi)$	F/m	Boş uzayın dielektrik sabiti
μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	H/m	Boş uzayın manyetik sabiti
ϵ_{air}^{QS}	$\alpha \times \epsilon_0$	F/m	Havanın ölçeklenmiş dielektrik sabiti
μ_{air}	μ_0	H/m	Havanın manyetik sabiti
σ_{air}	5.56×10^{-3}	S/m	Havanın iletkenliği
ϵ_{soil}^{QS}	$\alpha \times 1.5 \times \epsilon_0$	F/m	Toprağın ölçeklenmiş dielektrik sabiti
μ_{soil}	μ_0	H/m	Toprağın manyetik sabiti
σ_{soil}	8.33×10^{-3}	S/m	Toprağın iletkenliği
ϵ_{cube}^{QS}	$\alpha \times 2.5 \times \epsilon_0$	F/m	Küpün ölçeklenmiş dielektrik sabiti
μ_{cube}	μ_0	H/m	Küpün manyetik sabiti
σ_{cube}	1×10^6	S/m	Küpün iletkenliği
Δt^{QS}	4.3053×10^{-10}	sn	KS-ZUSF birim zaman adımı
T	696824	-	Toplam ZUSF iterasyon sayısı

3.1. Gömülü Metal Kp

Küp Őekli iletken bir cisim x ve y eksenini ortalayacak Şekilde topraĒa gömülü yerleştirilmiştir. Kp cismin bir boyutta uzunluĒu 0.1 m'dir. Kaynak y eksenini ortalayacak Şekilde ve Şekil 3.1'de görülen x eksenini (yatay eksen) boyunca 5 farklı noktaya yerleştirilmiştir. Böylece gömülü iletken metal bir küpten x eksenini boyunca saĒılan alanın konumsal etkisi incelenmiştir. SaĒılan alan, kaynaĒın bulunduĒu noktada kaydedilip, hızlı Fourier dönüşümü ile frekans uzayına aktararak I/Q frekans imzası elde edilmiştir. SaĒılan alan üzerinden ele alınan I/Q frekansa imzaları toprak altında gömülü iletken kp iĒin kaynaĒın Şekil 3.1'de görülen yatay eksen (x eksenini) boyunca 1. konum, 2. konum, 3. konum, 4 konum ve 5. konum iĒin ayrı ayrı hesaplanmiŐtir. Kaynak konumlarının bulunduĒu eksen aynı zamanda x ekseninin ortası ve z eksenini boyunca cismin merkezi ile aynı hizadadır. Anten yksekliĒi $h = 0.1$ m ve iletken küpün derinliĒi $d_c = 0.1$ m olacak Şekilde sabit tutulmuştur.

