

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU İLE PARETO YAKLAŞIMININ
BİRLEŞTİRİLEREK ÇOK AMAÇLI OPTİMİZASYON PROBLEMLERİNİN
ÇÖZÜMÜ VE ÇANAKKALE-TUZLA HİDROTHERMAL SİSTEMİN
MANYETOTELLÜRİK VERİLERİ İLE MODELLENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Ersin BÜYÜK

Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Jeofizik Mühendisliği Programı

KASIM 2020

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU İLE PARETO YAKLAŞIMININ
BİRLEŞTİRİLEREK ÇOK AMAÇLI OPTİMİZASYON PROBLEMLERİNİN
ÇÖZÜMÜ VE ÇANAKKALE-TUZLA HİDROTHERMAL SİSTEMİN
MANYETOTELLÜRİK VERİLERİ İLE MODELLENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Ersin BÜYÜK

(505142402)

Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Jeofizik Mühendisliği Programı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Abdullah KARAMAN

KASIM 2020

İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 505142402 numaralı doktora öğrencisi Ersin BÜYÜK ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU İLE PARETO YAKLAŞIMININ BİRLEŞTİRİLEREK ÇOK AMAÇLI OPTİMİZASYON PROBLEMLERİNİN ÇÖZÜMÜ VE ÇANAKKALE-TUZLA HİDROTERMAL SİSTEMİN MANYETOTELLÜRİK VERİLERİ İLE MODELLENMESİ” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı: **Prof. Dr. Abdullah KARAMAN**
İstanbul Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Doç. Dr. Ekrem ZOR**
TUBİTAK-MAM Yer ve Deniz Bilimleri Enstitüsü

Doç. Dr. Doğa DÜŞÜNÜR DOĞAN
İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Gültekin TOPUZ
İstanbul Teknik Üniversitesi

Doç. Dr. Ertan PEKŞEN
Kocaeli Üniversitesi

Teslim Tarihi : 23 Ekim 2020
Savunma Tarihi : 20 Kasım 2020





Oğullarıma,



ÖNSÖZ

Bu tez çalışmasında bana yardımlarını esirgemeyen, verilerin toplanılmasına ve kullanılmasına imkân sağlayan, bilgisini ve tecrübesini paylaşıp yol gösteren saygıdeğer danışman hocam Prof. Dr. Abdullah KARAMAN'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Bu tez çalışmasının bir bölümünü oluşturan ve uluslararası bildiri ve makale çalışmalarına önemli katkıları olan saygıdeğer Doç. Dr. Ekrem ZOR'a çok teşekkür ederim. Bu çalışma; proje numarası 40212 olan İTÜ Bilimsel Araştırma Projeleri (İTÜ-BAP) birimince desteklenmiştir. “Site Classification and Seismic Hazard Assessment of Bursa Province” projesi kapsamında elde edilen sismolojik verilerin paylaşımı için Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Kurumu-Marmara Araştırma Merkezi (TÜBİTAK-MAM) Yer ve Deniz Bilimleri Enstitüsü'ne teşekkür ederim. Saha çalışmalarında vermiş olduğu değerli yardımlarından dolayı M. Cengiz TAPIRDAMAZ'a, Ümit AVŞAR'a ve öğrencim Feyzican TÜRE'ye teşekkürlerimi sunarım. Tez çalışması döneminde her zaman destek olan, zor günlerimde sonsuz sabır ve anlayış gösteren eşim Melike BÜYÜK'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Her zaman güvenlerini dile getiren ve dualarını eksik etmeyen başta annem Aynur BÜYÜK ve babam Tacettin BÜYÜK olmak üzere yakın ailemin tüm fertlerine canı gönülden teşekkür ederim.

Kasım 2020

Ersin BÜYÜK
(Jeofizik Mühendisi)



İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	vii
İÇİNDEKİLER	ix
KISALTMALAR	xi
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xiii
ŞEKİL LİSTESİ.....	xv
ÖZET.....	xix
SUMMARY	xxiii
1. GİRİŞ	1
1.1. Manyetotellürik Çalışma Sahasının Tanımlanması.....	7
1.1.1. Çalışma sahasının bölgesel tektoniği ve jeolojisi	7
1.1.2. Çalışma sahasının yapısal jeolojisi	15
1.1.3. Çalışma sahasında hidrotermal sistem	17
1.2. Manyetotellürik Yöntemin Hidrotermal Sistemlerin Araştırılmasında Kullanımı.....	21
1.3. Çalışma Sahasında Manyetotellürik Ölçümler ve Arazi Çalışması	22
2. PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU.....	27
2.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu Parametreleri.....	31
2.2. Literatürde Kullanılan Parçacık Sürü Optimizasyon Parametreleri	32
2.3. Çok Amaçlı Optimizasyon ve Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu	34
3. MANYETOTELLÜRİK YÖNTEM.....	39
3.1. Maxwell Denklemleri.....	42
3.2. Manyetotellürik Yöntemde Fiziksel Parametreler	43
3.3. Transfer Fonksiyonu ve Empedans Tensörü: Görünür Özdirenç ve Faz Açısı	43
3.4. Boyutluluk Analizi ve Galvanik Bozunum	44
3.5. Faz Tensörü	46
3.6. İndüksiyon Vektörü.....	50
3.7. Manyetotellürik Verilerinde Gürültü Kaynakları.....	50
3.8. Manyetotellürik Verilerinin İşlenmesi	53
3.9. Güvenilir Bir Empedans Tensörünün Elde Edilmesi	56
4. PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONUNUN TEST MODELLEME ÇALIŞMALARI.....	59
4.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Yer Altı Su Seviyesi Düşüşü Modelinden Hidrolik Parametrelerin Kestirimi ve Genetik Algoritma Sonuçları ile Karşılaştırılması	59
4.2. Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile RWD ve HVSR Verilerinin Birleşik Ters Çözümü	60

5. ÇALIŞMA SAHASINDAKİ MANYETOTELLÜRİK VERİLERİN PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU İLE MODELLENMESİNDE KULLANILAN PARAMETRELER VE MODELLERİN OLUŞTURULMASI	63
5.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile 1-B Manyetotellürik Modelleme ve Seçilen Parametreler.....	63
5.2. Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile 2-B Manyetotellürik Modelleme ve Seçilen Parametreler.....	66
6. BULGULAR VE TARTIŞMALAR.....	69
6.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Maden Hidrojeoloji Verisinin Modelleme Sonuçları ve Genetik Algoritma ile Karşılaştırılması	69
6.2. Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile RWD ve HVSr Eğrilerinin Birleşik Ters Çözüm Sonuçları	72
6.2.1 Sentetik modellerin sonuçları.....	72
6.2.2. Saha verisi sonuçları.....	74
6.3. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Manyetotellürik Verilerin Modelleme Sonuçları ve Çalışma Sahasının Hidrotermal Sistemi ile Karşılaştırılması	77
6.3.1 Parçacık sürü optimizasyonu ile manyetotellürik verilerinin 1-B modelleme sonuçları	79
6.3.2. Pareto parçacık sürü optimizasyonu ile manyetotellürik verilerinin 2-B modelleme sonuçları	82
6.4. Empedans Tensörü Sonuçları	92
6.4.1. Görünür öz direnç, faz açısı ve indüksiyon vektör değerleri	92
6.4.2. İndüksiyon vektörlerinin doğrultuları	99
6.4.3. Skew boyutluluk analizi	101
6.5. Faz Tensörü Sonuçları	103
6.5.1. Faz tensörü açıları	103
6.5.2. Faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımı	105
6.5.3. Faz tensörü yer-elektrik doğrultusu.....	107
6.5.4. Faz tensörü boyutluluk analizi	109
7. SONUÇLAR	111
KAYNAKLAR.....	113
EKLER.....	131
ÖZGEÇMİŞ.....	217

KISALTMALAR

B	: Manyetik alan, manyetik indüksiyon
B_x, B_y, B_z	: Manyetik alanın kartezyen koordinatta bileşenleri
C	: Schmucker-Weidelt transfer fonksiyonu
$\underline{C}$	: Bozunum tensörü
D	: Yerdeğiştirme akımları, Hidrolik difüzyon
E	: Elektrik alan
E_x, E_y	: Elektrik alanın kartezyen koordinatta bileşenleri
$\tilde{E}$	: Frekans ortamında elektrik alanın doğu-batı bileşeni
f	: Frekans
H	: Manyetik yoğunluk
J	: Akım yoğunluğu
k	: Dalgasayısı
mu	: Mutasyon faktörü
N	: FFT uzunluğu
$\tilde{N}$	: Frekans ortamında elektrik alanın kuzey-güney bileşeni
q	: Özgül debi
Q	: Elektriksel yük
S	: Depolama katsayısı
t	: Zaman
T	: Periyot
T	: Hidrolik geçirgenlik
T_x, T_y	: İndüksiyon okları bileşenleri
u	: Genel elektromanyetik vektör alanı
v_p, v_s	: P ve S dalgası hızları
$\tilde{X}, \tilde{Y}, \tilde{Z}$	: Frekans ortamında manyetik alan kuzey, doğu ve düşey bileşenleri
Z	: Empedans tensörü
Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}	
Z_{yy}	: Empedans tensörünün elemanları
α	: Hata fonksiyonu, Faz tensörü yer-elektrik doğrultu açısı
β	: Rotasyon matrisi, Faz tensörü çarpıklık açısı
Δf	: Spektral çözünürlük
ε	: Elektriksel geçirgenlik
ε_0	: Serbest uzayda elektriksel geçirgenlik
λ	: Dalgaboyu
κ	: Swift çarpıklık
μ	: Manyetik geçirgenlik
μ_0	: Serbest uzayda manyetik geçirgenlik
ρ	: Öz direnç
ρ_a	: Görünür öz direnç
ρ_b	: Bostick öz direnç
ϱ	: Yoğunluk

σ	: İletkenlik
ϕ	: Manyetotellürük faz
Φ	: Faz tensörü
Φ_{max}	: Faz tensörü elipsi major eksen
Φ_{min}	: Faz tensörü elipsi minör eksen
θ	: Rotasyon açısı
ω	: Açısal frekans, PSO sönüm parametresi
c_1, c_2	: Bireysel ve global öğrenme katsayıları
χ	: PSO kısıtlama faktörü
δ	: Nüfuz derinliği



ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 1.1 : Kayıt süresince kullanılan örnekleme frekansları ve kayıt süreleri.	23
Çizelge 2.1 : Literatürde genel olarak kullanılan PSO parametreleri.	34
Çizelge 3.1 : Empedans tensörleri ve boyutluluk ifadeleri.	45
Çizelge 3.2 : Spektral matris tüm bileşenlerdeki ham spektrumların (X, Y, Z, N, E) kendi bileşenleri ile güç, diğer bileşenler ile çapraz spektrumundan oluşmaktadır.	56
Çizelge 5.1 : Örnek yapay MT verilerinin üretildiği katmanlı özdirenç yapı modeli.	64
Çizelge 6.1 : PSO ve GA sonuçlarının karşılaştırılması.	72
Çizelge 6.2 : Optimum çözüm (A), ve komşu parçacıkların (B ve C) hata payları...	76



ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1 : Lokal ve global minimumları gösteren amaç fonksiyonu.	2
Şekil 1.2 : PSO yönteminde parçacıkların hareketi, a) Parçacıkların yani çözüm setinin amaç fonksiyonu uzayında dağılımı, b) Parçacıkların global en iyi çözüme doğru hareketi.	4
Şekil 1.3 : İki amaç fonksiyonlu Pareto cephesinin şematik dağılımı. Eksenlerden α_1 ve α_2 her bir amaç fonksiyonundan elde edilen hata payını göstermektedir. Siyah ve gri parçacıklar, sırasıyla, Pareto cephesini gösteren baskın parçacıklar ve domine edilen parçacıkları göstermektedir.	5
Şekil 1.4 : Kuzey Ege ve Trakya bölgesinin basitleştirilmiş tektonik haritası (Okay ve diğ, 2001).	8
Şekil 1.5 : Biga yarımadasının jeodinamik modelinin şematik gösterimi; a) Neo-Tethys okyanusunun Sakarya Kıtasının altına dalarak kapanması, b) Levhanın parçalanması ve Kıta-Kıta çarpışmasının sonucu olarak litosferik kalınlaşma, c) ve d) Çarpışma sonrası açılma ve dalan levhanın tabakalara ayrılması. Aslan ve diğ, (2017)'den derlenmiştir.	9
Şekil 1.6 : Çalışma sahasının genel jeolojisi ile birlikte MT noktaları (üstte), A-A' profili boyunca jeolojik kesit (altta), Karacık ve Yılmaz (1998), Akal (2013) ve 1/250.000 ölçekli MTA diri fay haritası (Emre ve Doğan, 2010)'dan derlenmiştir. ÇB: Çamköy Bindirmesi, ÇF: Çamlıca Fayı, KF: Kestanbol Fayı, ZF: Zambakkaya Fayı, ÇIF: Çığrı Fayı, AF: Alemşah Fayı, MF: Meyhanetepe Fayı, SF: Sakarkaya Fayı, TF: Tuzla Fayı, GF: Gülpınar Fayı. Kırmızı renkli faylar MTA diri fay haritasından eklenmiştir.	11
Şekil 1.7 : Çalışma sahasının genelleştirilmiş stratigrafik kesiti Bozkurtoğlu (2003)'ten derlenmiştir.	12
Şekil 1.8 : Tuzla Fayının eğim açısı ölçümü (Nisan, 2017).	16
Şekil 1.9 : Tuzla T-1 kuyusu litolojisi (Akkuş ve diğ, 2005).	18
Şekil 1.10 : Tuzla T-2 kuyusu litolojisi (Akkuş ve diğ, 2005).	19
Şekil 1.11 : Tuzla Jeotermal sahasının basitleştirilmiş hidrotermal sistem modeli (Baba ve diğ, 2009)'dan derlenmiştir.	20
Şekil 1.12 : MT ölçüm düzeneği.	22
Şekil 1.13 : MT kayıtçısının ana unsurları.	23
Şekil 1.14 : Kayıttan önce elektrotlar ve bobinler için gerekli kabloların birbirlerinden uzak bir şekilde serimi gerçekleştirilmektedir.	24
Şekil 1.15 : Manyetik alan için düşey bobinin bir kuyu açılarak gömülmesi ile ölçümlerdeki gürültü seviyesini en aza indirmek mümkün olmaktadır.	25
Şekil 1.16 : Yatay manyetik alan bileşenleri için bobinler K-G ve D-B doğrultusunda, toprağın yaklaşık 15-20 cm derine gömülmektedir.	

Herhangi bir olası sarsıntıya karşın bobinin yanları ve üstü toprakla iyice örtülmektedir.	25
Şekil 1.17 : Elektrik alan ölçümlerinde kullanılan elektrotlar K-G ve D-B doğrultusunda toprağın yaklaşık 20-30 cm derine içine gömülmektedir. Sızdırmaz tabana sahip elektrotların yer ile tam olarak teması sağlandıktan tabanına su dökülerek toprakla örtülür.....	26
Şekil 1.18 : Düşey manyetik alan için kullanılan bobini yerleştirecek toprak birimleri olmaması durumunda bobinin dik ve sarsıntısız durmasına imkân sağlayan kaya yarığı veya ağaç kovuğu kullanılabilmektedir.....	27
Şekil 1.19 : Kayıt almaya hazır ölçü düzeneği. Tüm kablo bağlantıları yapıldıktan sonra alıcı ünitesi (solda) kaydedicisi ile birlikte elektrik ve manyetik alan zaman serisini örneklemektedir. Düşey manyetik alan bobini (sağda) alıcı ünitesinden en az 20 m uzakta olmalıdır.	27
Şekil 2.1 : PSO algoritmasının akış şeması.	30
Şekil 2.2 : Bir parçacığın a) eski pozisyonu, b) bireysel ve global en iyi çözümlerin etkisi ile oluşan yeni hız vektörü ve pozisyonu.	31
Şekil 2.3 : Pareto PSO algoritması.....	36
Şekil 2.4 : Optimizasyonun son haliyle tüm parçacıkların arama uzayında dağılımının şematik gösterimi. Sarı ile gösterilen parçacık iki fonksiyonun ortak Pareto optimum çözümünü gösterirken, yeşil parçacık $\alpha 1$ fonksiyonunun, mavi parçacık $\alpha 2$ fonksiyonunu en iyi çözümünü göstermektedir.	37
Şekil 3.1 : Elektromanyetik alan kaynaklarının şematik gösterimi (Constable, 2016).	41
Şekil 3.2 : Elektromanyetik dalga ve alan bileşenleri.....	42
Şekil 3.3 : Ölçek bağımlı boyutluluk değişimi. Elektromanyetik nüfuz derinliğinin yapının boyutlarından çok büyük olması durumunda galvanik bozunum etkisi ortaya çıkmaktadır (Simpson ve Bahr, 2005'ten derlenmiştir).	46
Şekil 3.4 : Faz tensörünün elips ile gösterimi (Caldwell ve diğ, 2004).....	49
Şekil 3.5 : MT-7 noktasında örnek bir statik kayma gözlemlenen ölçüm.	51
Şekil 3.6 : MT-24 noktasında gözlemlenen elektrik gerilim hattının 50 Hz ve 150 Hz spektrumunda gösterdiği aykırılık.	52
Şekil 3.7 : Saha çalışması esnasında meydana gelen depremin MT kayıtlarında yarattığı etki.....	53
Şekil 3.8 : Arazideki ham veriden görünür öz direnç ve faz açısı eğrilerinin hesaplanmasına kadar uygulanan veri işlem adımları (Simpson ve Bahr, 2005).	54
Şekil 3.9 : MT-8 noktasında E_x bileşeni yönseme giderme uygulaması, a) Yönseme giderilmemiş zaman serisi b) Yönseme giderilmiş zaman serisi.....	55
Şekil 5.1 : Bu çalışma kapsamında yazmış olduğumuz Matlab kodunun Pethick ve Harris (2015) çıktıları ile kıyaslanması.	64
Şekil 5.2 : 2-B modelleme için kullanılan model uzayı.....	67
Şekil 6.1 : PSO sonuçları. A) gözlemsel veri ile model tepkisini, B) hata payının, C) hidrolik geçirgenliğin, D) depolama katsayısının iterasyonla değişimi. ..	70
Şekil 6.2 : GA sonuçları. A) gözlemsel veri ile model tepkisini, B) hata payının, C) hidrolik geçirgenliğin, D) depolama katsayısının iterasyonla değişimi. ..	71
Şekil 6.3 : SM-1 Pareto optimum kullanılarak elde edilen makaslama dalgası hızı – derinlik modeli ve parametre arama uzayı (a); Gözlemlenen ve hesaplanan RWD eğrisi (b), ve HVSR ile Rayleigh dalgası eliptiklik eğrisi (c); Tüm	

iterasyonlar boyunca Pareto optimum çözüm (“+” olarak gösterilen) ve Pareto dağılımının (açık gri noktalar) Pareto cephesi (koyu gri noktalar) ile beraber gösterimi (d); Son iterasyonda Pareto optimum, Pareto cephesi ve Pareto dağılımının gösterimi (e).	73
Şekil 6.4 : SM-2 Pareto optimum kullanılarak elde edilen makaslama dalgası hızı – derinlik modeli ve parametre arama uzayı (a); Gözlemlenen ve hesaplanan RWD eğrisi (b), ve HVSR ile Rayleigh dalgası eliptiklik eğrisi (c); Tüm iterasyonlar boyunca Pareto optimum çözüm (“+” olarak gösterilen) ve Pareto dağılımının (açık gri noktalar) Pareto cephesi (koyu gri noktalar) ile beraber gösterimi (d); Son iterasyonda Pareto optimum, Pareto cephesi ve Pareto dağılımının gösterimi (e).	74
Şekil 6.5 : T051 noktası için elde edilen sonuçlar; (a) Son iterasyonla birlikte Pareto dağılımı, Pareto cephesindeki Pareto optimum parçacık “A”, RWD optimum parçacık “B” ve HVSR optimum parçacık “C” ile gösterilmektedir. Hesaplanan ve gözlenen RWD eğrileri (b), HVSR eğrisi ve Rayleigh dalgası eliptikliği (c), A,B ve C parçacığını temsil eden makaslama dalgası hız modelleri (d).	76
Şekil 6.6 : Çalışma sahasının genel jeolojisi ile birlikte MT noktaları ve Tuzla Fayı. Kırmızı renkli faylar MTA diri fay haritasından eklenmiştir.	78
Şekil 6.7 : 1-B modelleme sonucunda Profil-1 özdirenç değerlerinin derinlikle beraber değişimi.	79
Şekil 6.8 : 1-B modelleme sonucunda Profil-2 özdirenç değerlerinin derinlikle beraber değişimi.	79
Şekil 6.9 : Statik kayma etkisinin görüldüğü MT-7 ve MT-15 noktaları.	82
Şekil 6.10 : Yön bağımlılık etkilerinin görüldüğü MT-11 ve MT-34 noktaları.	82
Şekil 6.11 : Birbirine paralel Profil-1 ve Profil-2’nin Pareto PSO optimum modelleme sonucunda elde edilen yer elektrik kesitleri.	83
Şekil 6.12 : Profil-1 için elde edilen Pareto parçacıkların dağılımı; Pareto optimum çözüm A, TE mod optimum çözüm B ve TM mod optimum çözüm C ile gösterilmektedir.	85
Şekil 6.13 : Profil-2 için elde edilen Pareto parçacıkların dağılımı; Pareto optimum çözüm A, TE mod optimum çözüm B ve TM mod optimum çözüm C ile gösterilmektedir.	86
Şekil 6.14 : Profil-1 2-B modelleme sonuçları. Birleşik ters çözümü temsil eden Pareto optimum çözüm A); TE mod optimum çözüm B); TM mod optimum çözüm C). A)’da düz çizgi Tuzla fayını, Kesikli çizgi antitetik makaslama zonu fayını temsil etmektedir.	88
Şekil 6.15 : Profil-2 2-B modelleme sonuçları. Pareto optimum çözüm A); TE mod optimum çözüm B); TM mod optimum çözüm C). A)’da düz çizgi Tuzla fayını, Kesikli çizgi antitetik makaslama zonu fayını temsil etmektedir.	89
Şekil 6.16 : 2-B modelleme sonucunda Profil-1 faz açısı farkları. TE mod faz açısı farkları A); TM mod faz açısı farkları B).	91
Şekil 6.17 : 2-B modelleme sonucunda Profil-2 faz açısı farkları. TE mod faz açısı farkları A); TM mod faz açısı farkları B).	92
Şekil 6.18 : Profil-1 TE mod a) görünür özdirenç ve b) faz açısı kesiti.	93
Şekil 6.19 : Profil-1 TM mod a) görünür özdirenç ve b) faz açısı kesiti.	94
Şekil 6.20 : MT-8 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.	95
Şekil 6.21 : Fay/Kontak yapısına yakın MT-10 noktasında gözlemlenemeyen faz açısı ayrımı.	95

Şekil 6.22 : MT-12 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.	96
Şekil 6.23 : Profil-2 TE mod a) görünür öz direnç ve b) faz açısı kesiti.	97
Şekil 6.24 : Profil-2 TM mod a) görünür öz direnç ve b) faz açısı kesiti.	97
Şekil 6.25 : Fay/Kontak yapısına yakın MT-30 noktasında gözlemlenemeyen faz açısı ayrımı.	98
Şekil 6.26 : MT-28 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.	98
Şekil 6.27 : MT-35 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.	99
Şekil 6.28 : Profil-1 indüksiyon vektörlerinin harita düzlemi üzerinde doğrultuları; A) 236 Hz, B) 9.4 Hz, C) 0.5 Hz, D) 0.05 Hz.	100
Şekil 6.29 : Profil-2 indüksiyon vektörlerinin harita düzlemi üzerinde doğrultuları; A) 236 Hz, B) 9.4 Hz, C) 0.5 Hz, D) 0.05 Hz.	101
Şekil 6.30 : Profil-1 skew boyutluluk değerleri.	102
Şekil 6.31 : Profil-2 skew boyutluluk değerleri.	103
Şekil 6.32 : Profil-1 faz tensörü açısının (Φ_2) derinlikle değişimi.	104
Şekil 6.33 : Profil-2 faz tensörü açısının (Φ_2) derinlikle değişimi.	104
Şekil 6.34 : MT-7 ve MT-15 noktasının statik kaymadan bağımsız faz tensörü açıları.	105
Şekil 6.35 : Profil-1 faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımı.	106
Şekil 6.36 : Profil-2 faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımı.	107
Şekil 6.37 : Profil-1 için tüm frekanslarda yer-elektrik doğrultusunu gösteren gül diyagramı.	108
Şekil 6.38 : Profil-2 için tüm frekanslarda yer elektrik doğrultusunu gösteren gül diyagramı.	109
Şekil 6.39 : Profil-1 Beta boyutluluk açısı.	109
Şekil 6.40 : Profil-2 Beta boyutluluk açısı.	110

PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU İLE PARETO YAKLAŞIMININ BİRLEŞTİRİLEREK ÇOK AMAÇLI OPTİMİZASYON PROBLEMLERİNİN ÇÖZÜMÜ VE ÇANAKKALE-TUZLA HİDROTERMAL SİSTEMİN MANYETOTELLÜRİK VERİLERİ İLE MODELLENMESİ

ÖZET

Jeofizik modelleme çalışmalarında veri ile model tepkisi arasındaki farkı optimize eden ve temeli optimizasyon algoritmalarına dayanan ters çözüm teknikleri yıllar geçtikçe ihtiyaca göre değişim göstermiştir. 1980'lerden itibaren genel olarak en küçük kareler yöntemi çoğu jeofizik ters çözüm modelleme çalışmalarında uygulanmaya başlanmıştır. Sonrasında temeli en küçük karelere dayanan birçok yöntem modelleme çalışmalarında kullanılmaya devam etmiştir. Ancak bu klasik ters çözüm modelleme yöntemlerinde doğrusal olmayan karmaşık modellerin doğrusallaştırma problemi de meydana gelmektedir. Son yıllarda doğrusallaştırmadan dolayı ortaya çıkan problemleri gidermek üzere türeğe bağılı yöntemler ve türeğe bağılı olmayan arama yöntemleri olmak üzere iki yöntem üzerinde durulmaktadır. Türeğe bağılı yöntemlerin lokal minimumda kalarak global minimuma ulaşamaması ve karmaşık modellerin türevlerini elde etmede yaşanan sıkıntılar modelleme çalışmalarında her zaman zorluk oluşturmuştur. Ayrıca lokal minimumda tuzaklanma durumu şiddetli bir şekilde başlangıç modelinin doğruluğuna bağılıdır.

Meta sezgisel ve akıllı global algoritmalarından biri olan parçacık sürü optimizasyonunun (PSO) karmaşık ve doğrusallaştırılması mümkün olmayan jeofizik modelleme çalışmalarında uygulanabilirliğini görmek adına bu tez çalışması gerçekleştirilmiştir. PSO algoritması kuş ve balık sürülerinin hareketlerinden esinlenerek geliştirilmiştir. Sürüdeki her bir birey parçacık olarak tanımlanmakta ve bu parçacıkların her biri birer modeli temsil etmektedir. Parçacıklar temsil ettiği model tepkisi ile veri arasındaki farkı gösteren amaç fonksiyonu uzayında yer almaktadır. Her parçacık diğerleri ile etkileşim halinde kalarak hız ve pozisyonlarını değiştirerek lokalde tuzaklanmadan global minimuma ulaşmaktadır. PSO'nun karmaşık modellerde dahi kullanılabildiğini görmek adına bir test çalışması gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada modeli doğrusallaştıramayacak bir denklemden hareketle madenlerde ortaya çıkan yer altı su düşüşü ölçümlerinden hidrojeolojik parametrelerin kestirimi gerçekleştirilmiştir. PSO, kendisi gibi global optimizasyon yöntemlerinden biri olan genetik algoritma ile çoğu çalışmada karşılaştırıldığından, test çalışmasından elde edilen sonuçlar her iki yöntemde karşılaştırılmıştır. Bu test çalışması sonucunda her ne kadar model denklemi oldukça karmaşık ve doğrusallaştırılması mümkün olmasa bile PSO ile başarılı bir şekilde sonuca ulaşılmıştır. Ayrıca PSO'dan elde edilen sonuçlar genetik algoritmaya göre daha hızlı yakınsama göstermekte ve parametre kestirimi daha güvenilir bir şekilde sonlandığı görülmektedir.

PSO sayesinde başarılı sonuçlar elde ettikten sonra jeofizik birleşik ters çözüm çalışmalarında nasıl bir işlevi olacağı üzerinde durulmuştur. Birleşik ters çözüm modelleme çalışmaları çok çözümlülüğü azaltmak için farklı fiziksel hassasiyetleri olan veri kümelerinden hareketle ortak bir modelin üretilmesine dayanan modelleme yaklaşımıdır. Çok amaçlı optimizasyon olarak da adlandırılan birleşik ters çözümde, birden fazla veri setinin minimizasyonunu sağlanacağından amaç fonksiyonu uzayı da birden fazla eksenle ifade edilmektedir. Bu durumda çözümler arasında ödünleşim denen, bir veri setinde kazanç oluşturan minimizasyon sağlanırken diğerinde kayba sebep olan maksimizasyon durumu gerçekleşir. Bu durumda farklı veri gruplarına uygulanan ağırlıklandırma oldukça sübjektif olmaktadır. Bununla birlikte verilerin kalitesi ile birlikte değişen güvenilirlikten dolayı uygulanacak ağırlıklandırma miktarı da kestirilememektedir. Bu çalışmada Pareto optimalite yaklaşımı ile ağırlıklandırmaya gerek duymadan farklı veri setlerinin hem ortak hem de bireysel en iyi çözümleri elde edilebileceği düşünülmüştür. Bunun için PSO yöntemi Pareto optimalite yaklaşımı ile entegre edilerek Pareto PSO için ikinci bir test çalışması daha gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada farklı hassasiyetleri olan Rayleigh dalgası dispersiyonu ve yatay/düşey spektral oran eğrilerinden oluşan sismolojik veriler kullanılmıştır. Hem sentetik hem de saha verisi üzerinde uygulanan bu çalışmanın sonucunda oldukça uyumlu sonuçlar elde edilmiştir. Ağırlıklandırmaya gerek kalmadan farklı hassasiyetleri olan bu iki veri grubunun hem ortak çözümü hem de veri setlerinin bağımsız en iyi çözümleri başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Bu test çalışması literatürde Pareto PSO'nun böyle sismolojik veriler üzerinde uygulandığı ilk çalışma olmuştur. Ayrıca çalışmanın başarılı bir şekilde uygulanması için yeni bir arama uzayı yaklaşımında tanımlanmıştır.

Jeolojisi ve hidrotermal sistemi oldukça karmaşık olan Çanakkale-Tuzla jeotermal sahasında alınan manyetotellürik verilerinin klasik ters çözüm teknikleri ile modellenmenin oldukça sıkıntılı olacağı düşünülmektedir. Çünkü literatürde manyetotellürik verilerinin modellenmesinde kullanılan yöntemler de genellikle türev bazlı, başlangıç modeline bağlı kalan ve lokal minimumda tuzaklanan algoritmalarından oluşmaktadır. Ancak bu çalışma da manyetotellürik saha verisine uygulanacak PSO yöntemi sayesinde de bu sıkıntılardan bağımsız sonuçlar elde edileceği öngörülmüştür. Öncelikle PSO ile bir boyutlu modelleme gerçekleştirilerek çalışma sahasındaki hidrotermal sistemin en iletken yapısı olan örtü kayaç yapısı ortaya koyulmuştur. Sonrasında bir boyutlu PSO modelleme sonuçları referans alınarak Pareto PSO ile farklı hassasiyetlere sahip manyetotellürik TE ve TM modları kullanılarak birleşik ters çözüm ile iki boyutlu modelleme yapılmıştır. Uygulanan iki boyutlu modelleme sonucunda ise çalışma sahasındaki hidrotermal sistemin bir diğer bileşeni olan fay/kontak yapıları belirlenmiştir. Modelleme aşamalarında klasik MT modelleme çalışmalarında kullanılan empedans tensöründen ziyade faz tensörü kullanılmıştır. Böylece empedans tensörlerinde gözlemlenebilen bozunumdan bağımsız faz tensör verileri kullanılarak daha güvenilir model sonuçları elde edilmiştir.

Bu tez çalışması sonucunda PSO ve Pareto PSO'nun jeofizik modelleme çalışmalarında rahatlıkla kullanılabileceği görülmektedir. Başlangıç modeline bağlı kalmayarak lokalde tuzaklanmayan, türev ve doğrusallaştırma olmadan global çözüme ulaşan PSO ile tüm jeofizik veriler modellenilebilecektir. Ayrıca Pareto PSO sayesinde birleşik ters çözüm çalışmalarında ağırlıklandırmaya gerek kalmadan hem verilerin

bağımsız en iyi çözümleri hem de ortak en iyi çözümü güvenilir bir şekilde elde edilebilecektir.





**SOLUTION OF MULTI-OBJECTIVE OPTIMIZATION PROBLEMS BY
COMBINING PARTICLE SWARM OPTIMIZATION WITH PARETO
APPROACH AND MODELING OF ÇANAKKALE-TUZLA
HYDROTHERMAL SYSTEM WITH MAGNETOTELLURIC DATA**

SUMMARY

In geophysical modeling studies, inversion techniques that optimize the difference between data and model response are based on optimization algorithms have changed over the years according to the requirement. Since the 1980s, the least squares method and similar techniques have been generally used in most geophysical inversion modeling studies. However, the computational time of these conventional inversion techniques are time-consuming and the linearization problem of nonlinear complex models has usually been a problem. Although, two methods which are derivative-based and non-derivative search methods have been developed to solve the linearization problem, their also have disadvantages. The failure of the derivative-based methods to reach global minima by trapping at the local minimum and the evaluating partial derivatives of complex models often make difficulties in modeling studies. In addition, trapping at a local minimum is strongly dependent on the accuracy of an initial model. Eventhough search methods can reach a global minimum, their approach can also cause to waste of time with unnecessary searches.

This thesis study was carried out in order to observe the applicability of particle swarm optimization, which is one of the metaheuristic and intelligent global algorithms. Beacuse functions used in geophysical modeling studies are generally complex and cannot be linearized. PSO has a metaheuristic and intelligent algorithm, and the algorithm was developed inspired by the movements of birds and fish flocks. Each individual in a flock is defined as a particle, and each of these particles represents a model. Particles are also located in the objective function space, which shows the difference between the model response and the data. Each particle remains in interaction with the others and changes its velocity and position, reaching the global minimum without being trapped locally.

A test study was conducted to check that PSO can be used even in complex models. In this study, hydrogeological parameters are estimated from the measurements of groundwater dropping that occur in mines by modelling which can not be operated linearly. Since PSO is compared with the genetic algorithm, which is one of the global optimization methods as PSO, in most studies, the results obtained from the test study were also compared with the genetic algorithm. As a result of this test study, although the model equation is quite complex and not possible to be linearized, PSO has been successfully concluded. In addition, the results obtained from PSO indicate convergence faster than the genetic algorithm and it is stated that the numerical values of the estimated parameters are more reliably.

After achieving successful results by means of PSO, what will be the contribution of PSO in geophysical joint inversion is discussed. Joint inversion is a modeling approach

based on obtaining a common model based on data sets with different physical sensitivities in order to reduce the nonuniqueness. In joint inversion, also known as multi-objective optimization, which provides minimization of more than one data set, the objective function is expressed with more than one axis in objective function space. In this case, the trade-off between the solutions of the particles occurs, which is the minimization that creates has an advantage in one data set, and the maximization that has a disadvantage in the other. In this case, the weighting applied to different data sets is very subjective and the amount of weighting cannot be predicted due to the uncertainty with the quality of the data. In this study, it is thought that the solutions of different data sets can be obtained both jointly and individually with the Pareto optimality approach without the need for weighting. For this, a second test study was carried out by integrating the PSO method with the Pareto optimality approach called as Pareto PSO. In this test study, seismological data consisting of Rayleigh wave dispersion (RWD) and horizontal / vertical spectral ratio (HVSr) curves were used. Since the RWD phase velocity is sensitive to the average shear wave velocity up to the penetrated depth range, and the HVSr curve is sensitive to the velocity contrast at the interface, the joint inversion of the two data sets together yields reliable results. Firstly, the data consisting of two synthetic models with gradient-type velocity and sharp velocity contrast, and then the data obtained from Bursa Basin in Turkey were modeled. The parameters obtained as a result of the joint modeling were the layer thickness of sedimentary structures that control the local site effects and shear wave velocities in each layer. As a result of this study performed on synthetic data, we obtained very compatible results. Field data results are also consistent with the geologic structure in the study area. Both the joint solution and the independent best solutions of the data sets have been successfully obtained without using weighing. With these results, while both a joint solution and the best individual solutions of the data are obtained, the nonuniqueness of individual solutions were investigated by means of Pareto optimality approach. This test study has been the first study in the literature where Pareto PSO is applied on such seismological data. In addition, when applying Pareto PSO on such seismological data, a new search space approach defined to be used in sharp velocity contrast cases.

It is thought that modeling the magnetotelluric data obtained from Çanakkale-Tuzla geothermal field which has quite complex geology and hydrothermal system. Modelling such system with classical inversion techniques could be quite troublesome because of the modeling studies in the literature are generally derivative-based algorithms that dependence to the initial model and are trapped at local minimum. However, we thought that PSO method to be applied to the magnetotelluric field data would yield reliable results independent from these problems. First of all, we modelled one dimensional magnetotelluric modelling by using PSO to determine cap-rock structure, which is the most conductive structure of the hydrothermal system. Afterwards, referenced to the one-dimensional PSO modeling results, we joint modelled two dimensional magnetotelluric modelling by using Pareto PSO and magnetotelluric TE and TM modes which have different sensitivities. As a result of the two-dimensional modeling applied, we determined fault / contact structures, another component of the hydrothermal system in the study area. In the modeling stages, we used phase tensor rather than impedance tensor used in classical MT modeling studies. Thus, we obtained more reliable model results by using the distortion-independent phase tensor data.

As a result of this thesis study, it is figured out that PSO and Pareto PSO can be easily used in geophysical modeling studies. All geophysical data can be modeled with PSO,

which is not trapped local minima by not depending to the initial model, reaching a global solution without derivatives and linearization. In addition, by means of Pareto PSO, both the best independent solutions of the data and the common best solution will be reliably obtained without the need for weighting in the joint inversion studies.





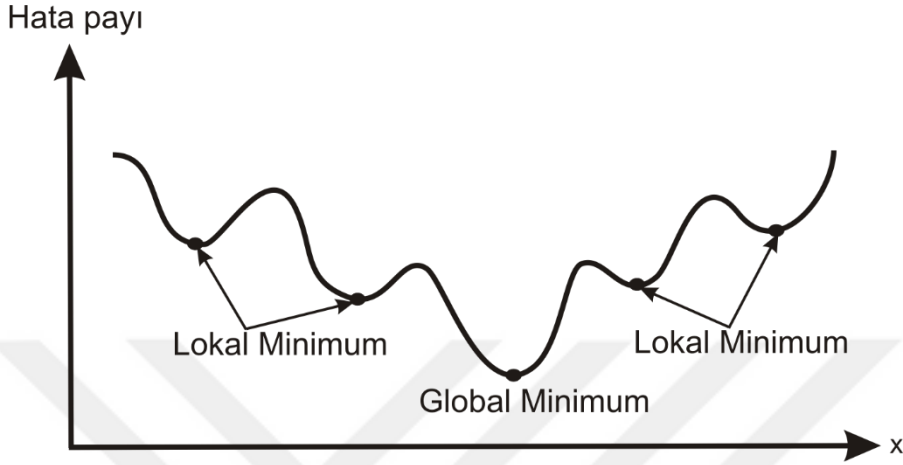
1. GİRİŞ

Jeofizik ters çözümün ana hedeflerinden biri jeofizik gözlemsel veriyi tanımlayan yer modelini tespit etmektir. Dolayısıyla matematiğin bir dalı olarak bilinen optimizasyonun, jeofizik ters çözüm uygulamalarında önemli bir kullanımı bulunmaktadır. Bu bağlamda jeofizik ters çözüm, birçok değişkenli bir fonksiyonun optimal değerini bulmayı amaçlamaktadır. Amaç fonksiyonu olarak da adlandırılan ve minimumu (ya da maksimumu) aradığımızı bu fonksiyon, varsayılan bir yer altı modelinin tepkisi ile gözlemsel veri arasındaki farkı karakterize eden bir fonksiyondur. Bu noktada yer altı modeli kayaçların özelliklerini karakterize eden makaslama dalgası hızı, öz direnç gibi fiziksel parametrelerle tanımlanmaktadır (Sen ve Stoffa, 2011).

Klasik yaklaşım olarak 1970'lerde ve 1980'lerde en küçük kareler, doğrusal programlama ve 1990'larda kullanılmaya başlanan konveks optimizasyon yöntemleri, özel bir durum gerektirmeden jeofizik ters çözüm problemlerini en genel hali ile çözebilmekteydi. Ancak bu yöntemlerin bazı dezavantajları yeni yaklaşımlara ihtiyaç duyulmasını gerektirmiştir. Örneğin en küçük kareler yönteminin hesaplama zamanı uzun olmaktadır. Doğrusal programlamada minimumu aranan amaç fonksiyonlarının doğrusallığı gerekmektedir. Konveks optimizasyon ise amaç fonksiyonlarını konveks fonksiyonlarla ifade ederek çözebilmektedir (Chong ve Zak, 2011).

Klasik optimizasyon yöntemlerinin aksine 1980'lerden itibaren doğrusal olmayan modellerin ters çözümü iki şekilde gelişim göstermiştir: 1) türevelere bağlı yöntemler, 2) türevelere bağlı olmayan arama yöntemleridir. Türevelere bağlı olan yöntemlere örnek olarak Steepest Descent, Newton yöntemi, Quasi-Newton yöntemi, Marquardt yöntemi gösterilebilir. Türevelere bağlı olmayan yöntemler ise Random Search, Grid Search, Pattern Search, Powell ve Simplex yöntemi gibi yöntemler örnek olarak gösterilebilir. Yaklaşık eş zamanlı olarak gelişen bu yöntemler, başka bir fonksiyona gerek duyulmadan çözüme ulaşabilmesine rağmen yine de bazı dezavantajları bulunmaktadır. Türevelere bağlı yöntemler başlangıç modeli civarında arama yaptığından lokal bir minimumda tuzaklanmakta ve global çözüme ulaşamamaktadır (Şekil 1.1). Ayrıca çözümün doğruluğu başlangıç modeline ve kısmi türevlerin doğruluğuna

bağılıdır. Başlangıç modeline bağılılıktan kurtulmak için iyi bir ön bilgi ya da çok fazla sayıda veri bilgisi gerekmektedir. Türeve bağılı olmayan arama yöntemleri ise kısmen global çözüme ulaşabilmekte ancak uzun süren aramalarla zaman kaybına sebep olabilmektedir.



Şekil 1.1 : Lokal ve global minimumları gösteren amaç fonksiyonu.

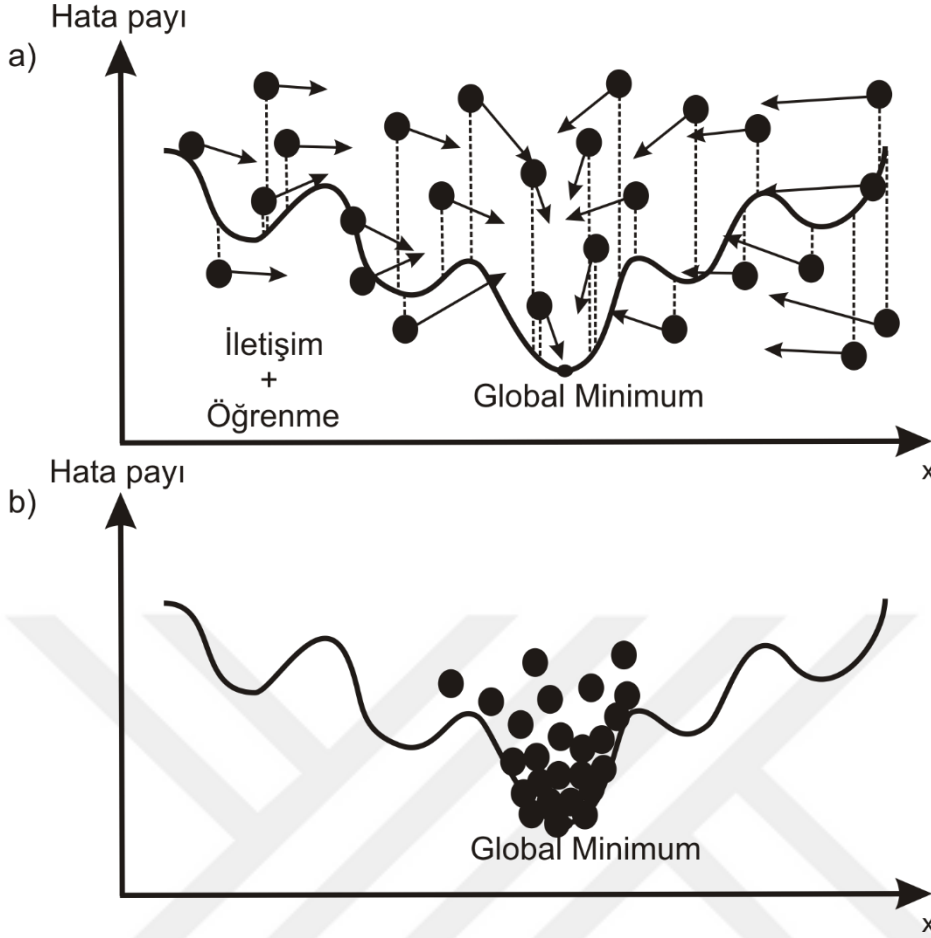
Jeofizik modelleme sürecindeki bir başka dezavantaj ise çok çözümlülüğü azaltmak için uygulanan birleşik ters çözüm çalışmalarında meydana gelmektedir. Bu çalışmalarda birden fazla amaç fonksiyonunun ortak paydada çözümü arandığından çok amaçlı optimizasyon olarak da adlandırılmaktadır. Ancak birleşik ters çözüm çalışmalarında sübjektif ve öngörülemez bir ağırlıklandırma kullanılması yanlış yorumlamaya sebep olabilmektedir (Kozlovskaya ve diğ, 2007). Çünkü bir veri kümesine daha fazla güvenirken diğerine ya da diğerlerine daha az güvenmek çözümü yanlış noktalara yönlendirebilmektedir.

Son yıllarda jeofizik modelleme çalışmalarında başlangıç modeline bağılı olmadan karmaşık ve doğrusal olmayan modellerin global ölçekte modellenmesi için iki yol efektif olarak kullanılmaktadır: 1) parametre uzayında boyutları azaltmaya dayanan yapay zekâ çalışması, 2) efektif meta sezgisel ve akıllı optimizasyon algoritmalarıdır (Gill ve diğ, 2006). Optimizasyonun modern yöntemleri olarak adlandırılan meta sezgisel ve akıllı yöntemler, biyolojik, moleküler, nörobiyolojik ve hayvan sürülerinin sistematik birtakım özelliklerine dayanır (Rao, 2009). Bu yöntemler eskiden yeniye; bulanık mantık (fuzzy logic) yaklaşımı (Bellman ve Zadeh, 1970), genetik algoritma (Holland, 1975), ısı tavlama (simulated annealing) yöntemi (Kirkpatrick ve diğ,

1983), yapay sinir ağıları (artificial neural network; Hopfield ve Tank, 1985), karınca kolonisi optimizasyonu (ant colony optimization; Dorigo ve diğ, 1992) ve parçacık sürü optimizasyonudur (particle swarm optimization; Kennedy ve Eberhart, 1995).

Karmaşık jeofizik modelleri optimize ederken geleneksel yöntemlerle çözümü mümkün olmayan problemleri modern global optimizasyon yöntemlerinden biri olan parçacık sürü optimizasyonu (PSO) yöntemi ile çözüp çözemeyeceğimizi, çözümde oluşan kısıtların nelerin olabileceğini anlamak için bu tez gerçekleştirilmiştir. Çünkü PSO'nun jeofizik modellemede yaygın olarak kullanılmadığı, sınırlı sayıda çalışmada, kısmen basit modellerde kullanıldığı görülmektedir. Bu çalışmalara örnek olarak; doğru akım öz direnç çalışması (Fernández Martínez ve diğ, 2010; Martínez ve diğ, 2008; Peksen ve diğ, 2014; Shaw ve Srivastava, 2007), doğal potansiyel çalışması (Fern ve Garc, 2010; Monteiro Santos, 2010; Peksen ve diğ, 2011; Srivardhan ve diğ, 2016), gravite çalışması (Pallero ve diğ, 2015), manyetik çalışması (Qiu ve diğ, 2010) çalışması olarak gösterilebilir.