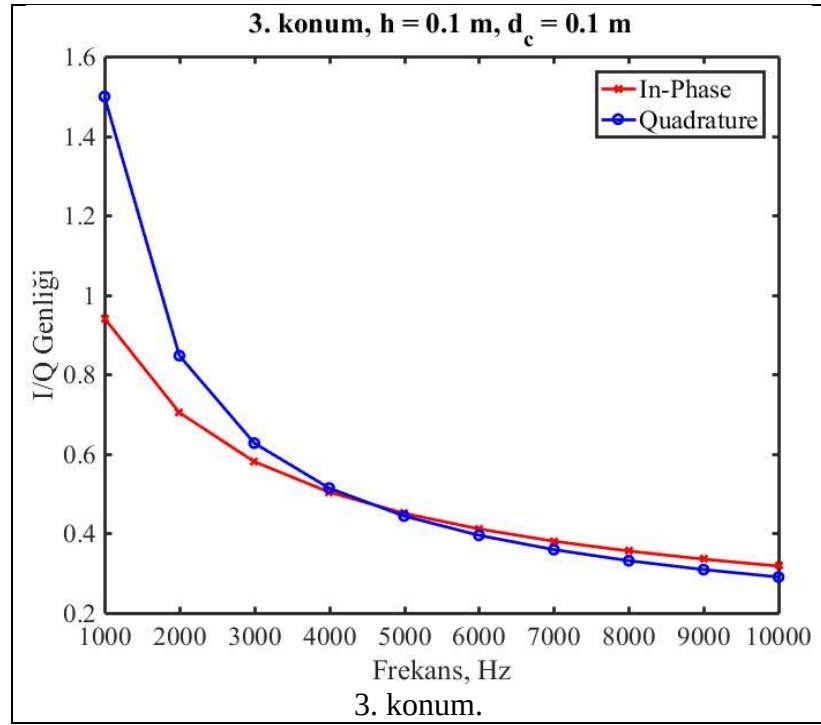


a)

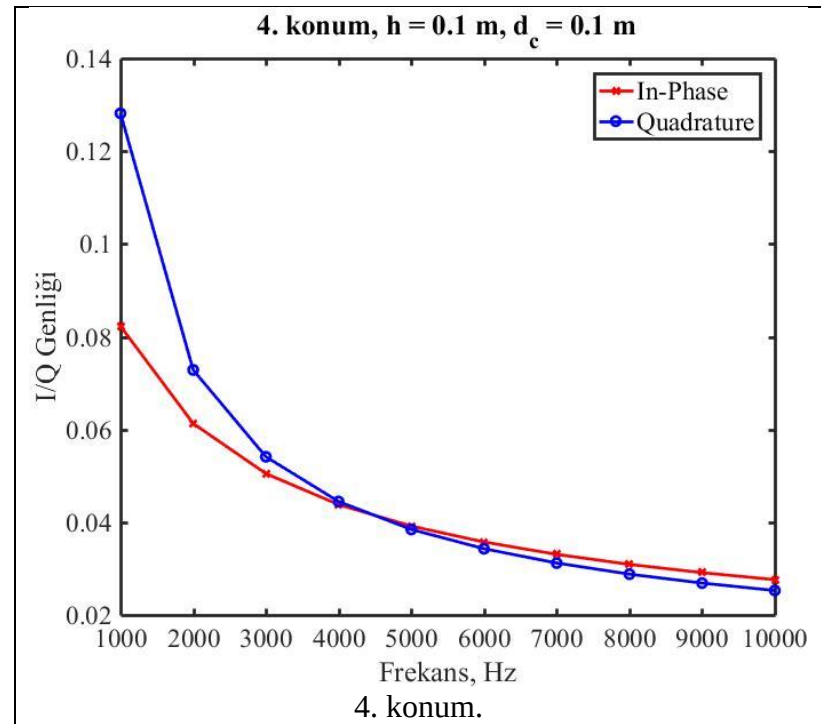


b)

Şekil 3.2: Beş farklı yatay konum için toprakta gömülü iletken bir küpün I/Q frekans imzaları. a) 1. konum, b) 2. konum, c) 3. konum, d) 4. konum, e) 5. konum.

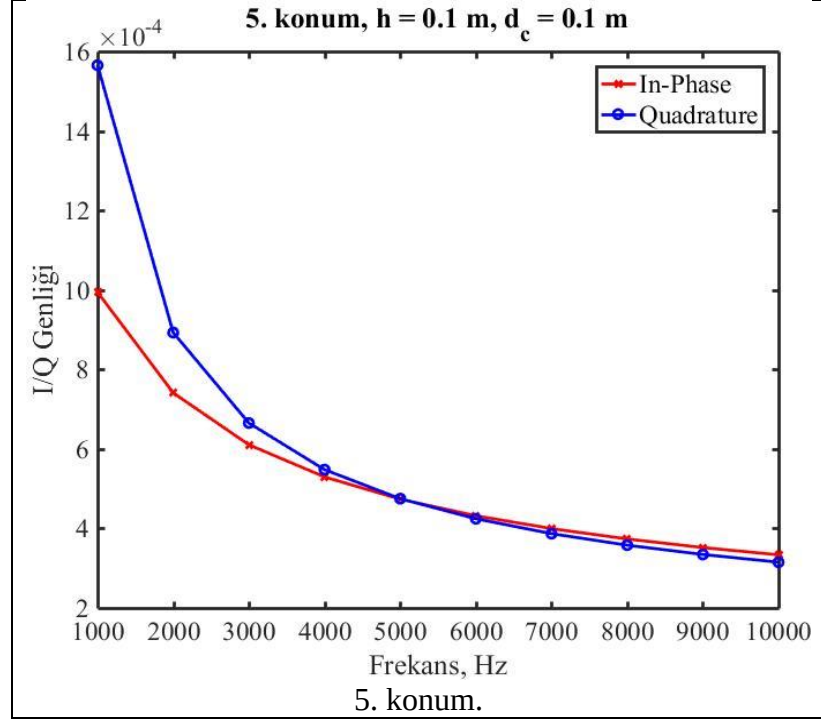


c)



d)

Şekil 3.2: Devam.



e)

Şekil 3.2: Devam.

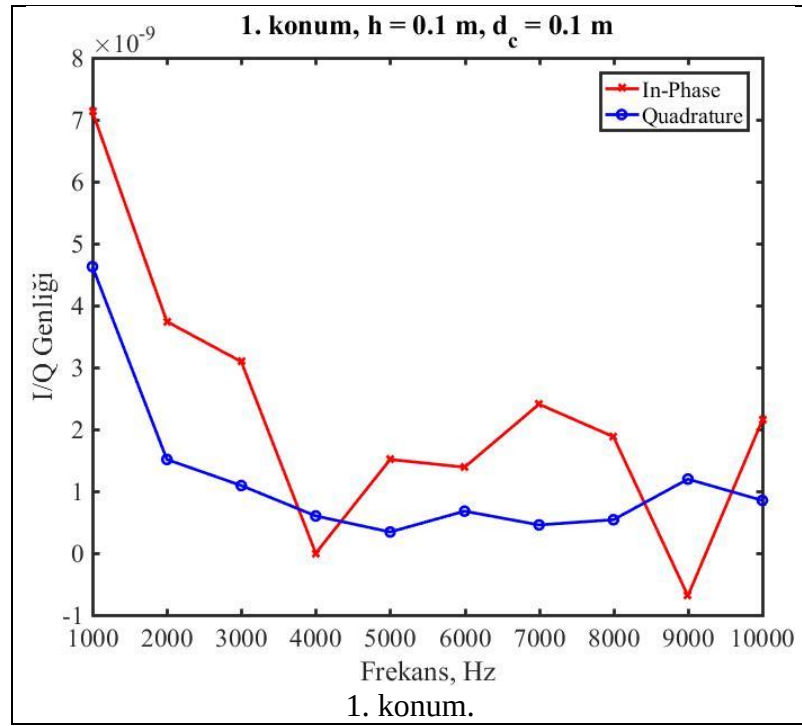
Hesaplanan I/Q frekans imzaları değerlendirildiğinde, öncelikle 1. ve 5. konum ile, 2. ve 4. konum için hesaplanan değerlerin açık ve beklenen şekilde simetrik olduğu görülmektedir. En yüksek I/Q frekans imzası genlik değeri 3. konumda yani kaynak anteni ile hedef cismin dikeyde aynı hizada olduğu yerde gözlenmiştir. Bu konum kaynak anteni ile hedef cisim arasındaki mesafenin en az olduğu duruma karşılık geldiğinden, bu sonucun tutarlı olduğu değerlendirilmiştir. Özel olarak, elde edilen verilerden çıkartılacak en önemli sonuç konuma göre I/Q frekans imzalarının karakteristiğinin değişmemiş olmasıdır. Bu duruma literatürde I/Q frekans imzaları için yön-bağımsızlık (aspect-independent) özelliği olarak dikkat çekilmiştir [Baum, 1976], [Wang et al., 2000].