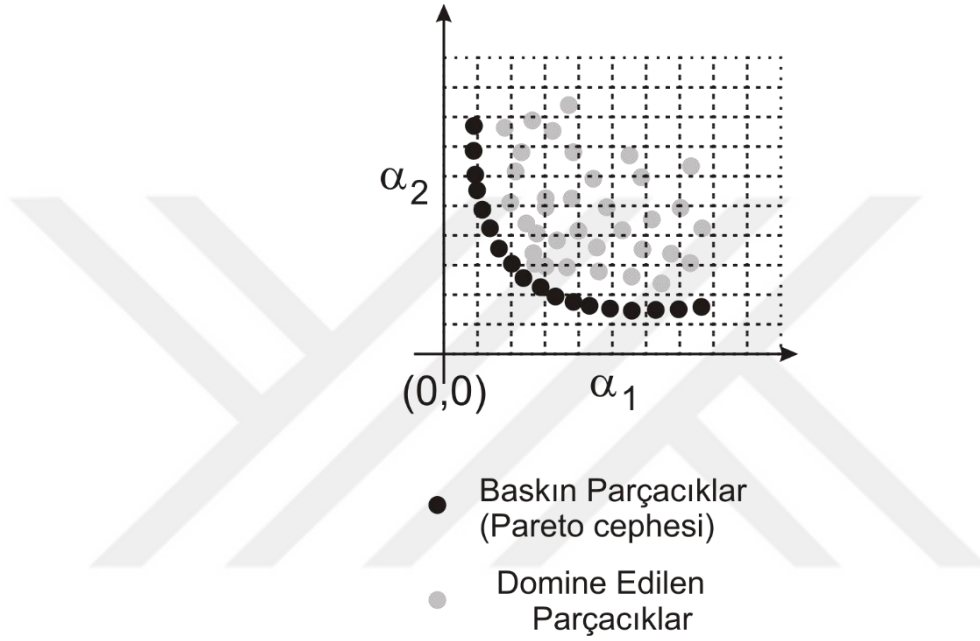
PSO yöntemi kuş ya da balık sürülerinin en kısa yoldan yeme ulaşmasında gösterdikleri hareketlerinden esinlenerek geliştirilmiştir. Kuşların hareketleri izlendiğinde, sürülerin uçarken aniden hareketlerini değiştirdikleri ve bu değişikliklerin saçılma ve tekrardan gruplanma şeklinde hareket ettikleri gözlemlenmiştir. Burada dikkat çekici olan kuşların sürü içinde uçarken hem sürü ile arasındaki uzaklığı hem de çevresindeki kuşlarla olan uzaklığını azaltacak şekilde çaba sarf etmeleridir. Bu çaba sürüdeki bireyler arasında bazı kurallara uyulması esasına dayandığı görülmektedir. Ayrıca incelemeler sürü içerisinde bilginin sürekli paylaşıldığını göstermektedir. Kennedy ve Eberhart (1995) sürülerin böyle sezgisel hareketlerinden esinlenerek sürüdeki her bireyi bir parçacık olarak tanımlayarak PSO algoritmasını geliştirmiştir. Bu yöntemle göre parçacıklar, mühendislik ya da herhangi bir problemi oluşturan fonksiyonun parametre bilgilerini taşımakta ve modeli oluşturmaktadır. Bu parçacıklar ayrıca temsil ettiği matematiksel modelin tepkisi ile veri arasındaki farkı gösteren amaç fonksiyonu uzayında pozisyon almaktadır. Her parçacık diğer parçacıklarla Şekil 1.2a'da görüldüğü üzere iletişim ve öğrenme halindedir. Bu yetenekleri ile parçacıklar pozisyonunu bir hız vektörü ile değiştirip Şekil 1.2b'de gösterildiği gibi global minimuma ulaşmaktadır.



Şekil 1.2 : PSO yönteminde parçacıkların hareketi, a) Parçacıkların yani çözüm setinin amaç fonksiyonu uzayında dağılımı, b) Parçacıkların global en iyi çözüme doğru hareketi.

Bu çalışmada PSO'nun birleşik ters çözüm modellemede kullanılırken ortaya çıkan ağırlıklandırma problemini Pareto optimalite yaklaşımı ile aşılp aşilamayacağı karmaşık modellerle denenerek kısıtları belirlenmeye çalışılmıştır. Çünkü Pareto optimalite yaklaşımını PSO yöntemi ile beraber kullandığında Pareto PSO'nun karmaşık jeofizik modellerde kullanılmadığı anlaşılmaktadır. Birleşik ters çözümde amaç fonksiyonu uzayı birden fazla eksenle ifade edildiğinden çok amaçlı optimizasyon olarak da adlandırılmakta ve birden fazla veri kümesinin optimizasyonu sağlanmaktadır; bu durumda çözüm kümesinde birden fazla çözümü gösteren parçacıklar söz konusu olmaktadır. Bu parçacıklar amaç fonksiyonu uzayında birbirleriyle ödünleşim (trade-off) yani, bir fonksiyondan kazanıma karşın (minimizasyon) diğer fonksiyon ya da fonksiyonlardan kayba (maksimizasyon) sebep olmaktadır. Şekil 1.3'de iki amaç fonksiyonlu bir modelin çözümünü şematik olarak göstermektedir. Parçacıkların dağılımı amaç fonksiyonu arama uzayında baskın

olmayan parçacıkların önünde bir cephe oluşturur ki bu cepheye Pareto cephesi denir. Pareto cephesindeki baskın parçacıklar olası tüm çözümleri gösterir. Baskın parçacıklar arasından (0,0) noktasına en yakın noktadaki parçacık ortak çözümü gösterir ve Pareto optimum çözüm olarak adlandırılır. Pareto yaklaşımı birleşik ters çözüm çalışmalarında uygulandığında ağırlıklandırmaya gerek kalmadan hem farklı veri setlerinin bağımsız en iyi çözümleri hem de ortak çözümü ayrı ayrı elde edilebilmektedir.



Şekil 1.3 : İki amaç fonksiyonlu Pareto cephesinin şematik dağılımı. Eksenlerden α_1 ve α_2 her bir amaç fonksiyonundan elde edilen hata payını göstermektedir. Siyah ve gri parçacıklar, sırasıyla, Pareto cephesini gösteren baskın parçacıklar ve domine edilen parçacıkları göstermektedir.

PSO ve Pareto PSO'nun nasıl kullanıldığını anlamak amacıyla karmaşık modeller üzerinde testler gerçekleştirilmiştir. Yapılan ilk test çalışmasında matematiksel modeli kesinlikle doğrusallaştırılamayacak bir integral denklemi olan model kullanılarak kömür madenlerinde ortaya çıkan yer altı su düşüşü ölçümleri PSO ile modellenmiştir. Bu testte aşırı derecede karmaşık ve doğrusal olmamasına rağmen PSO'nun nasıl davranacağını irdelemek amaçlanmıştır. Ayrıca bu test çalışmasında PSO sonuçları bir diğer modern global optimizasyon yöntemi olan genetik algoritma ile de karşılaştırılmıştır. Her ne kadar PSO ve GA benzer sonuçlar verebilse de iki yöntemin en optimum sonuca hızlıca yakınsaması değişmektedir (Shaw ve Srivastava, 2007). PSO için yapılan irdelemelerden başarılı sonuçlar aldıktan sonra birleşik sistemin nasıl çözüleceğine ilişkin çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Bu noktada ağırlıklandırma sorunu

nedeni ile Pareto PSO yaklaşımı uygulandığında sonuç alınabileceği düşünülerek bu yönde çalışmalara hız verilmiştir. Pareto PSO'nun test çalışması için farklı fiziksel hassasiyetleri olan Rayleigh dalgası dispersiyonu (Rayleigh wave dispersion (RWD)) ve yatay/düşey spektral oran eğrilerinden (horizontal to vertical spectral ratio (HVS)) faydalanılmıştır. Bu çalışma ile literatürde ilk kez böyle sismolojik veriler üzerinde Pareto PSO birleşik ters çözümü yapılmıştır. Bu çalışmada elde edilen sonuçlar üzerinden PSO için etkin bir arama uzayı yaklaşımı da geliştirilmiştir.

Tektonik yapı itibariyle oldukça karmaşık Çanakkale-Tuzla jeotermal sahasında alınan manyetotellürik verilerini geleneksel ters çözüm yöntemleri ile modellemenin problemler oluşturacağı düşünülmektedir. Çünkü literatürde yer alan MT modelleme çalışmaları genellikle empedans tensörü üzerinden uygulanmakta ve türev bazlı, başlangıç modeline bağlı kalarak lokal minimumda kalabilen algoritmalar kullanılmaktadır (Constable ve diğ, 1987; Oldenburg, 1979; Smith ve Booker, 1988). Bu tez çalışmasında ise elde edilen MT verileri PSO ile bir boyutlu, Pareto PSO ile iki boyutlu olarak modellenerek klasik MT modellemede yaşanabilecek sıkıntılardan bağımsız sonuçlar elde edilmesi amaçlanmıştır. İki boyutlu modellemede genellikle TE ve TM modlarının birleşik ters çözümü kullanılmaktadır (Degroot-Hedlin ve Constable, 1990; Oskooi ve diğ, 2005; Santos ve diğ, 2014). İki modun birleşik ters çözümü tamamlayıcı olarak düşünülse de (Ulugergerli ve diğ, 2007) çok büyük hata paylarına da sebep olabilmektedir (Simpson ve Bahr, 2005). Çünkü TE modu derin ve iletken yapılara hassas iken TM modu sığ ve dirençli yapılara hassastır (Berdichevsky ve diğ, 1998). Bu çalışmada uygulanan Pareto PSO ile böyle farklı hassasiyetleri olan modlar kullanılarak ağırlıklandırmaya gerek kalmadan modelleme gerçekleştirilmiştir. Ayrıca son yıllarda galvanik bozunum gösterebilen empedans tensöründen ziyade faz tensörü modellenmesi gitgide artmakta ve başarılı sonuçlar ortaya koymaktadır (Heise ve diğ, (2008b); Heise ve diğ, (2008a); Patro ve diğ, (2013); Tietze ve diğ, (2015)). Bu çalışmada modelleme uygulanırken faz tensörü verileri kullanılmıştır. Böylece bozunum gösteren sığ yapılardan bağımsız bir şekilde bölgesel iletkenlik yapısı güvenilir bir şekilde elde edilmiştir. Bu çalışma literatürde Pareto PSO'nun MT birleşik ters çözüm modellemesinde uygulandığı ilk çalışmadır. Uygulanan MT bir boyutlu PSO model sonuçları sayesinde hidrotermal sistemin en iletken yapısı olan ve jeotermal rezervuarın sıcaklığını korumasını sağlayan örtü kayaç geometrisi belirlenmiştir. Bir boyutlu model sonuçları referans alınarak Pareto PSO ile iki boyutlu

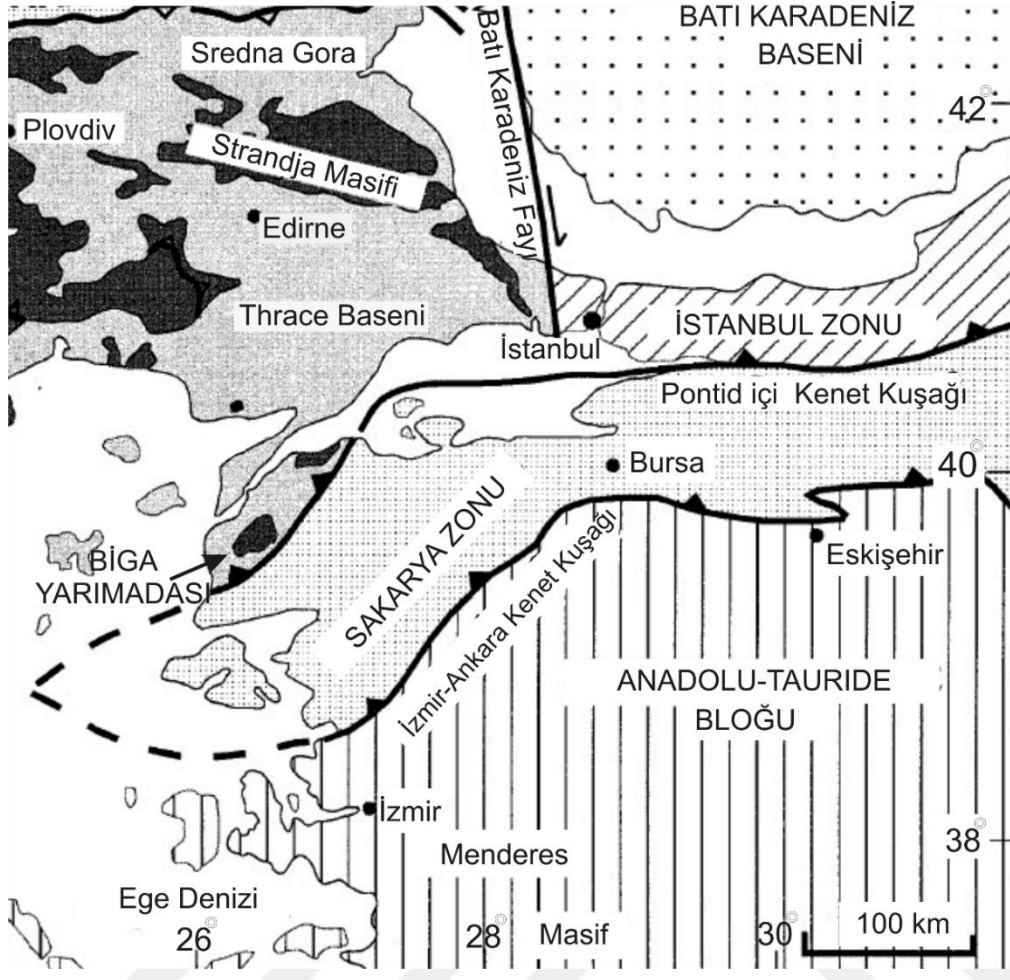
modelleme gerçekleştirildiğinde ise çalışma sahasındaki fay/kontak yapılarının lokasyonu ve doğrultusu hakkında önemli bilgiler elde edilebilmiştir.

Sonuç olarak uygulanan modelleme çalışmaları gösteriyor ki; PSO yöntemi ile jeofizik ters zm, Pareto PSO yöntemi sayesinde ise birleşik ters zm modelleme çalışmaları başarılı ve güvenilir şekilde gerçekleştirilebilmektedir. Böylece PSO yöntemi ile başlangıç modeline ve türevlere bağlı kalmadan global zme ulaşılır iken, Pareto PSO yöntemi sayesinde de birleşik ters üzümdeki ağrılıklandırmaya gerek kalmadan verilerin hem ortak hem de bağımsız zmleri rahatlıkla elde edilebilmektedir.

1.1. Manyetotellürik alışma Sahasının Tanımlanması

1.1.1. Çalışma sahasının bölgesel tektoniği ve jeolojisi

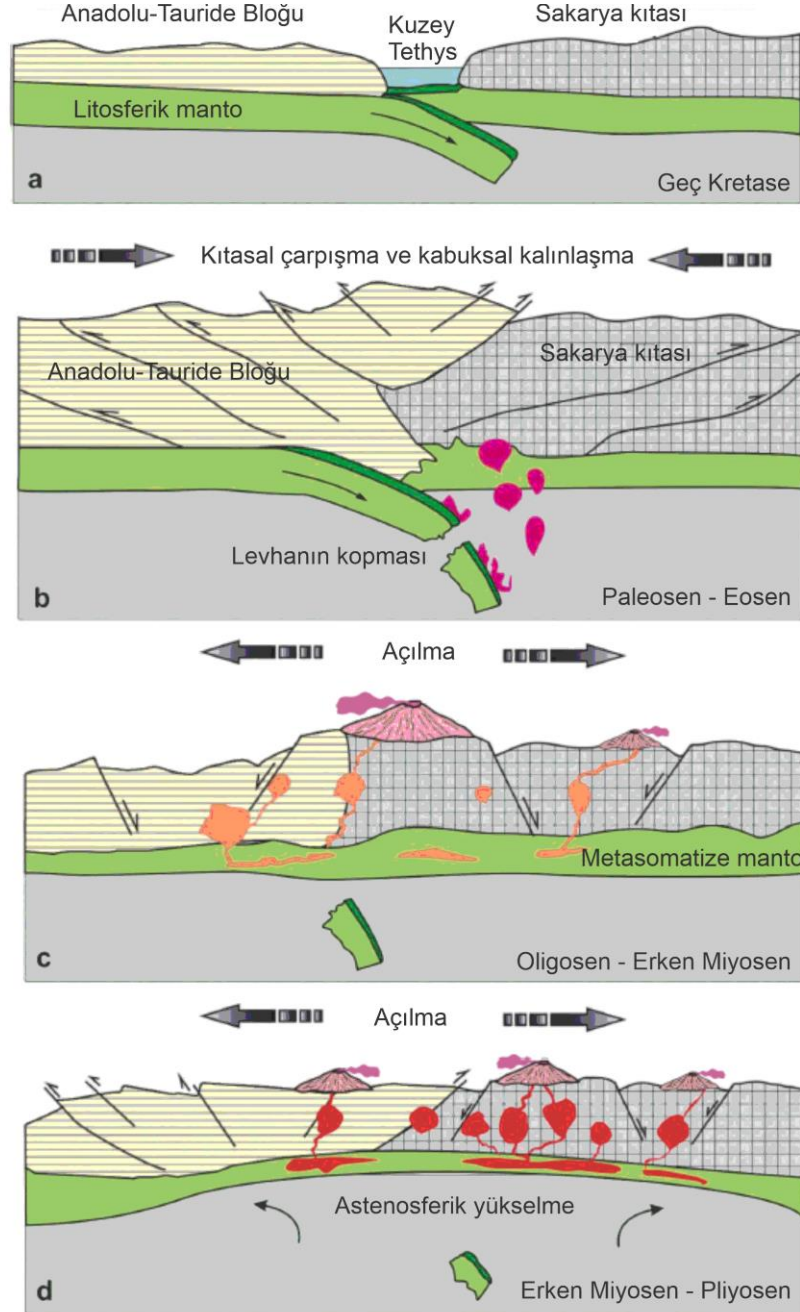
Çalışma alanımız kuzeyinde Saroz Körfezini, güneyinde Edremit Körfezini batısında ise Ege Denizini bulunduran Biga Yarımadasında, Çanakkale'nin Ezine-Ayvacık ilçeleri arasında yer almaktadır. Biga Yarımadası geçirdiği hem tektonik hem de magmatik süreçlerle oldukça karmaşık bir yapıya sahiptir. Bu Yarımada tıpkı Anadolu'nun maruz kaldığı gibi Neo-Tethys okyanusun geç Kretase'de kapanması sonucu birçok kıtasal kabuk bloğunun ayrılmasının etkisinde kalmıştır. Bu ayrılan ve sonrasında parçalanan bloklar Türkiye'nin hem batısında hem de doğusunda geç volkanik aktivitelere neden olmuştur (Beccaletto, 2003). Genellikle jeotermal sistemler de böyle geç tektonizma veya volkanizma alanlarında görülmektedir (Meju, 2002). Bu tez kapsamındaki çalışma alanımız şekil 1.4'te görüleceği üzere İzmir-Ankara-Erzincan kenet kuşağının Anadolu-Tauride bloktan ayrıldığı Phanerozoic zamanda oluşan Sakarya zonunun batısında bulunmaktadır (Okay ve diğ, 1990).



Şekil 1.4 : Kuzey Ege ve Trakya bölgesinin basitleştirilmiş tektonik haritası (Okay ve diğ., 2001).

Şekil 1.5 şematik olarak Biga yarımadasında Geç Kretase'deki okyanusal kabuğun kapanmasından Erken Miyosen-Pliyosendeki açılma sürecine kadar gerçekleşen jeodinamik modeli göstermektedir. Biga yarımadasındaki magmatik kayalar Neo-Tethys okyanusal kabuğunun kuzeye doğru hareketi ve Sakarya kıtasının altına dalması sonucu gerçekleşen kabuk-manto etkileşiminin sonucudur. Geç Kretase'den erken Eosen'e kadarki süreçte Neo-Tethys okyanusunun dalma-batma sonucu tamamen kapanması Batı Pontidlerin Sakarya zonu ve Anatolide-Tauride bloğunun kıta-kıta çarpışması ile son bulmuş ve bunun sonucunda İzmir-Ankara-Erzincan kenet kuşağını oluşturmuştur (Okay ve diğ., 1996; Şengör ve Yılmaz, 1981). Paleosen-Eosen döneminde gerçekleşen bu kıta-kıta çarpışma kabuksal kalınlaşmayı oluşturmuştur. Çarpışma sonrasında Eosen-Oligosen-Miyosende litosferik mantonun dalma-batma sürecinde parçalanıp kısmi ergimesi magmatizma sürecini başlatmıştır. (Aldanmaz ve

diğ, 2000; Altunkaynak ve Genç, 2008; Okay ve diğ, 1996; Yılmaz, 1990). Astenosferik yükselme ile ilişkili bu dalma-batma ve parçalanma manto türevli kayaçları oluşturmuştur. Litosferik mantonun kısmi ergimesine yol açan bu süreç Oligo-Miyosende granodoyit magmanın üretimi ile devam etmiştir (Altunkaynak ve diğ, 2012).



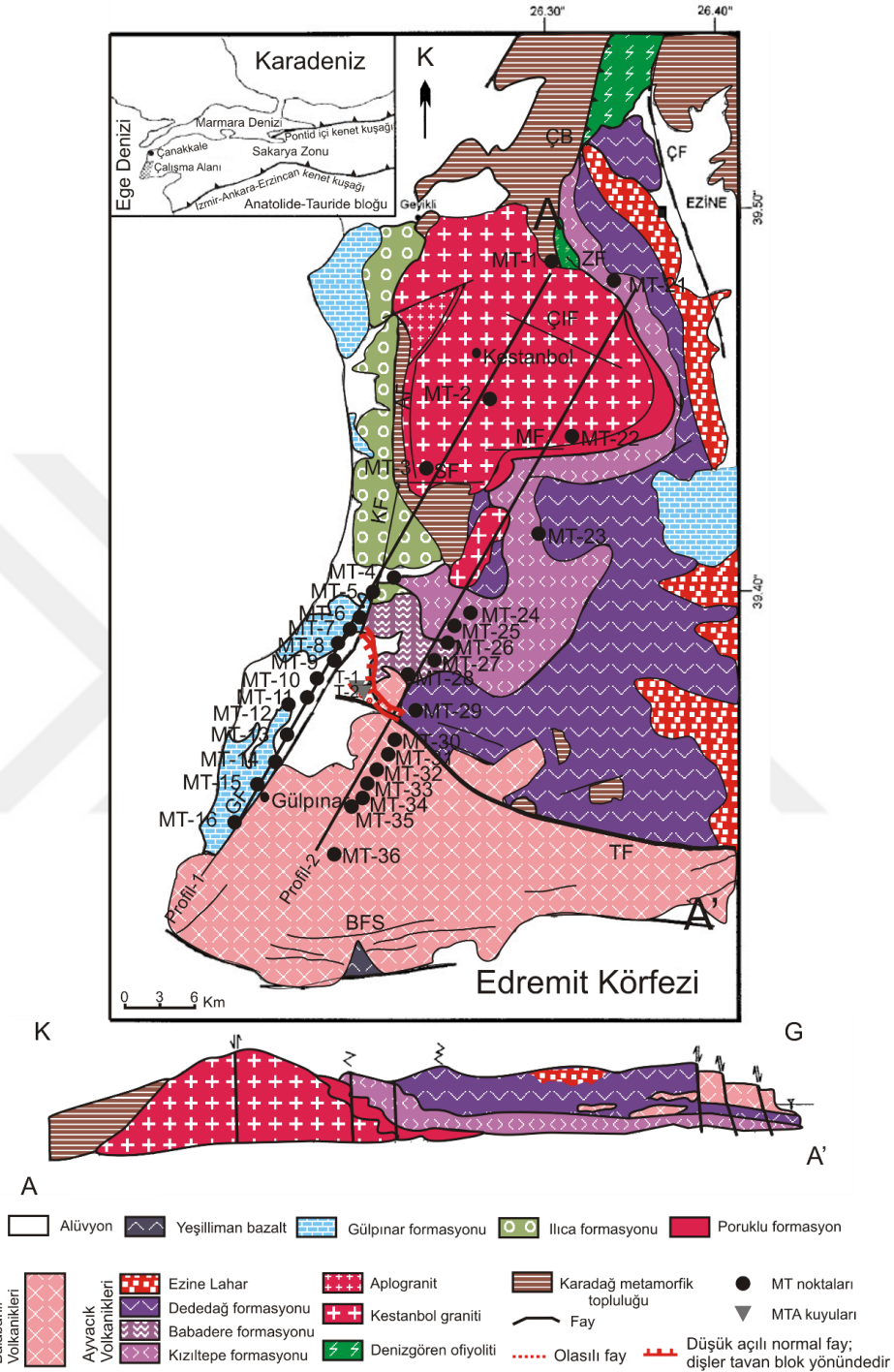
Şekil 1.5 : Biga yarımadasının jeodinamik modelinin şematik gösterimi; a) Neo-Tethys okyanusunun Sakarya Kıtasının altına dalarak kapanması, b) Levhanın parçalanması ve Kıta-Kıta çarpışmasının sonucu olarak litosferik kalınlaşma, c) ve d) Çarpışma sonrası açılma ve dalan levhanın tabakalara ayrılması. Aslan ve diğ, (2017)'den derlenmiştir.

Volkanik aktivitenin başlaması ise litosferik mantonun dalma-batma sürecinde parçalanıp incilmesi ve astenosferik yükselme ile ilişkilidir. Önce Eosen döneminden erken Miyosene kadar devam eden kıta-kıta çarpışmanın yarattığı K-G sıkışma rejimi ve eş zamanlı metasomatize olan manto orta ve yüksek derecede kalkalkalen karakteristiğinde volkanizma meydana getirmiştir (Aslan ve diğ, 2017; Yılmaz ve diğ, 2001).

K-G sıkışma beraberinde deformasyon ve bunun sonucunda KKD-GGB genişlemeli faylar oluşturmuştur. Özellikle böyle genişlemeli fayların deformasyonu yüksek oranda (>0.5 mm/yıl) olduğunda kayda değer kayaç geçirgenliği söz konusu olmaktadır (Faulds ve diğ, 2012). Kestanbol Plütonları ve yaklaşık aynı zamanda Ayvacık volkanikleri de bu sıkışma sürecinde gelişmiştir. Bu süreçten sonra kalkalkalen volkanizma azalmış akabinde farklı bir volkanizma süreci başlamıştır (Yılmaz ve diğ, 2001). K-G sıkışma rejimi yerini Erken miyosenden geç Pliosene kadar olan süreçte K-G açılma rejimine bırakmıştır. Açılma ile birlikte yükselen astenosfer ve kabuk-manto yapısında artan jeotermal yöneğilim erken Miyosen'de kısmi ergime dönemindeki magmayı üretmiştir. Kuzeybatıya doğru devam eden açılma rejimi ve astenosferle ilişkili kısmi ergimeler kısa ömürlü alkali volkanizma üretmiştir (Altunkaynak ve diğ, 2012; Aslan ve diğ, 2017; Karacık ve Yılmaz, 1998; Yılmaz ve diğ, 2001). Bu süreçte KD-GB horstlar, Miyosen grabenleri ve tortullaşmalar gerçekleşmiş ancak çeşitli erozyonel fazlar ve gölsel çökeller ile graben-horst yapıları topoğrafik özelliklerini kaybetmeye başlamıştır Yarımada'daki en önemli graben erozyonel fazı Plio-Kuvaterner dönemine kadar süren Edremit Grabenidir (Yılmaz ve diğ, 2001).

Şekil 1.6 çalışma alanımızın genel jeoloji haritasını, KB-GD uzanan Tuzla fayını dik kesecek şekilde MT profil ve ölçü noktalarını ve MTA Genel Müdürlüğü tarafından Tuzla köyü civarında açılan iki adet derin sondaj lokasyonunu göstermektedir. Sakarya kıtası ve okyanusal kabuk birimlerinin birleşimini barındıran Biga yarımadasında çalışma alanımız jeolojik olarak 2 önemli özellik göstermektedir. Birincisi geniş ölçekte plütonik ve magmatik kayaçların ilişkisi mevcuttur (Yılmaz ve Karacık, 1999). İkincisi ise genel olarak jeolojik birimler KD-GB doğrultuda uzanırken çeşitli doğrultu atımlı ve KB-GD uzanan oblik faylar eşlik etmektedir (Beccaletto, 2003). Çalışma

alanımızda hidrotermal sistemin en önemli fayı bu KB-GD uzanan faylar arasında yer alan ve ilerleyen bölümde detaylı olarak açıklayacağımız Tuzla fayıdır.



Şekil 1.6 : Çalışma sahasının genel jeolojisi ile birlikte MT noktaları (üstte), A-A' profili boyunca jeolojik kesit (altta), Karacık ve Yılmaz (1998), Akal (2013) ve 1/250.000 ölçekli MTA diri fay haritası (Emre ve Doğan, 2010)'dan derlenmiştir. ÇB: Çamköy Bindirmesi, ÇF: Çamlıca Fayı, KF: Kestanbol Fayı, ZF: Zambakkaya Fayı, ÇİF: Çığırı Fayı, AF: Alemşah Fayı, MF: Meyhanetepe Fayı, SF: Sakarkaya Fayı, TF: Tuzla Fayı, GF: Gülpınar Fayı. Kırmızı renkli faylar MTA diri fay haritasından eklenmiştir.

Çalışma alanımız tektono-stratigrafik olarak ise 5 ana birime ayrılmıştır (Karacık, 1995). Bunlar; Metamorfik temel, Plütonik kümelenme, yarı derinlik (hypabyssal) kayalar, volkanik kayalar ve sedimanter birimlerdir (Şekil 1.7).

Üst Sistem	Sistem	Seri	Grup	Formasyon	Kalınlıklar (m)	Litoloji	Açıklamalar
PALEOZOYİK	Tersiyer Neojen	Alt-Orta Miyosen	Ayvacak - Balabanlı	Alüvyon	10-?		Çakıl, kum, silt ve killi ayrık malzemeden oluşmuş alüvyon ve traverten çökelleri
				Tavaklı Alüvyon	50-?		İnce taneli, kırıntılı, bol fosilli karbonatlı istif
				Ortalepe Riyoliti	50-150		Riyolit- riyodasit
				Tuzla Riyoliti	300-350		İleri derece hidrotermal alterasyonlu riyolit- riyodasit
					600-?		İleri derece hidrotermal alterasyonlu felsik, riyolit-riyodasit bileşimli andezitik-latitik lav-lahar akıntıları (Ayvacak Volkanikleri)
	Paleojen	Üst Oligosen	Plütonik Topluluk				Cökel düzeyli lav-piroklastik akıntılar (Balabanlı Volkanikleri)
							Masif granitik sokulum ile çevresi kontakt metamorfik kayalar ve granit ürünü milonit, şist, gnayslar
							Kireçtaşı çakıllı yeşil sist fasiyesli fliş
							Yer yer dolomit seviyeli yeşil sist fasiyesli rekristalize kireçtaşı ve mermer
							Yeşil şist fasiyesinde metamorfik metapelit, fillat, kalkışist, mikaşist
PALEOZOYİK	Permo Karbonifer	Karadağ	Karadağ	Geyikli	7000-?		
				Sakarkaya	1000-1500		
				Çamköy	300-?		

Şekil 1.7 : Çalışma sahasının genelleştirilmiş stratigrafik kesiti Bozkurtoğlu (2003)'ten derlenmiştir.

Metamorfik Temel: Metamorfik temel, Permo-Triase yaşı Karadağ metamorfiği ve tektonik olarak metamorfiğe Erken Kretase zamanında yerleşen Denizgören ofiyolitinden (şist ve kristalize kireçtaşı) oluşmaktadır (Okay ve diğ, 1990). Karadağ metamorfiği tabandan tavana sırasıyla Geyikli, Sakarkaya ve Çamköy formasyonlarını içermektedir. Geyikli formasyonu çökel kökenli, yer-yer andezitik dayklarla kesilen, Denizgören ofiyoliti ile tektonik dokanaklı ve Kestanbol granitinin sokulumu ile metamorfizmaya uğramıştır. Sakarkaya formasyonunun birimleri gri laminalı rekristalize dolomitik kireçtaşı ve mermerdir. Çamköy formasyonunu ise çökel kökenli, tabanı mermer ve silt gibi zayıf metamorfik topluluğundan oluşmaktadır. Birimin üst seviyelerinde kalkışist ve mermer birimleri vardır (Bozkurtoğlu, 2003; Yılmaz ve Karacık, 1999). Ezine ve çevresinde görülen Denizgören ofiyoliti ise Intra-Pontid kaynaklı ultramafik peridotit kökenlidir. Serpanpantinleşmiş kayalar ve gabro birimlerini barındıran bu birimlerin üzerine Kestanbol granitleri plütonik topluluk olarak yerleşmiştir. (Okay ve diğ, 1996; Yigit, 2012).

Plütonik Topluluk: Magmatizmanın başlangıcı geç Oligosen – erken Miyosen döneminde Kestanbol granodiyoritik plütonunun Paleozoik metamorfiğe sokulumu ile başlamaktadır (Fytikas ve diğ, 1976; Yılmaz ve Karacık, 1999). Kestanbol plütonu metamorfik temeli Geç Oligosen Erken Miyosen döneminde KKD-GGB doğrultusunda kesmiş ve sokulum göstermiştir (Akal, 2013; Karacık ve Yılmaz, 1998). 125 km² lik alanı bulunan ve genelde ergiyik granodiyorit ile granit, kuartz ve monzonite sahip Kestanbol Plütonu'nun yerleşmesinden sonra Karadağ metamorfikleri ile arasında kontak metamorfizma gerçekleşmiştir (Akal, 2013; Altunkaynak ve diğ, 2012; Yigit, 2012). Bunlar Geyikli formasyonu ile şistler ve Sakarkaya formasyonu ile kireçtaşı sınırında gerçekleşen cevherli skarn zondur (Bozkurtoğlu, 2003). Metamorfik temeli kesen çeşitli dayk sokulumları Kestanbol granitik sokulumu ile yaşıttır (Akal, 2013).

Yarı Derinlik Kayaçları: Kestanbol granitleri ile riyolit-dasit bileşimli lavların arasında gelişen poruklu magmatit birimleridir. İyi tanelenmiş monzonitten oluşan birimlerin Kestanbol plütonu ile özellikle plütonun doğu ve güneydoğusunda keskin geçişleri vardır (Karacık, 1995).

Volkanik topluluk : Volkanizma evreleri 2'ye ayrılmaktadır. Erken Miyosende başlayan ilk grup volkanizma kalkalkalen karakteristiğinde andezitik özelliktedir. Neotetis okyanusunun kapanmasından sonraki Geç Kretase - Erken Eosen sürecinde,

kıtasal çarpışmanın bir sonucu olan K-G sıkışma rejimi Orta Miyosen'e kadar devam etmiştir. Bu süreç kıtasal kabuğu kalınlaştırmış, kısmi ergimelerle kalkalkalen karakteristiğinde andezitik lavlar üretmiştir. Bu lavların kaynağı manto kayaçları ile karışık halde ergimiş kabuksal kayaçlardır (Altunkaynak ve Genç, 2008; Yılmaz ve diğ, 2001). İkinci grup volkanizma ise sıkışma rejiminin gerilme rejimine bıraktığı kıtasal açılma (riftleşme) sürecinde gerçekleşmiştir. Bu volkanizma ise alkali karakteristiğinde potasyumca zengin bazaltik volkanizma göstermiştir (Altunkaynak ve Genç, 2008; Fytikas ve diğ, 1976; McKenzie ve Yılmaz, 1991; Yılmaz, 1990).

Volkanikler yapısal özellikleri ile Tuzla fayının kuzeyinde Ayvacık volkanikleri ve güneyinde Balabanlı volkanikleri olmak üzere 2'ye ayrılır. Ayvacık volkanikleri stratigrafik yapısı ile de 3 ayrılır. Bunlar en altta riyolit dasit lavlardan oluşan Kızıltepe formasyonu, onun üstüne uyumlu şekilde gelen ve piroklastik tüflerden oluşan Babadere formasyonu ve en üstte andezitik lavlardan oluşan Dededağ Formasyonudur. Bu formasyonların en üstünde Erecek kumtaşları ve yanardağın sebep olduğu çamurlu akıntılar ile Ezine laharları vardır (Karacık, 1995). Balabanlı volkanikleri ise volkanik püskürmelerin katı parçalarından oluşan piroklastik kayaçlar, lav akıntıları ve mekanik ayrışma sonucundaki sediman alterasyonundan oluşmaktadır. Balabanlı volkaniklerinin temelini andezitik-latitik lavlar oluşturur. Lavlar ve piroklastik birimler kırıntılı sedimanları da kapsamaktadır. Bunlar gölsel kumtaşları ve ara sıra konglemeradır. Bu yapısı ile Balabanlı volkanikleri kaotik bir topluluk oluşturmaktadır. Bu kaotik topluluğu yer yer bazaltik ve andezitik dayklar keser. Balabanlı volkaniklerinin üstünde Koyunevi, Akkaya ve Bergas gibi birçok ignimbiritler mevcuttur. Bu birimler Pliyosen döneminde kısmen sedimanlarla örtülmüştür (Karacık ve Yılmaz, 1998).

Sedimanter Birimler: Miyosen-Pliyosen yaşlı çökel birimler volkaniklerin en son ürünü olan ignimbiritlerin üzerine örtü birimler olarak gelmiştir (Seyitoğlu ve Scott, 1991). Geyikli köyü çevresinde zayıf tutturulmuş çökeller blok çalık, kum, silt ve kilden oluşmaktadır. Tuzla Çayının güney kısmındaki çökeller ise volkanik malzemeden oluşma çakıltaşı, kum ve çamurdur (Bozkurtoğlu, 2003; Karacık, 1995).

1.1.2. Çalışma sahasının yapısal jeolojisi

Biga yarımadasının tektonik sürecindeki en önemli yapıları paleotektonik zamanda antiklinaller ve neotektonik zamanda faylardır. Antiklinal yapıları Geyikli formasyonu oluştururken antiklinalin kıvrım kanatlarında Sakarkaya ve Çamköy formasyonları bulunmaktadır. Geyikli antiklinalinin doğusuna tektonik süreçlerle Denizgören ofiyoliti kuzeydoğu ve kuzey uzanımı ile bindirmiş ve bindirme fayları oluşturmuştur (Yigit, 2012). Bu bindirme ile birlikte antiklinal batıya doğru itilerek asimetrik kıvrım özelliği kazanmıştır (Bozkurtoğlu, 2003; Karacık, 1995).

Neotektonik döneme ait önemli yapılar ise makaslama zonunun etkisinde gelişen KD-GB ve KB-GD doğrultusunda gelişen fay sistemleridir. Kuzey Anadolu Fay Zonunun (KAFZ) sağ yanal atımlı hareketi ile birlikte batıya doğru açılımı ve K-G açılma rejimi, yarımada da baskın olarak KD-GB ve K-G uzanımlı hem doğrultu atımlı hem de eğim atımlı oblik fayları geliştirmiştir (Şengör, 1987; Yılmaz ve diğ., 2001). KAFZ'nin bu hareketi Oligo-Miyosen dönemindeki sedimantasyonu ve volkanik aktiviteyi kontrol eden çek-ayır havzalarını oluşturmuştur (Sözbilir ve diğ., 2017; Yigit, 2012). Bu doğrultuda gelişen fayların en önemlileri Şekil 1.6'da gösterildiği gibi Kestanbol ve Gülpınar faylarıdır. Kestanbol fayı Karadağ metamorfik togluluğu ile yükselmiş ve K-G uzanımı boyunca çökel kayaçlar ile yan yana gelmiştir. Gülpınar fayı ise KD-GB uzanımlıdır ve fayın civarında hidrotermal alterasyon ve silisleşme görülmektedir.

Sahada ikincil faylar KB-GD doğrultusunda uzanan faylardır. Bu faylar hem KAFZ'nunun hem de Ege'deki açılmanın etkisindedir. Bu durum Biga yarımadasında doğu-batı uzanan graben-horst yapılarını, sedimanter grabenleri ve grabenleri sınırlayan aktif fayları meydana getirmiştir. Faylanmalar grabeninin D-B doğrultusundaki açılımının, yardımcı yarı graben olan Bayramiç grabeninin KKD-GGB faylanmasını kesmeye başlamasıyla gerçekleşmiştir (Karacık ve Yılmaz, 1998). KB-GD doğrultusunda uzanan en önemli fay sahadaki jeotermal sistemin bir parçası olan Tuzla fayıdır. Tuzla fayı ve civarı hem doğrultu atımlı fayların hem de açılma rejimindeki graben yapılarının etkisi altındadır. Bu fay KB-GD uzanımlı eğim atımlı normal faylanma göstermektedir. 2 km genişliğinde antitetik ve sintetik faylar gösteren Tuzla fayı Tuzla havzası da denen asimetrik bir çöküntü alanı oluşturmaktadır. Bu faylar arasındaki Tuzla çayı ise çekme kuvvetlerinin sonucunda gelişen zayıflık zonlarında bulunmaktadır.

Şekil 1.6’da görüleceği üzere Tuzla fayı Karacık ve Yılmaz (1998)’e göre batıdan doğuya yaklaşık 25 km uzunluğunda olduğu düşünülmektedir. Ayrıca bu uzunluktaki fay Çamköy ve Paşaköy segmentleri ile de gösterilmektedir (Sözbilir ve diğ, 2017). Ancak MTA diri fay haritasına göre Tuzla köyü civarında bulunan fay oldukça kısa uzunlukta ve olası fay olarak gösterilmektedir. Ayrıca düşük açılı normal fay özelliği gösteren Tuzla fayı haritada gösterilenin aksine 2-3 km daha kuzeyde yer almaktadır.

Tuzla Fayı yer yer antitetik fayları kesmiş ve ötelemiştir. Sahada Tuzla köyü civarındaki antitetik fay aynalarının çoğunun 50 derece ve civarında eğimi vardır (Sözbilir ve diğ, 2017). Çanakkale Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği bölümü ile birlikte bölgeye yaptığımız teknik gezide Jeolog Yrd. Doç.Dr. Ozan Deniz’in yaptığı ölçüm sonucunda Tuzla’daki antitetik fay düzleminin eğimi 51° olarak ölçülmüştür (Şekil 1.8).



Şekil 1.8 : Tuzla Fayının eğim açısı ölçümü (Nisan, 2017).

Yarımadada D-B yönünde gelişen normal faylar ise Biga yarımadasının güney sınırında, genellikle Edremit grabeninin kenarlarını oluşturmakta ve Edremit grabenini sınırlandırmaktadır. Behramkale fay sistemi olarak da adlandırılan bu faylar, derine doğru eğimi azalan 5-10 km uzunluğunda listrik normal faylardır (Şengör, 1980; Sözbilir ve diğ, 2017). Sahada aktif olmayan faylar ise Çığrı fayı ve Sakarkaya fayıdır (Şekil 1.6). D-B uzanım gösteren bu faylardan Çığrı fayı Kestanbol plütunu içinde yükseklik farkı oluştururken, Sakarkaya fayı, Sakarkaya formasyonunun yükselip Kestanbol plütunu kenarında yer almasını sağlamıştır (Bozkurtoğlu, 2003).

Boğaziçi Üniversitesi Kandilli Rasathanesi ve AFAD'a göre Tuzla fayı boyunca ana şoku 07.02.2017 tarihinde $M_w = 5.3$ olan KB-GD uzanımlı normal bileşenli yaklaşık GB dalımlı bir deprem meydana gelmiştir (Bekler ve Demirci, 2018). Bu ana deprem ile birlikte 14.01.2017-16.02.2017 tarihleri arasında büyüklüğü 4 'ün üzerinde 20 adet deprem gerçekleşmiştir. Genelde fayın düşen bloğunda gerçekleşen depremler mevcuttur.

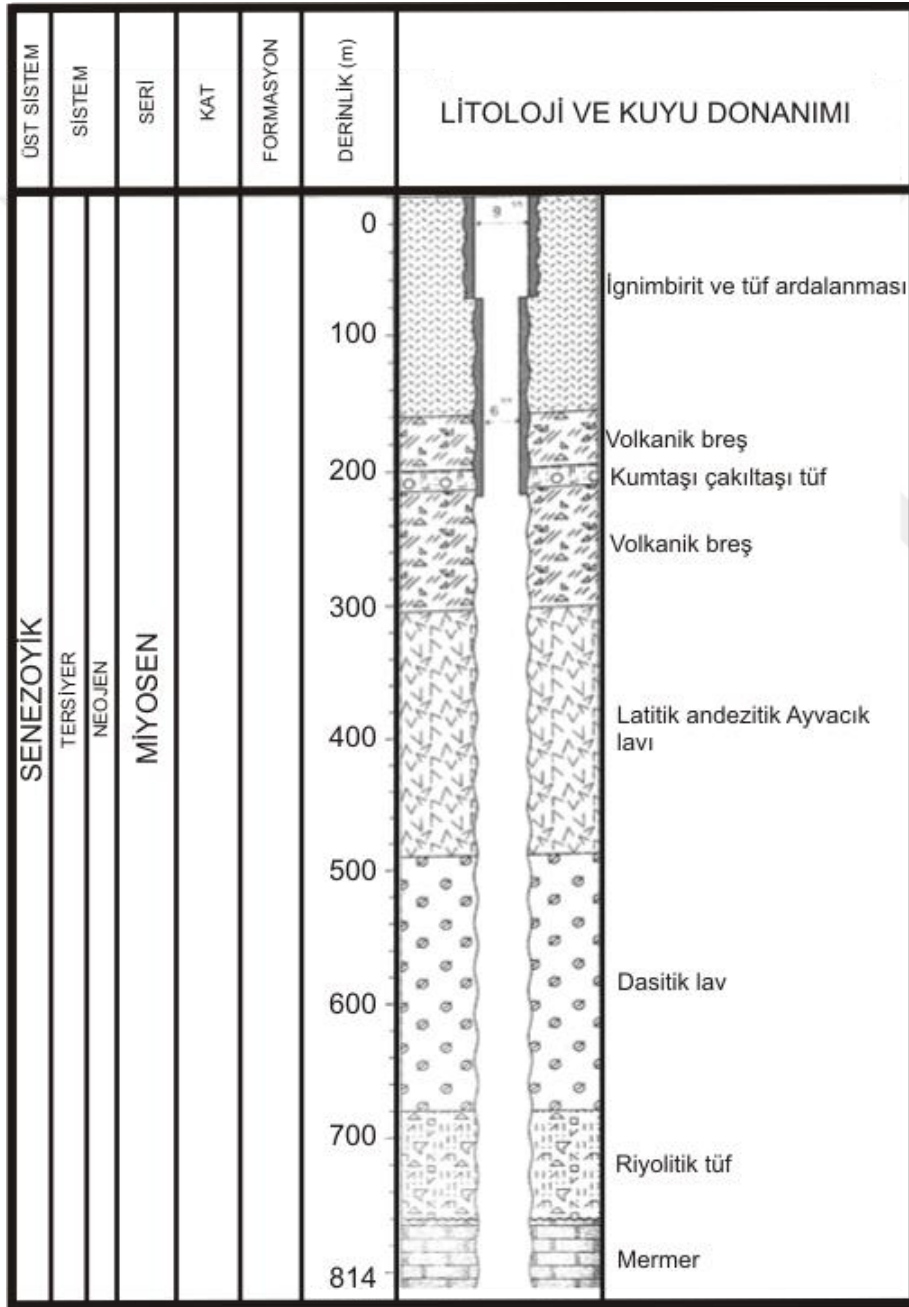
1.1.3. Çalışma sahasında hidrotermal sistem

Alp-Himalaya Kuşağında bulunan ülkemiz yaşadığı jeolojik süreçte yoğunlukları eşit iki litosferin çarpışması sonucunda Yunanistan-Türkiye ve İran'a kadar uzanan tektonizma ve volkanizmaya bağlı birçok hidrotermal sistemi barındırmaktadır (Şengör ve Yılmaz, 1981). Uygun faylanma koşulları, çeşitli volkanizma türleri ve ısı akısının iletilebilmesi bu sistemin yenilenebilirliğine imkân sağlamıştır. Çalışma sahamızdaki hidrotermal sistemin ise 2 önemli etkileri bulunmaktadır. Birincisi şundaki aktif termal rejimi sağlayan geç Miyosen volkanizması ile ilişkili hidrotermal zonlardır. Bunlara örnek Tuzla Tepede görülen ve jeotermal akışkana geçirgenlik kazandıran silisfiye zondur (Karamandere, 1986). İkincisi erken Miyosen volkanizmasının yaşlı (fossil) hidrotermal sistemidir. Bu özellikler Tuzla Fayının güneyi ve civarındadır. Bu bölgede yüksek sıcaklıkta (>300 C) metamorfik kalk-şist mineralizasyonu ve latit andezit, dasit, riyolit tipi lavlar, tuf ve ignimbiritir gibi volkanik kayalar hidrotermal zonları işaret etmektedir (Şener ve Gevrek, 2000).

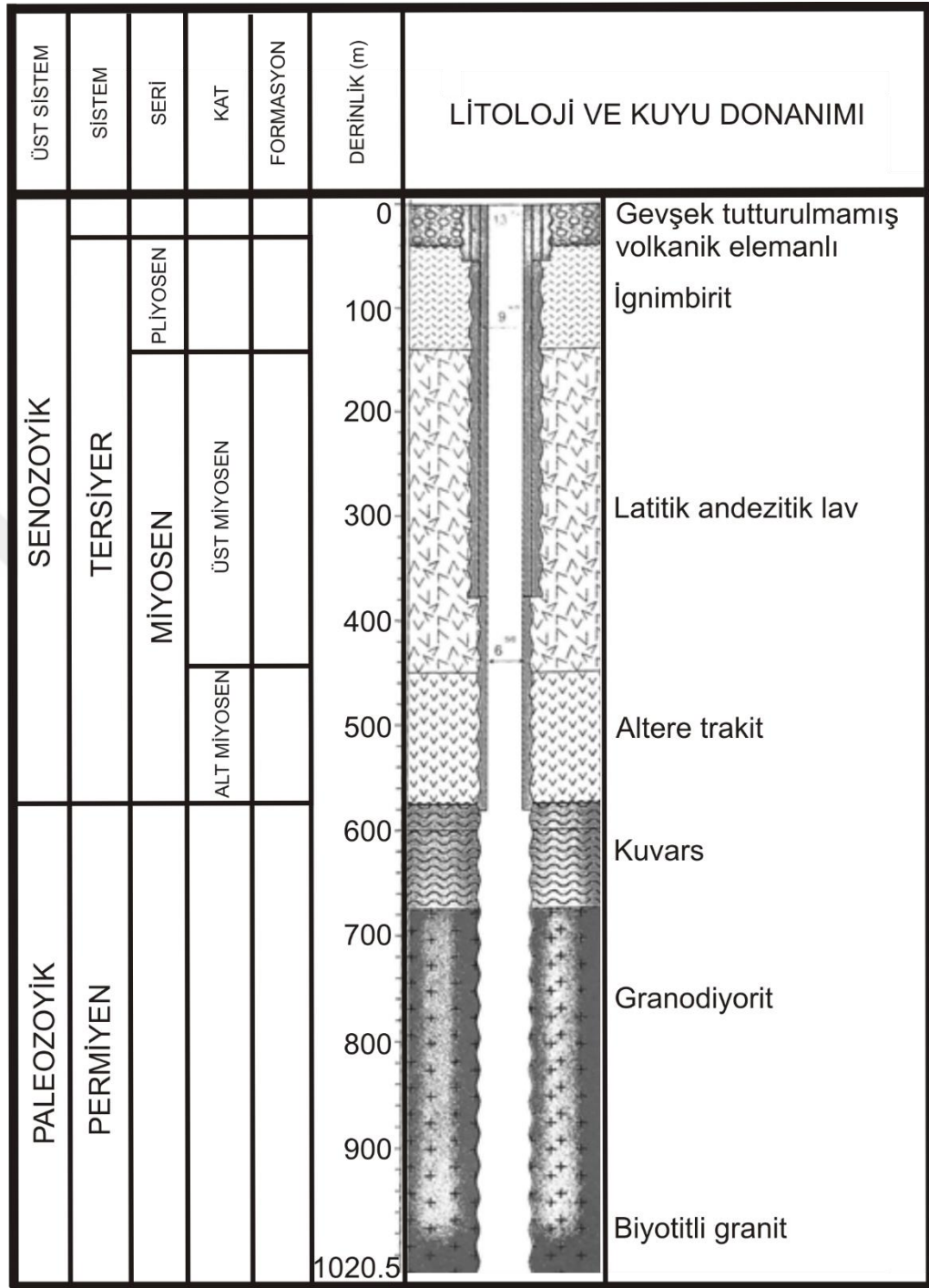
Çalışma alanımız içinde yer alan ve sahanın jeotermal potansiyelini önemli ölçüde oluşturan bölge Tuzla jeotermal sahasıdır. KB-GD doğrultuda uzanan genç Tuzla fayının hem KD-GB ve K-G uzanan faylarla hem de Gülpınar fayı ile kesişimi Tuzla köyünün önemli bir lokal jeotermal rezervuara sahip olmasına imkân sağlamıştır (Sözbilir ve diğ., 2017; Yalçın, 2007). Çünkü böyle faylar ile yapısal olarak artan karmaşıklık, jeotermal akışkanın iletimini sağlayan kayaç geçirgenliğini de arttırmaktadır. Sahadaki jeotermal sistemin gerekli bileşenleri olarak granitik-granodiyoritik plüton ısıtıcı kayacı, lavların aliterasyona uğramış birimleri hazne kayacı, ignimbiritik tüfler ve Neojen çökelleri örtü kayaları oluşturmaktadır (Şener ve Gevrek, 2000).

Bu sahada özellikle son 30 yılda jeotermal arama amaçlı birçok araştırma ve üretim kuyuları açılmıştır. İlki 1966 yılında Maden Tetkik Arama (MTA) tarafından 10 adet

sığ kuyu açılarak (derinlikleri 50-100 m) gerçekleştirilmiştir. Daha sonra 1974 ve 1982-1983 yıllarında ikisi derin ikisi sığ olmak üzere 4 adet kuyu açılmıştır. Şekil 1.6'da MTA Genel Müdürlüğü tarafından Tuzla köyü civarında açılan iki derin kuyunun (T-1 ve T-2) lokasyonlarını, Şekil 1.9 ve Şekil 1.10 ise sırasıyla bu iki kuyunun litolojilerini göstermektedir. Andezitik-latitik lavlar rezervuar kayacı oluşturduğu düşünüldüğünde T-1 kuyusuna göre daha doğuda yer alan T-2 kuyusunda rezervuar daha sığda bulunmaktadır.



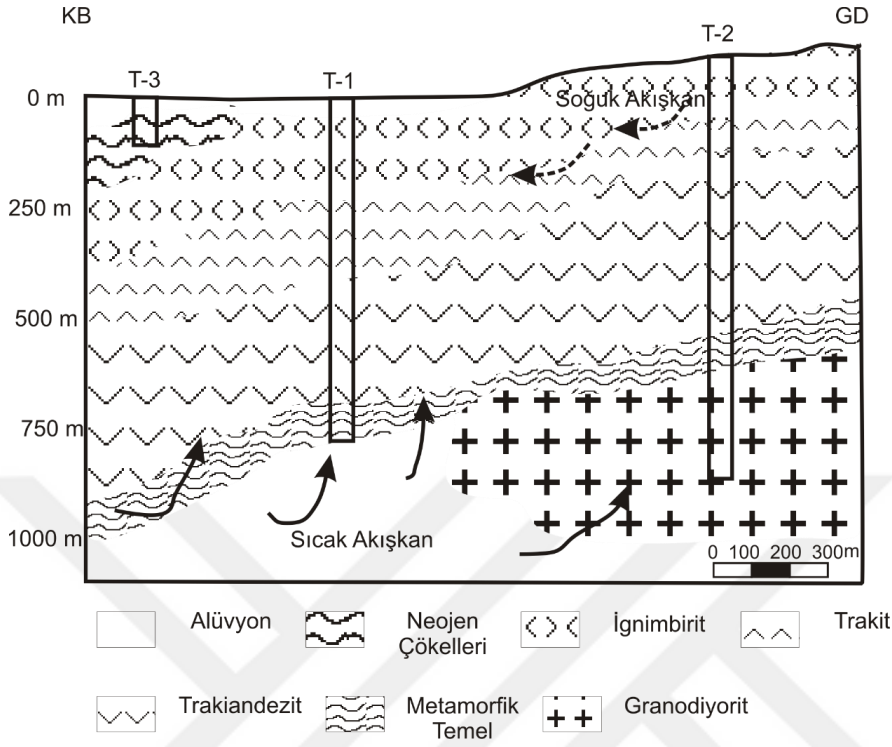
Şekil 1.9 : Tuzla T-1 kuyusu litolojisi (Akkuş ve diğ, 2005).



Şekil 1.10 : Tuzla T-2 kuyusu litolojisi (Akkuş ve diğ, 2005).

Şekil 1.11 bu iki kuyu bilgisinden hareketle şematik olarak Tuzla hidrotermal sisteminin KB-GD kesitini göstermektedir. Derinlikleri sırasıyla 814 ile 1020 m olan bu iki derin kuyunun üretim oranı 130 ton/saat ve kaynak suların sıcaklıkları sırasıyla 174 ve 168 C° dir. (Akkuş ve diğ, 2005; Baba ve diğ, 2015). Farklı jeotermometreler yapılan ölçümlerde rezervuar sıcaklığı 187 ve 212 C° olarak ölçülmüştür (Mutlu ve

Güleç, 1998). 300-350 m’de bulunan sıg kaynak sular volkanik kayaç kökenlidir (Vengosh ve diğ, 2002).



Şekil 1.11 : Tuzla Jeotermal sahasının basitleştirilmiş hidrotermal sistem modeli (Baba ve diğ, 2009)’dan derlenmiştir.

Mayıs 2004 yılında Tuzla jeotermal elektrik santrali projesi ile birlikte 2008-2009 yılları arasında 8 adet sondaj yapılmıştır. 2010 yılından bu yana bu santralden elektrik üretimi gerçekleştirilmektedir. Üretim sıcaklıkları 174-176 C° olan iki artezyen kuyudan sağlanırken, tekrar basma ise iki adet başka kuyulardan uygulanmaktadır (İnanlı ve Atilla, 2011).

Çalışma sahasında faylardan süzülerek ilerleyen suların deniz suyuyla birleştiği düşünülmektedir (Yalçın, 1989). Yüzey sularının izotopik ve kimyasal analizleri sonucunda jeotermal suların %70 fosil başkalaşım göstermiş deniz suyu ile karışan meteorik tatlı su olduğu bilinmektedir (Mutzenberg, 1997). Çevre kayalarda tuzlanmaya neden olabilecek birimlerin olmayışı ve elektriksel özellikleri incelendiğinde deniz suyu ile yüksek derecede ilişkili olduğu görülmektedir (Baba ve diğ, 2015; Mutzenberg, 1997; Şener ve Gevrek, 2000). Ayrıca Tuzla jeotermal sahasındaki akışkan tuz üretimi içinde kullanılmaktadır (Öztürk ve Kaya, 2015). Bozkaya ve diğ. (2016) yaptığı hem mineralojik (killerin kümelenme şekilleri) hem de

jeokimyasal analizlerde (radyojenik izotop analizlerinde) gözlemlediği hidrotermal illit ve sabit izotropunun, genel olarak magmatik akışkan ile daha az oranda ise meteorik su ile ilişkili bir süreç yaşadığını göstermektedir. Bu çalışmaya göre plütonik sokulum ile eş zamanlı yaşa sahip geç oligosendeki illitlerin Biga yarımadasındaki gerilme tektoniği ile ilişkili hidrotermal akışkanın ürünü olmaktadır.

Tuzla ve civarındaki faylar boyunca yükselen deniz suyu, yer yer sığ yer altı suları ile karışmaktadır. Oldukça yoğun sodyum (Na) ve klorür (Cl) içeriğine sahip sıcak deniz suyu kurak mevsimlerde yer altı suyuna karışınca hem sığ yer altı suyunun tuzluluğunu arttırmakta hem de artezyen kuyuların oluşmasını sağlamaktadır (Baba ve diğ, 2009). Derinlerdeki suyun yukarıya kadar ki bu hareketi boyunca hidrotermal reaksiyonlar sürmektedir. Bu süreçte suyun sıcaklığı azalmakta ve mineral saçılması yani suyun mineralce zenginleşmesi devam etmektedir. Bu durum suyun geçirimsiz bir birim tarafından tuzaklanıp yatay akışa geçmesine kadar devam etmektedir (Jones, 1987).

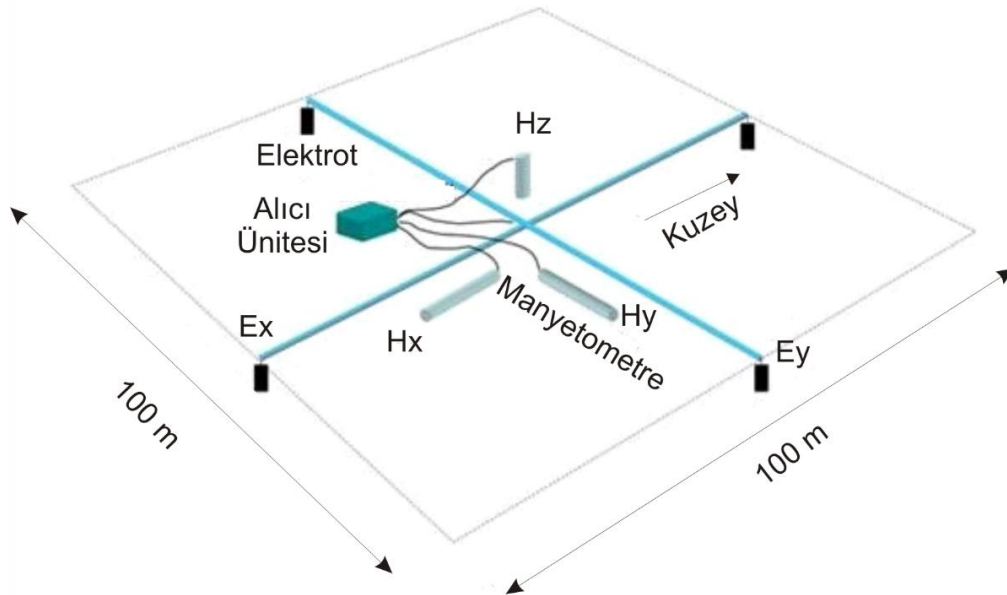
1.2. Manyetotellürik Yöntemin Hidrotermal Sistemlerin Araştırılmasında Kullanımı

Son yıllarda rüzgar ve güneş enerjisi gibi jeotermal enerjinde önemli bir potansiyeli olduğu bilinmektedir. Mevsime bağımlı olmaması nedeniyle diğer enerji kaynaklarından daha avantajlıdır (Samrock ve diğ, 2015). Ancak son yıllarda jeotermal sistemlerin faylarını, rezervuarını, örtü kayacını ve ısıtıcı kayaçlarını kapsayacak şekilde tüm hidrotermal özelliklerini ortaya koyarken derin yapılarının tespiti önem kazanmaktadır. Bu noktada hidrotermal sistemlerin karakteristik yapısını ortaya koyarken elektriksel iletkenlik önemlidir ve manyetotellürik (MT) yöntem tek çare olmaktadır (Başokur, 2012). MT yöntemi hidrotermal sistemdeki jeokimyasal değişimlere, diğer fiziksel özellikler olan akustik empedans, yoğunluk ve sismik hıza göre daha hassastır (Yang ve diğ, 2012). Sismik çalışmalar jeotermal sahalarda sedimanter düzeyde başarılı olabilirken volkanik yüzey ve yüzeye yakın bölgelerde soğurulma ve çoklu yansımaya maruz kalmaktadır. (Bannister ve Melhuish, 1997; Heise ve diğ, 2008b). Bu yüzden hidrotermal sistemleri belirlemede öncelikle MT yöntemin kullanılması kaçınılmazdır. Jeotermal bölgelerin yeraltı iletkenlik durumlarını haritalamaya imkân sağlayan birçok MT çalışması, Yeni Zelanda (Risk ve diğ, 2002), İzlanda (Arnason ve diğ, 2005), Batı Amerika (Cumming ve Mackie, 2010; Wannamaker ve diğ, 2004), İtalya (Volpi ve diğ, 2003), İspanya (Arango ve diğ,

2009), Almanya’da (Muñoz ve diğ, 2010), Rusya (Zakharova ve diğ, 2007), Hindistan (Harinarayana ve diğ, 2006; Sinharay ve diğ, 2010), Çin (Wu ve diğ, 2012; Zhang ve diğ, 2015) ve Japonya (Nurhasan ve diğ, 2006; Seki ve diğ, 2016) gibi birçok ülke de uygulanmaktadır.

1.3. Çalışma Sahasında Manyetotellürik Ölçümler ve Arazi Çalışması

MT ölçüm düzeneği Şekil 1.12’te gösterildiği gibi bir alıcı ünitesi, bir adet D-B ve bir adet K-G elektrot çiftleri, üç adet D-B, K-G ve düşey bileşen manyetik alan bobinlerinden oluşmaktadır. Bu tez kapsamında elde edilen MT verilerinin alıcı ünitesi Şekil 1.13’te gösterilmiş olan METRONIX marka 24-Bit Analog/Sayısal dönüştürücüye sahip, birden çok bağımsız GPS saati ile senkronize edilebilen bir cihazdır. Elektrik ve manyetik alan algılayıcıları sistemin çekirdek birimi olan alıcı ADU-07’ye (Analog/Digital Signal Conditioning Unit) doğrudan bağlanmaktadır. Alçak ve yüksek frekans kartları ile DC – 250 kHz frekans aralığına sahiptir. Cihaz içindeki bir veri kaydedici sayesinde elektromanyetik zaman serisi örneklenmektedir. Bu çalışmada kullanılan örnekleme frekansları ve kayıt süreleri Çizelge 1.1’de gösterilmektedir.



Şekil 1.12 : MT ölçüm düzeneği.

Çizelge 1.1 : Kayıt süresince kullanılan örnekleme frekansları ve kayıt süreleri.

Örnekleme Frekansı (Hz)	Süre (dakika)
65536	2
16384	4
4096	8
1024	8
128	1200

Elektrik alan bileşenlerini ölçmek üzere kullanılan elektrotlar kurşun klorür ($PbCl_2$) ile kaplı sızdırmaz özelliktedir. Aralarında yaklaşık 100 m mesafe olan ve en az 50 cm toprağa gömülen bir adet D-B ve bir adet K-G elektrot çiftleri bulunmaktadır. Manyetik alan bileşenlerini ölçmek için ise geniş bant indüksiyon bobini manyetometresi kullanılmıştır. İndüksiyon bobinin tepki fonksiyonu manyetik akı ile orantılı olduğundan hızlı değişim gösteren (kısa periyot) sahalarda avantajlıdır (Simpson & Bahr, 2005). Özellikle MT ve yapay kaynaklı MT (CSAMT) uygulamaları için yerin manyetik alanındaki değişimleri ölçmek üzere kullanılan bobinler 10^{-4} Hz'den 10^3 Hz'e kadar geniş bir frekans aralığına sahiptir. Arazi çalışmasında kullanılan tüm ekipmanlar Şekil 1.13'te gösterilmektedir.



Şekil 1.13 : MT kayıtçısının ana unsurları.

Şekil 1.6'da MT ölçümlerinin alındığı noktalar gösterilmektedir. MT verileri KD-GB uzanımlı olarak başta Tuzla fayı olmak üzere diğer tüm KB-GD uzanımlı fayları dik kesecek şekilde, bir profil boyunca 16 noktadan, 2 profil boyunca toplam 32 noktadan

oluşmaktadır. Nokta aralıkları profillerin ilk 4 noktası arasındaki Kestanbol Plütonu civarında 5'er kilometre, 4. ve 14. noktaları arasındaki jeotermal alan ve faylar bulunduran Kösedere-Tuzla-Babadere Ovası arasında 1'er kilometre ve son 3 noktada 2'şer kilometredir. Şekil 1.14'ten Şekil 1.19'a kadar sahadaki çalışmalarından örnek fotoğraflar gösterilmektedir. Profiller boyunca cihazın bobin ve elektrotları düz bir profil üzerinde aynı yerde dizilmeye çalışılmıştır. Ancak, yüksek gürültüye sebep olabilecek yerleşim yerlerinden, yüksek gerilim hatlarından ve rügar panellerinden kaçınmak maksadıyla profil ekseninden fazla uzaklaşmadan ölçü noktalarının yerleri değiştirilmiştir. Ölçümler bir günde iki nokta olarak tamamlanmıştır. Her ölçüm yaklaşık 20-21 saatlik kayıtlardan oluşmaktadır. Düşey bobini gömecek toprak birimin olmadığı durumlarda bobin Şekil 1.18'de görüldüğü gibi bir kaya yarığının içine yerleştirilmiştir.



Şekil 1.14 : Kayıttan önce elektrotlar ve bobinler için gerekli kabloların birbirlerinden uzak bir şekilde serimi gerçekleştirilmektedir.



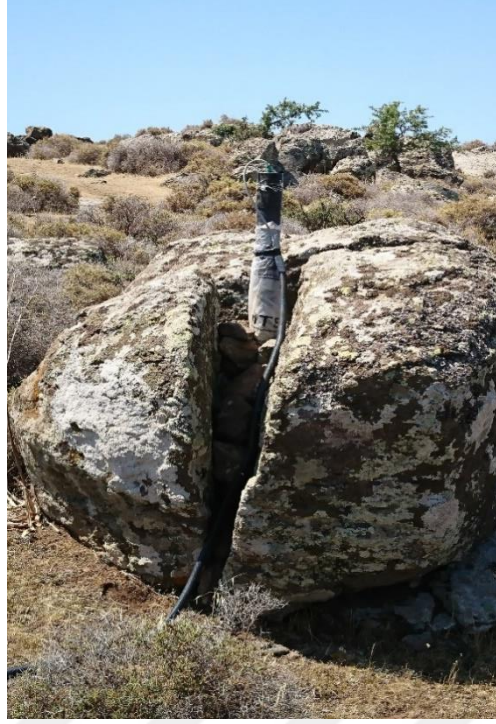
Şekil 1.15 : Manyetik alan için düşey bobinin bir kuyu açılarak gömülmesi ile ölçümlerdeki gürültü seviyesini en aza indirmek mümkün olmaktadır.



Şekil 1.16 : Yatay manyetik alan bileşenleri için bobinler K-G ve D-B doğrultusunda, toprağın yaklaşık 15-20 cm derine gömülmektedir. Herhangi bir olası sarsıntıya karşı bobinin yanları ve üstü toprakla iyice örtülmektedir.



Şekil 1.17 : Elektrik alan ölçümlerinde kullanılan elektrotlar K-G ve D-B doğrultusunda toprağın yaklaşık 20-30 cm derine içine gömülmektedir. Sızdırmaz tabana sahip elektrotların yer ile tam olarak teması sağlandıktan tabanına su dökülerek toprakla örtülür.



Şekil 1.18 : Düşey manyetik alan için kullanılan bobini yerleştirecek toprak birimleri olmaması durumunda bobinin dik ve sarsıntısız durmasına imkân sağlayan kaya yarığı veya ağaç kovuğu kullanılabilir.



Şekil 1.19 : Kayıt almaya hazır ölçü düzeneği. Tüm kablo bağlantıları yapıldıktan sonra alıcı ünitesi (solda) kaydedicisi ile birlikte elektrik ve manyetik alan zaman serisini örneklemektedir. Düşey manyetik alan bobini (sağda) alıcı ünitesinden en az 20 m uzakta olmalıdır.



2. PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU

Şekil 1.1’de şematik olarak gösterilen PSO’daki parçacıkların global minimuma hareketi bazı kurallar çerçevesinde gerçekleşmektedir. Bu noktada parçacıklara uygulanacak hız vektörü önem kazanmaktadır. Şekil 2.1, PSO algoritmasının akış şemasını göstermektedir. Bu şemaya göre hızları başlangıçta sıfır olarak atanan parçacıklar arama uzayında rastgele dağılım göstermektedir. Her parçacık bulunduğu pozisyona göre hata payını ifade eder. En düşük hata payına sahip parçacık sürünün lideri olarak atanır. Sonrasında parametrelerin bilgisini taşıyan parçacıklar global en iyi çözüm için hız vektörlerini

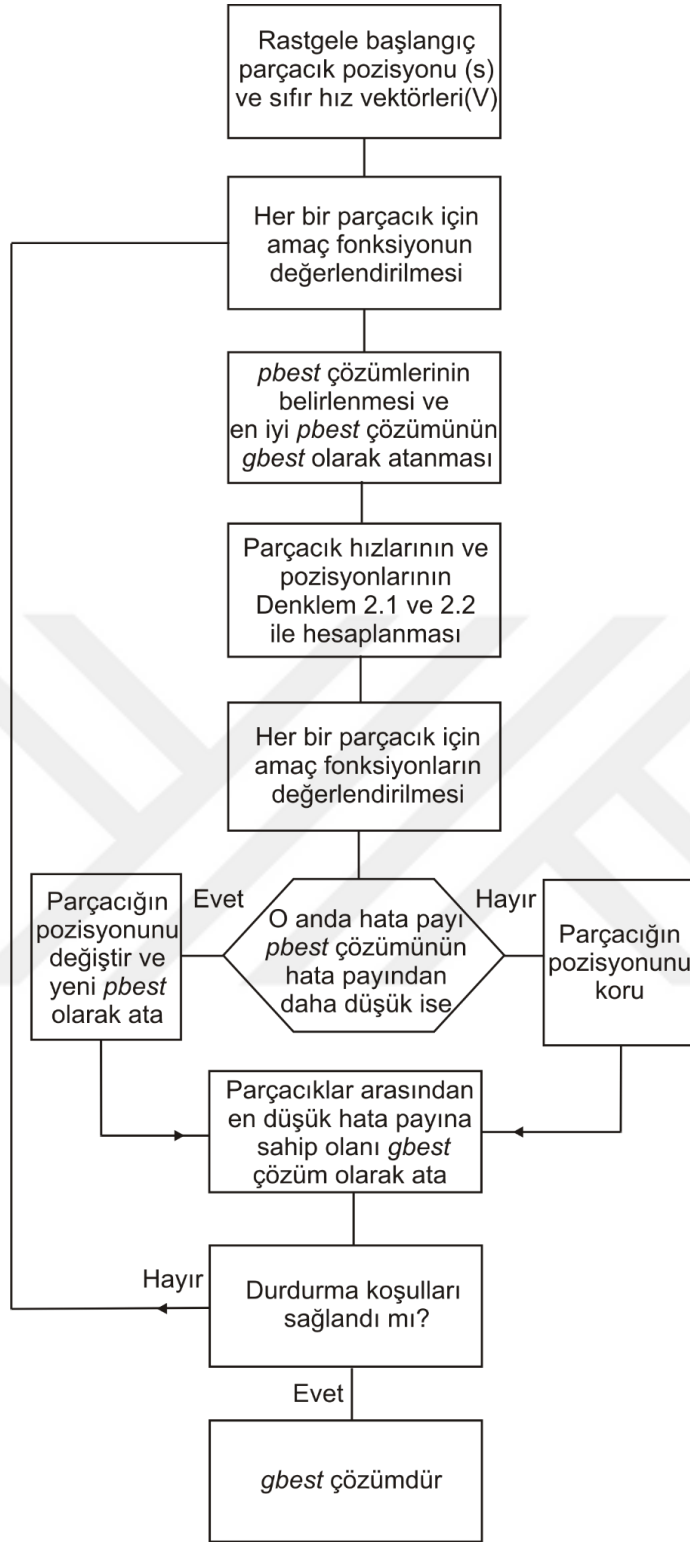
$$V_i^{k+1} = \omega V_i^k + c_1 r_1 (p_{best} - s_i^k) + c_2 r_2 (g_{best} - s_i^k), \quad (2.1)$$

ve pozisyonlarını

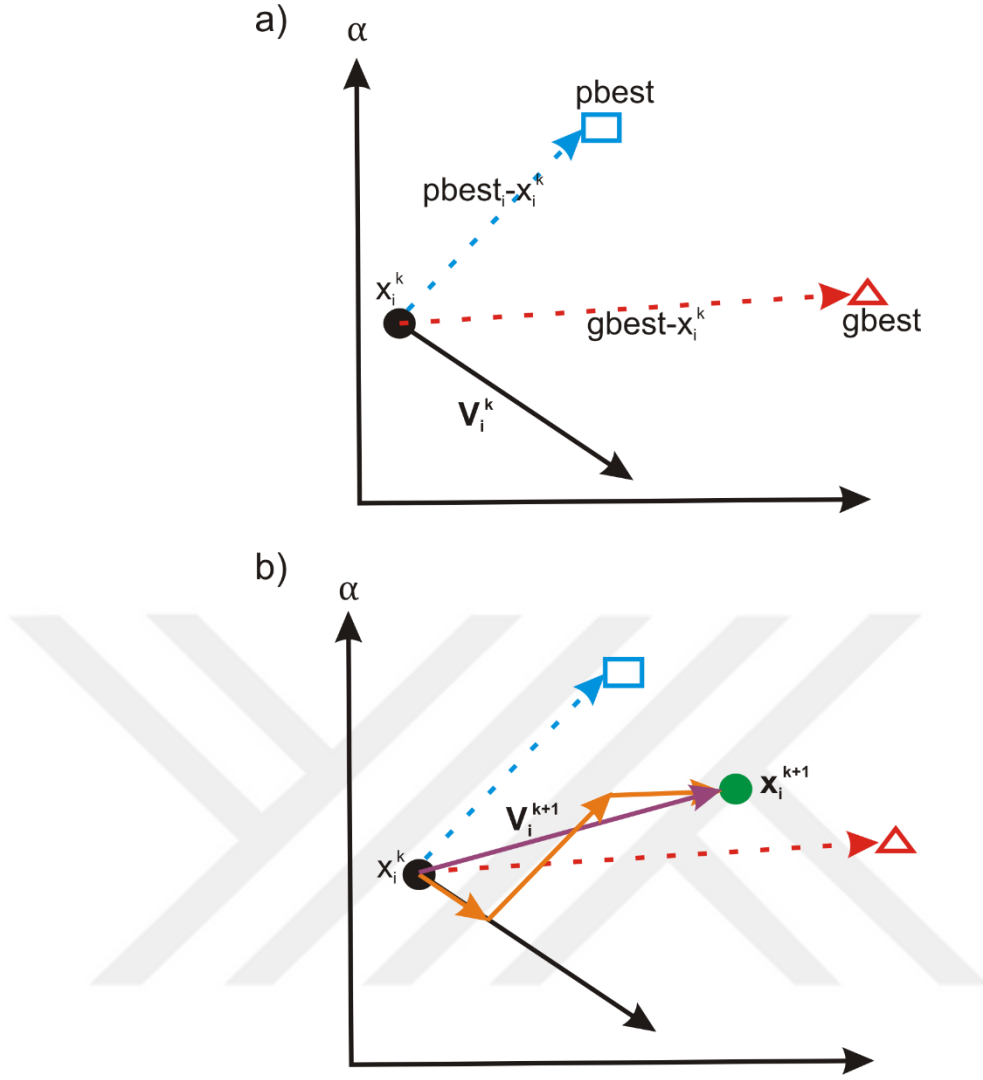
$$s_i^{k+1} = s_i^k + V_i^{k+1} \quad (2.2)$$

şeklindeki denklemler ile değiştirir.

Denklem 2.1’deki eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim parçacığa hızın etkisini, ikinci terim parçacığın geçmiş pozisyonundaki etkisini, üçüncü terim ise sürünün etkisini göstermektedir. Parçacıkların hız vektörü bu üç etken ile değişmektedir. Bu yaklaşım herhangi bir parçacığın direk global çözüme ulaşmasından ziyade etrafında onu global çözüm yapabilecek başka bir çözümü de kaçırmamasını sağlamaktadır. Denklem 2.1’den elde edilen yeni hız bilgisi (V_i^{k+1}), denklem 2.2’ye yerleştirilerek taneciğin yeni pozisyonu yani parametrelerin yeni değerleri elde edilmiş olunur. Eğer parçacıklar bir önceki pozisyonuna göre daha düşük hata payını gösteren değerde ise eski pozisyonunu yenisi ile değiştirir ancak daha yüksek bir hata payı gösteriyor ise eski pozisyonunu korur. Bununla birlikte eğer parçacıklardan bir tanesi sürünün liderinden daha düşük bir hata payına sahip ise yeni lider olarak atanır. Bu işlemler belli bir iterasyon sayısına yâda belli bir hata payına ulaşana kadar sürmektedir. İterasyonun sonlanmasıyla birlikte en düşük hata payına sahip lider parçacık en iyi çözümü gösterir. Şekil 2.2, şematik olarak bireysel en iyi çözüm ve global en iyi çözümün etkisinde bir parçacığın yeni hız vektörü ve pozisyonunu göstermektedir.



Şekil 2.1 : PSO algoritmasının akış şeması.



Şekil 2.2 : Bir parçacığın a) eski pozisyonu, b) bireysel ve global en iyi çözümlerin etkisi ile oluşan yeni hız vektörü ve pozisyonu.

2.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu Parametreleri

PSO yönteminin matematiksel ifadesi olan denklem 2.1 ve denklem 2.2’de i , parçacık sayısını, k ’da iterasyon sayısını göstermektedir. Taneciğin pozisyonu ve o pozisyona getiren hız vektörü ise sırasıyla s_i^k ve V_i^k ile gösterilmektedir. ω , parçacığın ağırlıklandırma ya da sönüm parametresidir. c_1 ve c_2 , sırasıyla parçacığın bireysel ve global öğrenme sabiti ya da bir başka deyişle ivmelenme katsayılarıdır. γ_1 ve γ_2 ise tekdüze dağılımdan üretilen $[0,1]$ arasında rastgele sayılardır. p_{best} parçacığın geçmişten o ana kadar ki en iyi pozisyonunu ifade ederken, g_{best} ise liderin pozisyonunu ifade eder.

Denklem 2.1’deki ω parametresi, Shi ve Eberhart (1999) tarafından önerilen ağırlıklandırma ya da sönüm parametresidir ve taneciğin hızı üzerinde etkisini gösterir.

Bir başka deyişle taneciğin hareket edeceği ortamı çok hızlı hareket ortamı (düşük viskoziteli) ya da çok yavaş hareket ortamı (yüksek viskoziteli) olarak tanımlar. Bu parametrenin 1'e yakın değerlerde olması global aramaya yönlendirirken, 0.5' den küçük değerlerin kullanılması ise lokal aramaya yardımcı olur. Shi ve Eberhart (1999) sönüm parametresini 0.9'dan 0.4'e kadar her bir iterasyonda doğrusal olarak azalacak şekilde kullanılmasının algoritmanın performansını arttırdığını göstermiştir. Bu özellik iterasyonun başında hızlı değişimler gösteren ve arama uzayında oldukça yüksek keşif özelliğine sahip parçacıkların global çözüme yaklaştıkça hareketlerini kısıtlamaktadır. Bu parametrenin 1'den büyük olması ise kararsız bir çözüme de götürebilmektedir. (Poli ve diğ, 2007). Denklem 2.1'deki diğer önemli parametreler sırasıyla c_1 ve c_2 olarak gösterilen bireysel ve global ivmelenme katsayılarıdır. Katsayı c_1 parçacığın kendi bireysel en iyi pozisyonuna doğru yaklaşmasını sağlarken, c_2 global en iyi çözüme doğru çekilmesini sağlamaktadır. Bir başka deyişle Newton'un 2.yasasındaki gibi parçacıkların hareketlerini kısıtlayacak ya da genişletecek şekilde kütle-yay sistemindeki yay sabitlerini ifade ederek taneciğin arama uzayında çekilme miktarını belirtir. Bu iki ivmelenme parametresi yakınsamayı kontrol etmek için önemlidir. Yüksek değerlerde ivmelenme katsayısı hızlı yakınsama sağlar ancak tam anlamıyla arama uzayında keşif yapmaya engel olabilmektedir (Godio ve Santilano, 2018).

2.2. Literatürde Kullanılan Parçacık Sürü Optimizasyon Parametreleri

Literatürde ivmelenme parametreleri her iterasyonda sabit kalabileceği gibi iterasyonla beraber değişimde gösterebilmektedir. Ratnaweera ve diğ. (2004) iterasyonla değişen öğrenme katsayıları önermiştir ve bu parametreler birçok çalışma da özellikle parametre sayısının fazla olduğu çalışmalarda başarılı bir şekilde kullanılmıştır. Buna göre k'nci iterasyonda ivmelenme sabitleri

$$c_1^k = c_1^{max} - (c_1^{max} - c_1^{min}) \left(\frac{k-1}{K-1} \right), \quad k = 1, 2, \dots, K \quad (2.3)$$

ve

$$c_2^k = c_2^{min} + (c_2^{max} - c_2^{min}) \left(\frac{k-1}{K-1} \right), \quad k = 1, 2, \dots, K \quad (2.4)$$

olarak tanımlanır. Burada c_1^{max} ve c_2^{max} sırasıyla bireysel ve global ivmelenme katsayısının maksimum değerini gösterirken, c_1^{min} ve c_2^{min} minimum değerlerini göstermektedir. K ise maksimum iterasyon sayısını gösterir.

Carlisle ve diğ. (2001) ve Kennedy (1998) $c_1 + c_2 \leq 4$ durumunda parçacıkların arama uzayında dengeli ve makul bir arama gösterdiğini belirtmiştir. Ama birçok çalışma da parçacıkların $x_{min} < x < x_{max}$ şeklinde bir arama sınırı ve bu sınırla ilişkili bir de hız sınırına sahip olması gerektiği savunulmaktadır (Poli ve diğ, 2007). Hız sınırı olmayan çözümlerde bir kaç iterasyonda istenmeyen sonuçlar ortaya çıkabilmektedir. Hız sınırının belirlenmiş olduğu durumda parçacığın alabileceği maksimum ve minimum hız sınırı $U = (x_{max} - x_{min})/10$, iken, $V_{max,min} = \pm U$ olacak şekilde tanımlanmaktadır (Poli vd., 2007). Hız sınırı olsa bile parçacıklar yeni hızı ile birlikte parametre alt ya da üst sınırdan dışarı çıkması gerekebilir. Bu durumda parçacık en yakın sınıra geri getirilir ve ilgili parçacığın daha da ıraksamasını engellemek için hız vektörü -1 ile çarpılarak yönü değiştirilir. Bu sınır ve hız kısıtlandırması Venter & Sobieszcanski-Sobieski (2003) tarafından önerilmiş ve hız vektörünün şiddetli bir şekilde büyümesine engel olduğu görülmüştür.

Clerc (1999) yaptığı analizde denklem 2.1'deki PSO hız denklemine kısıtlama faktörü getirerek (χ) parçacık hız sınırına gerek duymadan güvenli ve hızlı bir şekilde yakınsama gösteren bir denklem önermiştir. Buna göre ϕ_1 ve ϕ_2 öğrenme katsayıları olmak üzere

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 > 4 \quad (2.5)$$

olması durumunda, kısıtlama faktörü

$$\chi = \frac{2}{\phi - 2 + \sqrt{\phi^2 - 4\phi}} \quad (2.6)$$

ile ifade edilir ve denklem 2.1'deki PSO hız denklemi, denklem 2.6 ile birlikte

$$V_i^{k+1} = \chi [V_i^k + \phi_1 \gamma_1 (p_{best} - s_i^k) + \phi_2 \gamma_2 (g_{best} - s_i^k)] \quad (2.7)$$

olur.

Literatürde PSO'nun üç önemli parametresi (ω, c_1, c_2 veya ϕ, c_1, c_2) için birçok öneri bulunmaktadır. Bunlardan en çok kullanılanlar Çizelge 2.1'de gösterilmektedir.

Çizelge 2.1 : Literatürde genel olarak kullanılan PSO parametreleri.

Çalışmalar	ω / ϕ	c_1	c_2
(Luis & Martínez, 2010)	0.800	1.800	2.000
(Clerc & Kennedy, 2002)	0.729	1.494	1.494
(Trelea, 2003)	0.600	1.700	1.700
(Schutte & Groenwold, 2005)	0.729	2.800	1.300
(James Kennedy, Eberhart, & Shi, 2001)	0.729	2.050	2.050

2.3. Çok Amaçlı Optimizasyon ve Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu

Birden fazla amaç fonksiyonundan oluşan optimizasyon probleminde

$$X = (x_1^*, x_2^*, x_3^*, \dots, x_p^*) \in S \quad (2.8)$$

şeklindeki p boyutlu model uzayının (S), parametreleri eşzamanlı olarak belirlenirken aslında kapalı fonksiyon olarak

$$f(X) = [f_1(X), f_2(X), f_3(X) \dots f_N(X)] \quad (2.9)$$

şeklinde birçok amaç fonksiyonun optimizasyonu gerçekleştirilir. Vektör optimizasyonu olarak da bilinen ve her fonksiyonun bağımsız çözümlerini arayan bu yöntemde amaç fonksiyonları doğrusal olabilir ya da olmayabilir. Ancak N adet amaç fonksiyonlarını eş zamanlı olarak çözebilecek bir $f(X)$ vektörü modelin yetersizliğinden, verinin eksik ya da gürültülü olmasından dolayı genellikle bulunmaz. Bu yüzden Pareto optimum çözüm olarak bilinen bir yaklaşım kullanılmaktadır. Buna göre, olası birer çözüm kümesi vektörleri X ve Y olsun. Eğer,

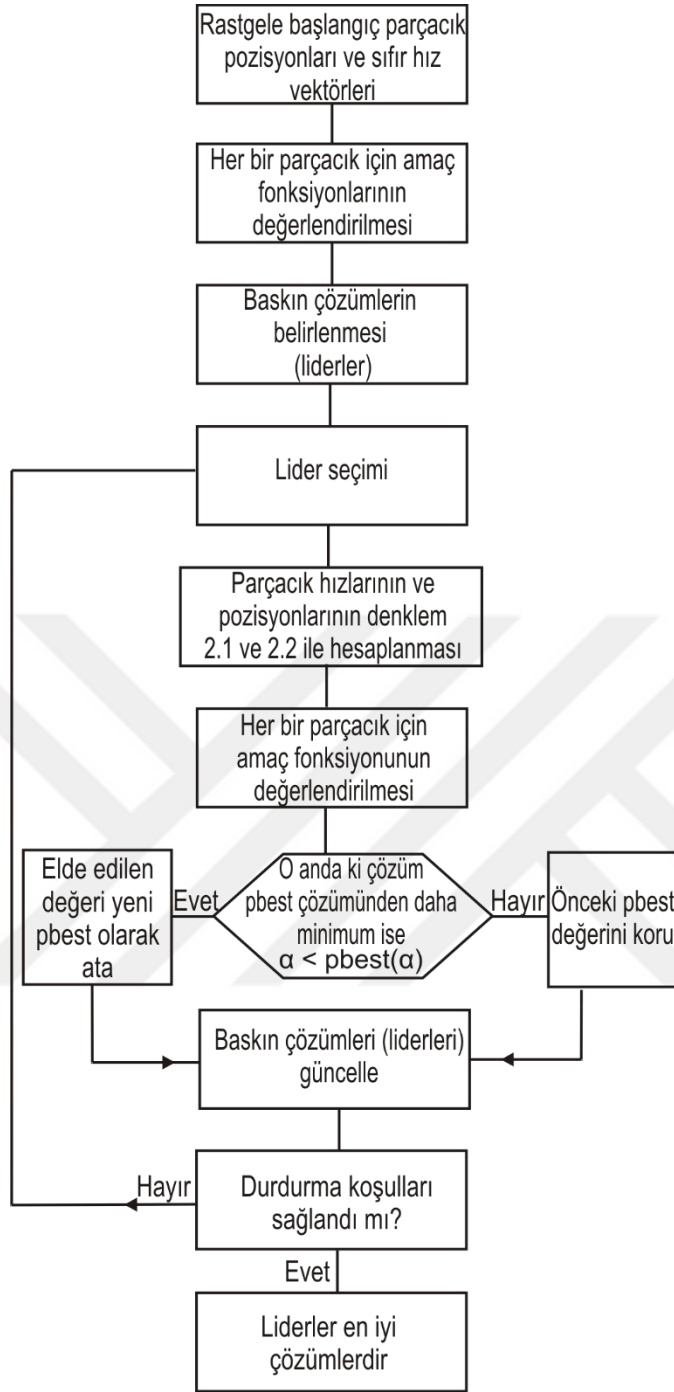
$$f_i(Y) \leq f_i(X), \quad i = 1, \dots, N \quad (2.10)$$

şeklindeki koşul ile en az bir adet j olmak üzere

$$f_j(Y) < f_j(X) \quad (2.11)$$

şeklindeki koşulu sağlayan bir çözüm vektörü yok ise X çözüm kümesi Pareto baskın çözümdür. Bir başka deyişle bir amaç fonksiyonunu iyileştirirken en az bir adet diğer bir amaç fonksiyonunu kötüleştirmeyecek bir çözüm vektörü Y yok ise X çözüm vektörü Pareto baskın çözümdür. Pareto baskın çözümleri oluşturan Pareto baskın parçacıklar da domine edilen çözüm ve parçacıkların önünde oluşturduğu Pareto cephesi olası tüm çözümleri ortaya koymaktadır (Şekil 1.3).

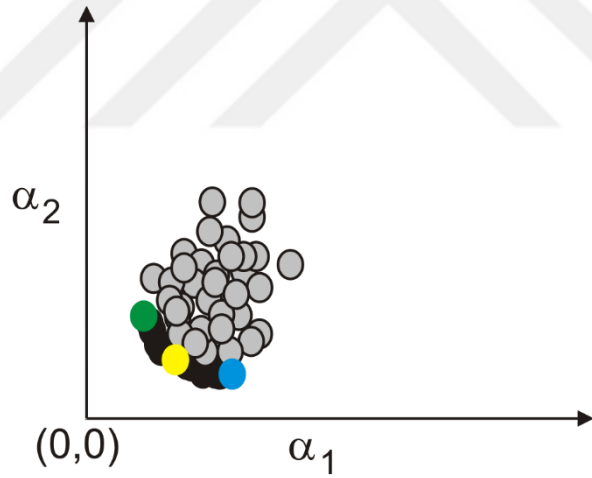
Amaç fonksiyonu uzayında Pareto cephesinin parçacıkları bir eksene yakınken bazı çözümler diğer eksene yakın olabilmektedir. Jeofizik birleşik ters çözüm çalışmalarında da böyle ödünleşim durumu gerçekleşmektedir. Jeofiziksel veri olarak düşünürsek örneğin sismik verinin çözümü iyileşirken diğerinde örneğin gravite verisinin modellenmesinde kötüleşme meydana gelebilir ya da tam tersi gerçekleşebilir. Pareto temelli optimizasyon yöntemlerinde bir eksene doğru parçacıkların böyle yönelimi uzaksanan eksenin modellenmesinde çok çözümlülüğü göstermektedir (Kozlovskaya ve diğ, 2007). Bu açıdan Pareto cephesindeki parçacıkların dağılımı önemli bilgiler taşımaktadır. Pareto kavramını PSO'ya uygularken Şekil 2.1'deki PSO algoritmasından farklı olarak lider seçimi ve güncellenmesi gerekmektedir (Coello ve diğ, 2004). Bu koşullarla birlikte Pareto PSO algoritması Şekil 2.3'te gösterilmektedir.



Şekil 2.3 : Pareto PSO algoritması.

Pareto yaklaşımında en önemli koşul en uygun liderin seçimidir. PSO’da sürünün içinde en düşük hata payına sahip parçacık lideri oluştururken, Pareto yaklaşımında Pareto cephesindeki baskın çözümlerin hepsi birer lider olabilir (Baumgartner ve diğ, 2004). Bu noktada kaliteli liderin seçimi önem taşımaktadır. Seçim için birçok yöntem kullanılmakla birlikte (Coello Coello ve Reyes-Sierra, 2006) genellikle EK A.1’de gösterilen ve genetik algoritmanın ilk seçim aşaması olan rulet çarkı yaklaşımı lider

seçimi için kullanılmaktadır. Lider belirleme aşamasından önce Şekil 1.3’de görüleceği üzere arama uzayı eşit aralıklarla gridlere ayrılır (Laumanns ve diğ, 2002). Seçim aşaması ile bir grid içerisinde en fazla sayıda baskın çözüm bulunduran gridden liderin seçilme ihtimali yüksek tutulur. Daha az sayıda baskın çözüm parçacığı içeren gridlerden ise lider seçilme ihtimali düşük tutulur. Liderin böyle olasılıksal ancak seçimle belirlenmesi çözümlerdeki çeşitliliği de arttırmaktadır (Coello Coello ve Reyes-Sierra, 2006). Seçilen lidere göre tüm parçacıklar PSO’nun genel denklemleri olan denklem 2.1 ve denklem 2.2’ye göre hız ve pozisyonlarını değiştirmektedir. Yer değiştiren tüm parçacıklar içinden aynı şekilde baskın çözümlerin belirlenmesi ile süreç devam eder. Bu süreç belirli bir iterasyon sayısına yâda liderin belli bir hata payına ulaşana kadar devam etmektedir. Bir iterasyonla birlikte Şekil 2.4’te şematik olarak gösterildiği gibi tüm parçacıklar 0,0 noktasına doğru kümelenmeye çalışırken, baskın çözümler arasından 0,0 noktasına en yakın parçacığın çözümü Pareto optimum çözümü gösterir. Bununla birlikte her iki amaç fonksiyonunun ayrı ayrı çözümünü gösteren (Şekil 2.4’te yeşil ve mavi parçacık) baskın çözümler de belirlenebilir.



- Baskın Parçacıklar (Pareto cephesi)
- Domine edilen parçacıklar

Şekil 2.4 : Optimizasyonun son haliyle tüm parçacıkların arama uzayında dağılımının şematik gösterimi. Sarı ile gösterilen parçacık iki fonksiyonun ortak Pareto optimum çözümünü gösterirken, yeşil parçacık α_1 fonksiyonunun, mavi parçacık α_2 fonksiyonunu en iyi çözümünü göstermektedir.