3.2. Küp Şekilli Hava Boşluğu

Küp şekilli ve düşük iletkenlikli hava boşluğu x ve y eksenini ortalayacak şekilde toprağa gömülerek daha önceki örneğe benzer şekilde yerleştirilmiştir. Bu hedefin bir boyutunun uzunluğu 0.1 m'dir. Gömülü küp şekilli düşük iletkenlikli

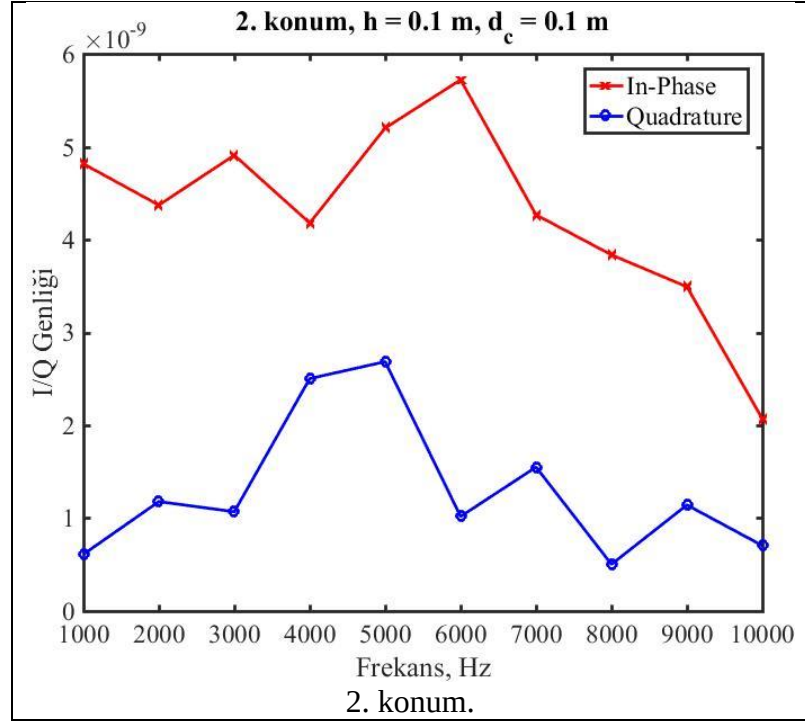
hava boşluğunun x ekseninde saçılan alana konumsal etkisi incelenmiştir. Kaynak y ekseninde ortalanmıştır. Saçılan alan, kaynağın bulunduğu noktada kaydedilip, hızlı Fourier dönüşümü ile frekans uzayına aktarılarak I/Q frekans imzası elde edilmiştir.

Saçılan alan üzerinden ele alınan I/Q frekans imzaları toprak altında gömülü düşük iletkenlikli küp şekilli hava boşluğu için kaynağın Şekil 3.1’de görülen yatay eksen (x eksen) boyunca 1. konum, 2. konum, 3. konum, 4. konum ve 5. konum için ayrı ayrı hesaplanmıştır. Kaynak konumlarının bulunduğu eksen aynı zamanda x ekseninin ortası ve z eksen boyunca hedef cismin merkezi ile aynı hizadadır. Anten yüksekliği $h = 0.1$ m ve küp şekilli hava boşluğunun derinliği $d_c = 0.1$ m olacak şekilde sabit tutulmuştur.