3. MANYETOTELLÜRİK YÖNTEM

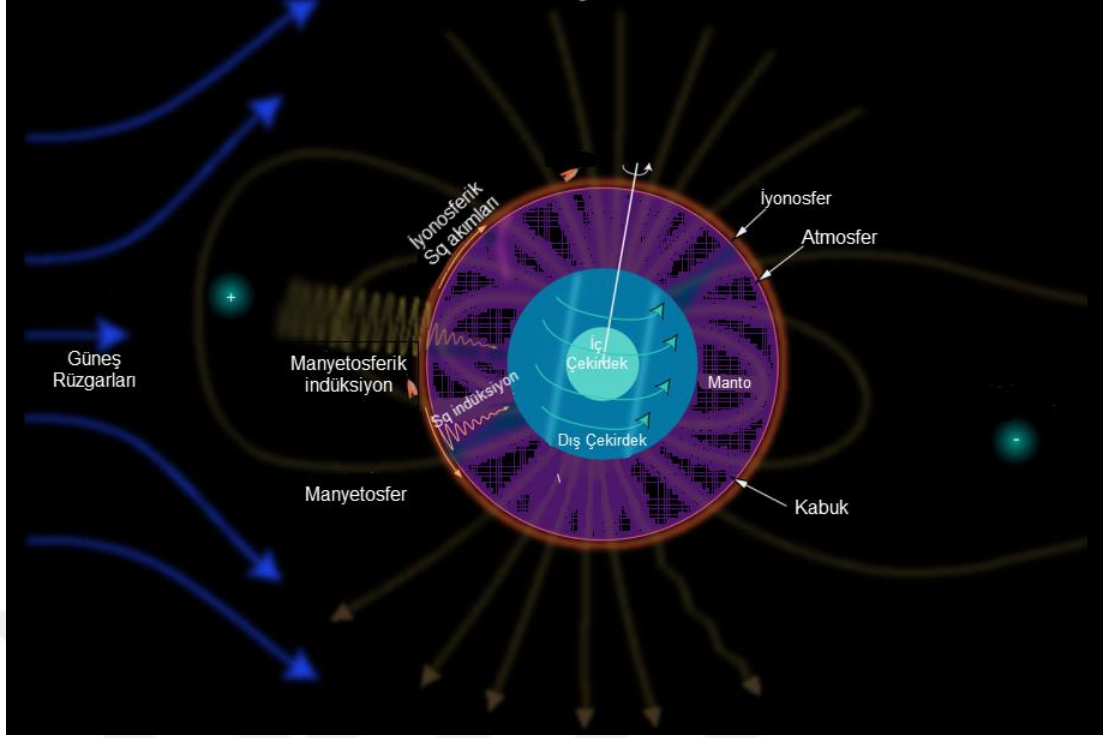
Manyetotellürik (MT) yöntem geniş spektrumda değişim gösteren yer manyetik alanının elektromanyetik indüksiyonun kaynağı olacak şekilde gelişimini sağlayan pasif bir elektromanyetik yöntemdir. Aslında MT yöntem yer manyetik derinlik sondajı (geomagnetic depth sounding) yöntemi ile benzerdir (Simpson ve Bahr, 2005). Ancak MT yönteminde yer manyetik alan değişimi ile birlikte elektrik alan değişiminin ve bu değişim sonucunda oluşacak indüksiyonunda dikkatli bir şekilde irdelenmesini gerektirmektedir. Böylece MT yönteminin amacı yeryüzünde değişen elektrik ve manyetik alanlar sayesinde gelişen indüksiyonla yer içerisindeki iletken yapıları tespit etmektir (Buttkus, 2000).

MT yönteminin ilk tanımı Tikhonov (1950) tarafından gerçekleştirildi. Tikhonov düşük frekanslı elektromanyetik (EM) düzlem dalgalarında yatay manyetik alanın (H_y) türevinin, elektrik alanın ortagonal bileşeni (E_x) ile orantılı olduğunu gösterdi. Cagniard (1953) ise düzlem dalga yaklaşımı ile tabakalı ortamlarda ortogonal bileşenler arasındaki ilişkiyi tanımladı. Tikhonov ve Cagniard'ın bu çalışmaları bir boyutlu MT çalışmalarının temelini oluşturdu ve bu model günümüzde Tikhonov-Cagniard modeli olarak bilinmektedir. MT yönteminin gelişimi sonraki yıllarda devam etmekteydi. Wait (1954) E_x ve H_y oranının sadece yatay alanlarda çok büyük değişimler göstermediği takdirde geçerli olabileceğini ileri sürdü. Bu kısıtlamalara ek olarak Price (1962) tabakalı yerküre modelini de ekledi ve günümüzde Wait ve Price ölçütleri olarak bilinen ölçütlerini yayınladılar. Madden ve Nelson (1964) ise Cagniard (1953)'ün tezini savundu. Bunun yanı sıra Dmitriev ve Berdichevsky (1979)'de Wait ve Price ölçütlerini oldukça kısıtlandırılmış buldu ve Tikhonov-Cagniard modelinin yatay manyetik alan bileşenleri doğrusal değişim gösterdiği takdirde geçerli olabileceğini gösterdi. Bu sonuçlar yatay bileşenlerin tabakalı ortamda olmasına ya da ortam boyunca tekdüze olmasına gerek olmadığını gösterdi. Daha sonrasında kabuk ve üst manto çalışmalarında oldukça düşük öz direnç yapılarının tespiti ile (Cagniard, 1953) düzlem dalga yaklaşımının geçerliliği kabul edildi. Bu dönemlerde MT yöntemi, EM yöntemler arasında derin elektrik yapıları inceleyebilen yeni bir jeofizik yöntem olarak ortaya çıktı.

MT çalışmalarında elektromanyetik dalganın periyot aralığı 10^{-3} - 10^3 Hz aralığındadır. Geniş periyot aralığı ile birlikte ancak ortalama öz dirence de bağlı olmak şartıyla MT yöntemi 10 m'den 500 km ve üzerine kadar nüfuz derinliğine sahiptir. MT yöntemi diğer jeofizik EM yöntemlerden farkı ise kaynağın doğal olmasıdır. MT yönteminde EM dalgaların kaynağı içsel veya dışsal olarak değişim gösteren manyetik alanlardır. İçsel kaynağın bileşeni dış çekirdeğin dinamo hareketi ve kayaçların kalıcı manyetizasyonu iken dışsal kaynaklar atmosfer ve manyetosferdir (Şekil 3.1). Tüm içsel ve dışsal kaynakların zamanla değişim göstermesi sonucu oluşan değişen elektrik alan ve gelişen elektromanyetik dalgalar MT yöntemiyle tespit edilebilmektedir. Ancak içsel kaynağın değişimi çok yavaş olduğundan MT yönteminde elektromanyetik kaynak olarak dışsal kaynaklar kullanılmaktadır (Simpson ve Bahr, 2005).

Dışsal kaynaktan frekansı 1 Hz'den düşük olan sinyaller manyetosfer kaynaklıdır. Manyetosfer, güneşten yayılan ve yüklü taneciklerden oluşan güneş rüzgârlarının yer manyetik alanı tarafından yönlendirilmesi ile oluşan katmandır. Manyetosfer katmanında değişen manyetik alan, iyonosfer katmanında yüksek derecede indüklenmiş elektrik alanları oluşturur. İyonosferdeki elektrik alanların oluşturduğu akımlar yerkürede önemli derecede manyetik alanın değişimine neden olurlar. Güneş rüzgârlarının böylesi yüklü tanecik hareketleri sonucunda manyetik fırtınalarda oluşabilmektedir. Manyetik fırtınalar yerküre üzerinde ölçülen manyetik alan bileşeninde önemli derecede değişimlere neden olmaktadır. Bunun dışında manyetosfer ve iyonosferin durağan hareketleri manyetik alanda sadece günlük değişimler de oluşturabilir. Çünkü böyle durağan zamanlarda manyetosfer ve iyonosfer kendi sistemi sayesinde iyonosferde solar quite (Sq) denen akımlar meydana getirir (Constable, 2016).

MT çalışmalarında EM dalgaların frekansı 1 Hz'den büyük olanların kaynağı ise meteorolojik aktivitelerdir. Buna örnek dünya genelinde yayılım gösteren yıldırımlar gösterilebilir. Yıldırımlar sferiks olarak adlandırılan elektromanyetik dürtü tepkisine neden olurlar ve zaman serisi kaydında ayırık kısa zamanlı bir sapma gösterirler. Sferiksler yerküre-iyonosfer arasında dalga kılavuzu şeklinde yayılırlar. Dalga kılavuzları dalganın enerji kaybını minimum yapacak şekilde boyutunun genişlemesini kısıtlar (Simpson ve Bahr, 2005).



Şekil 3.1 : Elektromanyetik alan kaynaklarının şematik gösterimi (Constable, 2016).

MT yönteminde yerküre içindeki elektromanyetik indüksiyonun gerçekleşmesi için bir takım varsayımların kabulü gerekmektedir (Cagniard, 1953; Keller ve Frischknecht, 1966), şöyle ki:

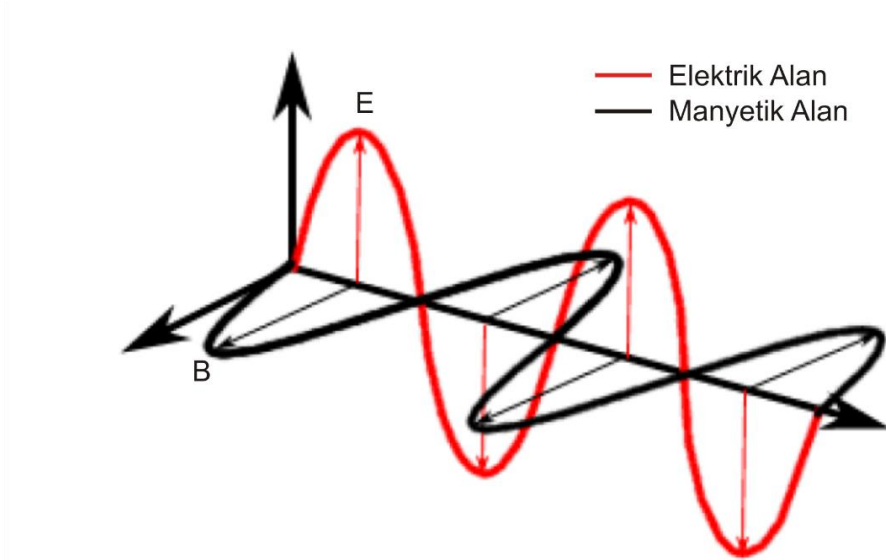
- 1) Bölüm EK B’de bahsedilen Maxwell denklemlerine uyulmalıdır.
- 2) Yerküre elektromanyetik enerji üretmez, sadece soğurur ve dağıtır.
- 3) Tüm alanlar korunumludur.
- 4) Doğal elektromanyetik alanların kaynağı büyük ölçüde iyonosferdeki akım sistemidir. Elektromanyetik dalgalar tekdüze ve düzlem dalga şeklinde yeryüzüne dik olarak çarparlar.
- 5) Tabakalı yerküre içinde serbest yüklerin süreksizlik civarında birikmesi indüktif bir olay olmayan statik kaymaya (statik shift) sebep olur. Bu durum frekans bağımsız olarak öz direncin üzerinde ötelenme göstermesidir. Bu etkinin görüldüğü alanlar öz direnç değişimin oldukça büyük olduğu alanlardır.
- 6) Yerküre ohmik olarak iyi bir iletkenidir.
- 7) Kutuplanmanın etkisiyle ortaya çıkan zaman bağımlı yer değiştirme akımları, iletim akımlarına nazaran ihmal edilebilir. Bu durum elektromanyetik indüksiyonun sadece difüzyon süreci ile ifade edilebileceğinin göstergesidir.

Böylece yerkürenin ortalama iletkenliğinin hacimsel olarak elde edilmesine imkân sağlanır.

- 8) Kayaçlardaki herhangi bir elektrik geçirgenlik ya da manyetik geçirgenlik ihmal edilebilir.

3.1. Maxwell Denklemleri

Clerk-Maxwell (1861) değişen elektrik ve manyetik alanların var olmasının birbirleri ile ilişkili olduğunu göstermiş ve elektromanyetik alan ile elektromanyetik dalga kavramını ortaya koymuştur. Işığında bir elektromanyetik dalga olduğunu belirterek elektrik, manyetizma ve optiği tek bir temel üzerinde göstermiştir (Serway ve diğ., 1999). Böylece Clerk-Maxwell (1861) enerjinin boşlukta birbirine dik elektrik ve manyetik dalgalar şeklinde iletildiğini ve zamana bağlı değişim göstermesinin birbirleriyle ilişkili olduğunu göstermiştir. Şekil 3.2, şematik olarak elektromanyetik alanı oluşturan birbirine dik elektrik ve manyetik dalgaları göstermektedir. Clerk-Maxwell (1861) elektromanyetik alanı elektrik ve manyetik alanlardan türeyen 4 temel yasa ile ifade etmiştir. Bu yasalar EK B.1’de gösterilen; Gauss yasası, manyetizmada Gauss yasası, Amper yasası ve Faraday yasasıdır.



Şekil 3.2 : Elektromanyetik dalga ve alan bileşenleri.

3.2. Manyetotellürik Yöntemde Fiziksel Parametreler

MT yönteminde elektromanyetik dalga düzlem dalga olduğu varsayılır. Birincil elektromanyetik alan yeryüzünden geçip yerküre içerisinde bir iletken yapı ile karşılaştığında, Eddy akımları sayesinde ikincil elektromanyetik alanları yaratır. Bu ikincil alanların genliği ve fazı birinciden farklıdır. İlk mertebede hava iyi bir yalıtkan iken, yerküre iyi bir iletken olarak düşünülür. Toplam manyetik alan ve elektrik alan birincil ve ikincil alanların toplamı ile elde edilir. Ancak yerküre içinde ikincil elektrik ve manyetik alanı oluşturan parametrelerin bilinmesi gerekmektedir. Çünkü elektromanyetik alan doğrultusu boyunca geçtiği ortamın özelliklerini tanımlar. Yerküre içerisinde uzaya bağlı değişimler gösteren ve hesaplanması gereken bu parametreler EK B.2’de gösterilen; elektriksel iletkenlik, dielektrik geçirgenlik ve manyetik geçirgenliktir (Telford ve diğ, 1990). Bölüm 3.1’de gösterilen Maxwell denklemleri ve bu fiziksel parametreler aracılığıyla yerküre de ilerleyen elektromanyetik dalgaların hem zaman ortamında hem de frekans ortamında yayılım denklemlerinin çözümleri elde edilebilir. Bu çözümler EK B.3’te gösterilmektedir.

3.3. Transfer Fonksiyonu ve Empedans Tensörü: Görünür Öz direnç ve Faz Açısı

Transfer fonksiyonu bir girdi ile öngörülebilir çıktıyı verecek şekilde tanımlanan yer modelini ifade eder. Yer bir sistem olarak düşünüldüğünde MT yönteminde girdiyi zamanla değişen manyetik alan oluştururken çıktıyı zamanla değişen elektrik alan oluşturur. EK B.5’te detaylı olarak anlatılan transfer fonksiyonu bu sürecin spektral oranını verir ve sistem doğrusal olduğundan girdinin genliğine bağlı değildir.

Transfer fonksiyonu doğrultudan bağımsız bir şekilde EK B.6’da anlatılan bir boyutlu indüksiyon durumunda elektrik ve manyetik alan arasındaki ilişkiyi sağlamaktadır. Ancak EK B.7’de anlatılan iki boyutlu indüksiyon durumunda transfer fonksiyonu doğrultu bağımlı hale gelmektedir. Bu durumda elde edilen empedanslar EK B.8’de gösterildiği gibi belli bir açıdaki yer elektrik doğrultusuna çevrilmesi gerekmektedir. Elektromanyetik doğrultu açısı ya da Swift açısı olarak da bilinen bu parametre bölgesel olarak elektrik alan doğrultusunu belirler. Bu doğrultu genellikle majör fay ya da jeolojik yapıların doğrultusunu işaret etmektedir. İki boyutlu yapılara geçerken empedans tensörünün bu doğrultuya göre rotasyonunun uygulanması gerekmektedir (Bahr, 1991; Mohan ve diğ, 2017).

Rotasyonu gerçekleştirilen tensöre empedans tensörü (Z) denir ve elektrik alan (E) ile manyetik alan (H) arasındaki ilişkiyi

$$E = ZH \quad (3.1)$$

şeklindeki denklem ile sağlar. Manyetik alanı manyetik yoğunluk cinsinden yazıp ($B_x/\mu_0 = H_x$ ve $B_y/\mu_0 = H_y$) daha açık şekilde gösterilecek olursa empedans tensörü

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde empedans tensörü Z karmaşık olduğundan yani hem gerçel hem de sanal bileşeni olduğundan, sadece büyüklüğü yoktur ayrıca fazı da vardır. Empedans tensöründen hareketle görünür öz direnç ve faz açısı sırasıyla,

$$\rho_{a,ij(\omega)} = \frac{1}{\mu_0 \omega} |Z_{i,j(\omega)}|^2 \quad (3.3)$$

$$\phi_{ij(\omega)} = \tan^{-1} \left(\frac{\text{im}(Z_{i,j})}{\text{re}(Z_{i,j})} \right) \quad (3.4)$$

olacak şekilde ifade edilir.

3.4. Boyutluluk Analizi ve Galvanik Bozunum

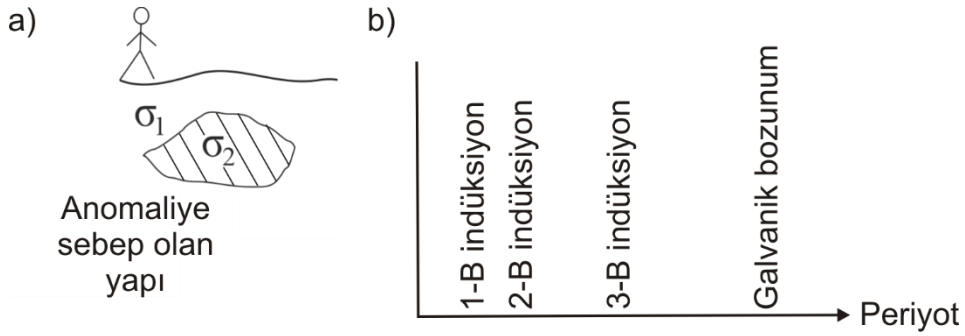
Empedans tensörü ölçülen alandaki boyutluluk durumu hakkında önemli bilgiler taşımaktadır. İletkenliğin sadece derinlikle değiştiği boyutta empedans tensörünün diyagonal elemanları (Z_{xx} ve Z_{yy}) sıfırdır. Ancak diagonal olmayan elemanlar (Z_{xy} ve Z_{yx}) sıfırdan farklıdır, büyüklükleri vardır ve işaretleri birbirinin zıttıdır. İletkenliğin hem derinlikle hem de yatay yönde değiştiği iki boyutlu durumda diyagonal elemanlar birbirine eşit ve zıt işaretlisi iken, diyagonal olmayan elemanlar birbirine eşit değildir. Üç boyutlu durumda empedans tensörünün hiç bir elemanı birbirine eşit değildir. Empedans tensörü ve bileşenlerinin işaret ettiği boyutluluk durumu Çizelge 3.1’de kısaca gösterilmiştir.

Çizelge 3.1 : Empedans tensörleri ve boyutluluk ifadeleri.

	Boyutluluk		
	1-B	2-B	3-B
	$Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ $Z_{xy} = -Z_{yx}$	$Z_{xx} = -Z_{yy}$ $Z_{xy} \neq -Z_{yx}$	$Z_{xx} \neq Z_{yy}$ $Z_{xy} \neq Z_{yx}$
Empedans Tensörü (Z)	$\begin{pmatrix} 0 & Z_n \\ -Z_n & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & Z_{TE} \\ Z_{TM} & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}$

Ölçülen MT verilerinden $Z_{xx} = Z_{yy} \neq 0$ durumuna sebep olabilecek bir etki de galvanik bozunum etkisidir. Bu etkiler Şekil 3.3'te görüleceği üzere MT empedans tensörünün frekans bağımsız bozulmasına sebep olmaktadır. Galvanik bozunum sığda yer alan ve önemli derecede iletkenlik kontrastı sağlayan yapıların durumunda söz konusu olmaktadır. EK B.4'te anlatılan ve denklem B.39'da gösterilen elektromanyetik nüfuz derinliği arttıkça bu etki daha belirgin hale gelmektedir (Bahr, 2007). Elektromanyetik sondaj periyodu arttıkça indüktif ölçek uzunluğu yerküre içerisindeki anomali kaynağının bir köşesini kapsayacak şekilde ilerlediğinde transfer fonksiyonu iki boyutlu olarak görülebilir. Periyot daha da arttıkça anomalinin tüm köşeleri empedans tensörüne yansır ve transfer fonksiyonu üç boyutlu olarak görülebilir. Periyot daha da arttıkça yani yeterince geniş periyotta elektromanyetik nüfuz derinliği anomalinin boyutlarından daha büyük hale gelir. Bu durumda anomalinin indüktif cevabı zayıflar ancak indüktif olmayan galvanik etkiler meydana gelir (Bahr, 1988; Jiracek, 1990; Wannamaker ve diğ, 1984). Bu noktada genellikle ölçek bağımlı boyutluluk analizi yapmak önemlidir ve gereklidir. Genel olarak kullanılan ve indüksiyonun bir veya iki boyutlu yapılarda uygunluğunu araştıran parametre EK B.8'de gösterilen Swift çarpıklık (skew) parametresidir (Swift, 1967; Jones ve Pascoe, 1971). Genel olarak Swift değerinin 0.3'ten büyük olması üç boyutlu yapıların etkisini, 0.3'ten küçük olması ise bir boyutlu ya da iki boyutlu yapıların etkisini göstermektedir (Bahr, 1991; Hoffmann-Rothe ve diğ, 2004). Ancak bazen çok küçük değerlerde de üç boyutlu yapıların etkileri görülebilmektedir. Bunun sebebi Swift analizinin yakın yüzey küçük heterojenliğin yarattığı galvanik bozunumu hesaba katmamasıdır (Thiel, 2008). Ayrıca skew değerinin 0.3'ten büyük olması da üç boyutludan ziyade iki boyutlu yapıları ancak yapısal olarak karmaşıklığı da işaret edebilir (Bedrosian ve diğ, 2004). Genelde Swift skew analizi boyutluluk için

kullanılmaktadır ancak galvanik bozunum olduğunda hızlı skew uygun olmamaktadır (Santos ve diğ, 2014).



Şekil 3.3 : Ölçek bağımlı boyutluluk değişimi. Elektromanyetik nüfuz derinliğinin yapının boyutlarından çok büyük olması durumunda galvanik bozunum etkisi ortaya çıkmaktadır (Simpson ve Bahr, 2005'ten derlenmiştir).

3.5. Faz Tensörü

Bölüm 3.4'te anlatıldığı üzere empedans tensörü yakın yüzey heterojenliğinden dolayı galvanik bozunum etkisinde kalmaktadır. Bozunum gösteren yatay elektrik alanı E_D ve 2×2 'lik bozunum tensörünü $\underline{C}$ şeklinde gösterirsek, bozunumu olmayan elektrik alan E ile ilişkisi

$$E_D = \underline{C}E \quad (3.5)$$

şeklinde gösterilir. Denklem 3.1'deki empedans tensörü ve bileşenleri bozunum tensörü $\underline{C}$ ile çarpılırsa

$$\underline{C}E = \underline{C}ZH \equiv Z_D H \quad (3.6)$$

halini alır. Bu durumda bozunum gösteren empedans tensörü Z_D ise

$$Z_D = \underline{C}Z = X_D + iY_D = \underline{C}X + \underline{C}(iY) \quad (3.7)$$

şeklinde gösterilir. Burada X , empedans tensörünün gerçel bileşenini, Y ise sanal bileşenini göstermektedir. Ölçülen MT verilerinde bozunum göstermiş Z_D tensörünün 4 gerçel, 4 sanal bileşen elemanı ile 8 adet bilineni var iken, model olarak düşünüldüğünde Z tensörünün gerçel ve sanal bileşen elemanları 8 ve bozunum tensörünün gerçel 4 bileşeni ile toplam 12 bilinmeyeni vardır. Böylece model veriye göre eksik tanımlı olmaktadır. Bu durumda bozunum tensörü tekil olmayacak ve

çözümü sağlayabilecek birçok tensör olacaktır (Chave ve Jones, 2012). Groom ve Bailey (1989) yöntemi ile bozunum tensörü elde ediliyor olabilmesine karşın bu tensörün tekillik problemi ön bilgi olmadan tensörü elde etmeyi mümkün kılamamaktadır (Caldwell ve diğ., 2004). Faz tensörü ise elektrik alandan kaynaklı galvanik bozunumun varlığında dahi bölgesel tepkiyi doğru bir şekilde ortaya koymaktadır. Faz tensöründen elde edilen bilgi öz direncin uzaysal değişimini ve öz direnç yöneğilimi hakkında bilgiler taşımaktadır. Böylece başlıca yapıları ortaya koyarak ilksel yorumlamaya önemli katkı sağlamaktadır.

Bozunum tensöründen bağımsız faz tensöründe empedans tensörünün (Z) gerçel ve sanal bileşenleri kullanılır. Bu bileşenler cinsinden faz tensörü (Φ)

$$\Phi = X^{-1}Y \quad (3.8)$$

şeklinde gösterilir (Caldwell vd., 2004). X^{-1} empedans tensörünün gerçel bileşenin tersini, Y ise sanal bileşenini ifade etmektedir. Faz tensörünü galvanik bozunum tensörü ($\underline{C}$) cinsinden yazdığımızda

$$\Phi = X^{-1}Y = (\underline{C}X_R)^{-1}(\underline{C}Y_R) = X_R^{-1}\underline{C}^{-1}\underline{C}Y_R = X_R^{-1}Y_R = \Phi_R \quad (3.9)$$

şeklinde eşitlik elde edilebilir. Böylece faz tensörü bozunumdan bağımsız olarak bölgesel tensör (Φ_R) bir anlamda bölgesel iletkenliğin elde edilmesini sağlamaktadır.

Faz tensörü üç önemli özelliği ile önemli avantajlar sağlamaktadır. Birincisi; Φ faz tensörü, Z empedans tensörünün herhangi bir 2x2'lik matris ile çarpımından (lokal yapılar tarafından bölgesel yapıların bozunumu) etkilenmez. İkincisi; bölgesel iletkenlik yapısı iki boyutlu olduğunda matrisin çarpıklık (skew) değeri sıfıra eşittir. Üçüncüsü; bölgesel iletkenlik yapısının doğrultusu kolayca elde edilebilir (Booker, 2014).

Her tensör gibi faz tensöründe Şekil 3.4'teki gibi grafik olarak bir elips ile gösterilebilir. Bu elipsin üçü koordinattan bağımsız biri koordinata bağımlı parametreleri vardır. Bunlar Şekil 3.4'te gösterildiği gibi; tensörün majör eksenini Φ_{max} , minor eksenini Φ_{min} , çarpıklık açısı β ve yer-elektrik doğrultu açısı α 'dır. (Caldwell ve diğ., 2004). Φ_{max} ve Φ_{min} faz tensörünün temel eksenlerini ifade ederken, α koordinata bağımlı yer-elektrik doğrultu açısını, β ise çarpıklık açısı ile tensörün asimetrikliğini gösterir. Φ_{max} ve Φ_{min} elektrik ve manyetik alanın galvanik bozunumdan bağımsız yatay

doğrultularda maksimum ve minimum indüksiyon akımlarını gösterir ki, buda doğrultular boyunca bölgesel iletkenlik değişimini ortaya koymaktadır (Hill ve diğ, 2009). İki açı değerinin birbirinden ayrımı iletkenlik yapısının baskın olduğunu gösterir. 45 derecede devam eden frekanslarda ise iletkenlik sabittir (Caldwell ve diğ, 2004). Bu parametrelerle faz tensörü tanımlanacak olursa

$$\Phi = R^T(\alpha - \beta) \begin{pmatrix} \Phi_{max} & 0 \\ 0 & \Phi_{min} \end{pmatrix} R(\alpha + \beta) \quad (3.10)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu denklemde Φ_{max} ve Φ_{min} pozitif tanımlı ise $\det(\Phi) > 0$ koşulu sağlanır ve 2×2 'lik tensörün tekil değer ayrışımı yapılabilir ancak $\det(\Phi) < 0$ koşulunda oluşacak negatif determinant problemini gidermek için Moorkamp (2007) bu parametreleri

$$\Phi_1 = (\Phi_{xx} + \Phi_{yy})/2 \quad (3.11)$$

$$\det(\Phi) = \Phi_{xx}\Phi_{yy} - \Phi_{xy} + \Phi_{yx} \quad (3.12)$$

$$\Phi_3 = (\Phi_{xy} - \Phi_{yx})/2 \quad (3.13)$$

şeklinde tanımlayarak herhangi bir tensörün değişmezleri olan üç parametre ile tanımlamıştır. Bu sabitler ile denklem 3.10'daki dört faz tensörü parametreleri

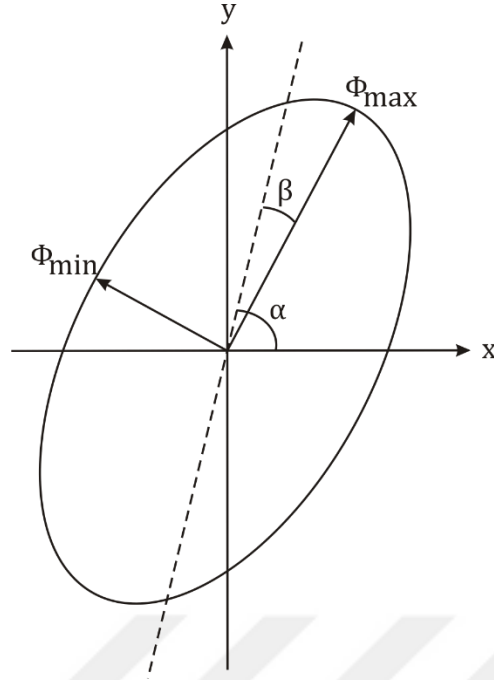
$$\Phi_{max} = (\Phi_1^2 + \Phi_3^2)^{1/2} + (\Phi_1^2 + \Phi_3^2 - \det(\Phi))^{1/2} \quad (3.14)$$

$$\Phi_{min} = (\Phi_1^2 + \Phi_3^2)^{1/2} - (\Phi_1^2 + \Phi_3^2 - \det(\Phi))^{1/2} \quad (3.15)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{\Phi_{xy} - \Phi_{yx}}{\Phi_{xx} + \Phi_{yy}} \right) \quad (3.16)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{\Phi_{xy} + \Phi_{yx}}{\Phi_{xx} - \Phi_{yy}} \right) \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 3.4 : Faz tensörünün elips ile gösterimi (Caldwell ve diğ, 2004).

Bir boyutlu durumda faz tensörü elipsleri daire şeklinde olurken iki boyutlu durumda elips şeklindedir. İki boyutlu yapıların olması durumunda ise $\beta = 0^\circ$ 'dır ve doğrultu açısı α ile gösterilir (Chave ve Jones, 2012). Faz tensöründen elde edilen doğrultu açısı farklı gürültü miktarlarında yapılan analizlerde iki boyutlu yapıların doğrultusunu tespit etmede güvenilir sonuçlar ortaya koymuştur. Genel olarak β açısının 3° 'den büyük olması üç boyutlu yapıların, küçük olması ise bir yâda iki boyutlu yapıların baskın olduğunu göstermektedir (Caldwell ve diğ, 2004).

Faz tensörünün öz dirençle ilişkili uzaysal değişimi ise majör ve minör eksen değerlerinden hareketle

$$\Phi_2 = \sqrt{\Phi_{\max} \Phi_{\min}} \quad (3.18)$$

şeklindeki Φ_2 açısı ile elde edilebilir. Φ_2 açısı değerleri uzaysal olarak dağılım gösterdiğinde düşük açılı değerler derinlikle beraber dirençli ortamları, yüksek açılı değerler ise derinlikle beraber iletken ortamların varlığını işaret etmektedir. Bir anlamda indüklenmiş ortamın polarizasyon doğrultusunu göstermektedir (Garcia ve Diaz, 2016; Heise ve diğ, 2008b). Ayrıca faz tensörü elipslerinde yarıçapın büyümesi derinlikle iletkenliğin arttığını, küçülmesi ise derinlikle iletkenliğin azaldığını göstermektedir (Heise ve diğ, 2006).

3.6. İndüksiyon Vektörü

İndüksiyon vektörü düşey ve yatay manyetik alan oranlarının vektör olarak gösterilmesine imkân sağlar. MT’de düşey manyetik alan yatay iletkenlik değişimi sonucu olduğundan indüksiyon vektörleri yerküre içinde yatay değişim olma durumunda belirgin hali alır. Bu vektörler Parkinson (1959)’a göre iletkeneye doğru yönelirken, Wiese (1965)’a göre iletkenin tam tersi yönüne doğru yönelmektedir. Bazen indüksiyon vektörleri *Tipper* vektörleri olarak da ifade edilir. Bu vektörler yatay manyetik alanları düşey düzleme

$$H_z(\omega) = [T_x(\omega) \quad T_y(\omega)] \begin{bmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

şeklindeki denklem ile taşınmaktadır. T_x ve T_y indüksiyon vektörlerini ifade eder.

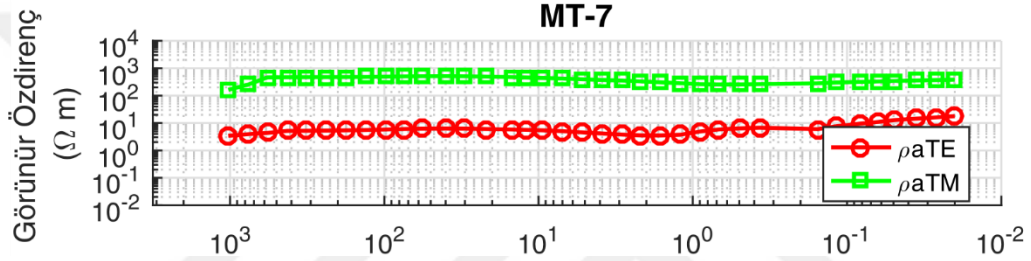
Elektromanyetik alan yerkürenin yüzeyine dik geldiğinden daha doğrusu bu varsayım kabul edildiğinden düşey manyetik alan bileşeni yoktur. Bu durumda bir boyutlu modelde indüksiyon vektörü derinlikle beraber değişmez ve bu vektörün iki bileşeni $T_x(\omega)$ $T_y(\omega)$ sıfır ya da sıfıra yakın olur (Vozoff, 1972). İki boyutlu yer küre modelinde indüksiyon vektörleri aslında TE modu ile ilişkilidir. Çünkü denklem B.64’e bakıldığında düşey manyetik alan değişimi sadece TE modda irdelenmektedir. İki boyutlu yer küre modelinde indüksiyon vektörleri iletken-yalıtkan sınırına doğru yönelecektir (Jones ve Price, 1970). Ancak yine de indüksiyon vektörlerinin belirgin olmaması yanal iletkenlik sınırı olup olmadığıyla ilgili kesinliği yoktur.

3.7. Manyetotellürik Verilerinde Gürültü Kaynakları

MT yöntemin temelini oluşturan elektromanyetik alanları etkileyen çeşitli gürültüler nüfuz derinliği ve görünür öz direncin yanlış hesaplanmasına neden olurlar. Bundan dolayı gürültü yaratabilecek durumların iyice tespit edilmesi ve mümkünse giderilmesi gerekir. MT yönteminde gürültünün kaynağı yerel olarak indüktif olan ya da olmayan olaylar ile meydana gelir iken bunlara neden olan kaynaklar yerin içinden ya da yerin dışından olmaktadır.

İçsel gürültüler heterojen yer yapısından kaynaklanır. Galvanik etkiler sonucu empedans tensörü küçük ölçekteki iletkenlik kontrastından etkilenir. Özellikle görünür öz direnç eğrisinde belirginleşen bu duruma Jones (1988) ve Berdichevsky ve

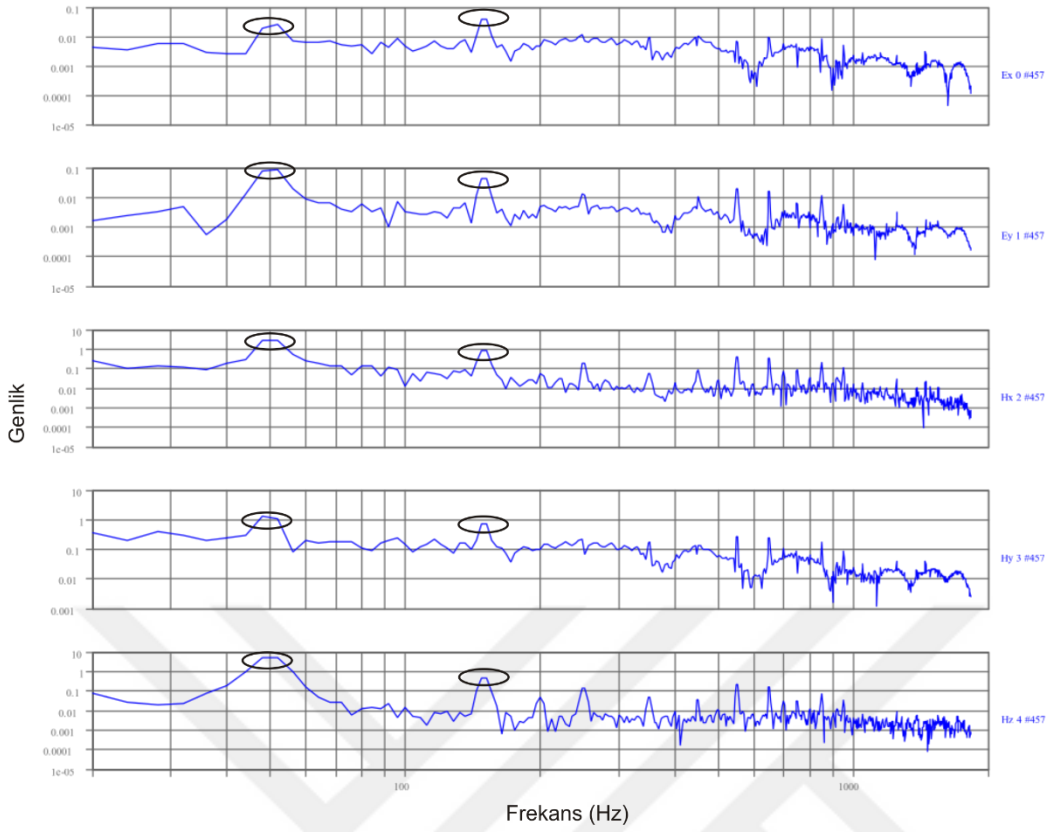
Dmitriev (1976) tarafından statik kayma (static shift) olarak adlandırılmıştır. İletkenlik kontrastının sınırında yüklerin toplanması elektrostatik bir süreçtir ve zamandan bağımsız statik bir durumdur. Galvanik bozunumun alt kümesini oluşturan statik kayma yakın yüzey heterojenitesinden dolayı gerçekleşen iletkenlik kontrastının frekans bağımsız olarak görünür öz direnç eğrisinde modların bir çarpanla ayrılmış gibi görünmesine sebep olmaktadır. Eğer bir boyutlu bir yerküre modeli var ise galvanik bozunum görünür öz direncin tüm frekanslarında sabit bir değişim gösterir. Şekil 3.5 çalışma sahamızdaki MT-7 noktasında görülen statik kayma etkisini göstermektedir. Empedans fazı statik kaymadan pek etkilenmez ancak çok karmaşık yer yapısında empedans fazı da etkilenebilir.



Şekil 3.5 : MT-7 noktasında örnek bir statik kayma gözlemlenen ölçüm.

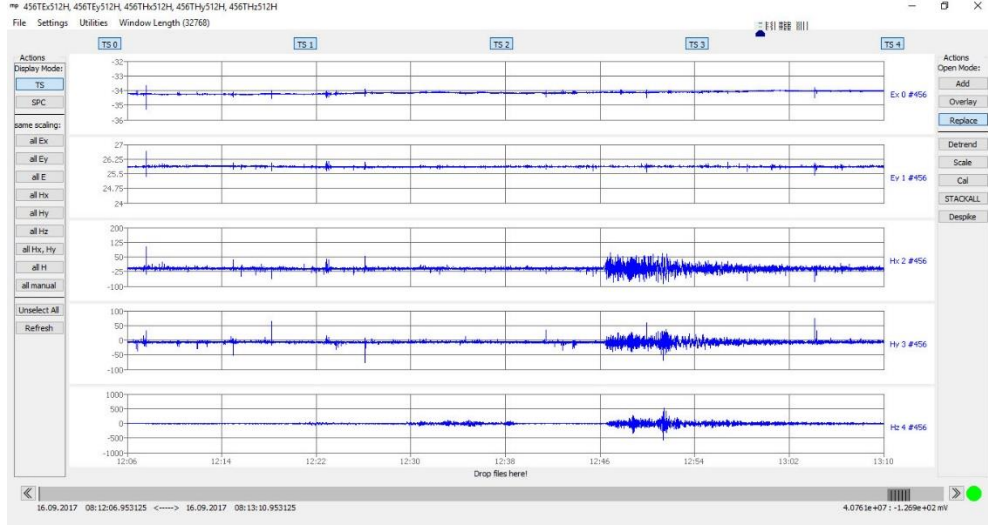
Galvanik bozunumda karmaşık iletkenlik ortamında indüktif olmayan tepkileri meydana getirir ve empedans fazını da etkileyebilir. Bu karmaşık iletkenlik ortamını yaratan genelde dirençli ortam içerisinde nüfuz derinliğinden daha küçük ölçekte iletkenlik durumudur. Galvanik bozunum manyetik alanda pek belirgin şekilde kendini göstermez iken elektrik alanda görünür hale gelebilir (Bahr, 1988).

Dışsal gürültüler ise kültürel, meteorolojik ve sensör kaynaklı gürültülerdir. Elektrik gerilim hatlarının bulunduğu bölgelerde 50 Hz ve katlarında elektromanyetik alanlar üretilmektedir (Borah ve diğ, 2015). Bu noktalardan uzak durmak ya da notch filtreleme yapmak gerekebilir. Şekil 3.6'da ölçüm noktalarımızdan MT-24 noktasında gözlemlenen 50 Hz ve 150 Hz spektrumunda elektrik gerilim hattının yarattığı gürültüler görülmektedir.



Şekil 3.6 : MT-24 noktasında gözlemlenen elektrik gerilim hattının 50 Hz ve 150 Hz spektrumunda gösterdiği aykırılık.

Elektrik alan bileşenleri elektrikli demiryolu güzergâhlarında yer içerisinde oluşturduğu kaçak akımlarından etkilenebilir. Yollardan geçen arabaların yarattığı titreşimlerden sakınmak için en az 20 m yoldan uzak olacak şekilde cihazların yerleştirilmesi daha uygundur. Küçük sarsıntılar manyetik bobinlerin pozisyonlarını değiştirdiğinde manyetik alanda bozucu etki yaratmaktadır. Sadece 0.002°'lik bir oynama bile 1 nT'lık satürasyona sebep olabilir. Manyetik bobinlerde herhangi bir dönmeye sebep olmasa da manyetik alan bobinleri sismik titreşimlerden etkilenir (Simpson ve Bahr, 2005). Çalışma sahamızda 16.09.2017 saat 08:12:47'de (UTM) Edremit Körfezinde $M_w = 4.2$ olan bir deprem ile çok özel bir kayıt gerçekleştirdik. Şekil 3.7, MT-12 noktamızın kaydında meydana gelen bu deprem sonucu manyetik alan bileşenlerinde görülen bozucu etkileri göstermektedir. Bu bozucu etkinin deprem öncesi bir manyetik alan değişimi mi yoksa manyetik sensörün hareketinden kaynaklı mı bilinmemektedir.

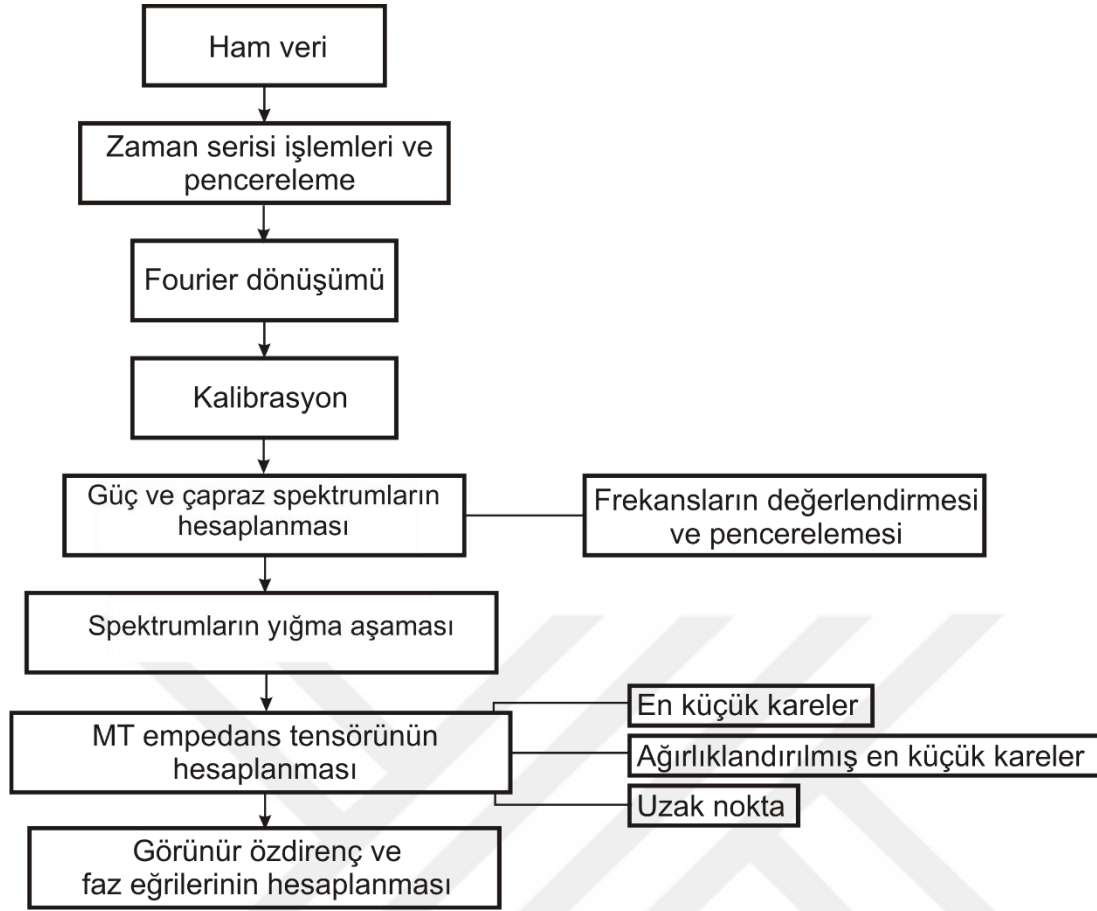


Şekil 3.7 : Saha çalışması esnasında meydana gelen depremin MT kayıtlarında yarattığı etki.

3.8. Manyetotellürik Verilerinin İşlenmesi

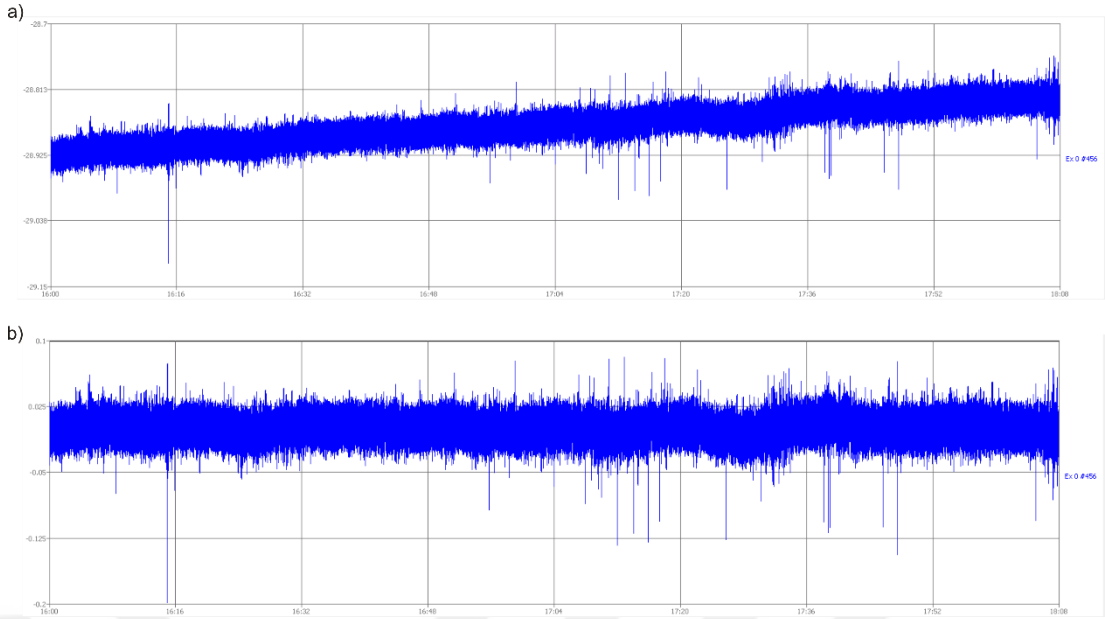
Şekil 3.8’de ters çözüm modelleme öncesinde gerekli olan ve MT verilerine uygulanan tüm veri-işlem aşamalarını göstermektedir. MT yönteminde veri işlem aşamaları, her bir istasyonda eş zamanlı olarak kaydedilen elektrik ve manyetik alanlardan empedans tensörünün elde edilmesine kadar uygulanan adımlardan oluşturmaktadır. Bu adımlar yapıldığı takdirde gürültünün etkisi izlenebilir ve böylelikle uygun bir empedans tensörü elde edilebilir. Empedans tensörünü elde etmek 5 aşamadan oluşmaktadır; 1) zaman serisi işlemleri, 2) hızlı Fourier dönüşümü, 3) kalibrasyon, 4) güç ve çapraz spektrumlarının hesaplanması ve 5) yığma aşaması. Bu aşamalardan sonra gürültü analizi yapıp her bir istasyonda güvenilir empedans tensörü elde etmek için çeşitli istatistiksel yöntemler kullanılır. Bu tez çalışması kapsamında tüm veri-işlem aşamaları *Metronix* firmasının *ProcMT* (2015) yazılımı tarafından gerçekleştirilmiştir.