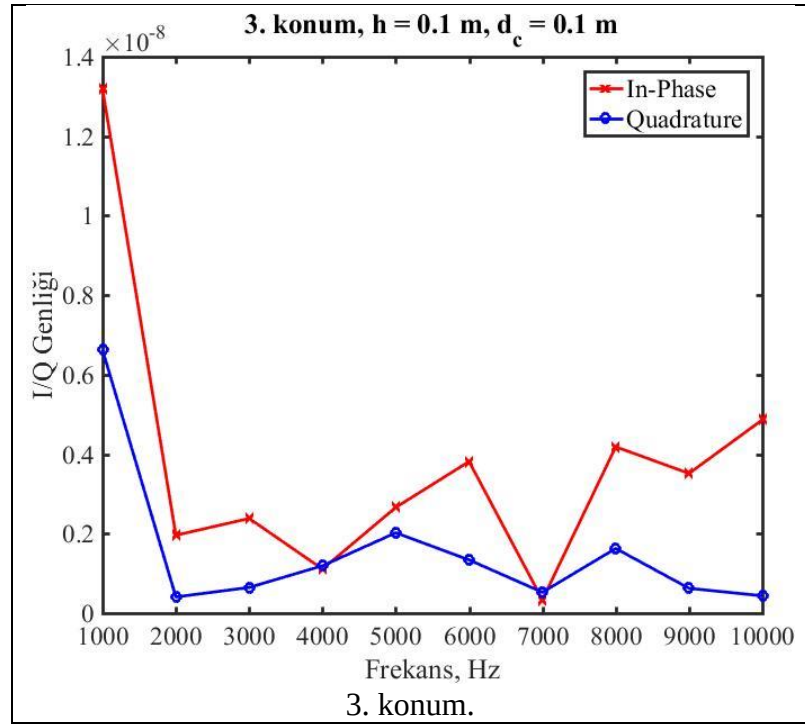


a)

Şekil 3.3: Beş farklı yatay konum için toprakta gömülü düşük iletkenlikli bir hava boşluğu I/Q frekans imzaları. a) 1. konum, b) 2. konum, c) 3. konum, d) 4. konum, e) 5. konum.

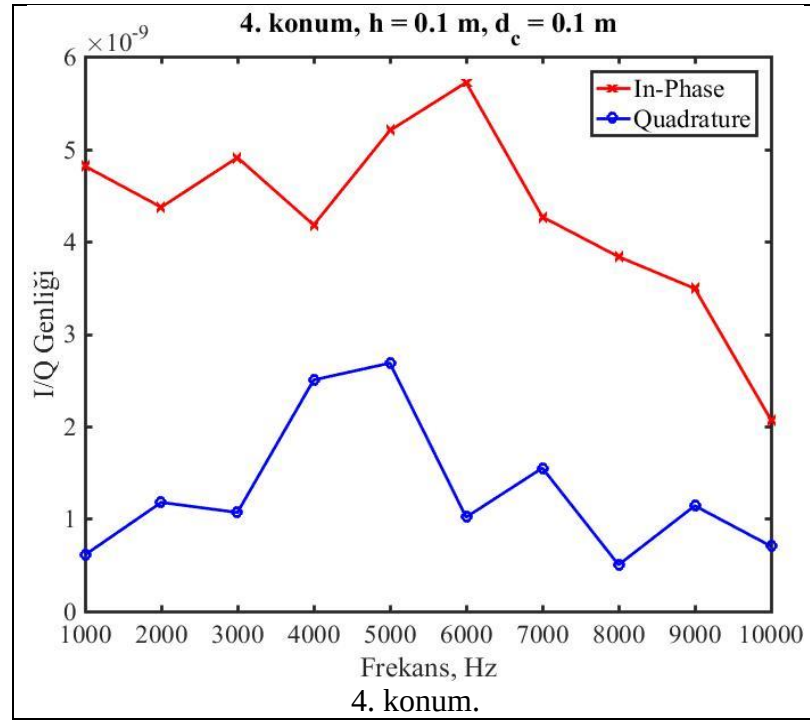


b)