Zaman serisi işlemleri: Zaman serisinin ilk işlemi pencerelemedir. Bu aşamada pencere fonksiyonu belli bir aralıktaki ayırık zaman serisi örneği ile çarpılıp bu aralıktaki sinyali periyodik olarak tanımlarken pencere dışında kalanları ise sıfır ile çarpılır. *ProcMT* genelde dört çeşit pencereleme yöntemi kullanır; dikdörtgen, Hamming, Hanning ve Blackman pencerelemeleridir. Amaca ve sinyalin frekans içeriğine göre kullanılacak pencereler değişebilir. Bu çalışmada zaman serisi işlemlerinde genellikle tercih edilen Hanning penceresi kullanılmıştır (EK C.1)



Şekil 3.8 : Arazideki ham veriden görünür öz direnç ve faz açısı eğrilerinin hesaplanmasına kadar uygulanan veri işlem adımları (Simpson ve Bahr, 2005).

Zaman işleminde ikinci aşama yönseme giderme (detrend) işlemidir. Bazen çevresel ya da cihaz kaynaklı olarak sinyallerin üzerine çok alçak frekanslı sinyaller binebilmektedir. Bu durum zaman ortamında doğrusal yönsemeye sebep olabileceğinden bu etkiyi kaldırmak için yönseme giderme işlemi uygulanmalıdır (EK C.2). Bu giderme işlemi özellikle spektral analizde alçak frekansları önemli derecede etkileyebilmektedir. Şekil 3.9 örnek olarak MT-8 noktamızda E_x bileşeni zaman serisinin doğrusal yönseme giderme işlemini göstermektedir.



Şekil 3.9 : MT-8 noktasında E_x bileşeni yönseme giderme uygulaması, a) Yönseme giderilmemiş zaman serisi b) Yönseme giderilmiş zaman serisi.

Hızlı Fourier Dönüşümü: Zaman ortamı işlemlerinden sonra ikinci aşama ayırık hızlı Fourier dönüşümü (FFT) ile tüm bileşenlerin zaman serilerinden frekans ortamına geçerek her bileşenin ham spektral çizgilerinin elde edilmesidir (EK C.3). Bu aşamada elde edilen elektromanyetik sinyaller iyonosferdeki salınımlardan ve çeşitli etkilerden dolayı ne durağan ne de periyodiktir. Ayrıca periyodik olmayan sinyaller üzerine gürültü eklendiğinde sinyal üzerinde bu etki daha belirgin hale gelebilmektedir. Eğer periyodik olmayan bir sinyale Fourier dönüşümü uygulanırsa elde edilecek spektrumun komşu frekansları arasında enerji sızmaları gerçekleşen bir spektrum haline gelir. Bu sızmalar spektrumda genişlemeye ya da bant genişlemesine neden olur. Ancak sinyalin enerjisi dar bir frekans bandında olmalıdır. Bu yüzden Fourier dönüşümü sonucunda oluşabilecek bu sızıntıları minimize edilmesi ve spektral çözünürlüğünün yani frekansların seçilebilirliğinin iyi irdelenmesi gerekmektedir.

Güç ve Çapraz Spektrumların Hesaplanması: Güç spektrumu, iki aynı bileşenli sinyalin frekans ortamındaki ham spektrumların karmaşık eşlenikleri ile çarpılıp ortalamalarının alınmasına, çapraz spektrum ise aynı işlemin farklı bileşenlerin spektrumunu üzerinden uygulanmasına dayanmaktadır (EK C.4). Spektrumların hesaplanması aşamasında zaman ortamında uygulandığı gibi frekans ortamında da bir takım pencereleme işlemi uygulanmalıdır; bu pencereleme işlemi hedef frekans ve civarındaki frekanslara ölçekleme uygular. Böylece hedef frekanslarla güçlü ağırlık kazandırarak komşu frekanslar ile arasında yumuşatma işlemi gerçekleştirilir ve

istatistiksel toplam ile bir çıkış spektrumu elde edilir (Buttkus, 2000). Bu çalışmada kullanılan spektral pencere EK C.5 'te gösterilen Parzen penceresidir (Parzen, 1961). Tüm güç ve çapraz spektrumlar hesaplandığında spektral bilgilerin tümünü gösteren bir spektral matris elde edilir. Her bir frekans içeriğinde spektral matris Çizelge 3.2'de gösterilmektedir.

Çizelge 3.2 : Spektral matris tüm bileşenlerdeki ham spektrumların ($\tilde{X}$, $\tilde{Y}$, $\tilde{Z}$, $\tilde{N}$, $\tilde{E}$) kendi bileşenleri ile güç, diğer bileşenler ile çapraz spektrumundan oluşmaktadır.

$\tilde{X}$	$\tilde{Y}$	$\tilde{Z}$	$\tilde{N}$	$\tilde{E}$	
$\tilde{X}\tilde{X}^*$	$\tilde{Y}\tilde{X}^*$	$\tilde{Z}\tilde{X}^*$	$\tilde{N}\tilde{X}^*$	$\tilde{E}\tilde{X}^*$	$\tilde{X}$
$\tilde{X}\tilde{Y}^*$	$\tilde{Y}\tilde{Y}^*$	$\tilde{Z}\tilde{Y}^*$	$\tilde{N}\tilde{Y}^*$	$\tilde{E}\tilde{Y}^*$	$\tilde{Y}$
$\tilde{X}\tilde{Z}^*$	$\tilde{Y}\tilde{Z}^*$	$\tilde{Z}\tilde{Z}^*$	$\tilde{N}\tilde{Z}^*$	$\tilde{E}\tilde{Z}^*$	$\tilde{Z}$
$\tilde{X}\tilde{N}^*$	$\tilde{Y}\tilde{N}^*$	$\tilde{Z}\tilde{N}^*$	$\tilde{N}\tilde{N}^*$	$\tilde{E}\tilde{N}^*$	$\tilde{N}$
$\tilde{X}\tilde{E}^*$	$\tilde{Y}\tilde{E}^*$	$\tilde{Z}\tilde{E}^*$	$\tilde{N}\tilde{E}^*$	$\tilde{E}\tilde{E}^*$	$\tilde{E}$

Yığma Aşaması: Bir pencereden elde edilen spektral matrisin tüm elemanları bir sonraki aşamada diğer pencerelerle birlikte yığma aşamasına tabi tutulur (EK C.6). Böylece her bir pencereden elde edilen spektral bilgiler kümülatif olarak toplanmaktadır.

Son yığma aşaması ile birlikte transfer fonksiyonunun kestirimi için spektral oranlar yeterlidir ancak elde edilen veride gürültü analizi yapılmamış ve giderilmemiştir. Bundan sonraki aşama da yapılacak olan işlemler daha çok verinin kalitesini arttırmak ve empedans tensörünü daha güvenilir bir şekilde elde etmek için gereklidir.

3.9. Güvenilir Bir Empedans Tensörünün Elde Edilmesi

Bir önceki bölümde anlatılan veri işlem aşamalarından sonra verinin güvenilirliğini arttırmak için gürültülerden kaynaklı yönlendirilmiş (bias) etkilerinin giderilmesi gerekmektedir. Yönlendirilmiş etkiler öncelikle transfer fonksiyonun genliğini etkilemektedir. Bu etkilerin giderilmesi yer tepki fonksiyonunu ifade eden empedans tensörünün gürültünün kaynak alanından olabildiğince az şekilde etkilenmesini sağlar.

Denklem 3.2'deki empedans tensörü ifadesi açık olarak

$$E_x(\omega) = Z_{xx}(\omega)H_x(\omega) + Z_{xy}(\omega)H_y(\omega), \quad (3.20)$$

$$E_y(\omega) = Z_{yx}(\omega)H_x(\omega) + Z_{yy}(\omega)H_y(\omega) \quad (3.21)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu denklemler çeşitli ölçü hatalarından dolayı tam olarak empedans tensörünü ifade etmez. Normalde MT empedans tensörü frekansın fonksiyonu olarak yumuşak geçişlere sahip olmalıdır. Eğer bir frekanstan diğerine geçişte şiddetli bir değişim var ise transfer fonksiyonu hatalı olmaktadır (Weidelt, 1972). Bu durumda denklem 3.20 ve denklem 3.21'deki ifadelerin girdisine gürültü terimleri

$$E_x^j(\omega) = Z_{xx}(\omega)H_x^j(\omega) + Z_{xy}(\omega)H_y^j(\omega) + \varepsilon_j(\omega) \quad (3.22)$$

$$E_y^j(\omega) = Z_{yx}(\omega)H_x^j(\omega) + Z_{yy}(\omega)H_y^j(\omega) + \mu_j(\omega) \quad (3.23)$$

şeklinde eklenir. $\varepsilon_j(\omega)$ ve $\mu_j(\omega)$ gürültüyü oluşturan hata paylarının j . ölçüm noktasındaki ifadesidir. Gürültü etkilerini gidermek için üç yöntem bulunmaktadır; 1) en küçük kareler, 2) ağırlıklandırılmış en küçük kareler yâda 3) uzak nokta yöntemidir. Eğer gürültü seviyesi düşük ya da Gaussian dağılım gösteren bir gürültü var ise EK C.7'de ifade edilen en küçük kareler yöntemi gürültüyü gidermek için yeterli olur (Swift, 1967). Aslında en küçük kareler istatistiksel yaklaşımının temeli sinyal gücünden bağımsız, korelasyonsuz ve Gaussian hata dağılımı ile ilişkilidir. Egbert ve Booker (1986) ise Gaussian gürültüsünden dolayı gerçekleşen sapmaların sinyalin kuvveti ile orantılıda olabileceğini göstermektedir. Bu durumda veride oluşan yönlendirilmiş etkilerin giderilmesi için ağırlıklandırılmış en küçük kareler yöntemi kullanılmaktadır. Bu yöntem Gaussian olmayan gürültülerin tanımlanması ve giderilmesi için iteratif ağırlıklandırılmalı istatistiksel yöntemi ifade etmektedir. EK C.7'de ifade edilen ve en küçük kareleri kapsayan bu yöntemin farkı Gaussian dağılımından gelen hatayı iteratif ağırlıklandırmasıdır. Empedans tensörünün güvenilir bir şekilde elde edilmesinde kullanılan bir diğer yol ise Gamble ve diğ. (1979) tarafından tanımlanan uzak nokta yöntemidir (EK C.8). Bu yöntemin temel amacı güç spektrumundaki büyütmeyi, dolayısıyla empedansın yönlendirilmesini gidererek doğru bir şekilde yorumlamayı sağlamaktır. Uzak nokta yönteminin temel esası ek alıcıların (genellikle manyetometre) lokalden farklı bir noktada kurularak eş zamanlı ölçümlerin yapılmasıdır. Manyetik alanlar uzaysal olarak geniş ölçekte fazla değişim göstermemesi lokal gürültülerin yarattığı elektrik ve manyetik alanların giderilmesine imkân tanımaktadır. Genellikle uzak noktanın manyetik alan bileşeni

kullanılır çünkü yatay manyetik alan elektrik alana göre değişim hassasiyeti daha düşük düzeydedir. Uzak nokta yöntemi en küçük kareler yöntemini kapsar ve her bir bileşen uzak noktadaki manyetik alan bileşeni ile ilişkisi irdelenerek spektral analizi yapılır.

Uzak nokta kullanılmayan çalışmalarda ağırlıklandırılmış en küçük kareler yöntemi gürültü gidermede kullanılır (Simpson ve Bahr, 2005). Ancak uzak nokta kullanılmadığında veri işlem aşamasındaki Parzen penceresi ve FFT uzunluğu gibi işlemler gürültülerin giderilmesi anlamında önemli olmaktadır (Pádua ve diğ., 2002). Bu tez çalışması kapsamında Parzen penceresi ve FFT uzunluğu gibi işlemler dikkatle irdelenmiş ve uzak nokta yöntemi ile beraber kullanılmıştır.



4. PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONUNUN TEST MODELLEME ÇALIŞMALARI

Bu bölümde PSO ve Pareto PSO'nun kullanılabilirliğini irdelemek amacıyla iki test çalışması gerçekleştirilmiştir. İlk çalışmada maden sahalarında ortaya çıkan su düşüşünü kontrol eden fiziksel parametreleri kestirmek amacıyla, PSO'nun karmaşık ve doğrusallaştırılması mümkün olmayan bir model denklemlerinde nasıl çalıştığının irdelenmesi amaçlanmaktadır. Ayrıca PSO'dan elde edilen sonuçlar bir diğer modern global optimizasyon algoritması olan ve hidrojeolojik optimizasyon çalışmalarının genelinde kullanılan GA ile karşılaştırılmıştır. Çünkü bir global optimizasyon yönteminin doğru sonuca hızlıca ulaşmada karşılaştırılması GA ile yapılmaktadır (Shaw ve Srivastava, 2007). İkinci test çalışmasında ise RWD ve HVSR verilerinin birleşik ters çözümünde Pareto PSO yaklaşımı kullanılmıştır. Özellikle farklı hassasiyetleri olan bu iki veri grubunun Pareto PSO ile modellenmesi sayesinde ağırlıklandırma olmadan hem verilerin birleşik ters çözümünün hem de bağımsız çözümlerin elde edilmesi amaçlanmaktadır.

4.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Yer Altı Su Seviyesi Düşüşü Modelinden Hidrolik Parametrelerin Kestirimi ve Genetik Algoritma Sonuçları ile Karşılaştırılması

Jeofizik modellemede karşılaşılan matematiksel modeller gibi hidrojeolojik modeller de özellikle doğrusal değildir ve parametre kestirimi genellikle sorunludur. Karaman, Akhiev ve Carpenter (1999) tarafından sunulan maden hidrojeoloji verisinin modellenmesi için kullanılan denklemler EK D'de gösterildiği üzere doğrusallaştırılması hiç bir suretle mümkün olmayan bir integral denkleminde oluşmaktadır. Bu çalışmada PSO'nun böyle aşırı derecede doğrusal olmayan model denklemlerinde dahi uygulanabilir olduğunu görmek amacıyla maden hidrojeoloji verisi PSO ile modellenmiştir. Bu test çalışmasında ayrıca PSO'dan elde edilen sonuçlar bir diğer modern global optimizasyon algoritması olan ve EK A'da gösterilen genetik algoritma ile karşılaştırılmıştır. Her iki yöntem ile yapılan modelleme sonucunda kestirimi yapılan parametreler hidrolik geçirgenlik ve depolama

katsayıdır. Çalışmada kullanılan denklemin sabit parametreleri, PSO ve GA parametreleri ile amaç fonksiyonu EK D’de gösterilmektedir.

4.2. Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile RWD ve HVSR Verilerinin Birleşik Ters Çözümü

Pareto PSO’nun test çalışmasında önce EK E.1’de gösterilen iki adet sentetik modelin tepkileri kullanılmıştır. SM-1 olarak adlandırılan ilk sentetik modelde makaslama dalgası hızı derinlikle beraber yavaşça artarken, SM-2 olarak adlandırılan ikinci sentetik modelin ara yüzeyinde göze çarpan bir hız kontrastı bulunmaktadır. Sonrasında ise EK E.2’de anlatılan ve Bursa baseninden elde edilen saha verileri Pareto PSO yöntemi ile modellenmiştir. Çalışmada kullanılan tüm sismolojik ve Pareto PSO parametreleri ise EK E.3’te gösterilmektedir. Ayrıca sentetik veriler üzerinde yapılan araştırmalar sonucunda sismolojik verilerin PSO ile modellenmesinde kullanılmak üzere uygun bir arama uzayı yaklaşımı da tanımlanmıştır.

Modellemede makaslama dalgası hızları (V_s) ile birlikte katman kalınlıklarının model parametresi olarak kestirimi gerçekleştirilmiştir. Bilindiği üzere sedimanter yapıların katman kalınlıkları ve makaslama dalgası hızları depremlerin oluşturacağı risk ve zararların tespitinde yerel zemin koşullarını kontrol ettiğinden doğru şekilde tespit edilmesi önemlidir. Bu parametrelerin kestirimi için sismik gürültü analizine dayanan RWD ve Rayleigh dalgasının eliptikliği ile ilişkili HVSR çalışmaları son yıllarda giderek artmaktadır (Konno ve Ohmachi, 1998; Ohrnberger ve diğ, 2004; Özalaybey ve diğ, 2011; Parolai ve diğ, 2001; Wathelet ve diğ, 2008). RWD faz hızı nüfuz ettiği derinliğe kadar ortalama makaslama dalgası hızına hassas iken, HVSR eğrisi ortamdaki hız kontrastına hassas olmaktadır. Ayrıca HVSR’de hız kontrastını gösteren derinlik ile bu derinliğe kadarki ortalama hız arasında bir ödünleşim gerçekleşmektedir. Sedimanter yapıların makaslama dalgası hızları ve derinliklerinin böyle birbirine bağlı ilişkilerinden dolayı RWD ve HVSR eğrilerinin ayrı ayrı ters çözümü çok çözümlülüğü de arttırmaktadır (Scherbaum ve diğ, 2003). Klasik birleşik ters çözüm ile çok çözümlülük azaltılmaya çalışılsa da bunun için çözümü kısıtlayacak ek bilgiler gerekmektedir (Boore ve Toksöz, 1969). Çok çözümlülüğün üstesinden gelmek için farklı başlangıç modelleri (Ammon ve diğ, 1993; Herrmann ve Ammon,

2002), doğrusallaştırılmış birleşik ters çözüm (Arai ve Tokimatsu, 2005; Özalaybey ve diğ, 1997; Parolai ve diğ, 2005; Richwalski ve diğ, 2007) ve kombine ters çözüm tekniği (Köhler ve diğ, 2007; Satoh ve diğ, 2001; Scherbaum ve diğ, 2003; Zor ve diğ, 2010) gibi çalışmalar bulunmaktadır. Ancak bilindiği gibi birleşik ters çözümde böyle klasik ters çözüm teknikleri kısmi türevlerden, tahmin edilmesi zor başlangıç modeline bağlılıktan ve lokal minimumda tuzaklanmadan dolayı her zaman modelleme çalışmalarında zorluk oluşturmaktadır. Zeki algoritmalara sahip, istatistiksel yaklaşıma dayalı çok amaçlı global optimizasyon yöntemleri, örneğin; genetik algoritma (Akca ve diğ, 2014; Dal Moro ve Pipan, 2007; Kuo ve diğ, 2016; Picozzi ve Albarello, 2007; Woith ve diğ, 2014) ve parçacık sürü optimizasyonu (Song ve diğ, 2012) çalışmaları sismolojik verilerdeki bu zorlukları gidermektedir. Ancak amaç fonksiyonlarının kombinasyonu ve bu fonksiyonlarına verilen sübjektif ağırlıklandırmalar RWD ve HVSR'nin farklı hassasiyetlerinden dolayı yanlış yorumlara sebep olabilmektedir. Bu test çalışmasının amacı Pareto PSO'nun kullanılabilirliğini göstermenin yanında, ağırlıklandırmaya gerek duymadan sismolojik verilerin modellenme sürecindeki bu sıkıntıların da üstesinden geldiğini görmektir.



5. ÇALIŞMA SAHASINDAKİ MANYETOTELLÜRİK VERİLERİN PARÇACIK SÜRÜ OPTİMİZASYONU İLE MODELLENMESİNDE KULLANILAN PARAMETRELER VE MODELLERİN OLUŞTURULMASI

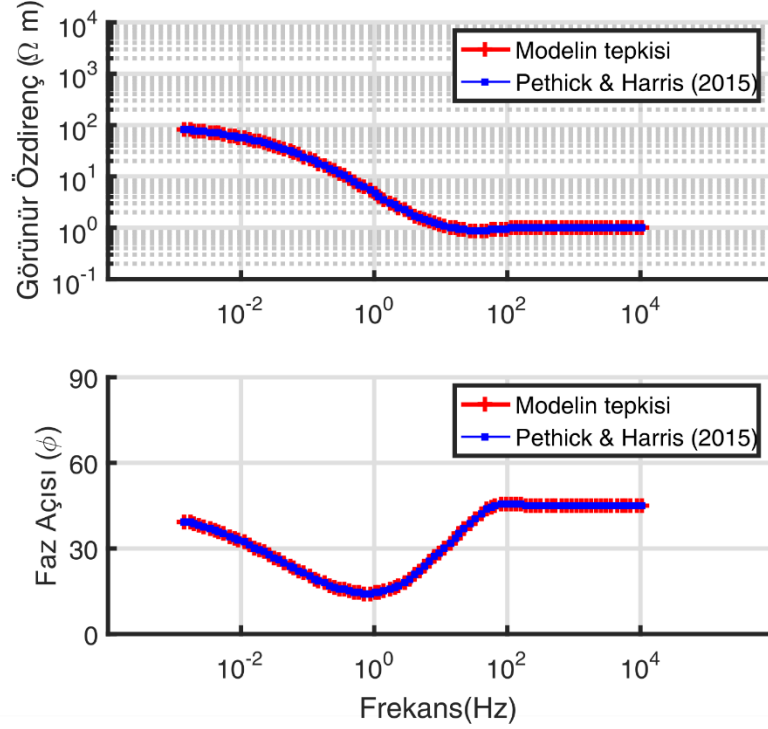
Çalışma sahasındaki hidrotermal sistemin bileşenlerini tespit etmek amacıyla elde edilen MT verileri önce PSO ile 1-B, sonrasında Pareto PSO ile 2-B olarak modellenmiştir. 1-B modelleme ile hidrotermal sistemdeki en yüksek iletkenliğe sahip örtü kayaç geometrisinin belirlenmesi amaçlanmaktadır. Sonrasında ise MT verileri Pareto PSO ile 2-B olarak modellenmiştir. 2-B modellemede ise amaç hidrotermal sistemin bir diğer bileşeni olan fay/kontak yapıların lokasyonu ve doğrultusunu tespit etmektir. Bu bölümde hem PSO ile hem de Pareto PSO ile MT modelleme gerçekleştirilirken kullanılan parametreler ve modellerden bahsedilecektir.

5.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile 1-B Manyetotellürik Modelleme ve Seçilen Parametreler

Denklem B.55'teki MT bir boyutlu düz çözüm model tepkileri bu tez kapsamında bir MATLAB kodu ile yazılmış ve MT saha verileri PSO yöntemi ile bir boyutlu olarak modellenmiştir. Yazdığımız kodun doğru çalışıp çalışmadığını test etmek amacıyla Pethick ve Harris (2015) tarafından yazılan ve web uygulaması olarak kullanılabilen bir boyutlu düz çözüm modelleme sonuçları ile karşılaştırılma yapılmıştır. Bunun için Çizelge 5.1'deki referans yer-elektrik modelinin görünür öz direnç ve faz açısı eğrilerinden oluşan tepkiler kullanılmıştır. Şekil 5.1 bu tez kapsamında kullanılan kodun verdiği çıktılar ile beraber referans programın verdiği çıktıları göstermektedir. Sonuçlar hem görünür öz direnç hem de faz açısında birebir uyumlu olduğu görülmektedir.

Çizelge 5.1 : Örnek yapay MT verilerinin üretildiği katmanlı öz direnç yapı modeli.

Katman Öz direnci	Katman Kalınlığı
1	100
10	500
100	∞



Şekil 5.1 : Bu çalışma kapsamında yazmış olduğumuz Matlab kodunun Pethick ve Harris (2015) çıktıları ile kıyaslanması.

Saha verisinden elde edilen empedans tensörleri önce faz tensörüne çevrilmiştir. Böylece verideki her bir frekans için modelin faz tensörü tepkileri elde edilmiş olunur. PSO modellemesinde de her parçacığın temsil ettiği empedans tensörü de aynı şekilde faz tensörü ile ifade edilmiştir. Faz tensörleri galvanik bozunumdan bağımsız olduğu için modellenmesi daha güvenilir sonuçlar oluşturacaktır.

Hem empedans tensörü hem de faz tensörü TE ve TM modlarının bilgisini taşımaktadır ancak her iki modda bağımsız çözümleri değerlendirmekten ziyade bir boyutlu modelleme yapmak için Berdichevsky ve diğ. (1989) tarafından uygulanan efektif empedans ya da bir başka deyişle determinant empedans yaklaşımı kullanılmaktadır. Bu çalışma kapsamında bu yaklaşım faz tensörü için uygulanmıştır. Genellikle bir

boyutlu ters çözüm için uygulanan bu yaklaşım rotasyonel bağımsız olarak tensörün determinantını ifade etmektedir (Árnason ve diğ, 2010). Buna göre efektif faz tensörü

$$\Phi_{det} = \sqrt{\Phi_{xx}\Phi_{yy} - \Phi_{xy}\Phi_{yx}} \quad (5.1)$$

şeklinde ifade edilir. i , her bir frekansı, Φ_{igoz} , faz tensörü verisini, Φ_{imod} ise modelin faz tensörü tepkisini gösterdiğinde, veriden ve modelden elde edilen efektif faz tensörü değerleri arasındaki farkı minimum yapacak hata payı (α), ya da bir başka deyişle amaç fonksiyonu,

$$\alpha = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Phi_i^{goz} - \Phi_i^{mod})^2 \right]^{1/2} \quad (5.2)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

Gözlenen veri ile model tepkisi arasındaki farkı minimum yapacak parametrelerin kestirimi PSO algoritması ile gerçekleştirilmiştir. Kullanılan PSO parametreleride Çizelge 2.1’de gösterilen, Kennedy ve diğ. (2001) tarafından önerilen ve parçacıklara hız sınır getirilmeden uygulanan parametrelerdir. PSO ile modelleme sonucunda kestirimi yapılan parametreler katman özdirençleri ve kalınlıklarıdır. İterasyon sayısı sabit tutulmamış hata payı %1’in altına düştüğünde iterasyon durdurulmuştur. Çünkü iterasyon sayısının daha da arttırılıp hata payının %1’den aşağı düşürülmesi hatanın modellenmesine imkân tanımaktadır.

PSO ile elde edilen çözüm her ne kadar başlangıç modeline bağlı olmasa da belli bir referans civarında ve makul değerler aralığında arama yapması istenir. Bu durum bir yandan makul çözümlerin daha süratli denenmesini bir yandan da fiziksel olarak makul olmayan modeller için vakit kaybetmemeyi sağlar. Bu noktada denklem B.39’daki nüfuz derinliği ve denklem B.40’daki Bostick özdirenç değerleri referans olmuştur. Her noktada 100 m’den itibaren maksimum nüfuz derinliğine kadar üstel olarak artan katman kalınlıkları kullanılmıştır. Her katmanda özdirenç değerlerinin arama uzayı ise Bostick özdirenç değerleri referans alınarak gerçekleştirilmiştir. Derinlikle beraber üstel olarak artan iki ile dört arasındaki Bostick özdirencinin katları üst sınırı belirler iken $\frac{1}{2}$ ve $\frac{1}{4}$ arasındaki katları ise alt sınırı oluşturmuştur. Aynı yaklaşım katman kalınlıkları içinde kullanılmıştır. Kullanılan katman sayısı ise her nokta da dört olarak seçilmiştir. 1-B modelleme çalışmalarında genellikle 5’ten küçük sayıda katman kullanılmaktadır. Çok fazla sayıda katman parametrisasyonu gereksiz

yapay katmanları ortaya koymakta ve tam olarak veriyi yansıtamamaktadır (Constable ve diğ, 1987).

5.2. Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile 2-B Manyetotellürik Modelleme ve Seçilen Parametreler

Bu tez çalışması kapsamında 2-B modellemek için EK B.7’de anlatılan ve sonlu farklar yöntemine dayanan, Tong ve diğ. (2018) tarafından sunulan, tekdüze olmayan gridlerin kullanıldığı 2-B manyetotellürik düz çözüm kodu kullanılmıştır. Her bir modelin empedans tensörü faz tensörüne çevrilerek faz tensöründeki TE ve TM mod birleşik ters çözümü uygulanmıştır. Birleşik ters çözümde kullanılan yöntem sismolojik veriler üzerinde daha önce uyguladığımız Pareto PSO yöntemidir.

Sonlu farklar yöntemini uygularken model uzayının parametrisasyonu çözümün doğruluğu için önemlidir. Bu noktada gridlerin özellikleri önem kazanmaktadır. Şekil 5.2 bu modelleme çalışmasında kullanılan model uzayı ve grid aralıklarını göstermektedir. Düşey grid aralığı (Δz) en yüksek frekansta (ω_H) olabildiğince küçük seçilmelidir. Çünkü elektromanyetik alanların üstel azalımı doğrusallık yaklaşımına yakın olması istenir. En sıgıdaki ve en küçük Δz için

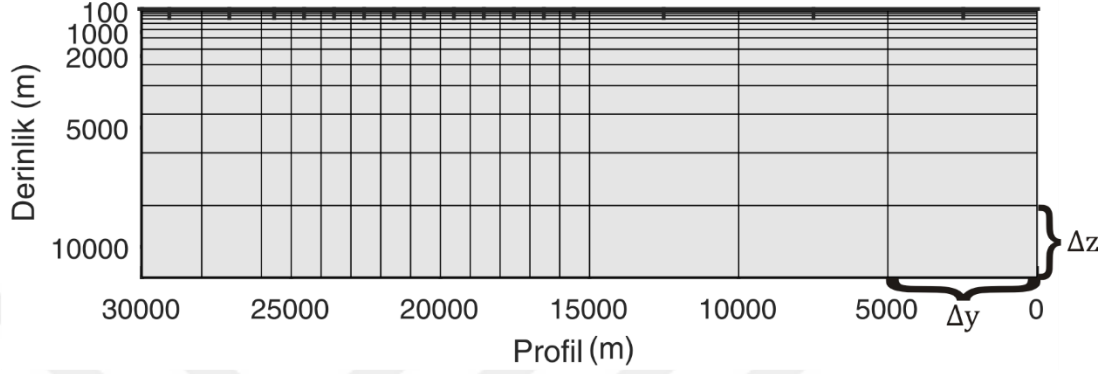
$$\Delta z < \frac{\delta(\omega_H)}{3} \quad (5.3)$$

koşulu kullanılmıştır. Burada $\delta(\omega_H)$ en yüksek frekanstaki nüfuz derinliğidir. En düşük frekansta (ω_L), en derindeki gridin boyutu ise olabildiğince büyük olması istenir. En derindeki ve en büyük grid için

$$\Delta z > 3\delta(\omega_L) \quad (5.4)$$

koşulu kullanılmıştır. Yatay gridler için hedef alan yakınlarında grid aralığı düşük seçilip grid sıklığı oluşturulması, yatay kenarlara doğru artan grid aralığı ile seyrekleşen grid kullanılması önerilmektedir (Unsworth, 2014; Weaver ve diğ, 1985). Bu çalışmada yatay grid aralığı için ölçüm noktalarının aralarındaki mesafe kadar alınmıştır. Ölçüm noktaları hedef alanımız olan Tuzla fayı civarında daha sık profil başına ve sonuna doğru ise daha seyrek olduğundan yatay grid boyutlarının bu şekilde kullanılması uygun olacaktır. Düşey gridlerin boyutları ilk gridde 30 m olurken toplam grid uzunluğu hedef alan civarındaki ortalama nüfuz derinliğine yakın olacak şekilde

yaklaşık 11 km olarak belirlenmiştir. Düşey grid boyutları 30 m'den 11 km'ye üstel olarak artmakta ve toplamda 16 adet gridden oluşmaktadır. Yatay grid boyutları ise ilk üç nokta için 5 km, 4. ve 14. nokta arası 1 km ve son iki noktada 2 km olacak şekilde ölçüm aralıkları ile aynı alınmıştır. Böylece yatayda da profillerin nokta sayısı olan 16 adet grid kullanılmış ve toplamda 256 adet gridden oluşan model uzayı tanımlanmıştır.



Şekil 5.2 : 2-B modelleme için kullanılan model uzayı.

1-B modelleme de çözümü aranan parametreler katman kalınlıkları ve katman özdirençleriydi. 2-B modelleme de ise grid boyutları sabit tutulurken çözümü aranan parametre her bir griddeki özdirenç değerleridir. 1-B modellemede efektif faz tensörü yaklaşımı kullanılmıştı. 2-B MT modelleme de ise genellikle empedans tensörlerin mod bilgilerinden (TE ve TM mod) yararlanılarak birleşik ters çözümü uygulanmaktadır. Bu tez çalışmasındaki 2-B MT modelleme ise faz tensörünün TE ve TM mod birleşik ters çözümü uygulanmıştır. Modelleme ise bir önceki başlıkta sismolojik veri üzerinde uyguladığımız Pareto temelli PSO ile gerçekleştirilmiştir.

2-B modelleme de çok fazla sayıda parametrisasyon uygulanacağı için kullanılacak PSO parametreleri hızlıca çözüme yakınsaması önemlidir. Parçacık sayısı için Pace ve diğ. (2019)'un önerdiği şekilde kestirilecek parametre sayısının dokuz katı kullanılmıştır. Toplamda 256 grid hücresinde hesaplanacak özdirenç değerleri için 2300 parçacık sayısı seçilmiştir. Denklem 2.1'deki sönüm parametresi (ω) Shi ve Eberhart (1999)'un önerdiği biçimde 0.9'dan 0.4'e her bir iterasyonda doğrusal olarak azalacak şekilde kullanılmıştır. Bireysel ivmelenme katsayıları için Ratnaweera et al. (2004)'ün önerdiği iterasyonla değişen katsayılar kullanılmıştır. Denklem 2.3 ve denklem 2.4'te gösterilen bu katsayıların yaklaşımı için c_1^{max} ve c_2^{max} değerleri 2 olarak seçilirken, c_1^{min} ve c_2^{min} değerleri ise 0.5 olarak seçilmiştir. İterasyon sayısı 500 seçilirken, amaç fonksiyonu uzayı 100×100'lük gridlere ayrılmıştır.

Amaç fonksiyonu 1-B modelleme de denklem 5.2'deki gibi bir noktanın tüm frekanslarındaki farkların toplamından oluşmaktaydı. 2-B modellemeye ise bir profil boyunca tüm noktaların tüm frekanslardaki farkların toplamı kullanılmaktadır. Bu doğrultuda 2-B modelleme için kullanılan amaç fonksiyonu

$$\alpha = \left[\frac{1}{n \times j} \sum_{j=1}^k \sum_{i=1}^n (\Phi_{i,j}^{göz} - \Phi_{i,j}^{mod})^2 \right]^{1/2} \quad (5.5)$$

olacak şekilde tanımlanmıştır. Bu denklemde i , her bir frekansı, j , bir MT profilindeki nokta sayısını göstermektedir. $\Phi_{i,j}^{göz}$, j . noktada i . frekansta gözlenen faz tensörü verisini, $\Phi_{i,j}^{mod}$ ise ilgili nokta ve frekansta modelin faz tensörü tepkisini göstermektedir. Denklem 5.5'teki amaç fonksiyonu Pareto temelli PSO yönteminde TE mod ve TM mod için ayrı ayrı kullanılmaktadır. Bu yöntem ile tıpkı sismolojik veride uyguladığımız RWD ve HVSR eğrilerinin çözümünde olduğu gibi manyetotellürik verisinde de TE ve TM modlarının hem bağımsız hem de birleşik çözümleri elde edilebilmektedir. Manyetotellürik 2-B modelleme de model kabalığını minimize etmek ve daha yumuşak geçişlerin sağlanması adına denklem 5.5 'teki amaç fonksiyonunun sağ tarafına yatay ve düşey birinci türevler eklenmekte ve niceliği değişebilen bir Langrange çarpanı ile bu türevler ağırlıklandırılmaktadır (Constable ve diğ., 1987; Pace ve diğ., 2019). Bu tez çalışmasında belirsiz bu çarpan ifadesinden ve hata payını etkileyebilecek türevlerin skaler toplamından kurtulmak için türev ifadeleri de TE ve TM mod gibi hata fonksiyonu uzayında tanımlanmıştır. Bu sayede TE ve TM mod birleşik ters çözümü Pareto temelli PSO ile sağlanırken, düşey ve yatayda gridlerdeki öz direnç farklarının da eş zamanlı ve bağımsız olarak minimizasyonu sağlanmaktadır.

1-B modelleme de olduğu gibi 2-B modelleme de her bir hücre için arama uzayı tanımlanmıştır. 2-B modelleme için arama uzayı 1-B modelleme sonuçlarından tanımlanarak, her bir noktada elde edilen modelleme sonuçlarındaki 4 katı değeri kullanılarak üst sınırı, 1/4 katıda kullanılarak alt sınırı oluşturulmuştur.

6. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

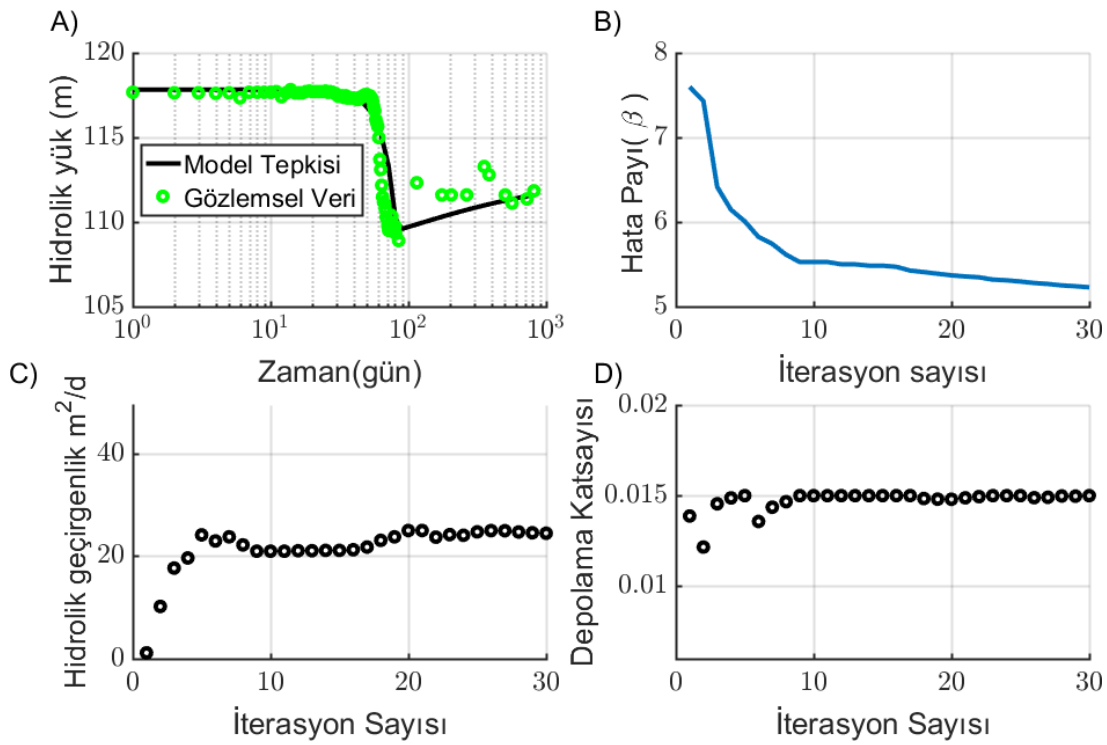
Bu bölüm PSO yönteminin uygulandığı hidrojeolojik parametrelerin kestirim çalışması, Pareto PSO'nun uygulandığı sismolojik verilerin birleşik ters çözüm modelleme çalışması ve Çanakkale-Tuzla jeotermal sahasında alınan manyetotellürik verilerin PSO ve Pareto PSO ile modelleme analizlerini içermektedir. İzleyen 5 alt başlıkta: 1) Maden hidrojeoloji verisinden hareketle hidrojeolojik parametrelerin PSO ile kestirimi ve sonuçların GA ile karşılaştırılması yapılmıştır; 2) Pareto PSO'nun test çalışması olan RWD ve HVSR eğrilerinin birleşik ters çözüm modellemesi gerçekleştirilmiştir; 3) MT verilerinin PSO ile 1-B, Pareto PSO ile 2-B modellenmesi ve sonuçların sahanın hidrotermal sistemi ile yorumlanması yapılmıştır; 4) MT veri–işlem sonucunda elde edilen empedans tensörü verileri değerlendirilmiştir ve 5) Faz tensörü verileri değerlendirilmiştir.

6.1. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Maden Hidrojeoloji Verisinin Modelleme Sonuçları ve Genetik Algoritma ile Karşılaştırılması

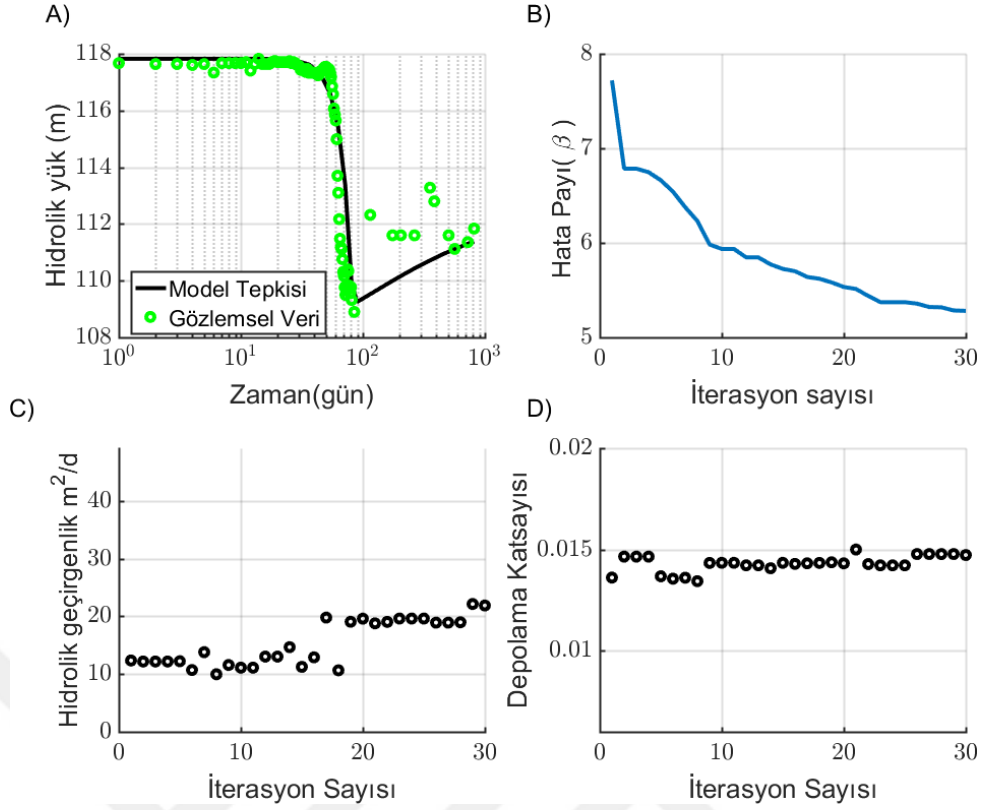
PSO'nun karmaşık ve doğrusallaştırılması mümkün olmayan modellerde nasıl davranacağını irdelemek amacıyla uyguladığımız kömür sahalarındaki yer altı su düşüşü verisinden parametre kestirimine dair sonuçlar bu bölümde değerlendirilecek, elde edilen sonuçlar PSO'nun genellikle kıyaslandığı GA sonuçları ile karşılaştırılacaktır.

Şekil 6.1 maden hidrojeoloji verisinin PSO ile modelleme sonuçlarını göstermektedir. Şekil 6.1A, uzunayak madeninin önünde açılmış olan gözlem kuyusunda deniz seviyesinden su seviyesinin zaman içinde maden ilerledikçe oluşan değişimi ile model tepkisinin sonucunu göstermektedir. Şekil 6.1B, Şekil 6.1C ve Şekil 6.1D sırasıyla iterasyonla değişen, denklem 5.2 kullanılarak hesaplanan hata payını, hidrolik geçirgenlik katsayısını ve depolama katsayısını göstermektedir. Şekil 6.1A'da görüleceği üzere her ne kadar model tepkisini oluşturan denklem oldukça karmaşık ve doğrusallaştırılamayacak integral içeren bir denklem olsa da sonuçlar gözlemsel veriler ile oldukça uyumlu sonuçlar ortaya koymuştur. Parametrelerin iterasyonla

değişimine baktığımızda ise parametrelerin oldukça kararlı bir şekilde sonuca vardığını ve hata payının yaklaşık onuncu iterasyondan itibaren sabitlendiğini görülmektedir. Şekil 6.2’de ise GA sonuçları görülmektedir. GA sonuçları da PSO modelleme sonuçları gibi gözlemsel veriler ile bir uyum içinde sonlanmıştır (Şekil 6.2A). Ancak iterasyonlarla birlikte değişen parametrelere baktığımızda sonuca ulaşana kadar parametrelerde değişim daha kararsız bir şekilde olduğu gözlemlenmiştir (Şekil 6.2C ve Şekil 6.2D). Ayrıca hata payının değişimi PSO yöntemindeki gibi bir durağanlık kazanmamıştır (Şekil 6.2B) Bu durum PSO’nun GA’ya göre daha hızlı yakınsadığını göstermektedir.



Şekil 6.1 : PSO sonuçları. A) gözlemsel veri ile model tepkisini, B) hata payının, C) hidrolik geçirgenliğin, D) depolama katsayısının iterasyonla değişimi.



Şekil 6.2 : GA sonuçları. A) gözlemsel veri ile model tepkisini, B) hata payının, C) hidrolik geçirgenliğin, D) depolama katsayısının iterasyonla değişimi.

Çizelge 6.1 PSO ve GA sonuçlarının iterasyon sonucunda ulaştığı hata paylarını ve geçen süreleri göstermektedir. Bu çizelgede görüleceği üzere PSO yöntemi hızlıca sonuca yakınsamış ve aynı iterasyon sayısında daha düşük hata payına ulaşmıştır. Bu sonuçlar PSO'nun GA'dan daha hızlı ve güvenilir bir şekilde sonuçlandığı Yuan ve diğ. (2009), Shi ve Eberhart (1999), Fernández-Martínez ve diğ. (2009) ve Gill ve diğ. (2006) çalışmalarını desteklemektedir. Genetik aloritmadan farklı olarak PSO'da parçacıkların arasında bir çaprazlama ilişkisi olmadığından çözüm daha kısa zamanda sonlanmaktadır. Ayrıca GA'daki bireyler bilgileri taşıyıp paylaştıktan sonra bir mutasyon operatörü ile değişime tabii tutulurlar. PSO'da ise mutasyon benzeri ilişki parçacıkların bireysel tecrübesine ve sürünün tecrübesin ile sağlanarak parçacıklara mantıklı hızlar kazandırdığı görülmektedir. Sonuç olarak her ne kadar hata payları yakın olsa da, PSO yöntemi literatürdeki bahsedilen çalışmalarda olduğu gibi GA'ya göre daha kararlı ve hızlıca sonuca ulaşabilmektedir.

Çizelge 6.1 : PSO ve GA sonuçlarının karşılaştırılması.

PSO		GA
30	Parçacık/Popülasyon Sayısı	30
30	İterasyon Sayısı	30
5.16	Hata Payı	5.28
280 saniye	Hesaplama Geçen Süre	321 saniye

6.2. Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile RWD ve HVSR Eğrilerinin Birleşik Ters Çözüm Sonuçları

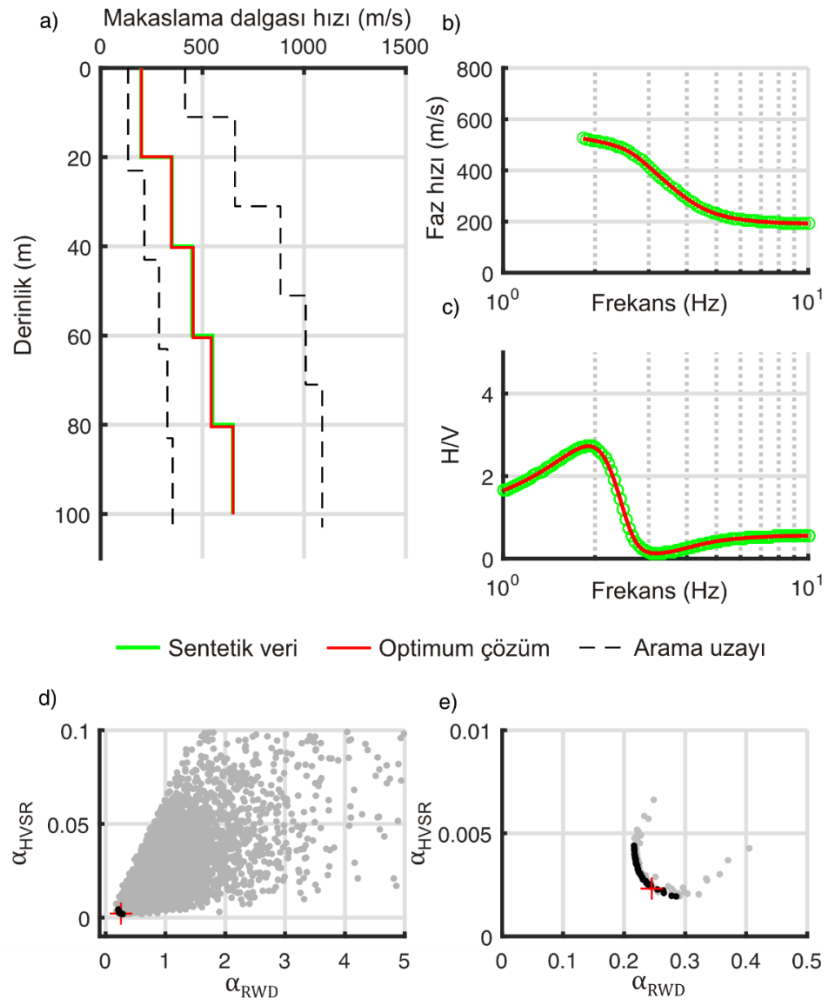
Klasik birleşik ters çözüm çalışmalarında olduğu gibi PSO'daki ağırlıklandırma problemini gidermek amacıyla uyguladığımız RWD ve HVSR eğrilerinin Pareto PSO ile birleşik ters çözüm sonuçları bu bölümde ele alınacaktır. Sentetik modeller üzerinden gerçekleştirilen sonuçlar irdelendikten sonra saha verisi modelleme sonuçları tartışılacaktır.

6.2.1 Sentetik modellerin sonuçları

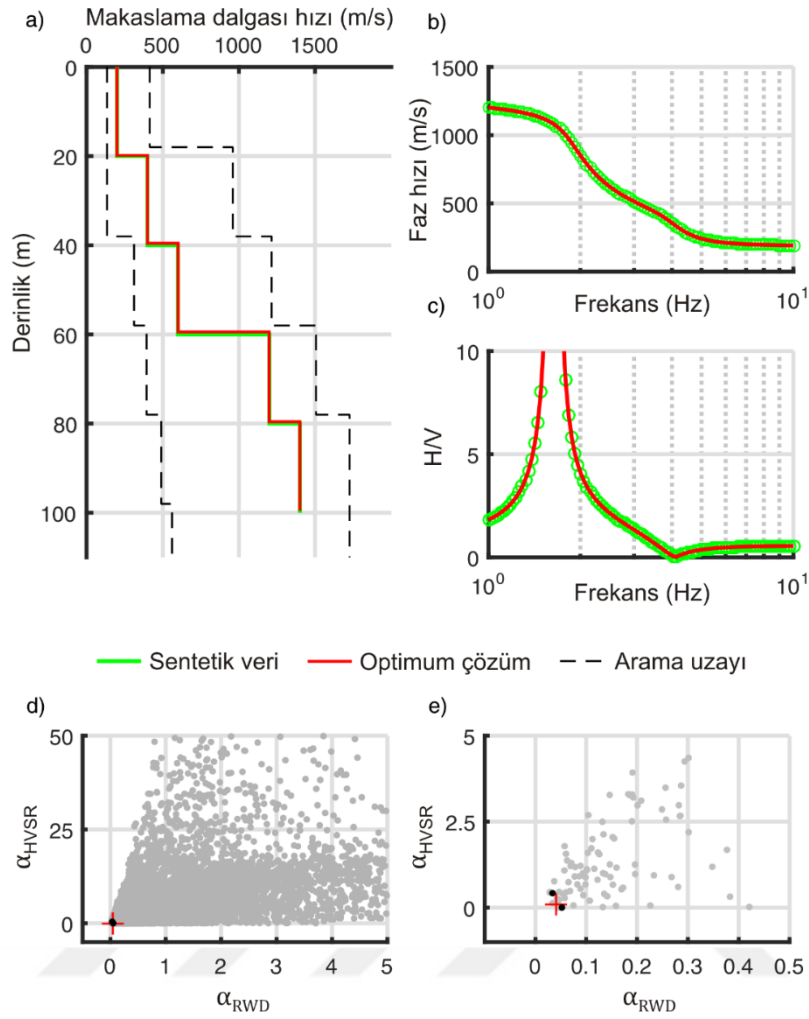
Şekil 6.3, SM-1 modelinden üretilen birleşik ters çözümün sonuçlarını göstermektedir. Tanımlanan parametre arama uzayı (Şekil 6.3a) ile grid ve iterasyon sayısı gerçek modeli yakalamada oldukça başarılı olmuştur (Şekil 6.3b ve Şekil 6.3c). Dal Moro (2010)'da belirtildiği üzere, Şekil 6.3d'de ki gibi Pareto dağılımının simetrik bir şekilde dağılım göstermesi çözümün başarılı bir şekilde elde edildiğini işaret etmektedir. Bu modelde uygulanan ve gerçek model civarından tanımlanan arama uzayı da böyle gradyan tipi (derinlikle hızın yavaşça arttığı) modeller için dengeli bir Pareto dağılımı göstermiştir. Şekil 6.3e'de gösterilen Pareto cephesinin son iterasyonunda birbirine çok yakın sonuçlar göstermesi de gerçek modele başarılı bir şekilde yaklaşıldığını göstermektedir.

Şekil 6.4, keskin hız kontrastına sahip SM-2 modeli için sonuçları göstermektedir. Şekil 6.4b ve Şekil 6.4c'de görüldüğü üzere üretilen sentetik veriler ile model tepkisi mükemmel bir uyum içinde modellenmiştir. Hem SM-1 modeli için hem de SM-2 modeli için elde edilen sonuçlar seçilen arama uzayı ve diğer parametrelerin doğru şekilde seçildiğini göstermektedir. Şekil 6.4d ve Şekil 6.4e parçacıkların Pareto cephesinde dağılımlarını göstermektedir. SM-1 modelindeki dağılımından biraz farklı olarak SM-2'de parçacıklar RWD eksenine doğru eğilim göstermiştir. Pareto temelli çok amaçlı parçacık sürü optimizasyonunda böyle bir eksene doğru parçacıkların

dağılımı, diğer eksen ya da eksenlerde çözümü sağlayacak birden fazla çözümlülüğün yani çok çözümlülüğün göstergesidir. RWD eksenine doğru parçacıkların eğilimi, SM-1 modeline kıyasla böyle keskin bir pike sahip SM-2 gibi modellerde HVSR eğrisini sağlayacak birçok modelin olabileceğini göstermektedir. Bu sonuçtan yola çıkarak Pareto dağılımının asimetrik olması Dal Moro (2010) tanımlandığı gibi sadece uygulanan çözümün başarılı olup olmadığı değil ayrıca keskin bir pike sahip HVSR eğrisi ile de ilişkili olduğu görülmektedir. Sonuç olarak SM-2 gibi modellere sahip ortamların üreteceği verilerden sadece HVSR ters çözümü yapılmak istendiğinde birçok lokal minimum bulunacak ve birçok alternatif çözüm veriyi sağlayacaktır.



Şekil 6.3 : SM-1 Pareto optimum kullanılarak elde edilen makaslama dalgası hızı – derinlik modeli ve parametre arama uzayı (a); Gözlemlenen ve hesaplanan RWD eğrisi (b), ve HVSR ile Rayleigh dalgası eliptiklik eğrisi (c); Tüm iterasyonlar boyunca Pareto optimum çözüm (“+” olarak gösterilen) ve Pareto dağılımının (açık gri noktalar) Pareto cephesi (koyu gri noktalar) ile beraber gösterimi (d); Son iterasyonda Pareto optimum, Pareto cephesi ve Pareto dağılımının gösterimi (e).



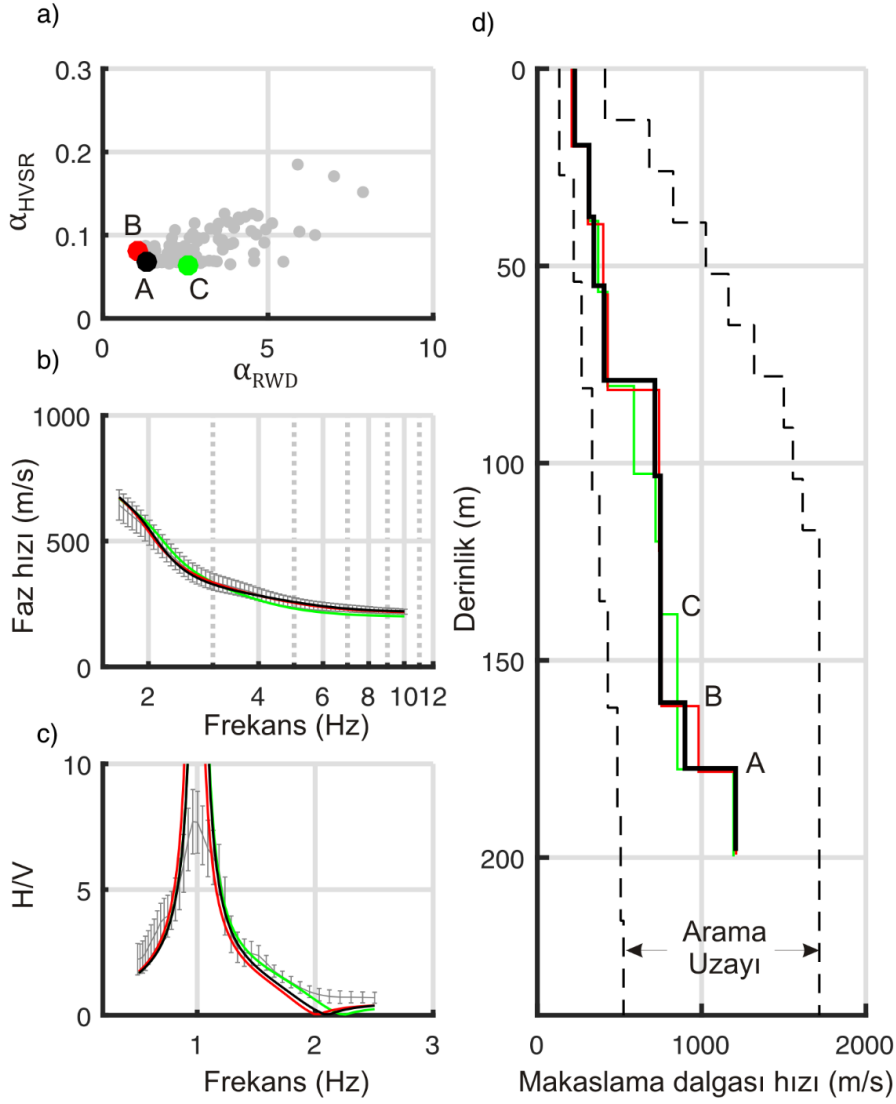
Şekil 6.4 : SM-2 Pareto optimum kullanılarak elde edilen makaslama dalgası hızı – derinlik modeli ve parametre arama uzayı (a); Gözlemlenen ve hesaplanan RWD eğrisi (b), ve HVSR ile Rayleigh dalgası eliptiklik eğrisi (c); Tüm iterasyonlar boyunca Pareto optimum çözüm (“+” olarak gösterilen) ve Pareto dağılımının (açık gri noktalar) Pareto cephesi (koyu gri noktalar) ile beraber gösterimi (d); Son iterasyonda Pareto optimum, Pareto cephesi ve Pareto dağılımının gösterimi (e).

6.2.2. Saha verisi sonuçları

Şekil 6.5, Bursa baseninden elde edilen saha verilerinin çözümünü göstermektedir. Bu çözümde sentetik modelde kazanılan bilgiden hareketle kısıtlanan arama uzayı yaklaşımı kullanılmıştır. Şekil 6.5a tüm parçacıkların Pareto dağılımı ile birlikte Pareto optimum (A), optimum HVSR (B) ve optimum RWD (C) hız modellerinin Pareto cephesindeki pozisyonlarını göstermektedir. Son iterasyondaki sonuçları gösteren bu Pareto dağılımı yine tekil olmayan sonuç gösterecek şekilde RWD eksenine doğru eğilim göstermiştir. Şekil 6.5b ve Şekil 6.5c, A, B ve C olarak adlandırılan bu modellerin tepkilerini gözlemsel RWD ve HVSR verileri ile beraber

göstermektedir. Çizelge 6.2’de gösterilen hata paylarına göre optimum modelin (A) hata payları birbirlerine çok yakın olacak şekilde RWD için 1.33, HVSR için 0.068 olarak hesaplanmıştır. Her ne kadar B ve C modellerin tepkileri en iyi çözüm olarak düşündüğümüz optimum çözüme yakın olsa da RWD eğrisi için hem yüksek hem de düşük frekanslarda, HVSR eğrisi için ise özellikle yüksek frekanslarda çok az miktarda uyumsuzluk görülmektedir. Ayrıca, HVSR eğrisi hız modelinin kontrastına hassas olduğundan dolayı, HVSR amaç fonksiyonu tek başına hız kontrastını sağlamaya çalıştığı görülmektedir.

Şekil 6.5d’de A ile gösterilen optimum derinlik-hız modeli Şekil E.4’de gösterilen T051 noktasının jeolojik birimlerini temsil etmektedir. Modelde görülen 75 m ve 175 m’deki iki farklı hız kontrastı yüzeyden itibaren üç tabakalı olarak basitleştirilen jeolojik model ile uyumlu sonuçlar göstermektedir. Yüzeyden 75 m’ye kadar uzanan ortalama ~350 m/s Kuvaterner alüvyon depositleri göstermektedir. 75 m derinlikten 175 m derinliğe kadar makaslama dalgası hızı ~750 m/s’lik katman ise Miyosen-Pliyosen sedimanter birimleri, 175 m’den derine doğru ~1200 m/s’lik ortam ise yarı sonsuz olarak Mezosoyik-Paleyozoyik temeli temsil etmektedir.



Şekil 6.5 : T051 noktası için elde edilen sonuçlar; (a) Son iterasyonla birlikte Pareto dağılımı, Pareto cephesindeki Pareto optimum parçacık “A”, RWD optimum parçacık “B” ve HVS optimum parçacık “C” ile gösterilmektedir. Hesaplanan ve gözlenen RWD eğrileri (b), HVS eğrisi ve Rayleigh dalgası eliptikliği (c), A,B ve C parçacığını temsil eden makaslama dalgası hız modelleri (d).

Çizelge 6.2 : Optimum çözüm (A), ve komşu parçacıkların (B ve C) hata payları.

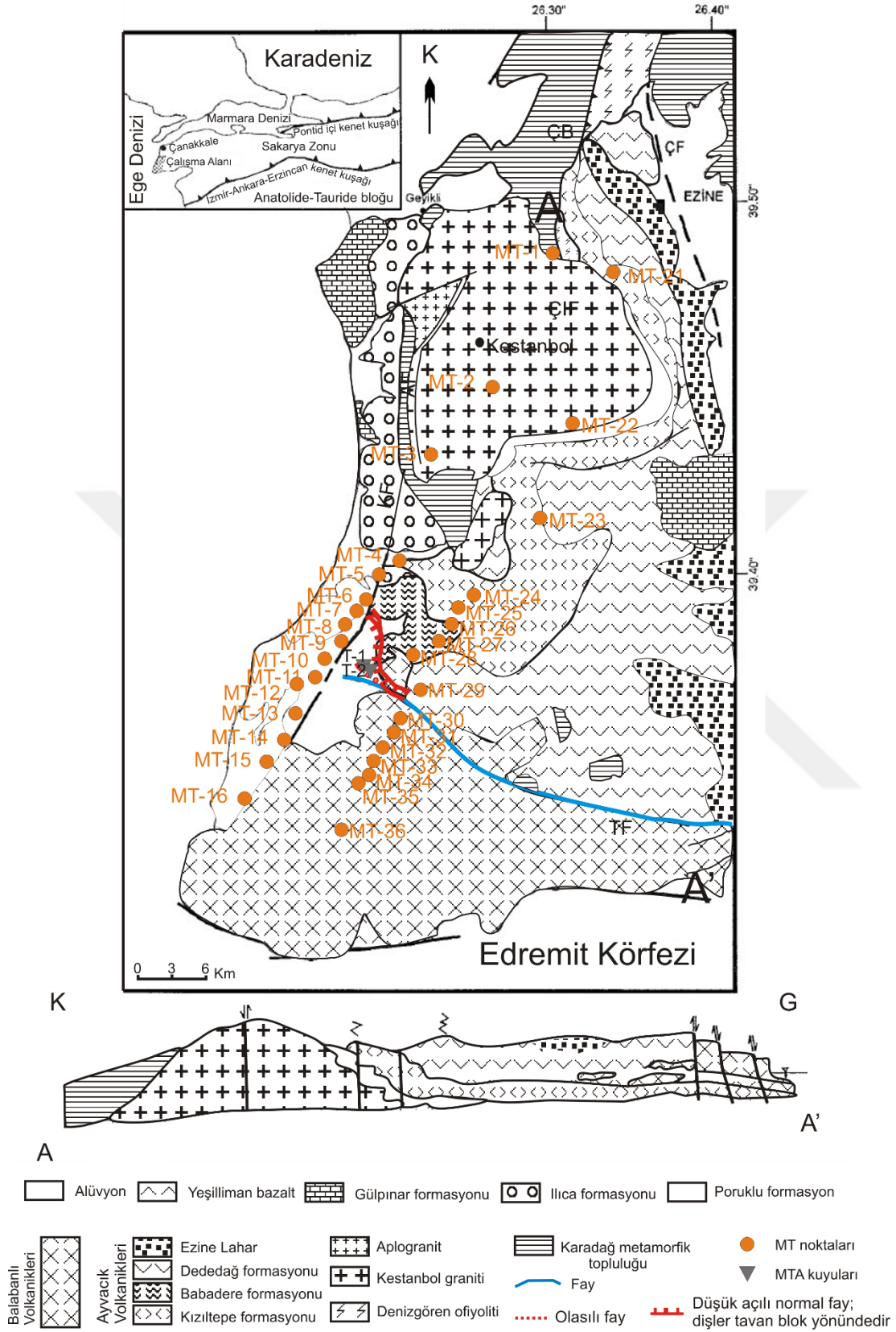
α	A	B	C
RWD	1.33	1.058	2.6
HVS	0.068	0.08	0.064

Farklı hassasiyetlere sahip iki adet sismolojik veri grubunun kullanıldığı bu modelleme çalışmasının sonuçları hem sentetik hem de saha verileri ile oldukça uyumlu sonuçlar göstermiştir. Birleşik ters çözüm çalışmalarında genellikle tercih edilen ağırlıklandırmadan bağımsız bir şekilde gerçekleştirilen bu yöntem sayesinde hem verilerin ortak çözümü hem de bireysel en iyi çözümleri rahatlıkla elde edilmiştir.

6.3. Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Manyetotellürik Verilerin Modelleme Sonuçları ve Çalışma Sahasının Hidrotermal Sistemi ile Karşılaştırılması

Şekil 6.6’da iki adet MT profilinin PSO ile 1-B, Pareto PSO ile 2-B modelleme sonuçları bu bölümde ele alınacak ve önceki çalışmaların sonuçları ile kıyaslanacaktır. Şekil 6.6, çalışma sahasındaki genel jeoloji, faylar, kuyu lokasyonları ve MT noktalarını daha belirgin hale getirmek amacıyla düzenlenmiş Şekil 1.6’ten tanzim edilerek elde edilmiştir. MT verilerin hem modelleme hem de veri-işlem sonuçları, jeoloji ve hidrotermal sistem bileşenleri ile karşılaştırılırken çoğu zaman bu harita üzerinden vurgu yapılacağından MT-noktaları, fay/kontak yapıları, kuyu lokasyonları ve saha jeolojisi ön planda tutularak düzenlenmiştir.

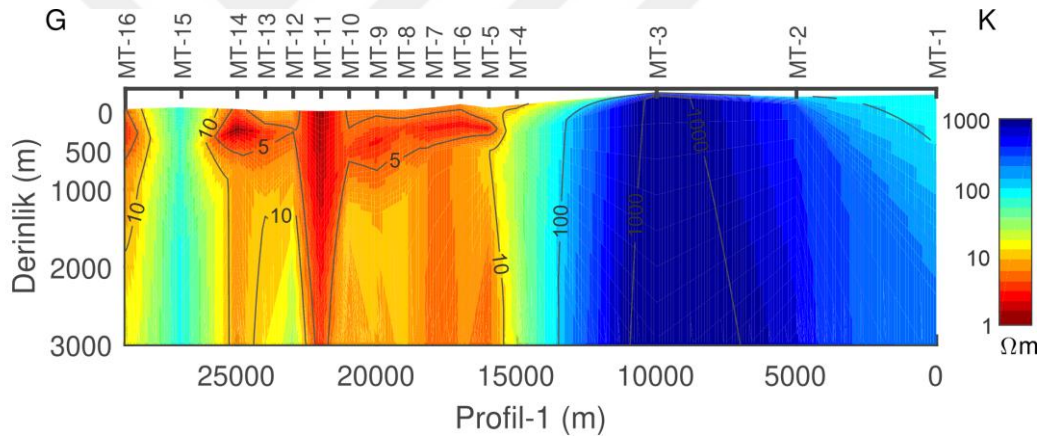
MT noktalarının saha jeolojisi üzerinde alındığı lokasyonlara baktığımızda, Şekil 6.6’da görüleceği üzere Profil-1’deki ilk üç nokta (MT-1, MT-2 ve MT-3) granodiyoritik plütону üzerinde ve civarında alınmıştır. İlk üç noktadan sonra MT-7 noktasına kadar yer yer Ayvacık volkanikler üzerinde alınırken, MT-7 noktasından MT-14 noktasına kadar sedimanter birimler üzerinde, MT-15 ve MT-16 noktası ise Balabanlı volkanikleri üzerinde alınmıştır. MT-6 ve MT-10 noktaları arasında kalan bölge ise çalışma sahasındaki fayların bulunduğu bölgelerde bulunmaktadır. Şekil 6.6’da görüleceği üzere Profil-2’de sadece MT-22 noktası Kestanbol Plütону üzerinde alınırken diğer tüm noktalar volkanikler üzerindedir. Ölçümler MT-23 noktasından MT-29 noktasına kadar Ayvacık volkanikleri, MT-30 – MT-36 noktası arası Balabanlı volkanikleri üzerindedir. Şekil 6.6’da mavi renkli görülen ve doğudan batıya yaklaşık 25 km uzunluğunda bulunan fay Karacık ve Yılmaz (1998) tarafından tanımlanan Tuzla fayını gösterirken, kırmızı renkli görülen faylar ise çalışma sahasındaki MTA diri fay haritasını göstermektedir. Ayrıca Şekil 1.9 ve Şekil 1.10’da gösterilen MTA kuyularının lokasyonları da Şekil 6.6’da görüleceği üzere bu iki fay bloğunun arasında yer almaktadır.



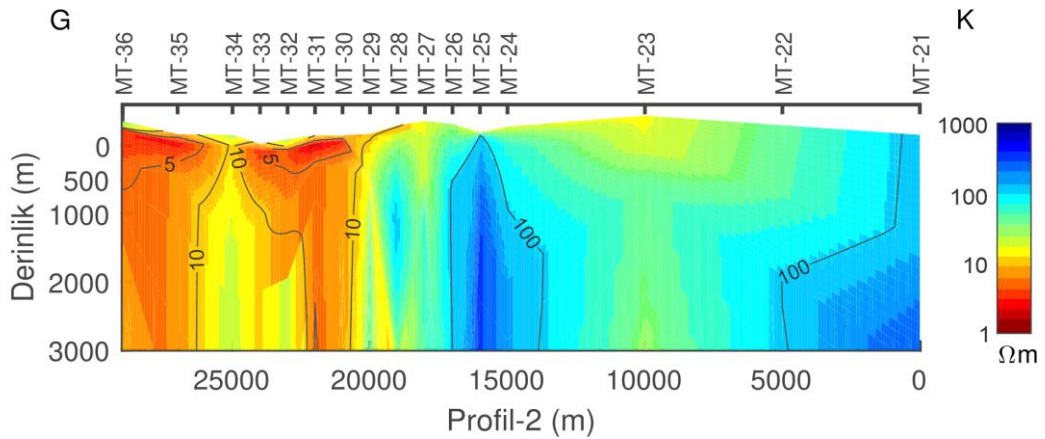
Şekil 6.6 : Çalışma sahasının genel jeolojisi ile birlikte MT noktaları ve Tuzla Fayı. Kırmızı renkli faylar MTA diri fay haritasından eklenmiştir.

6.3.1 Parçacık sürü optimizasyonu ile manyetotellürik verilerinin 1-B modelleme sonuçları

Çalışma sahasından elde edilen MT verilerinin PSO ile 1-B modelleme sonuçları bu bölümde ele alınacak ve hidrotermal sistemin örtü kayaç yapısı ile ilgili bulgular önceki çalışmalar ile kıyaslanacaktır. 1-B modelleme sonucunda öz direnç değerlerinin profil boyunca derinlikle beraber değişimi Profil 1 için Şekil 6.7’de, Profil-2 için Şekil 6.8’de gösterilmektedir. Noktaların ara değerleri interpolasyon yöntemi ile tamamlanmıştır. Profil-1’de MT-2 ve MT-3 noktasında Kestanbol granodiyoritik plütonunun yüksek öz dirençli etkileri görülmektedir. Özellikle granodiyorit kayaçlar yaklaşık 1000 ohm.m öz dirence sahip iken (Bedrosian ve diğ, 2004) karmaşık yapıları daha yüksek öz direnç gösterebilmektedir (Jones ve Dumas, 1993). Modelleme sonucunda da bu noktadaki öz direnç değerleri de yaklaşık 1000 ohm.m olduğu görülmektedir.



Şekil 6.7 : 1-B modelleme sonucunda Profil-1 öz direnç değerlerinin derinlikle beraber değişimi.



Şekil 6.8 : 1-B modelleme sonucunda Profil-2 öz direnç değerlerinin derinlikle beraber değişimi.

Profil-1’de güneye doğru gidildiğinde sığda, derinliği yaklaşık 200 m’den 500 m’ye kadar uzanan, yatayda ise MT-5 noktasından MT-14 noktasına kadar yaklaşık 9 km uzunluğa sahip 5 ohm.m’den düşük öz dirençli bir yapı görülmektedir. Bu yapı hidrotermal sistemin örtü kayaç geometrisini oluşturmaktadır. Örtü kayaçlar 1-3 ohm.m arasında öz direnç değerleri gösterirken (Uchida, 1995), genel olarak 5 ohm.m’den daha düşük öz dirençli yapı olmaktadır (Samrock ve diğ., 2015). Bu seviyede örtü kayacı oluşturan ise andezitik-latitik lavların yoğun hidrotermal alterasyon ürünleri olan Biga Yarımadasındaki baskın kil minerali illitlerdir. Normalde yakın yüzey volkanikler dirençlidir ancak derinlerdeki böyle volkaniklerin içinde yer alan böyle az miktarda kil birimleri oldukça iletken yapı oluşturabilmektedir (Stanley ve diğ., 1977).

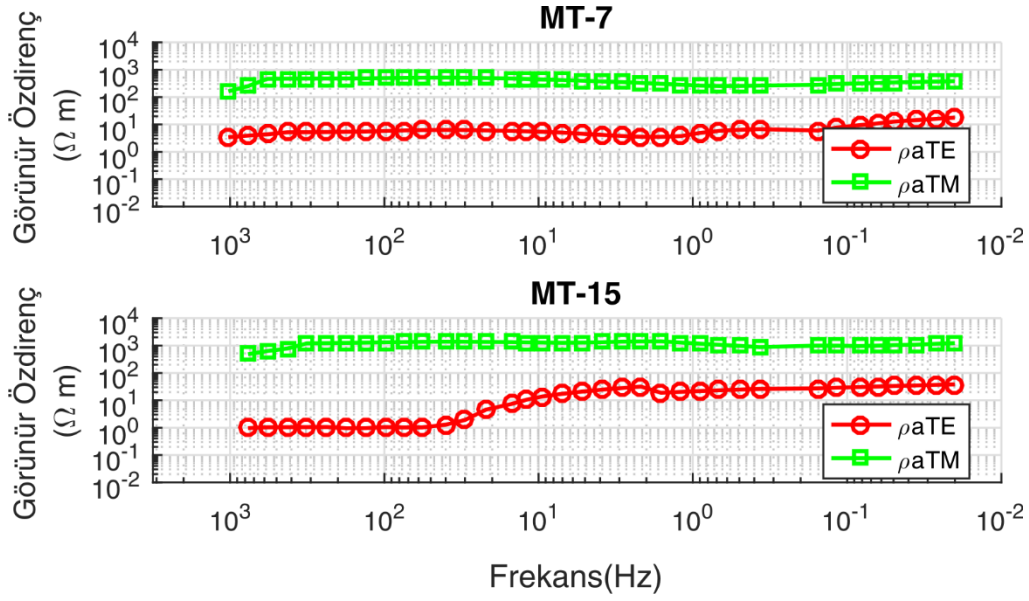
Şekil 6.8’de gösterilen Profil-2’ye geçtiğimizde, Profil-1’de gözlemlenen ve sahanın kuzeyindeki Plütonik yapının aksine dirençli Ayvacık volkanikler bulunmaktadır. Öyleki Profil-2’de sadece MT-22 noktası Plüton üzerinde bulunmaktadır (Şekil 6.6). Ancak bu noktanın yüksek gürültüsünden dolayı modellenmesi yapılmamıştır. Düşük öz dirençli yapılar ise Profil-2’de MT-29 noktasından güneye doğru görülmektedir. 1-B modelleme sonucunda Profil-1’deki gibi düşük öz dirençli örtü kayaç zonu yine Profil-2’de de benzer şekilde görülmektedir. MT-29 noktasından MT-36 noktasına kadar yatayda uzanan bu zon yaklaşık 9 km uzunluğa sahip iken Profil-1’e göre daha güneyde bulunmaktadır.

Her iki profilden elde edilen MT verilerin PSO ile 1-B modelleme sonucunda örtü kayaç yapısı başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Hidrotermal sistemlerdeki örtü kayaçları böyle 1-B olarak modellenmenin çözünürlüğü 2-B ya da 3-B modellemeye göre daha yüksek olmaktadır (Cumming ve Mackie, 2010). Örtü kayacın derin yapılarını 1-B modellemek ise iyi bir yorum gerektirmektedir. Çünkü MT 1-B modelleme de iletken tabakanın derininde bulunan yapıların tespit edilebilmesi için söz konusu yapının çok daha iletken olması gerekmektedir. (Unsworth, 2014). Ama yine de iletkenlik dağılımı litoloji ile uyumlu olmasa da 1-B modellemede örtü kayacın alterasyon mineralojisi ile uyumlu olmaktadır (Árnason ve diğ., 2010).

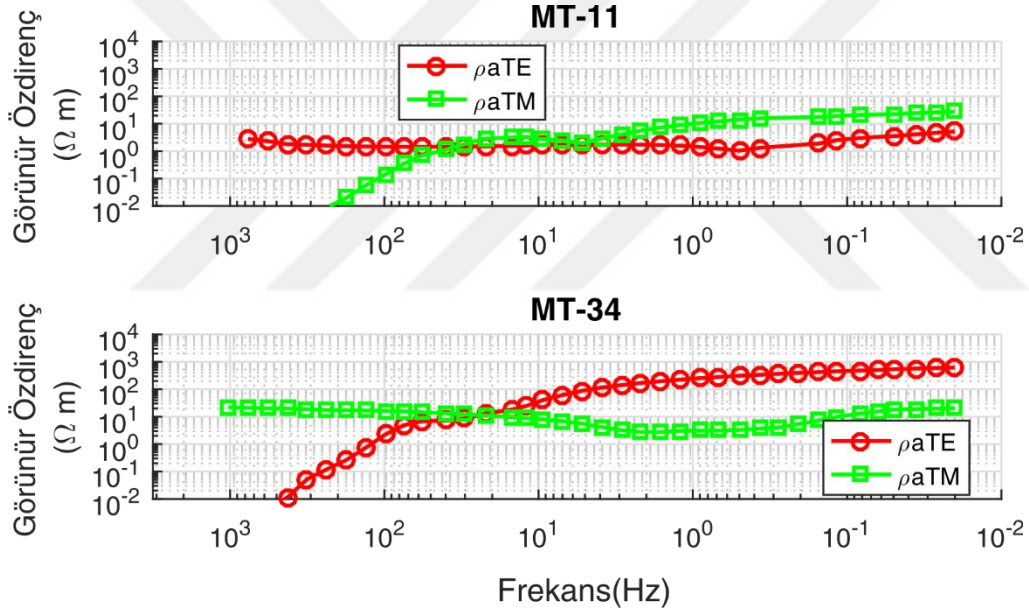
Elde edilen sonuçlar Şekil 1.9 ve Şekil 1.10’deki MTA kuyuları ile karşılaştırıldığında tutarlı oldukları görülmektedir. Özellikle Profil-1’e yakın olan Şekil 1.9’daki T-1 kuyusunun andezitik Ayvacık lavı ile modelleme sonucundaki derinlik seviyeleri

oldukça uyumludur. Ancak elde edilen sonuçlar Şekil 1.7'daki Bozkurtoğlu (2003)'ün genelleştirilmiş stratigrafik kesiti ile karşılaştırıldığında kesitte 500 metreden daha derinlerde de görülen bu lav seviyesi bu çalışmada gözlemlenememiştir.

1-B modelleme sonucunda tüm noktalarda elde edilen modellerin görünür özdirenç ve faz açısı tepkileri gözlenen veriler ile birlikte Profil-1 için Şekil F.1'den Şekil F.16'ya, Profil-2 için Şekil F.17'den Şekil F.31'e kadar gösterilmektedir. MT-22 noktasının verisi rüzgâr türbinlerinin etkisinde kalıp oldukça gürültülü olduğundan modellemesi yapılmamıştır. Geri kalan tüm noktalarda uygulanan 1-B modelleme çalışmasının sonucunda görünür özdirenç ve faz açıları oldukça uyumlu sonuçlar göstermiştir. Özellikle modellerin faz açısı eğrileri neredeyse tüm noktalarda tutarlıdır. Görünür özdirenç eğrilerindeki tutarsızlıkların sebebi ise statik kayma ve yön bağımlılık etkileri sonucundadır. Örneğin Şekil 6.9'da görülen MT-7 ve MT-15 noktaları statik kayma etkisindedir. Modların görünür özdirenç eğrileri yaklaşık 1000 Hz'den itibaren ayrılırken aralarındaki mesafe frekanstan bağımsız olarak bir çarpanla ayrılmış gibi devam etmektedir; bu durum yanal iletkenlik farklılığının büyük olması durumunda ortaya çıkmaktadır. Şekil 6.6'da görüleceği üzere MT-7 noktası Ayvacık volkanikleri ile sedimanları, MT-15 ise sedimanlar ile Balabanlı volkaniklerin arasındaki kontağı temsil etmektedir. Yanal iletkenlik süreksizliğine neden olan bu kontak yapılar modların frekans bağımsız olarak ayrılmasına neden olmuştur. Şekil 6.10'da ise MT-11 ve MT-34 noktalarında yön bağımlılık etkileri göstermektedir. Özellikle yüksek frekanslarda modların görünür özdirenç eğrilerinin oranları çok yüksektir ve bu durum yön bağımlılık etkisinin baskın olduğu durumlarda ortaya çıkmaktadır. Çünkü özdirenç oranının 60 kat ve üzerinde olması durumunda anizotropinin etkisinin baskın olduğu düşünülmektedir (Hermance ve Pedersen, 1980; Jones ve Dumas, 1993). Şekil 6.7'de görüleceği üzere MT-11 noktasında 5 ohm.m den düşük iletkenliğe sahip ve derinlere doğru devam eden bir iletken zon bulunmaktadır. Ancak bu nokta yön bağımlılık etkilerinden dolayı güvenemediğimiz bir noktadır ve modelleme sonucu yanlış yönlendirmelere sebep olabilir.



Şekil 6.9 : Statik kayma etkisinin görüldüğü MT-7 ve MT-15 noktaları.

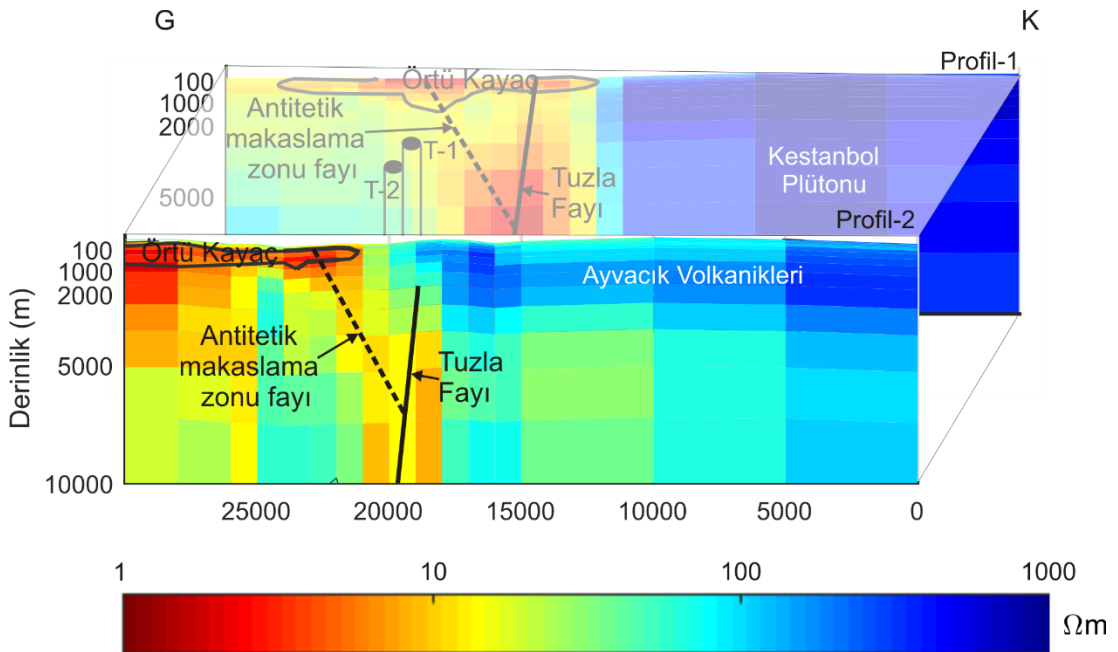


Şekil 6.10 : Yön bağımlılık etkilerinin görüldüğü MT-11 ve MT-34 noktaları.

6.3.2. Pareto parçacık sürü optimizasyonu ile manyetotellürik verilerinin 2-B modelleme sonuçları

Çalışma sahasından elde edilen MT verilerinin Pareto PSO ile 2-B modelleme sonuçları bu bölümde ele alınacak ve hidrotermal sistemin bir diğer bileşeni olan fay/kontak yapılarının lokasyonu ve doğrultusu ile ilgili bulgular önceki çalışmalar ile kıyaslanacaktır. Şekil 6.11 birbirine paralel iki profilden elde edilen modelleme sonuçlarının yer elektrik kesitini göstermektedir. Bu şekil ayrıca bu iki profil arasında

yer alan, Şekil 6.6'da lokasyonları, Şekil 1.9 ve Şekil 1.10'de sondaj bilgileri mevcut olan T-1 ve T-2 kuyuları aynı kesit üzerinde göstermektedir. Profil-1 ve Profil-2'deki örtü kayaç geometrisi yanal uzunluk olarak birbirleri ile uyumludur. Derinlik olarak ortalama 300 metrede yer alan ve değişken bir kalınlıkla devam eden örtü kayaç yapısı hem 1-B modellemelerde hem de 2-B modelleme sonuçlarında görülmektedir. Bu sonuçlar T-1 ve T-2 kuyusundaki andezitik-latitik lav seviyeleri ile de uyumludur. Bu lavların termal akışkan ile uzun süreli reaksiyonu yoğun hidrotermal alterasyonu ortaya koymuş ve örtü kayaç geometrisini oluşturmuştur. Çalışma sahasında alterasyon sonucunda gerçekleşen kil mineralizasyonunu illitler oluşturmaktadır. Normalde yüksek öz dirence sahip lav ve volkanik kayaçların böyle kil mineralleri barındırması öz dirençlerini önemli derecede düşürmektedir. Örtü kayacın tabanında ise göreceli olarak örtü kayaktan daha yüksek öz dirençli rezervuar zon bulunmaktadır. Genelde kil barındıran örtü kayaçlar tabanındaki rezervuara göre düşük öz direnç gösterirler ancak bazı nadir durumlarda rezervuar örtü kayaktan daha düşük öz dirençli olabilmektedir (Aizawa ve diğ., 2009; Cumming, 2009). Bu durum suya doygun rezervuar kayaçların porozitesi, sıcaklığı, termal alterasyonu ve tuzluluğuna bağlı olarak değişmekle birlikte rezervuarın ve örtü kayaçla ayrılması zorlaştırabilmektedir (Rosenkjaer, 2011).

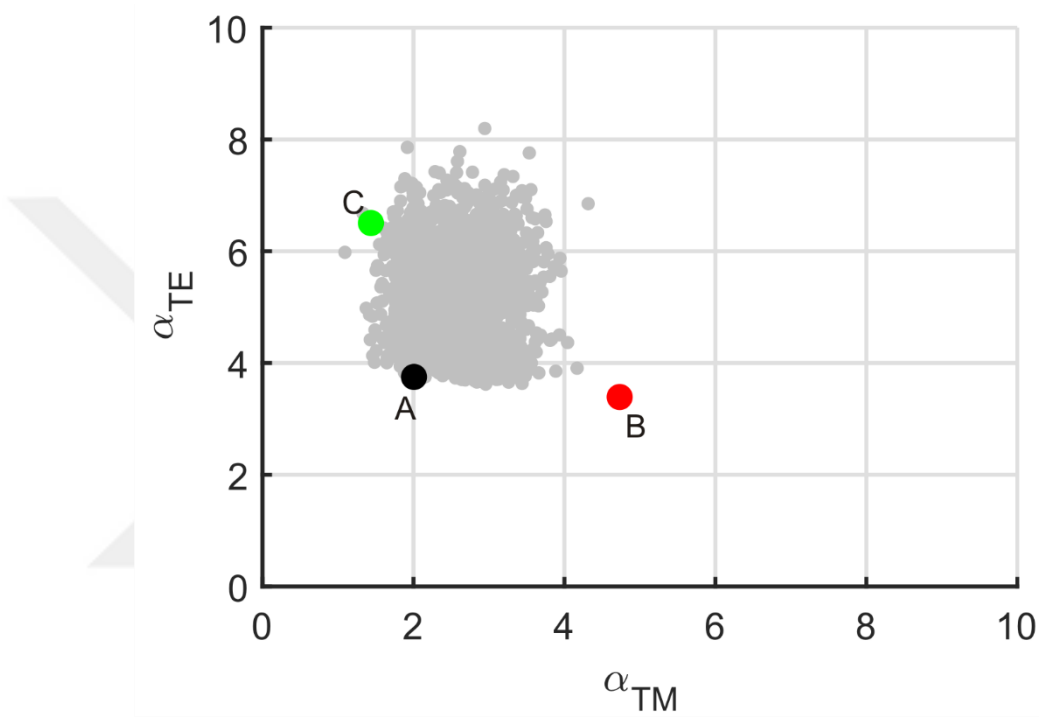


Şekil 6.11 : Birbirine paralel Profil-1 ve Profil-2'nin Pareto PSO optimum modelleme sonucunda elde edilen yer elektrik kesitleri.

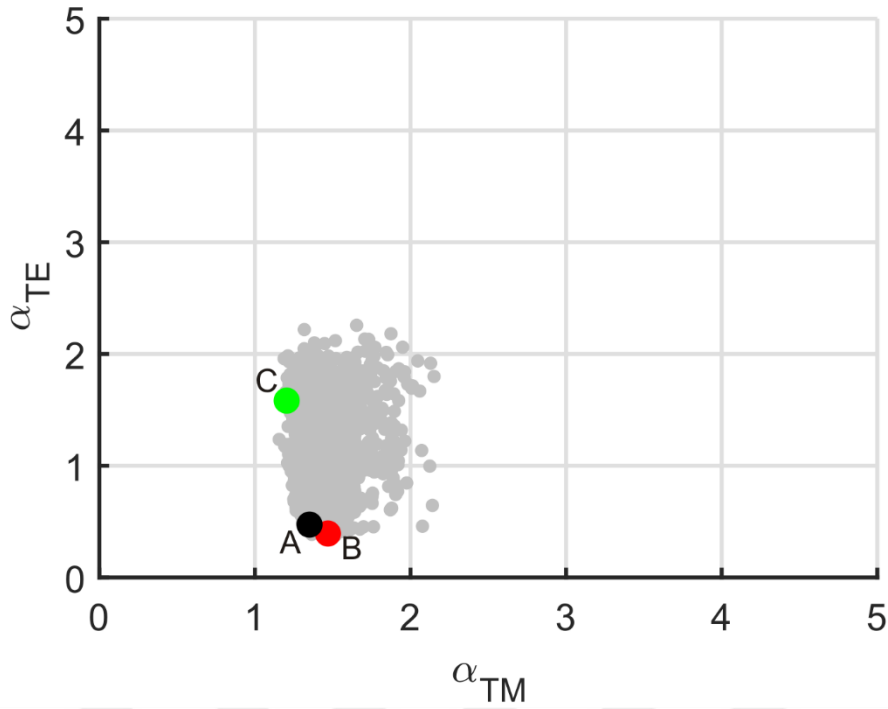
Her iki profilden elde edilen sonuçların fay zonları Şekil 6.6'daki fayların uzaysal pozisyonları ile uyumludur. Yaklaşık 2 km genişliğinde antitetik ve sentetik faylar gösteren Tuzla fayının hem normal dalım gösteren sentetik yapısı hem de güneyindeki antitetik fay yapısı modelleme sonucunda başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Normal dalım gösteren ve MTA diri fay haritasına göre Tuzla fayını işaret eden zon modelleme sonuçları ile tutarlıdır. Ayrıca Şekil 1.8'de gösterilen, sahada ölçtüğümüz ve 51 derece olarak tespit ettiğimiz antitetik makaslama zonu fayının eğimi de model sonuçlarımızla uyumlu gözükmemektedir. Sonuçlarımıza göre Şekil 6.6'da olası fay olarak gözüken zon, modelleme sonuçlarına göre varolan bir faydır ve normal dalım gösteren Tuzla fayının antitetik fay zonunu oluşturmaktadır. Modelleme sonuçlarımıza göre Karacık ve Yılmaz (1998) tarafından normalde doğudan batıya yaklaşık 25 km uzunluğunda ki Tuzla fayı aslında MTA diri fay haritasında olduğu gibi batı ucunda ve Tuzla köyü civarından kuzeye doğru kıvrılmaktadır. Çünkü Şekil 6.11'de görüleceği üzere daha doğuda yer alan Profil-2'de Tuzla fayı ile antitetik fay yapısı arasındaki mesafe daha kısa iken, batıda yer alan Profil-1'de bu mesafe artmaktadır. Bu açıdan bakıldığında Tuzla fayının batı ucu düz bir şekilde devam etmemekte MTA fay haritasındaki gibi kuzeye doğru kıvrım göstermektedir. Karacık ve Yılmaz (1998)'ın Tuzla fayının batı ucunda gösterdiği lokasyon ve MTA'nın olası fay olarak gösterdiği zonda ise antitetik makaslama zonu fayı yer almaktadır. Bu noktada antitetik fay zonu ile Tuzla fayı arasındaki mesafenin kısalmış olması doğuda bu fayların birleştiği ihtimalini de ortaya koymaktadır. Bir başka olasılık ise Tuzla fayının MTA diri fay haritasında olduğu gibi doğuya doğru yaklaşık 25 km uzunluğa sahip olmamasıdır.

MT verilerinin farklı hassasiyetleri olan iki modunun (TE ve TM) Pareto PSO ile birleşik ters çözümü sayesinde ağırlıklandırmaya gerek kalmadan modların hem ayrı ayrı (TE ve TM mod çözümleri) hem de ortak (Pareto optimum) çözümü başarılı bir şekilde elde edilmiştir. Pareto PSO modellemesi sonucunda elde edilen Pareto cephesi dağılımları Profil-1 için Şekil 6.12'de, Profil-2 için Şekil 6.13'te gösterilmektedir. Profil-1'de Pareto parçacıkların dağılımı her iki eksende simetrik bir görüntü oluşturmuştur. Bu dağılım parametrisasyonun uygun olduğunu ve çözümün başarılı bir şekilde yakınsadığını ortaya koymaktadır. Her iki modun Pareto optimum çözümünü gösteren parçacığa baktığımızda (Şekil 6.12'de siyah renkli "A" ile gösterilen parçacık) TE modunda hata payı yaklaşık %4 iken, TM modunda %2'dedir.