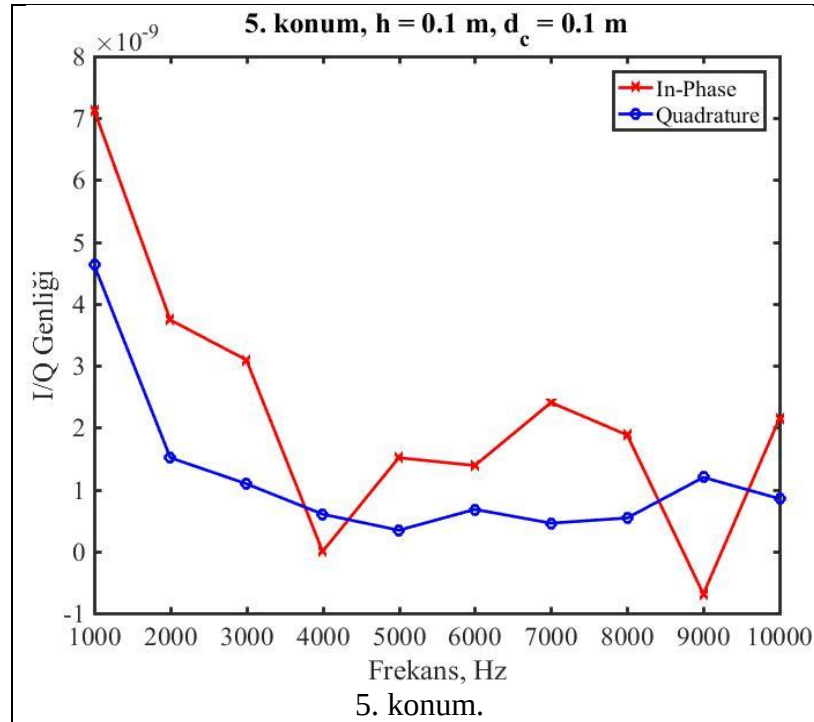


c)

Şekil 3.3: Devam.



d)



e)

Şekil 3.3: Devam.

Bu örnek için hesaplanan I/Q frekans imzaları değerlendirildiğinde, daha önceki örneğe benzer şekilde 1. ve 5. konum ile, 2. ve 4. konum için hesaplanan değerlerin açık ve beklenen şekilde simetrik olduğu görülmektedir. Yine en yüksek I/Q frekans imzası genlik değeri 3. konumda yani kaynak anteni ile hedef cismin dikeyde aynı hizada olduğu yerde gözlenmiştir. Bu konum kaynak anteni ile hedef cisim arasındaki mesafenin en az olduğu duruma karşılık geldiğinden, bu sonucun yine tutarlı olduğu değerlendirilmiştir. Bu örnekte özel olarak, daha önceki örnekte gözlenen ve dikkat çekilen de I/Q frekans imzaları için yön-bağımsızlık (aspect-independent) özelliği gözlenememiştir. Bunun nedeninin hedef cismin önceki örneğe göre son derece düşük olan (yaklaşık 10^9 kat düşük) iletkenlik değerinden kaynaklandığı düşünülmektedir. Yani hedef cisimde yeteri seviyede homojen Eddy akımları indüklenmediği için, saçılan alanlar bakımından I/Q frekans imzaları için yön-bağımsızlık özelliği korunamamaktadır.

4. SONUÇLAR

Gömülü iletken cisimlerin I/Q frekans imzalarının hesaplanması için üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda KS-ZUSF yöntemi ile çok frekanslı metal dedektörü modellemesi yapılmıştır. Kaynak anteni olarak bir manyetik dipol kullanılmıştır. Tüm hesaplamalar monostatik durum için yapılmıştır.

Sayısal örnek olarak toprak altında gömülü iletken bir küpün ve küp şekilli düşük iletkenlikli bir hava boşluğunun farklı yatay konumlarda I/Q frekans imzaları hesaplanmıştır. Gömülü iletken küp için yatay konumundaki farklı gözlem noktaları boyunca hesaplanan I/Q frekans imzalarının karakteristik olarak birbirine çok benzer olduğu ve sadece genlik değerlerinin değiştiği gözlenmiştir. Bu durum literatürde bahsedilen yön-bağımsızlık özelliği açısından uygundur. Bununla birlikte toprakta gömülü küp şekilli düşük iletkenlikli bir hava boşluğu için yön-bağımsızlık özelliği gözlenememiştir. Bu durumun hedef cisim iletkenliğinin çok düşük olmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Gelecek çalışmalarında I/Q frekans imzası üzerine farklı toprak türlerinin (dispersif vb.), farklı cisimlerin (manyetik vb.), farklı anten yüksekliklerinin ve farklı cisim derinliklerinin metal dedektörü tespit performansı üzerine etkisinin incelenmesi hedeflenmektedir.

KAYNAKLAR

Aksoy S., Balıkçı A., Zabar Z., Birenbaum L., (2011), “Numerical investigation of the effect of a longitudinally layered armature on coilgun performance”, IEEE Transactions Plasma Science, 39-1, 5–8.