Profil-2'deki Pareto cephesindeki parçacıkların dağılımında ise TE modun amaç fonksiyonu eksenine doğru parçacıkların bir yönelimi söz konusudur. Bu durum TM modun çözümünü sağlayabilecek birden fazla çözümün bir anlamda çok çözümlülüğü göstermektedir. Ancak Profil-1'den farklı olarak her iki modun Pareto optimum çözümdeki parçacığı (Şekil 6.13'de siyah renkli “A” ile gösterilen parçacık) daha düşük hata payı göstermektedir. Bu hata payları TE modda yaklaşık 0.5 iken, TM modda 1.5'dir.



Şekil 6.12 : Profil-1 için elde edilen Pareto parçacıkların dağılımı; Pareto optimum çözüm A, TE mod optimum çözüm B ve TM mod optimum çözüm C ile gösterilmektedir.



Şekil 6.13 : Profil-2 için elde edilen Pareto parçacıkların dağılımı; Pareto optimum çözüm A, TE mod optimum çözüm B ve TM mod optimum çözüm C ile gösterilmektedir.

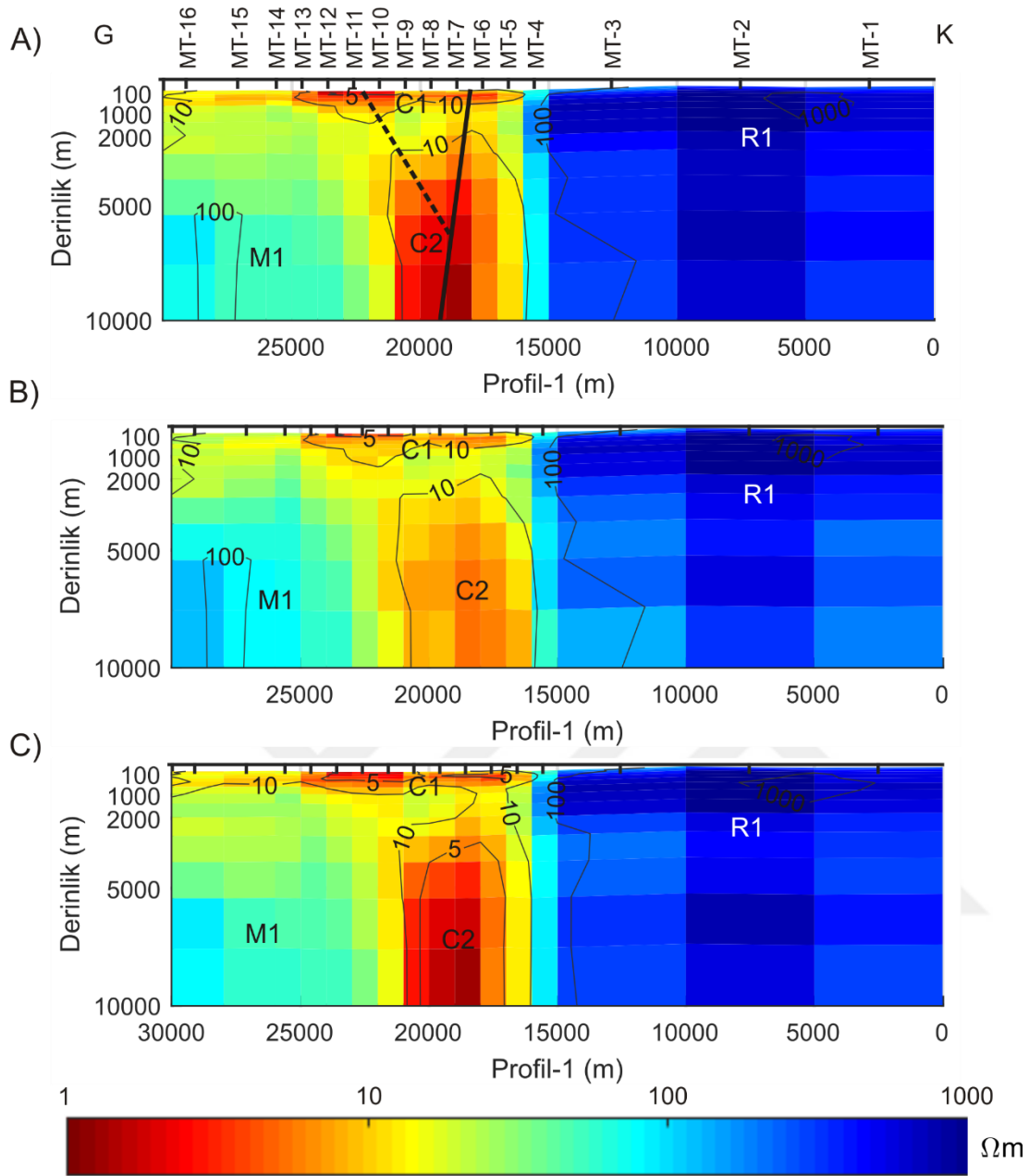
Şekil 6.14, 2-B modelleme sonucunda Profil-1 boyunca derinlikle beraber öz direnç değişimini hem optimum çözümde hem de modların bağımsız çözümlerinde göstermektedir. Şekil 6.12’de A ile gösterilen Pareto optimum parçacığın çözümü Şekil 6.14A’da, B ile gösterilen TE mod optimum parçacığın bağımsız çözümü Şekil 6.14B’de ve C ile gösterilen TM mod optimum parçacığın çözümü Şekil 6.14C’de gösterilmektedir. Çok küçük değişimler olmasına rağmen üç çözümde benzer sonuçlar ortaya koymuştur. Tüm sonuçlarda 10 ohm.m’den düşük öz dirençte, sığda ve C1 ile gösterilen zon örtü kayaç geometrisini göstermektedir. Bu derinlikte benzer sonuç 1-B modelleme ile de tespit edilmişti (Şekil 6.7). Bu örtü kayaç geometrisinin tabanında göreceli olarak daha dirençli rezervuar zonu oluşturmaktadır.

2-B modellemenin en önemli sonuçlarından biri 10 ohm.m’den düşük ve Şekil 6.14’te C2 olarak gösterilen fay uzanımlarını belirlemek olmuştur. Bu düşük öz dirençli fay yapılarının hem MT-7 noktası hem de MT-9 noktası civarında yüzey bağlantıları bulunmaktadır. Bu pozisyon ve geometriye sahip fay yapıları sonucunda MT-7 noktası ve civarının normal dalım gösteren Tuzla fayının ve bu noktanın yaklaşık 2-3 km

güneyindeki MT-9 noktası civarının ise antitetik makaslama zonu fayının yüzlek kısımlarını işaret etmektedir.

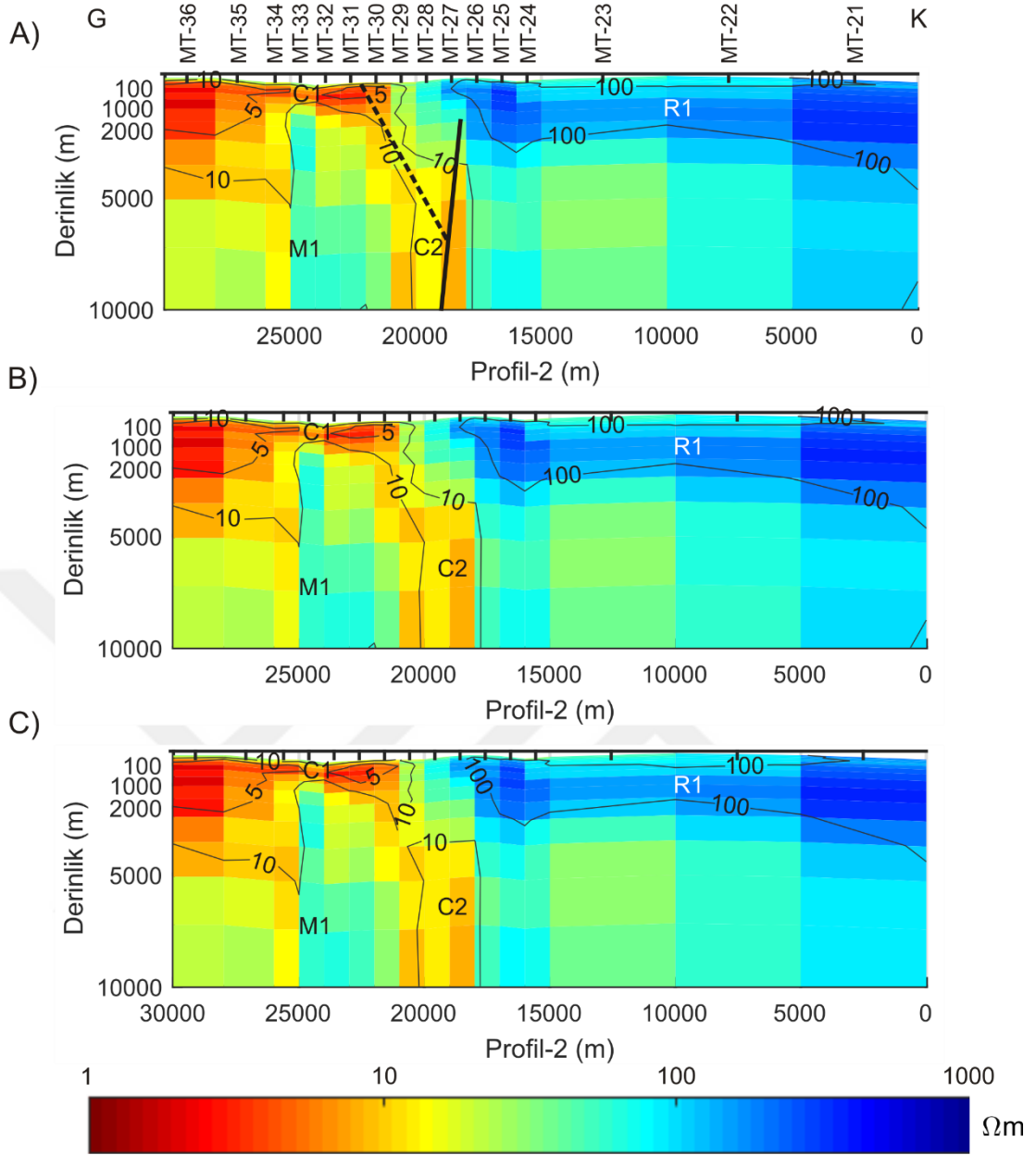
Şekil 6.14'te R1 ile gösterilen zonda granitik-granodiyoritik Kestanbol Plütonunun derinlere kadar etkileri görülmektedir. Plüton tabanında olası iletken yapı ise bu modelleme sonucunda görülememektedir. Ancak plütonun tabanında ki ve derinlerde ki bu seviyelerin üç boyutlu etkiler altında olduğu düşünülmektedir. Amacımızın dışında olmasına karşın; nüfuz derinliği olarak oldukça derinde (yaklaşık 40 km) olduğu görülen bu yapının iki boyutlu modelleme ile yakalamak çok zor olacağından Plüton tabanındaki bu iletkenliğin araştırılması için üç boyutlu modelleme yapılması gerekmektedir.

Şekil 6.14'te M1 ile gösterilen alanlar ortalama bir arkaplan öz direnç yapısını oluşturmaktadır. Bu yapıların metamorfik temele yer yer sokulum gösteren granitik plüton etkilerinde olduğu düşünülmektedir. Sahada genel olarak şişt, mikaşist ve kireçtaşı metamorfikleri barındıran birimlerin öz dirençleri 20 ile 1000 ohm.m arasında değişim gösterebilmektedir (Telford ve diğ, 1990). Yüksek öz dirençli granitik plüton sokulumu ile beraber hacimsel olarak bu metamorfiklerin öz direnç değerleri de yükselmektedir.



Şekil 6.14 : Profil-1 2-B modelleme sonuçları. Birleşik ters çözümü temsil eden Pareto optimum çözüm A); TE mod optimum çözüm B); TM mod optimum çözüm C). A)'da düz çizgi Tuzla fayını, Kesikli çizgi antitetik makaslama zonu fayını temsil etmektedir.

Şekil 6.15, 2-B modelleme sonucunda Profil-2 boyunca derinlikle beraber öz direnç değişimini göstermektedir. Şekil 6.13'te A ile gösterilen Pareto optimum parçacığın çözümü Şekil 6.15A'da, B ile gösterilen TE optimum parçacığın çözümü Şekil 6.15B'de ve C ile gösterilen TM optimum parçacığın çözümü Şekil 6.15C'de gösterilmektedir. Birbirine çok yakın sonuçlar üreten modellerde örtü kayaç



Şekil 6.15 : Profil-2 2-B modelleme sonuçları. Pareto optimum çözüm A); TE mod optimum çözüm B); TM mod optimum çözüm C). A)'da düz çizgi Tuzla fayını, Kesikli çizgi antitetik makaslama zonü fayını temsil etmektedir.

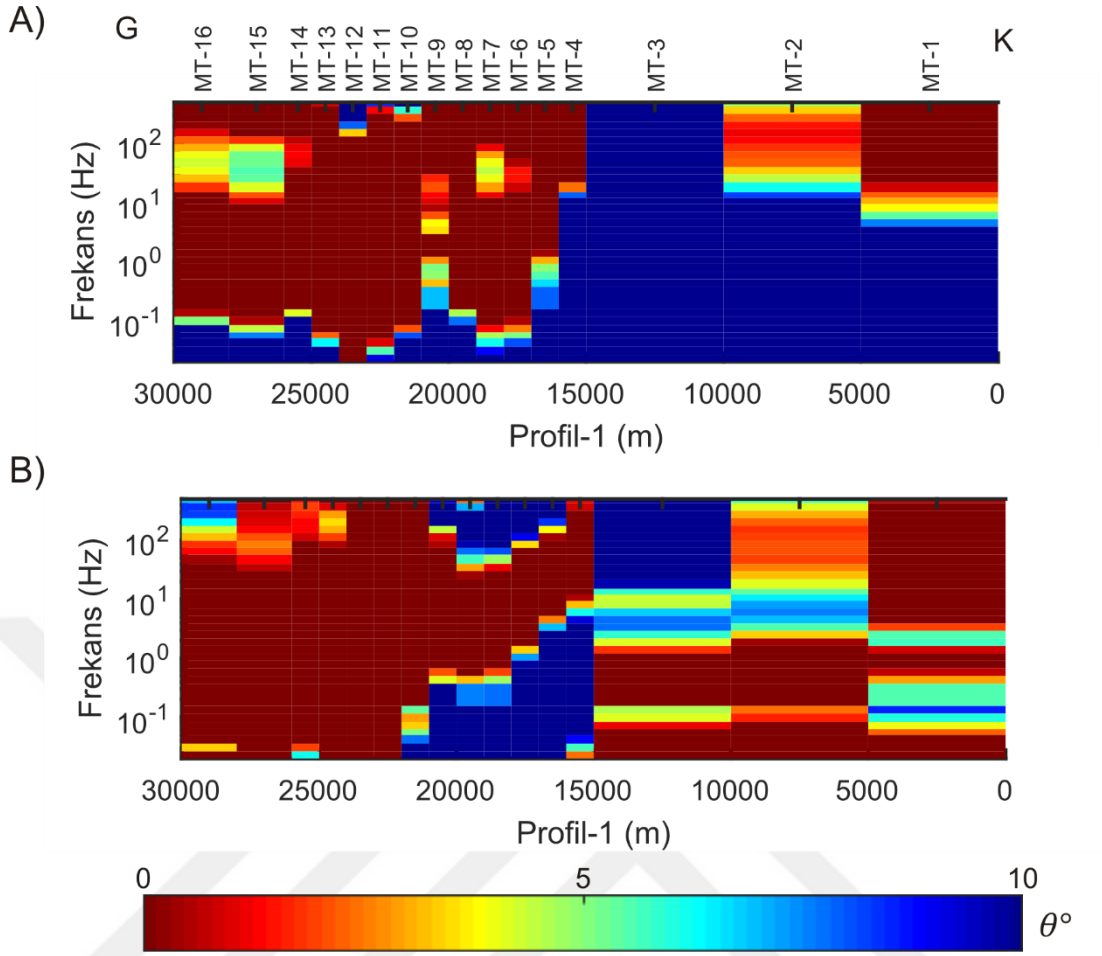
geometrisi 10 ohm.m'den düşük öz direnci ile C1 olarak gösterilmektedir. MT-29 noktasından profil sonunda MT-36 noktasına kadar sığda görülen bu iletken zon yatayda uzunluğu Profil-1'dekine benzer şekilde yaklaşık 9 km'dir. Örtü kayacın tabanında göreceli daha dirençli rezervuar zon bulunmaktadır.

Profil-2'de gözlenen fay uzanımları ve uzanım boyunca düşük öz dirençli zonlar da C2 olarak gösterilmiştir. Profil-1'de antitetik makaslama zonunu ifade ettiğini düşündüğümüz fay yapısı Profil-2'de de görülmektedir. Ayrıca bu fayın kuzeyinde yer almasını beklediğimiz normal atımlı Tuzla fayının da lokasyon ve derinlere kadar

iletkenliği ile benzer şekilde gör÷lmektedir. Profil-2’de gözlemlendiğimiz Tuzla fayının Profil-1’den farkı yüzeye kadar iletkenliğinin gör÷lmemesi ve Ayvacık volkanikleri olarak adlandırabileceğimiz göreceli yüksek özdirençli yapının tabanında kalmasıdır. Bu durum Kestanbol sokulumu ile eş zamanlı olarak gerçekleşen Ayvacık volkaniklerinin kendisinden sonra gerçekleşen ve açılma rejimi fayı olan Tuzla fayını örtmüş olabilmektedir. Profil-1’de ise Profil-2’den farklı olarak Tuzla fayı, Ayvacık volkanikleri ile sedimanter birimler arasındaki kontak yapıyı oluşturduğu gör÷lmektedir.

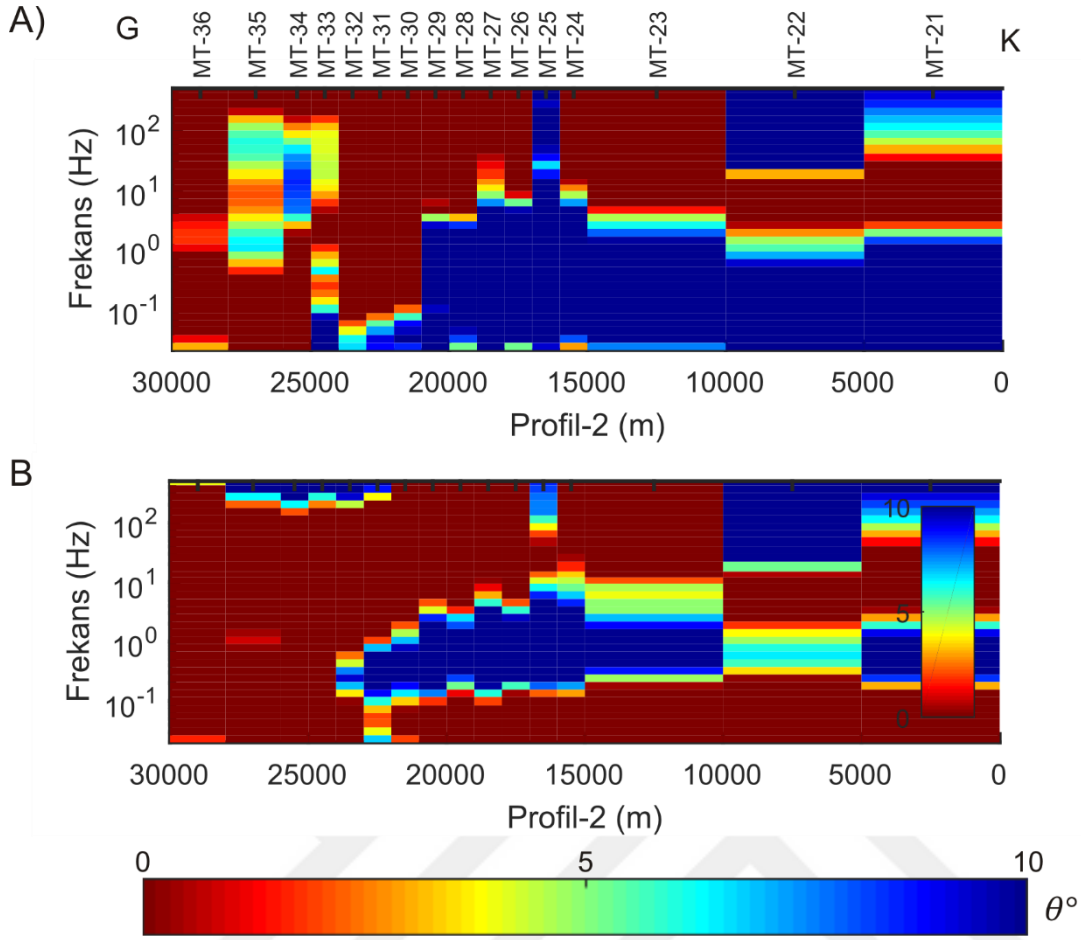
Profil-2’deki ölç÷mler Kestanbol Plütönu üzerinde yer almadığından Profil-1’deki gibi çok yüksek özdirençli bu yapı gör÷lememektedir. Sahanın kuzeyinde profilin en dirençli yapılarını Ayvacık volkanikleri oluşturmaktadır ve R1 ile gösterilmektedir. Profil-2’de de M1 ile gösterilen zonun Profil-1’deki gibi metamorfik temele sokulum gösteren plütönik etkilerini göstermektedir.

Şekil 6.16, 2-B modelleme sonucunda elde edilen Profil-1 Pareto optimum modelin faz açısı tepkisi ile verideki faz açılarının profil boyunca her bir frekanstaki farklarını göstermektedir. Şekil 6.16A’da TE mod faz açısı farklarını gösterir iken, Şekil 6.16B’de TM mod faz açısı farklarını göstermektedir. Sahanın hidrotermal sistemini barındıran örtü kayaç, rezervuar zon ve fay zonu bölgelerinde 10° altında farklar gör÷lerek oldukça uyumlu sonuçlar ortaya koyulmuştur. Bu zonlarda 1 Hz’den daha düşük frekanslarda hata payının yükselmesi üç boyutlu etkilerden kaynaklanmaktadır. İki boyutlu modelleme ile bu yapıların modellenmesi veri ile model arasındaki faz açısı farkını arttırmıştır. TE mod faz açısı farklarının MT-1 ile MT-2 ve MT-3 noktalarında hata payları göreceli olarak yüksektir. Bunun nedeni üç boyutlu yapıların etkisi olmasının yanında TE modun derin ve iletken yapılara hassasiyetinin olmasıdır. Öyleki TM mod faz açısı farklarında bu noktaların düşük frekanslarında yüksek hata payları söz konusu değildir. Çünkü TM mod tepkisi dirençli yapılara TE moda göre daha hassastır.



Şekil 6.16 : 2-B modelleme sonucunda Profil-1 faz açısı farkları. TE mod faz açısı farkları A); TM mod faz açısı farkları B).

Şekil 6.17, 2-B modelleme sonucunda elde edilen Profil-2 Pareto optimum modelin faz açısı tepkisi ile verideki faz açılarının profil boyunca her bir frekanstaki farklarını göstermektedir. Şekil 6.17A'da TE mod faz açısı farklarını gösterir iken, Şekil 6.17B'de TM mod faz açısı farklarını göstermektedir. Profil-1'deki gibi Profil-2'de de hidrotermal sistemin bileşenlerinin bulunduğu zon olan MT-29 noktasının güneyinde hata payları 10° altındadır. Bu noktanın kuzeyindeki düşük frekanslardaki hata paylarının yüksekliği ise yine üç boyutlu etkilerdir. TE ve TM modun farklı hassasiyetleri Profil-2'de de görülmektedir. TE mod iletken ve derin yapılarda iyi bir şekilde modellemiş iken, TM mod ise sahanın kuzeyindeki sık ve dirençli yapılarda iyi sonuçlar ortaya koymuştur.



Şekil 6.17 : 2-B modelleme sonucunda Profil-2 faz açısı farkları. TE mod faz açısı farkları A); TM mod faz açısı farkları B).

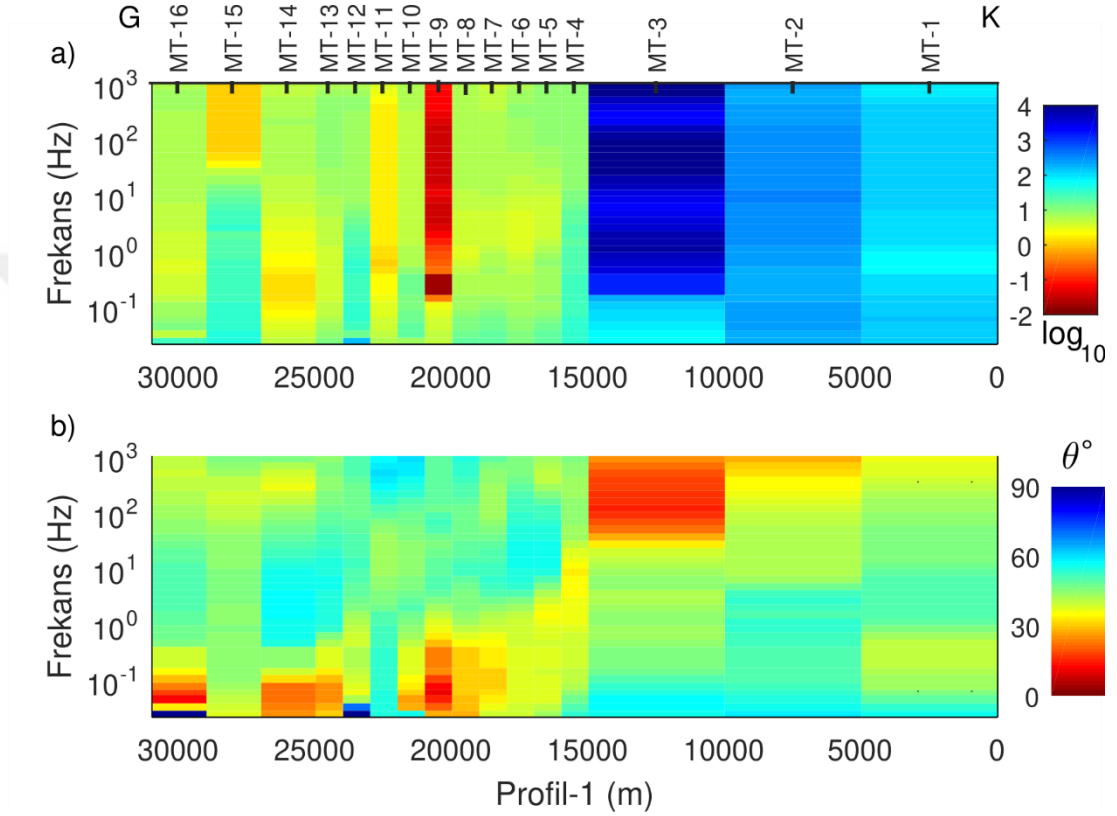
6.4. Empedans Tensörü Sonuçları

Empedans tensörü bilgisinden hareketle her bir MT noktasında görünür öz direnç, faz açısı ve indüksiyon vektör değerleri bu bölümde ele alınacak ve yeraltı yapısının iletkenlik durumu, kontak/fay yapıları, yön bağımlılık etkileri ve galvanik bozunum hakkında değerlendirmeler yapılacaktır. Empedans tensöründen elde edilen skew boyutluluk analizi ile de çalışma sahasındaki yapıların boyutları değerlendirilecektir.

6.4.1. Görünür öz direnç, faz açısı ve indüksiyon vektör değerleri

Şekil 6.18 ve Şekil 6.19, sırasıyla TE ve TM mod görünür öz direnç ve faz açısının Profil-1 boyunca derinlikle beraber değişimini göstermektedir. Şekil 6.6’da görüleceği üzere Profil-1’in ilk üç noktası (MT-1, MT-2, MT3) Kestanbol granodiyoritik plütunu üzerinde ve civarında alınmıştır. Silikat minerali içeren çoğu kayaç gibi granitik ve granodiyoritik kayaçlarda yüksek öz direnç göstermektedir (Shankland ve Ander,

1983) ve kayaçlar sıcak olsa da akışkan ve kırıklı yapısı olmadığı sürece düşük özdirenç göstermezler (Zhang ve diğ., 2015). Bu noktadaki ölçümlerimizde de yüksek özdirençli ve düşük faz açılı yapılar Kestanbol granodiyoritik yapısını ortaya koymaktadır. Özellikle MT-3 noktası çok yüksek özdirenç değerlerine ulaşmaktadır. Bu üç noktanın maksimum nüfuz derinliklerine baktığımızda ortalama 35-40 km arasında yer almaktadır.

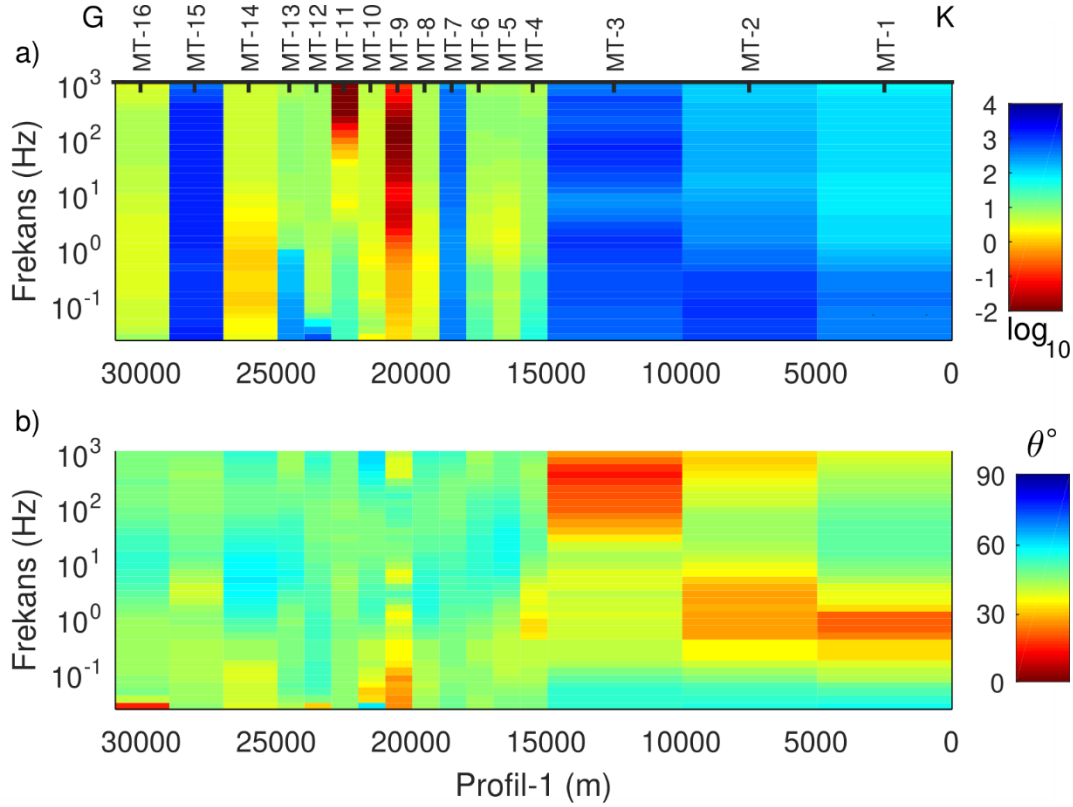


Şekil 6.18 : Profil-1 TE mod a) görünür özdirenç ve b) faz açısı kesiti.

Plütonunun güneyinde ve Plüton yapısına göre düşük özdirençli volkanikler açıkça görülmektedir. Sahanın kuzeyindeki Plüton yapısından farklı olarak bu düşük özdirençli yapıların nüfuz derinliği ortalama 10 km'dir. Bu göreceli düşük özdirençli yapılar hidrotermal sistemin örtü kayaçlarını ve rezervuar zonlarını işaret etmektedir.

Şekil 6.18 ve Şekil 6.19'da görüldüğü gibi MT-9 noktası aslında her iki modda da yüksek ve orta frekansta oldukça düşük özdirenç değerleri göstermektedir. Düşük özdirenç değerinin düşük frekanslara kadar devam etmesi ve faz açısının çok yüksek değerlere ulaşması düşey akım kanallanmasına sebep olacak şekilde düşey akışkanlı ya da altere olmuş fayı ya da üç boyutlu durumları işaret etmektedir (Hurst ve diğ., 2015; Oskooi ve diğ., 2005; Unsworth ve diğ., 1997). Aslında bu nokta Şekil 6.11'deki

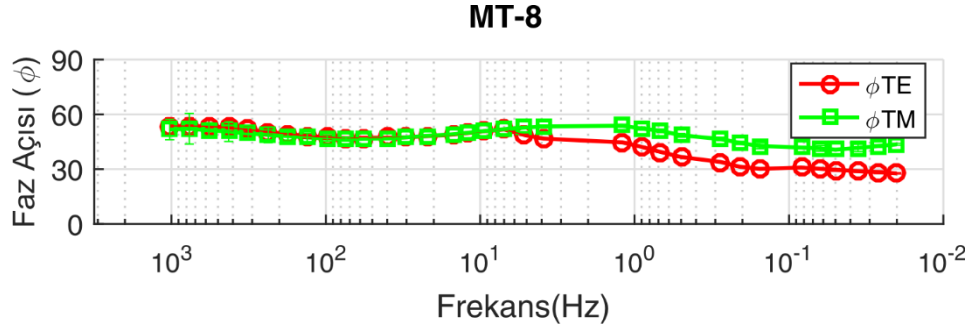
2-B modelleme ile tespit ettiğimiz antitetik makaslama zonu fayının yüzeydeki en yakın izi olduğu düşünüldüğünde altere olmuş fayı işaret ettiği görülmektedir. Ayrıca MT-9 noktası saha gözlemlerimizde sıcak su çıkışı ve silisleşmenin görüldüğü alana en yakın noktadır.



Şekil 6.19 : Profil-1 TM mod a) görünür öz direnç ve b) faz açısı kesiti.

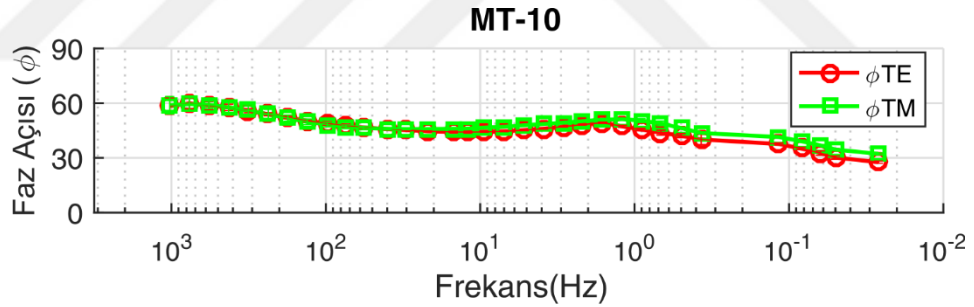
Elde edilen MT empedans tensörü verilerinin tüm veri-işlem aşamaları sonucunda her bir noktadaki görünür öz direnç, faz açısı ve indüksiyon vektörleri Profil-1 için Şekil G.1'den Şekil G.16'ya, Profil-2 için Şekil G.17'den Şekil G.32'ye kadar gösterilmektedir. MT-9 noktası civarında altere fay olduğu düşünülürse civar noktalarındaki özellikle faz açısı değişiminin iyi irdelemesi gerekmektedir. Çünkü böyle düşey süreksizliği oluşturan fayların civarındaki diğer noktalarda faz açısı ayrımı gözlemlenmelidir (Simpson ve Bahr, 2005, s.110). Faz ayrımının başlıca nedenleri yanal iletkenlik kontrastı, fay ve benzeri kontak yapılarıdır (Kellett ve diğ., 1992). Örnek olarak gösterecek olursak, Şekil 6.20, MT-9 noktasının kuzeyindeki komşu noktası olan MT-8 noktasının faz açısındaki ayrımı göstermektedir. Yaklaşık 3 Hz'de ayrım gösteren bu noktanın daha kuzeyindeki MT-5, MT-6 ve MT-7 noktalarında da benzer faz açısı ayrımı görülmektedir (Şekil G.5, Şekil G.6, Şekil G.7).

Bu noktalarda faz açısının ayırım gösterdiği frekanslarda indüksiyon vektör değerleri de artmaktadır. İndüksiyon vektör değerleri de yanal süreksizliğin olduğu ortamda önemli sonuçlar ortaya koymaktadır. Çünkü bu değerlerin hızlı bir şekilde artışı yatay iletkenlik değişimi olması durumunda belirgin hal almaktadır.



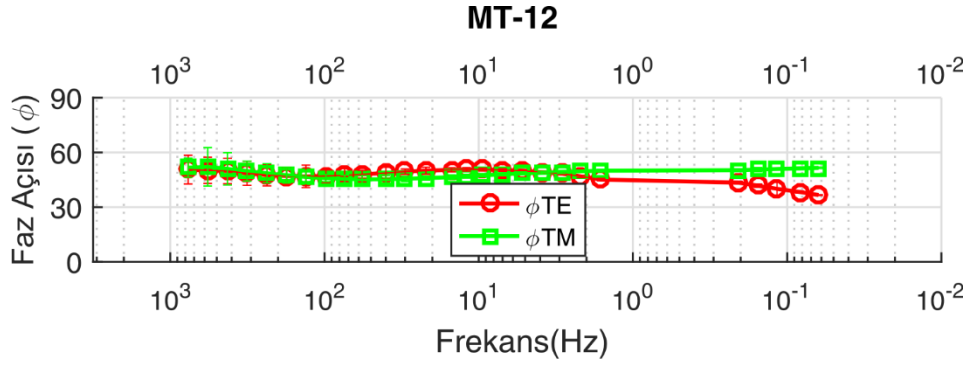
Şekil 6.20 : MT-8 noktasında gözlemlenen faz açısı ayırımı.

Şekil 6.21, MT-9 noktasının güneyindeki komşu noktası olan MT-10 noktasının faz açısını göstermektedir. MT-10 noktası olası fay yapısına yakın olmasından dolayı faz ayırımı pek gözlemlenmemiştir. Çünkü fay ya da kontak yapısına yakın noktalarda faz ayırımının etkisi pek görülmez (Simpson ve Bahr, 2005, s. 110).



Şekil 6.21 : Fay/Kontak yapısına yakın MT-10 noktasında gözlemlenemeyen faz açısı ayırımı.

Ancak Şekil 6.22’de görüleceği üzere MT-12 noktasının faz açısı yaklaşık 0.5 Hz’de ayırım göstermektedir. MT-13, MT-14, MT-15 ve MT-16 noktalarında da 0.3-0.8 Hz arasında faz açısı ayırımı gözlemlenmiştir (Şekil G.13, Şekil G.14, Şekil G.15, Şekil G.16). MT-11 noktasının yön bağımlılık etkilerinden dolayı faz açısında değişken bir şekilde değişim gözlemlenmektedir (Şekil G.11).

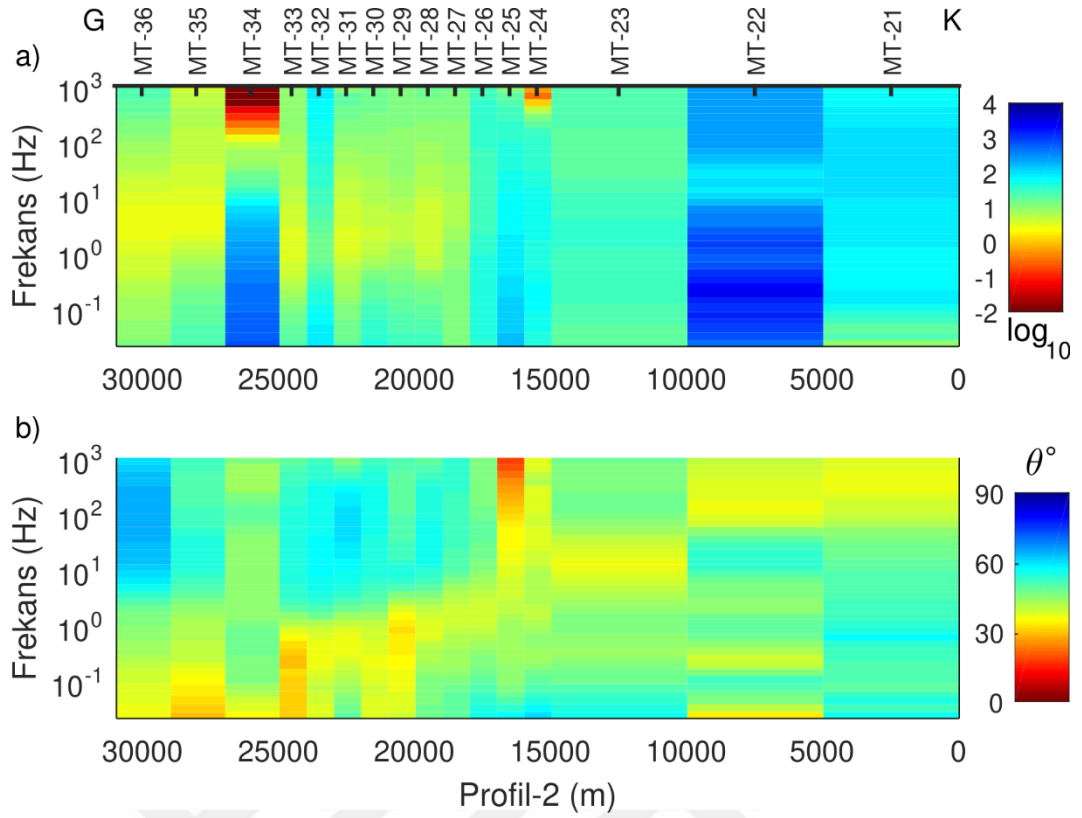


Şekil 6.22 : MT-12 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.

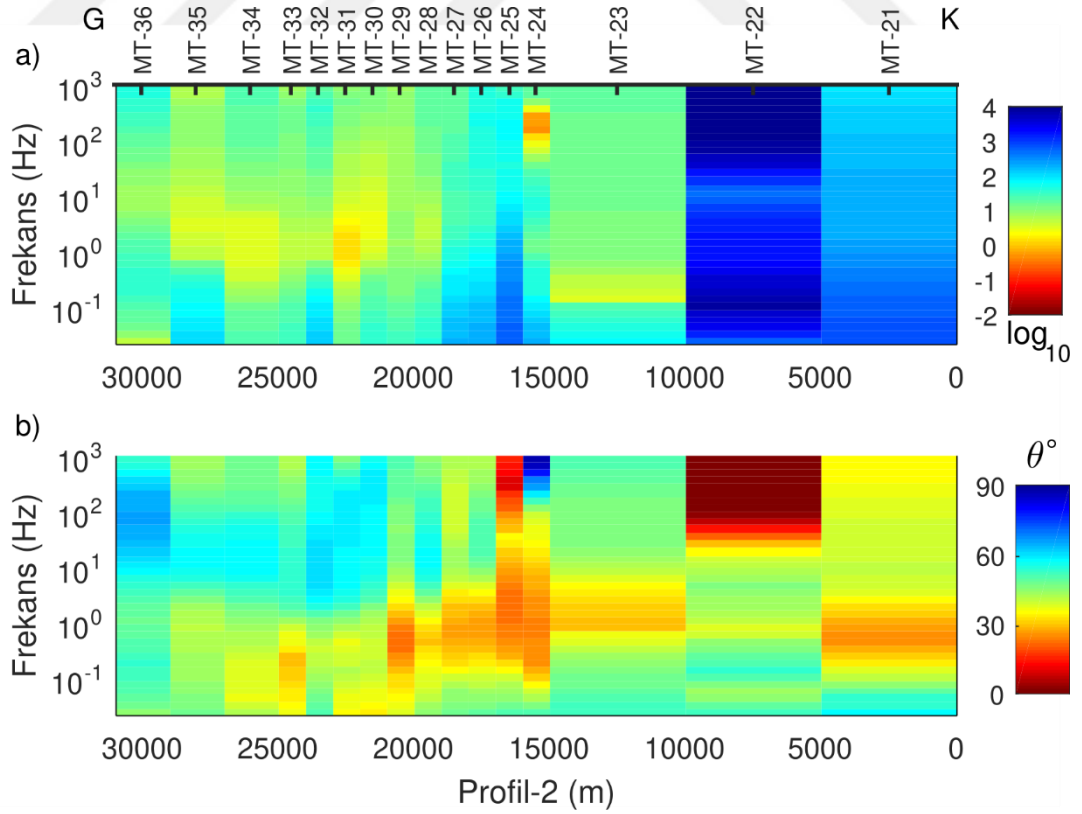
MT-9 noktasının kuzeyindeki noktalarda faz açısı ayrımı belirgin bir şekilde iken, güneyindeki noktalarda belirginliği azalmaktadır. Bu durum olası bu noktanın güney kısmının çeşitli daykların kesildiği, karmaşık bir yapıda olduğu, kuzeyinin ise bir boyutlu yapıya daha yakın olduğunu göstermektedir.

Profil-1’de düşük öz direnç bölgesinde tabanındaki düşük frekanslarda yer yer yüksek öz dirençli yer yer düşük öz dirençli yapılar görülmektedir. Bu yapıların göreceli olarak daha iletken olan metamorfik yapıları kesen dirençli granitik plüton etkilerinden oluşmaktadır.

Şekil 6.23 ve Şekil 6.24 sırasıyla TE ve TM mod görünür öz direnç ve faz açısının Profil-2 boyunca derinlikle beraber değişimini göstermektedir. Profil-1’de gözlenen sahanın kuzeyindeki yüksek öz dirençli ve düşük faz açılı değerler Profil-2’de de görülmektedir. Göreceli olarak profilin kuzeyindeki bu yapılar tamamıyla Ayvacık volkaniklerini göstermektedir. Güneye doğru MT-28 noktasına kadar yüksek frekanslarda bu yüksek öz direnç ve düşük faz açısı değerleri devam etmektedir. MT-29 noktasından itibaren ise düşük öz direnç ve yüksek faz açılı değerler göstermekte ve profilin sonuna kadar devam etmektedir.

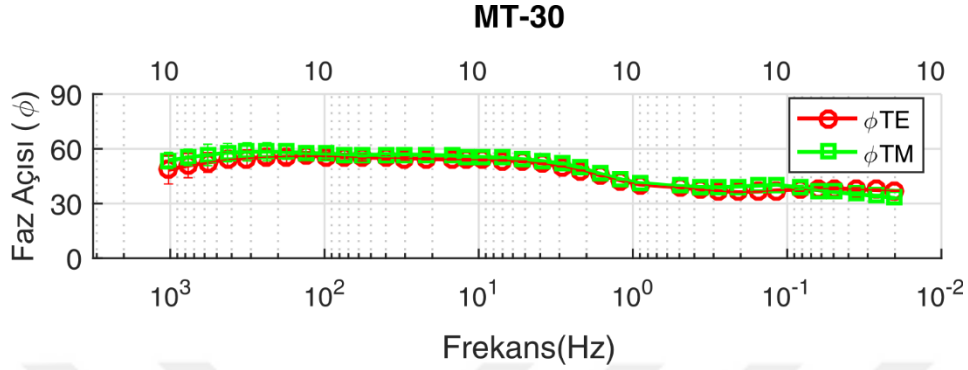


Şekil 6.23 : Profil-2 TE mod a) görünür öz direnç ve b) faz açısı kesiti.



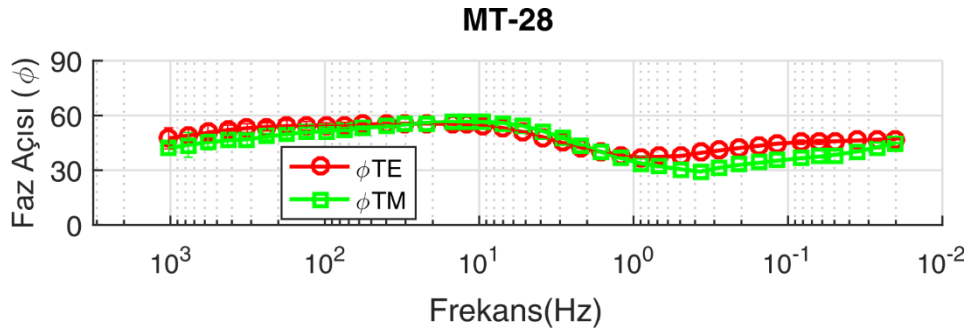
Şekil 6.24 : Profil-2 TM mod a) görünür öz direnç ve b) faz açısı kesiti.

Profil-1’de antitetik makaslama zonu işaret eden MT-9 noktasına yaklaşık paralel Profil-2’de MT-30 noktası bulunmaktadır. Bu noktada, MT-9 ve MT-10 noktası gibi faz ayrımı pek görülememektedir. Bu durum bu iki noktanın fay civarına çok yakın olmasından kaynaklanmaktadır.