Aksoy S., (2019), “Zaman Uzayı Sonlu Farklar Yöntemi”, Ders Notları, Elektronik Mühendisliği Bölümü, Gebze Teknik Üniversitesi.

Aksoy S., (2018), “Advanced Metal Detectors”, Web Book.

Balanis C. A., (2005), “Antenna Theory Analysis and Design”, 3rd Edition, John Wiley and Sons.

Baum C. E., (1976), “The singularity expansion method”, Transient Electromagnetic Fields, 129–179.

Das Y., McFee J. E., Toews J., Stuart G. C., (1990), “Analysis of an electromagnetic induction detector for real-time location of buried objects”, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 28-3, 278 - 288.

De Moerloose J., Dawson T. W., Stuchly M. A., (1997), “Application of the finite difference time domain algorithm to quasi-static field analysis”, Radio Science, 32-2, 329–341.

Garrett C. L., (2003), “Modern Metal Detectors, Revised”, 2nd Edition, RAM Publications and Distribution, USA.

Geng N., Garber P., Collins L. M., Carin L., Hansen D., Keiswetter D. A., Won I. J., (1998), “Wideband electromagnetic induction for metal-target identification: theory, measurement and signal processing”, Detection and Remediation Technologies for Mines and Minelike Targets III, Proceeding of SPIE, 3392, 42-51, Orlando, FL, USA, 13 April.

Haus H. A., Melcher J. R., (1989), “Electromagnetic Fields and Energy” Englewood Cliffs, Prentice-Hall, USA.

Holland R., (1994), “Finite-difference time-domain (FDTD) analysis of magnetic diffusion”, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 36-1, 32–39.

Holland R., (1995), “FDTD analysis of nonlinear magnetic diffusion by reduced c”, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 43-7, 653–659.

Huang H., (2005), “Depth of investigation for small broadband electromagnetic sensors”, Geophysics, 70-6, 135-142.

Huang H., Won I. J., (2004), “Electromagnetic detection of buried metallic objects using quad–quad conductivity”, Geophysics, 69-6, 1387-1393.

İdemen M., (1995), “Elektromagnetik Dalgaların Temelleri”, 5. Basım, İstanbul, Literatür Yayıncılık.

Furse C. M., Gandhi O. P., (1998), “Calculation of electric fields and currents induced in a millimeter-resolution human model at 60 Hz using the FDTD method”, *Bioelectromagnetics*, 19-5, 293–299.

Luebbers R., Kumagai K., Adachi S., Uno T., (1993), “FDTD calculation of transient pulse propagation through a nonlinear magnetic sheet”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 35-1, 90–94.

Moreland C., (2006), “Induction Basics”, *Geotech*, 1-3.

Mur G., (1981), “Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations”, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 23-4, 377-382.

Nabighian M. N., (1979), “Quasi-static transient response of a conducting half-space; An approximate representation”, *Geophysics*, 44-10, 1700-1705.

Özakın M. B., Aksoy S., (2011), “Kuvazi-statik ZUSF yöntemi ile dalga denklemi tabanlı iki boyutlu Kartezyen koordinatlarda düşük frekanslı metal dedektörü benzetimi”, *Ulusal Savunma Uygulamaları Modelleme ve Simülasyon (USMOS)*, 332-341, Ankara, Türkiye, 14-15 Haziran.

Özakın M. B., S. Aksoy, (2012), “Üç boyutlu Kartezyen koordinatlarda düşük ve tek frekanslı metal dedektörlerinin kuvazi-statik zaman uzayı sonlu farklar yöntemi ile benzetimi,” 6th URSI Ulusal Bilim Kongresi, İstanbul, Türkiye, 2-5 Eylül.

Özakın M. B., Aksoy S., (2016), “Application of magneto-quasi-static approximation in the finite difference time domain method”, *IEEE Transactions on Magnetics*, 52-8, 7209809.

Özakın M. B., Aksoy S., (2017), “Numerical calculation of the magnetic dipole fields by three-dimensional QS-FDTD method”, *Progress in Electromagnetic Research Symposium*, St Petersburg, Russia, 22-25 May.

Roberts R., (1999), “The History of Metal Detectors”, *Western and Eastern Treasures*, People’s Publishing, 1-5.

Saydam T., (2018), “Quasi-Static Finite Difference Time Domain Simulation of a Pulse Induction Metal Detector”, *Master Thesis*, Gebze Technical University, Gebze, Kocaeli.

Saydam T., Aksoy S., (2019), “Darbe indüksiyonlu metal dedektörlerinin modellenmesi”, *Ulusal Savunma Uygulamaları Modelleme ve Simülasyon (USMOS) Konferansı*, 4-15, Ankara, Türkiye, 19-21 Kasım.

Shubitidze F., O'Neill K., Haider S. A., Sun K., Paulsen K. D., (2002), "Application of the method of auxiliary sources to the wide-band electromagnetic induction problem", IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 40-4, 928-942.

Taflove A., Hagness S. C., (2005), "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method", 3rd Edition, Boston, MA: Artech House.

Theodorsen T., (1930), "Instrument for detecting metallic bodies buried in the earth", Journal of the Franklin Institute, 210-3, 311-326.

Theodorsen T., (1930), "A sensitive induction balance for the purpose of detecting unexploded bombs", Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 16-11, 685-693.

Wait J. R., (1951), "A conducting sphere in a time varying magnetic field", Geophysics, 16, 666-672.

Wang Y., Longstaff I. D., Leat C. J., (2000), "Measurement of complex natural resonances of targets in free space and lossy media", Progress In Electromagnetics Research, 221-230.

Won I. J., Huang H., (2004), "Magnetometers and electro-magnetometers", The Leading Edge, 23-5, 448-451.

Won I. J., (1980), "A wide-band electromagnetic exploration method - Some theoretical and experimental results", The Journal of Environmental and Engineering Geophysics, 45-5, 928-940.

Won I. J., Keiswetter D. A., Fields G., Sutton L. C., (1996), GEM-2: "A new multi-frequency electromagnetic sensor", The Journal of Environmental and Engineering Geophysics, 1-2, 129-137.

Won I. J., Keiswetter D. A., Hanson D. R., Novikova E., Hall T. M., (1997), "GEM-3: A monostatic broadband electromagnetic induction sensor", The Journal of Environmental and Engineering Geophysics, 2-1, 53-64.

Won I. J., Keiswetter D., Novikova E., (1998), "Electromagnetic induction spectroscopy", The Journal of Environmental and Engineering Geophysics, 3, 27-40.

Yamazaki S., Nakane H., Tanaka A., (2002), "Basic analysis of a metal detector", IEEE Instrumentation and Measurement, 51-4, 810-814.

Yee K. S., (1966), "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 14-3, 302-307.

Zhao H., Crozier S., Liu F., (2003), "A high definition, finite difference time domain method", Applied Mathematical Modelling, 27-5, 409-419.

ÖZGEÇMİŞ

Mahmut KESER 1986 yılında Niğde’de doğmuştur 2005 yılında başladığı Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (GYTE) Mühendislik Fakültesi Elektronik Mühendisliği Bölümünü 2010 yılında başarıyla tamamlamıştır. 2011 – 2015 yılları arasında EMC Elektronik Ltd.’de Elektromanyetik Uyumluluk (EMU) konusunda Ar-Ge Mühendisi olarak çalışmıştır. 2016 yılından itibaren NETAŞ Telekomünikasyon A.Ş.’nin savunma bölümünde Üretim, Ürün Bütünlüğü ve Güvenilirliği Mühendisi olarak görevini sürdürmektedir. İlgi alanları arasında analog ve RF tasarım, KS-ZUSF ve EMI/EMC yer almaktadır. Gebze Teknik Üniversitesi fen bilimleri enstitüsü elektronik mühendisliği ana bilim dalı tezli yüksek lisans programından 2020 yılında mezun olmuştur.