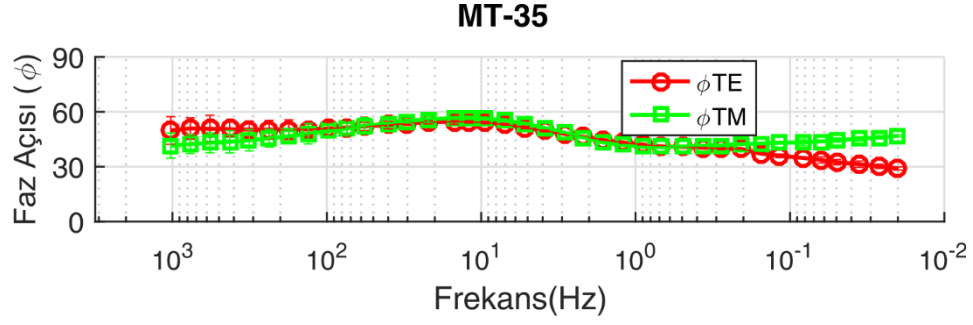
Şekil 6.25 : Fay/Kontak yapısına yakın MT-30 noktasında gözlemlenemeyen faz açısı ayrımı.

MT-30 noktasının yine kuzey ve güneylerindeki faz açısı, görünür öz direnç ve indüksiyon vektör değerlerinin değişimleri irdelendiğinde, örneğin Şekil 6.26’da görüleceği üzere kuzeyde yer alan MT-28 noktasında yaklaşık 1 Hz’de faz açısı ayrımı gözlemlenmektedir. Aynı ayrım kuzeydeki MT-25, MT-26 ve MT-27 noktasında 10 Hz civarında görülmektedir (Şekil G.21, Şekil G.22 ve Şekil G.23). Aynı frekanslarda indüksiyon vektör değerlerinde de yükselme görülmektedir.



Şekil 6.26 : MT-28 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.

MT-30’un güney noktalarına baktığımızda yine Profil-1 gibi faz ayrımı görülmektedir. Örneğin Şekil 6.27’de görüleceği üzere MT-35 noktasında yaklaşık 0.3 Hz’de faz açısı ayrımı gözlemlenmektedir. Bu ayrım MT-31 ve MT-32 noktalarında yaklaşık 2 Hz’de iken (Şekil G.27 ve Şekil G.28), MT-33, MT-3 ve MT-36 noktasında 0.1-0.4 Hz arasındadır (Şekil G.29, Şekil G.30 ve Şekil G.32).



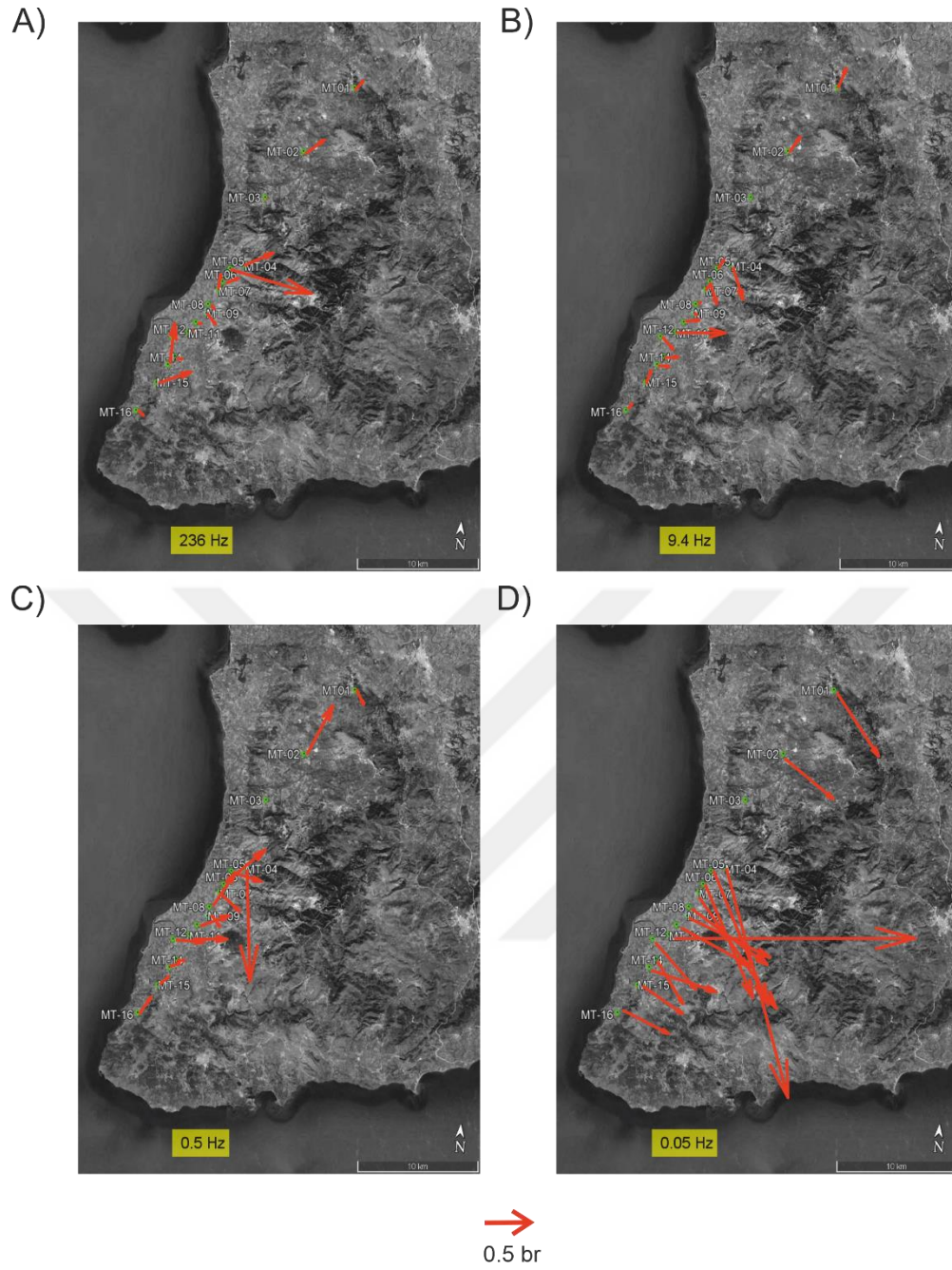
Şekil 6.27 : MT-35 noktasında gözlemlenen faz açısı ayrımı.

Profil-2'den güvenilir veri elde etmek Profil-1'e göre daha zor olmuştur çünkü çeşitli gürültülerden kaçarak uygun bir MT noktası bulmak özellikle Profilin kuzey birkaç noktasında neredeyse imkânsız olmaktaydı. Sahanın kuzeyinde elektrik üretimi sağlayan ve bunu yeraltından ileten rüzgâr tribünleri MT-22 ve MT-24 noktasındaki yüksek frekanslarda gürültülere sebep olmuştur (Şekil G.18 ve Şekil G.20).

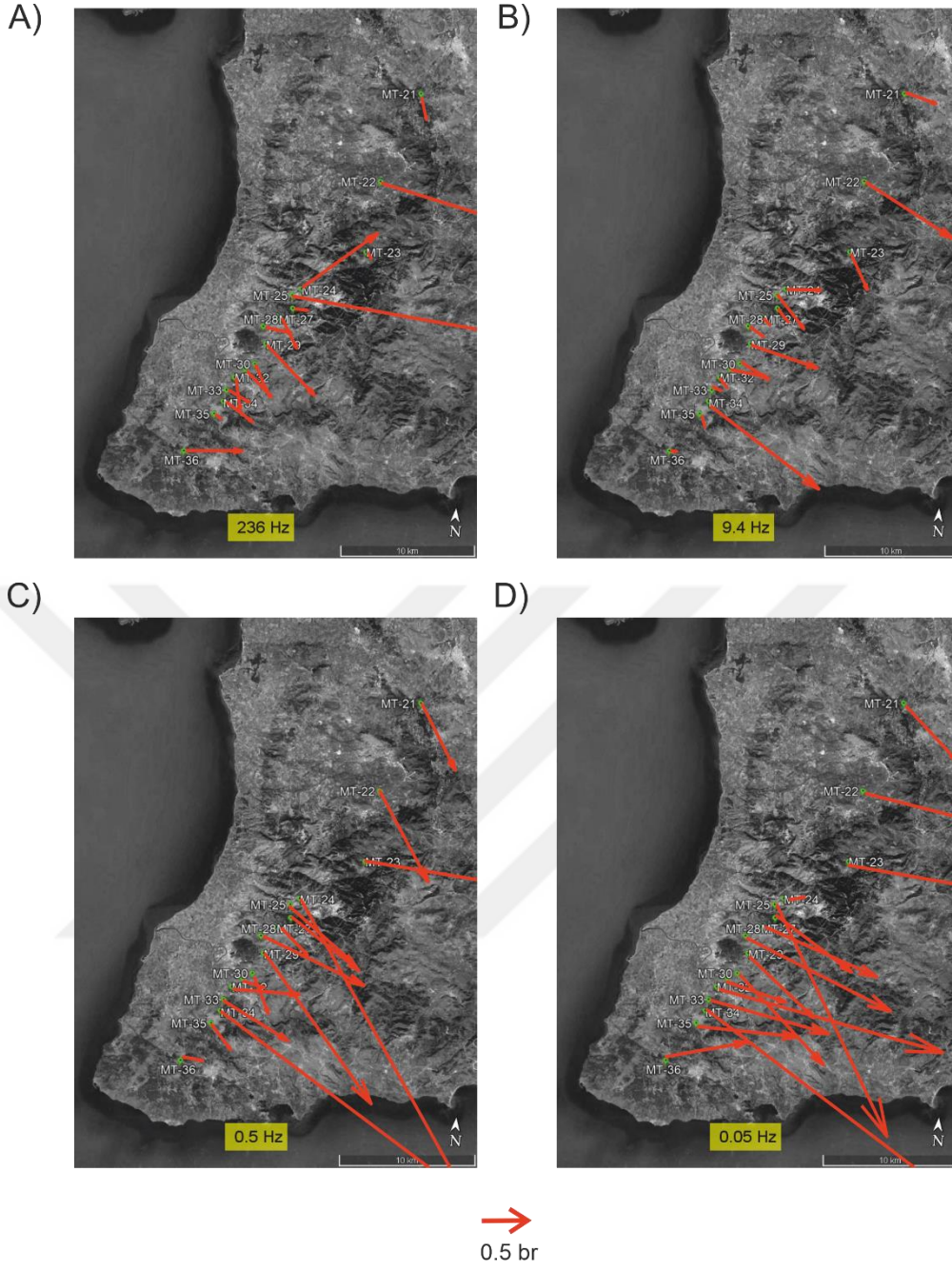
Genel olarak her iki profile baktığımızda derin yapılara kadar güvenilir bir şekilde öz direnç değişimini gösteren kesit TE modun faz açısı kesitleridir (Şekil 6.18b ve Şekil 6.23b). Bu kesitlere göre sahanın Kuzeyinde dirençli ve düşük faz açılı yapılar Kestanbol granodiyoritik plütonu, Plütonun güneyinde düşük öz dirençli ve yüksek faz açılı değerler rezervuar ve örtü kayacı, bu birimlerin tabanında yer yer dirençli granitik plüton sokulumu gösteren metamorfik temelleri göstermektedir. Ayrıca Profil-1'de işaret edilen MT-7 ve MT-9 noktası ve Profil-2'deki MT-29 ve MT-30 noktalarının gösterdiği fay zonları Şekil 6.11'deki modelleme sonucunda elde ettiğimiz fay yapıları ile uyumludur.

6.4.2. İndüksiyon vektörlerinin doğrultuları

Empedans tensöründen elde edilen bir diğer bilgi indüksiyon vektörlerinin doğrultusudur. İndüksiyon vektörlerinin doğrultusu sığdan derinlere doğru geçtikçe sığ etkileri bırakıp derin iletkenliklere doğru şiddetli bir şekilde yönelmektedir (Caldwell ve diğ., 2004). Şekil 6.28 ve Şekil 6.29 sırasıyla Profil-1 ve Profil-2'deki noktaların dört farklı frekansta indüksiyon vektörlerinin şiddetlerini ve doğrultularını harita düzlemi üzerinde göstermektedir. Her iki profilde de görüleceği üzere yüksek frekansları temsil eden sığ kesimlerde vektörlerin doğrultuları daha karmaşık bir halde görülürken, alçak frekanslarda derinlere doğru gittikçe vektörler bir kümelenme göstermektedir. İndüksiyon vektörlerinin bu doğrultularının fay zonları civarından doğru hizasına doğru odaklandığı görülmektedir



Şekil 6.28 : Profil-1 indüksiyon vektörlerinin harita düzlemi üzerinde doğrultuları;
A) 236 Hz, B) 9.4 Hz, C) 0.5 Hz, D) 0.05 Hz.

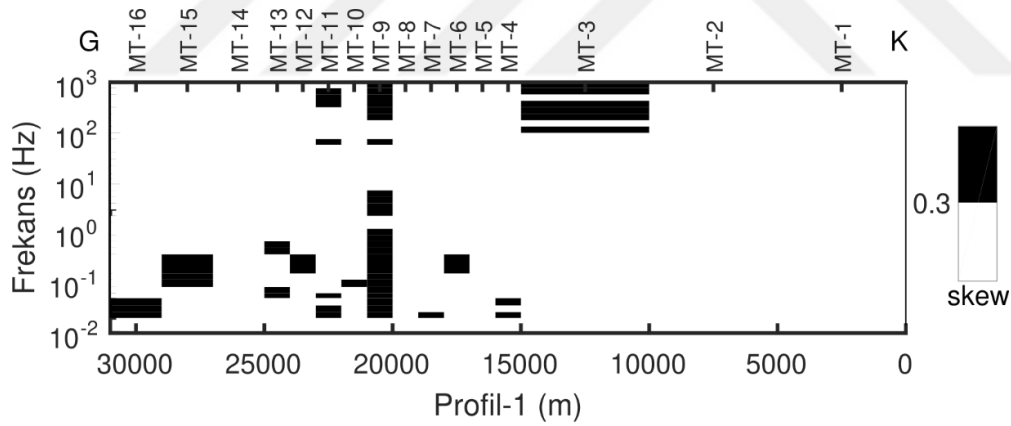


Şekil 6.29 : Profil-2 indüksiyon vektörlerinin harita düzlemi üzerinde doğrultuları;
A) 236 Hz, B) 9.4 Hz, C) 0.5 Hz, D) 0.05 Hz.

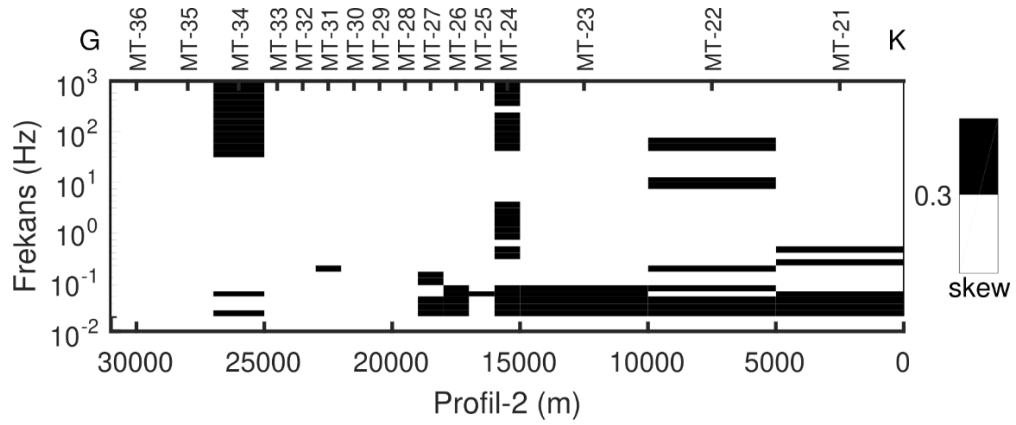
6.4.3. Skew boyutluluk analizi

Empedans tensöründen elde edilen ve çalışma sahasındaki yapıların boyutlarını ortaya koyan bir başka bilgi ise skew boyutluluk analizidir. Skew boyutluluk değerlerinin frekansa bağlı değişimi Profil-1 için Şekil 6.30'da, Profil-2 için Şekil 6.31'de gösterilmektedir. Değeri 0.3'ten küçük olan değerler bir ve iki boyutlu yapıları, büyük olan değerlerde ise üç boyutlu yapıların etkili olduğunu göstermektedir. Bu doğrultuda çalışma sahası genel olarak bir ve iki boyutlu olarak temsil edildiği görülmektedir.

Profil-1’de MT-3 noktasının sığıdaki yüksek değeri üç boyutlu etkilerden ziyade bozunumdan kaynaklıdır. Ayrıca fay zonu içerisinde yer alan MT-9 noktasında da üç boyutlu etkiler olduğu görülmektedir. Ancak skew değeri böyle kontak yapı civarlarında güvenilir sonuçlar oluşturamadığı düşünülürse bu değerlerin yanlış yorumlamaya sebep olabilmektedir. Profil-1’de genel olarak göze çarpan yaklaşık 1 Hz’den itibaren iki boyutlu yapıların etkisinden çıkıp üç boyutlu yapıların daha belirgin bir halde olmasıdır. Profil-2’de göze çarpan durum ise üç boyutlu yapıların MT-21, MT-22 ve MT-23 noktasının düşük frekanslarında görülmesidir. Sürekliliği olmayacak şekilde MT-24 noktasında ve yön bağımlılık etkileri olduğu düşünülen MT-34 noktasının yüksek frekanslarında da üç boyutlu yapı etkileri görülmektedir. Onun dışındaki noktaların frekanslarında bir ve iki boyutlu yapılar hâkimdir. Her ne kadar her iki profil de genel olarak bir ve iki boyutlu yapılardan oluşsa da profiller arasında bazı tutarsızlıklar söz konusudur. Örneğin Profil-1’de güneye doğru 1 Hz’den sonra üç boyutlu yapı etkileri görülse de Profil-2’de bu etkiler görülememektedir. Bu durum galvanik bozunumun etkisinde kalabilen skew açısından boyutluluk analizi yapmanın doğru olmayabileceğini göstermektedir.



Şekil 6.30 : Profil-1 skew boyutluluk değeri.



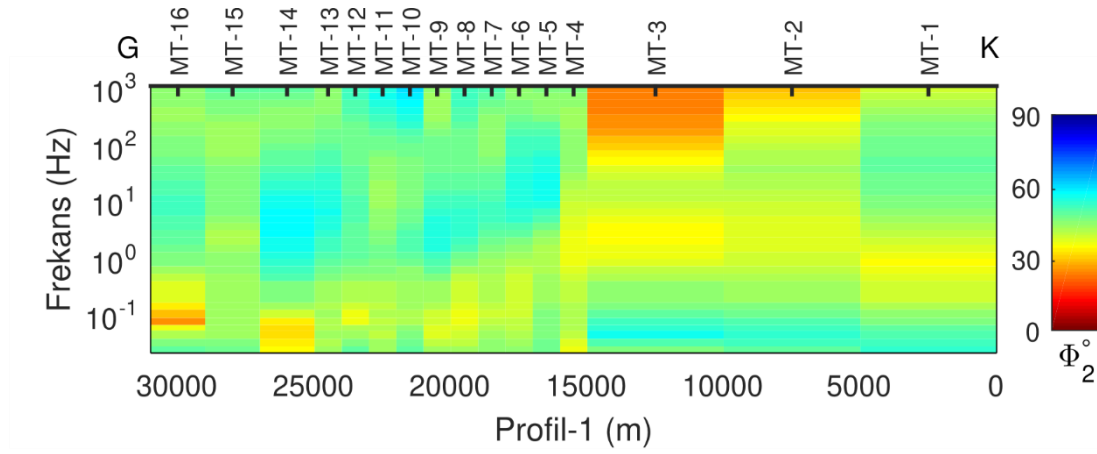
Şekil 6.31 : Profil-2 skew boyutluluk değerleri.

6.5. Faz Tensörü Sonuçları

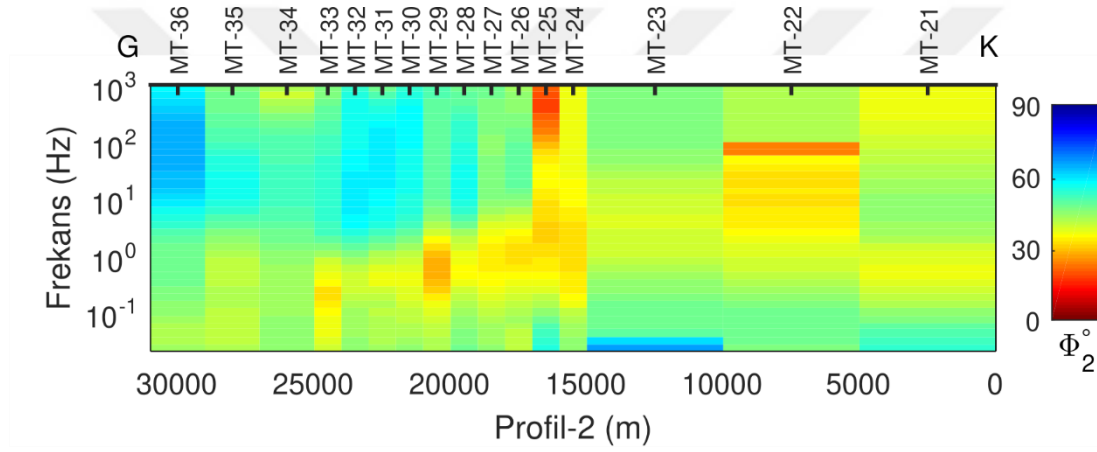
Bu bölümde faz tensörü bilgisinden hareketle empedans tensöründe görülebilen galvanik bozunumdan bağımsız iletkenlik değişimi irdelenecektir. Faz tensör elipslerinin doğrultuları ile iletken bölgeler değerlendirilirken, faz tensöründen elde edilen boyutluluk analizleri ile de çalışma sahasındaki yapıların boyut analizleri yapılacaktır.

6.5.1. Faz tensörü açıları

Şekil 6.32 ve Şekil 6.33 sırasıyla Profil-1 ve Profil-2 için bu faz tensörü açılarının geometrik ortalamasını ifade eden Φ_2 açısının profil boyunca derinlikle beraber değişimini göstermektedir. Her iki kesitin değişimi Şekil 6.18 ve Şekil 6.23'te gösterilen, sırasıyla Profil-1 ve Profil-2'nin empedans tensörü TE mod faz açıları ile benzer sonuçlar ortaya koymuştur; ancak faz tensörünün avantajı iletkenlik değişimini daha sade ve anlaşılabilir bir şekilde gösterebilmektedir. Her iki profilin faz tensörü açıları, TE mod faz açıları ile benzer şekilde yüksek öz dirençli ortamlarda düşük, düşük öz dirençli ortamlarda ise yüksektir; ancak tek bir fark, her iki profilde de görülen Plüton yapısının tabanındaki düşük öz direnci ifade eden yüksek faz tensörü açıları görülmesidir. Yaklaşık 0.1 Hz'de görülen bu iletkenlik yapısının nüfuz derinliği ortalama 15 km'ye denk gelmektedir. İlgili derinlikte tartışmaya konu olan bu iletkenliği sağlayabilecek yapı alt kabuk iletkenliği ya da metamorfik temeli kesen Plütonun tabandan kopmuş olabilmesidir. Plüton tabanının kristallenme süreci sonrası kopması metamorfiklerin kalmasına buda göreceli ve daha iletken yapıların yer almasını sağlayacaktır.

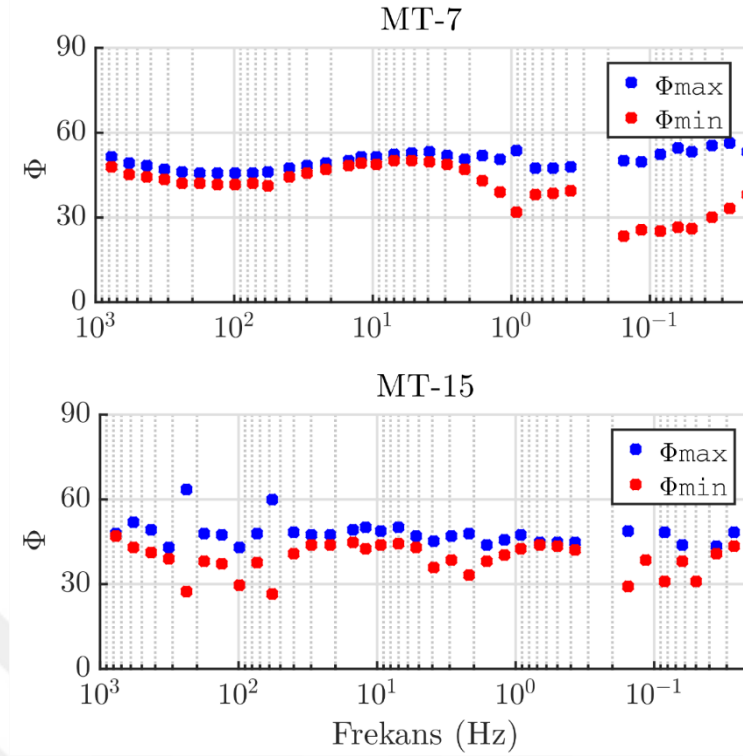


Şekil 6.32 : Profil-1 faz tensörü açısının (Φ_2) derinlikle değişimi.



Şekil 6.33 : Profil-2 faz tensörü açısının (Φ_2) derinlikle değişimi.

Elde edilen MT faz tensörü verilerinden her bir noktada majör ve minör eksen açılarının (Φ_{max} ve Φ_{min}) frekansa bağlı değişimi Profil-1 için Şekil H.1'den Şekil H.16'ya, Profil-2 için Şekil H.17'den Şekil H.32'ye kadar gösterilmektedir. Bu iki açının ayrımı baskın şekilde iletken bölgeleri işaret etmektedir (Caldwell ve diğ., 2004). Faz tensöründen elde edilen bilgilerin avantajı ise lokal heterojenik etkilere bağlı galvanik bozunumun etkisinde kalmadan iletkenlik değişimini gösterebilmesidir. Örneğin Şekil 6.9'da gösterildiği gibi statik kayma etkisinde olan MT-7 ve MT-15 noktasının Şekil 6.34'teki faz tensörü açlarına baktığımızda, statik kaymanın sebep olduğu durumlar görülememektedir. Bu açıdan bakıldığında faz tensörü, empedans tensörünün böyle bozunumundan bağımsız iletkenlik değişimini açıkça ortaya koymaktadır.

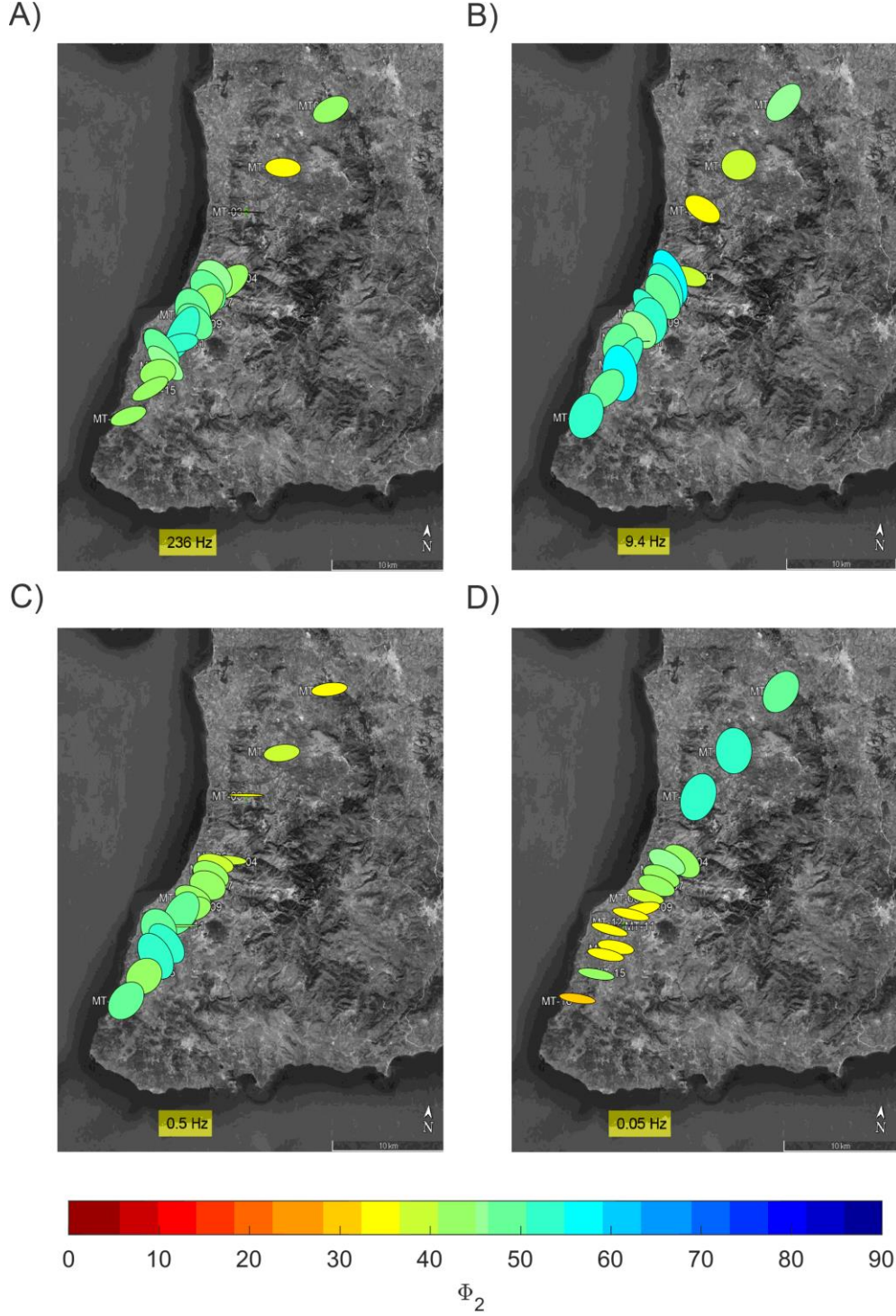


Şekil 6.34 : MT-7 ve MT-15 noktasının statik kaymadan bağımsız faz tensörü açıları.

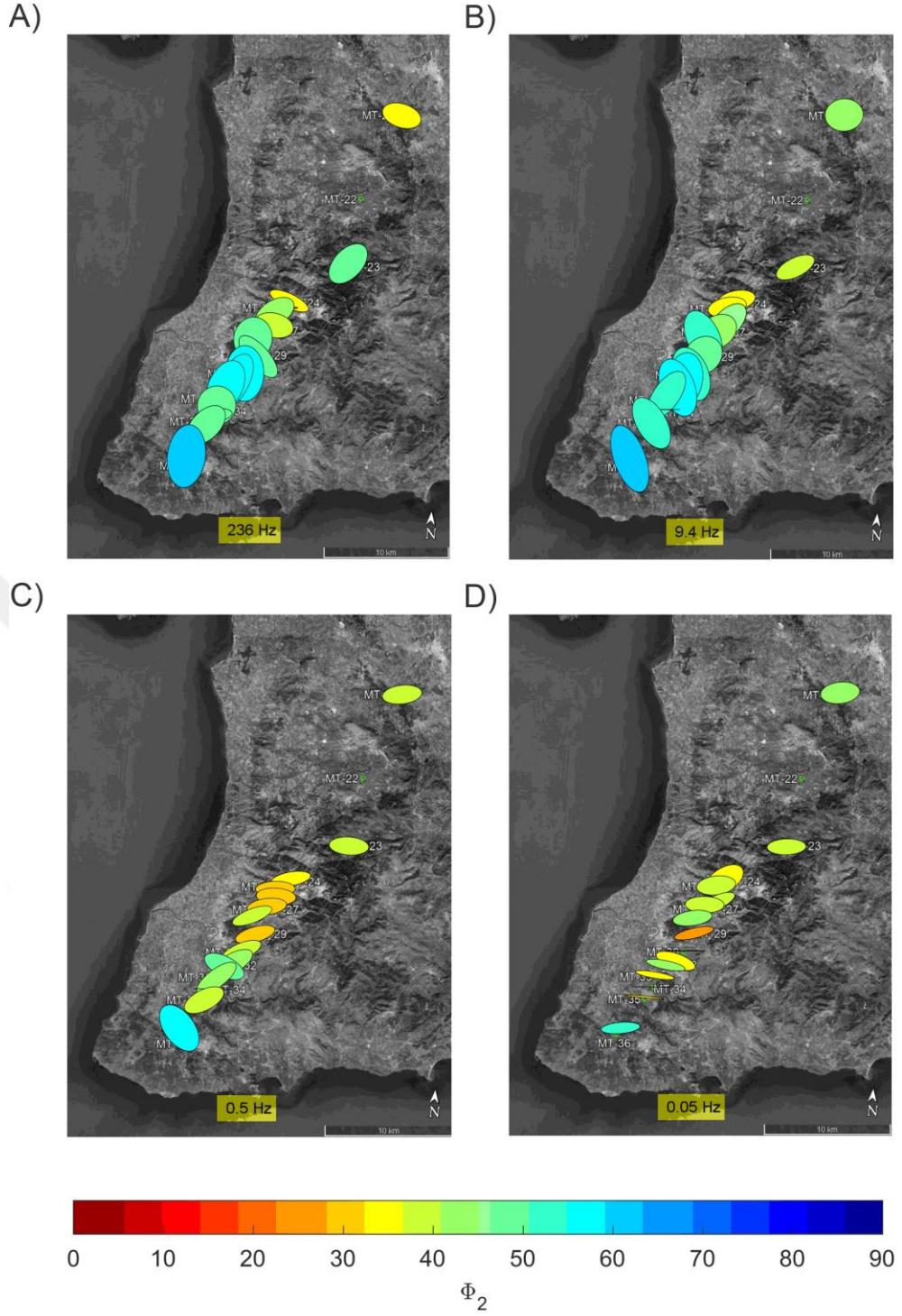
6.5.2. Faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımı

Faz tensöründen elde edilen bir başka bilgi, tensörlerin elips şeklinde gösterimidir. Şekil 6.35 ve Şekil 6.36, sırasıyla Profil-1 ve Profil-2'deki noktalarda dört farklı frekans için faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımını göstermektedir. Faz tensörü elipslerinin yarıçaplarına bakıldığında dirençli ortamlarda yarıçap küçük iken, iletken ortamlarda yarıçapın genişlediği görülmektedir. Elipslerin majör ekseni doğrultusu ise indüksiyon vektörlerinde ki gibi yer-elektrik doğrultusunu bir anlamda indüksiyon akım doğrultusunu işaret etmektedir. Faz tensörü elipslerin doğrultusu da indüksiyon vektörlerinkine benzerdir. Sığda genel olarak karışık halde doğrultular gösteren elipsler, derinlerde indüksiyon vektörleri gibi fay zone bölgesinde doğru hizasına doğru yönelmektedir. Aslında sığdaki doğrultular genellikle KKD-GGB şeklindedir. Bu doğrultu sıkışma rejiminden itibaren jeolojik yapıların doğrultusunu gösterdiği düşünülmektedir. Sığda bu doğrultular görülürken derinlerde yer-elektrik doğrultusu KB-GD doğrultusundadır. Çünkü her zaman yer elektrik doğrultusu jeolojik doğrultu ile aynı doğrultuda olmamakta, derin iletken yapılar söz konusu olduğunda doğrultularını değiştirmektedir (Niasari, 2016). Faz tensörü elipslerinin indüksiyon vektörlerinden biraz farklılık gösteren kısmı Profil-2'deki düşük frekanslarındadır. Bu

durum aslında üç boyutlu yapıların etkisini ortaya koymaktadır; çünkü üç boyutlu yapıların köşe etkilerinden dolayı indüksiyon vektörleri ile faz tensörü majör eksen yönleri küçük farklılıklar gösterebilmektedir (Caldwell ve diğ, 2004).



Şekil 6.35 : Profil-1 faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımı.

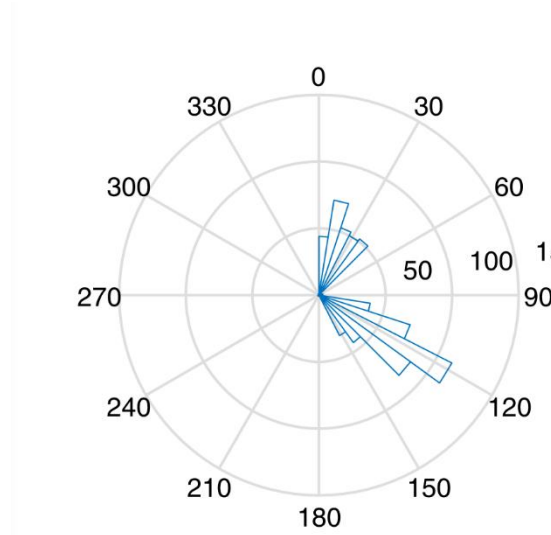


Şekil 6.36 : Profil-2 faz tensörü elipslerinin uzaysal dağılımı.

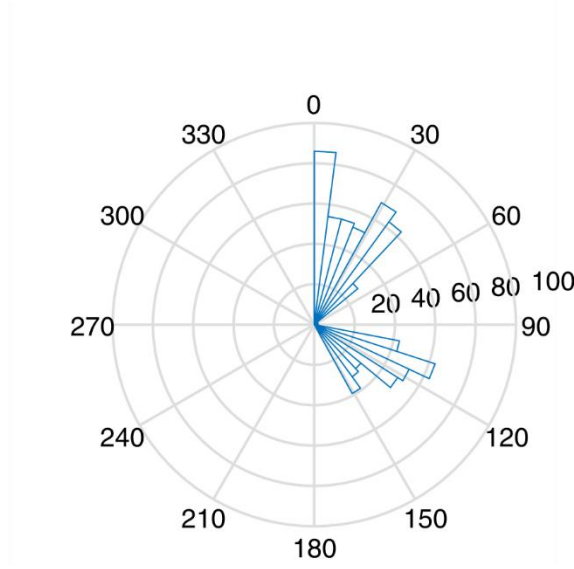
6.5.3. Faz tensörü yer-elektrik doğrultusu

Yer-elektrik doğrultuları genellikle ana faylar, yardımcı faylar ve jeolojik yapıların doğrultularını işaret etmektedir (Bahr, 1991) ve iki boyutlu modellenmeye geçmeden önce tensörlerin yer-elektrik doğrultusuna çevrilmesi gerekmektedir. Şekil 6.37, Profil-1 için, Şekil 6.38 ise Profil-2 için faz tensörü α açısı ile tespit edilen tüm

frekanslardaki yer-elektrik doğrultularını gül diyagramında göstermektedir. Profil-1’de majör iletkenlik yapıları KB-GD doğrultularında görülmekte iken ikincil iletken yapılar yaklaşık K-G doğrultudadır. Aslında bu doğrultular Şekil 6.28’deki empedans tensörü indüksiyon vektörleri ve Şekil 6.35’teki faz tensörleri elipsleri ile benzerdir. Yüksek frekanslarda yaklaşık K-G doğrultular ile KB-GD doğrultular karışık halde iken, düşük frekanslara doğru çoğu noktada KB-GD doğrultular görülmektedir. KB-GD doğrultunun daha fazla frekansta hâkim olması bu doğrultunun açılma rejimi sonrasında gelişen Tuzla fayını ve antitetik makaslama zonu faylarını işaret ettiği açıktır. İkincil iletkenlik doğrultusu ise yaklaşık K-G doğrultudadır. Bu doğrultuyu işaret eden ise sıkışma rejiminde gerçekleşen K-G uzanımlı doğrultu atımlı faylar ve Kestanbol plütonik sokulumun etkisiyle gelişen KKD-GGB jeolojik yapıların doğrultularıdır. Bu doğrultuda ki fayların en önemli örneği Şekil 6.6’da görüldüğü gibi Kestanbol fayıdır. Profil-2’de de benzer yer-elektrik doğrultu dağılımları görülmektedir. Öyleki Profil-2’nin Şekil 6.29’deki indüksiyon vektörleri ve Şekil 6.36’deki faz tensörleri elipslerinin doğrultuları da benzer şekildedir. Ancak K-G doğrultu gösteren frekans sayısı Profil-1’dekine göre daha fazladır. Her ne kadar Profil-2’de K-G doğrultular majör yapıları işaret etse de KB-GD yer-elektrik doğrultularına sahip frekansların sayısı da oldukça fazladır. Profil-1’deki gibi KB-GD doğrultu gösteren yer-elektrik doğrultuları fay zonlarını işaret etmektedir.



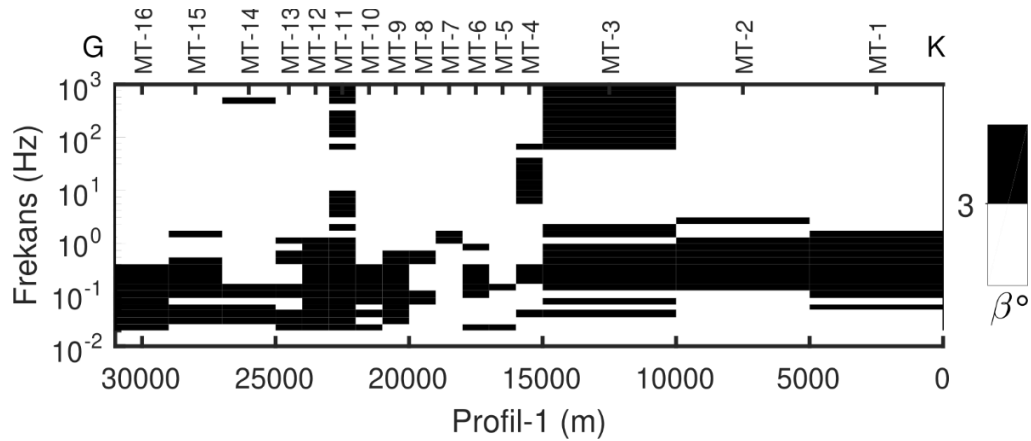
Şekil 6.37 : Profil-1 için tüm frekanslarda yer-elektrik doğrultusunu gösteren gül diyagramı.



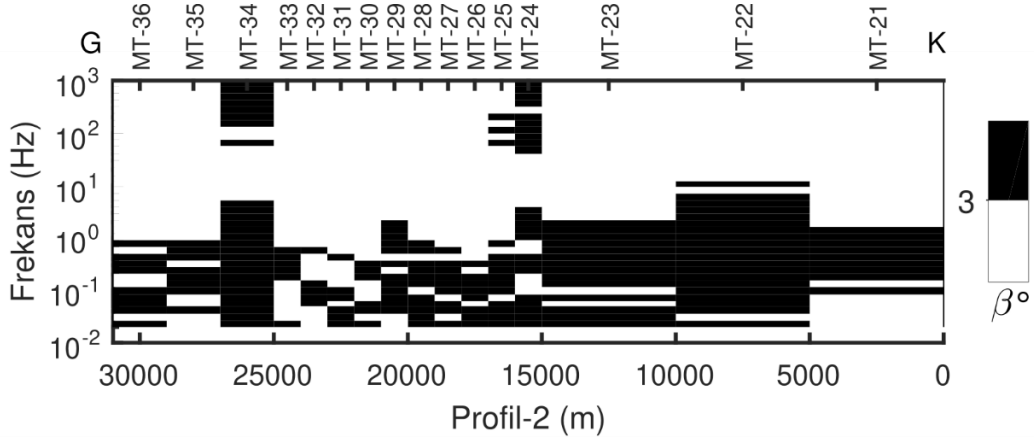
Şekil 6.38 : Profil-2 için tüm frekanslarda yer elektrik doğrultusunu gösteren gül diyagramı.

6.5.4. Faz tensörü boyutluluk analizi

Boyutluluk analizi empedans tensöründen elde edildiği gibi faz tensörünün β açısından da elde edilebilir. Faz tensörü β açısının frekansa bağlı değişimi Profil-1 için Şekil 6.39’da, Profil-2 için Şekil 6.40’te gösterilmektedir. 3°’den küçük değerler bir ve iki boyutlu yapıları 3°’den büyük değerler ise üç boyutlu yapıları işaret etmektedir. Her iki profilde de genel olarak 1 Hz’den itibaren üç boyutlu yapıların etkisi görülmektedir. 1 Hz’den daha yüksek frekanslarda ise bir ve iki boyutlu yapılar söz konusudur. MT-11 ve MT-34 noktasının yüksek frekanslarındaki yüksek aç değerleri yön bağımlılık etkilerinden dolayı doğru sonuç vermemiştir. Ayrıca Şekil 6.30’da gösterildiği gibi yüksek skew değeri gösteren MT-9 noktasında β değerleri yüksek değildir ve üç boyutlu etkiler göstermemektedir.



Şekil 6.39 : Profil-1 Beta boyutluluk açısı.



Şekil 6.40 : Profil-2 Beta boyutluluk açısı.

Faz tensörü boyutluluk analizi, empedans tensörüne göre özellikle düşük frekanslardaki üç boyutlu yapıların analizinde daha başarılı olmaktadır. Her iki profilde görüleceği üzere 1 Hz'teki derinliğe kadar bir ve iki boyutlu yapılar söz konusudur. Profillerin 4.noktalarından güneye doğru hidrotermal alanı gösteren bölgede, bir boyutlu yapıyı örtü kayaç yapısı ve rezervuar zon gösterirken, iki boyutlu yapıyı Tuzla fayı ve antitetik makaslama zonu fayı oluşturmaktadır. Yaklaşık 1 Hz'den itibaren gözlemlenen üç boyutlu yapılarda ise metamorfik temele sokulum gösteren ve ısıtıcı kayaç özelliği bulunan granitik plüton etkileri olduğu görülmektedir. Hidrotermal sistemin örtü kayacını, rezervuarını ve fay sistemini elde etmek için uyguladığımız bir ve iki boyutlu modelleme çalışmalarının yeterli olduğu görülmektedir. Daha derindeki ısıtıcı kayacı modellemek için üç boyutlu modelleme gerekmektedir.

7. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında uygulanan modelleme yaklaşımları çok önemli sonuçlar ortaya koymuştur. Bu sonuçlara göre; 1) PSO yöntemi ile uygulanan jeofizik modelleme çalışmaları sayesinde başlangıç modeline, türevlere ve doğrusallaştırmaya gerek kalmadan global minimuma ulaşılabilir. Model denklemi oldukça karmaşık ve doğrusal olmamasına rağmen PSO ile başarılı sonuçlar elde edilebilmektedir. 2) Pareto PSO yöntemi ile de jeofizik birleşik ters çözüm modelleme çalışmaları başarılı bir şekilde uygulanabilecektir. Veri seti sayısına ve verilerin hassasiyetlerine bakılmaksızın farklı türden verilerin modellenmesi sonucunda hem verilerin bireysel hem de ortak sonuçları ayrı ayrı elde edilebilmektedir. 3) Pareto optimalite yaklaşımı ile birleşik ters çözümde uygulanan ağırlıklandırmaya ve hata paylarının toplamına gerek kalmamaktadır. 4) Pareto PSO yönteminin mühendislik sismolojisi çalışmalarında kullanılmak üzere makaslama dalgası için kayda değer ve kullanışlı bir arama uzayı tanımlanmıştır. 5) Pareto optimalite yaklaşımında Pareto cephesinin dağılımı sadece iyi tanımlanmış parametre arama uzayı ile ilgili değil ayrıca çözümdeki tekiliği de ortaya koymaktadır. 6) Manyetotellürik faz tensörü verileri empedans tensörüne göre daha güvenilir veriler sağlamaktadır. Faz tensörü verilerinin PSO ve Pareto PSO ile modellenmesi de güvenilir verinin sağlam bir şekilde modellenmesine imkân sağlamaktadır. 7) Manyetotellürik verilerinin PSO ile 1-B modelleme sonuçları iki boyutlu modelleme öncesinde önemli ön bilgiler oluşturmakta ve hidrotermal sistemin örtü kayaç yapısını başarılı bir şekilde ortaya koymaktadır. 8) Manyetotellürik 2-B modellemede farklı hassasiyetleri olan modların Pareto PSO ile birleşik ters çözümü modların hem bağımsız hem de ortak çözümlerini ağırlıklandırma kullanılmadan elde edilmesine imkân sağlamaktadır. Pareto PSO ile uygulanan 2-B modelleme ile hidrotermal sistemlerin fay/kontak yapıları güvenilir bir şekilde elde edilebilmektedir. 9) Manyetotellürik verilerinin PSO ve Pareto PSO ile modellenmesi hidrotermal sistemlerin bileşenlerini ve karakteristik yapılarını ortaya koymada oldukça başarılıdır; 10) PSO yöntemi kendisi gibi global optimizasyon yöntemlerinden biri olan genetik algoritmaya göre daha hızlı bir şekilde yakınsamaktadır; 11) Yüksek hesaplamalı bilgisayarlar sayesinde PSO gibi meta sezgisel algoritmalar ve son

yıllarda kullanımı artan yapay zekâ uygulamaları karmaşık yapıların modellenmesinde daha çok kullanılacağı öngörülmektedir.



KAYNAKLAR

- Aizawa, K., Ogawa, Y., & Ishido, T.** (2009). Groundwater flow and hydrothermal systems within volcanic edifices: Delineation by electric self-potential and magnetotellurics. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 114(1), 1–12.
- Akal, C.** (2013). Coeval Shoshonitic-ultrapotassic dyke emplacements within the Kestanol Pluton, Ezine - Biga Peninsula (NW Anatolia). *Turkish Journal of Earth Sciences*, 22(2), 220–238.
- Akca, I., Günther, T., Müller-Petke, M., Başokur, A. T., & Yaramanci, U.** (2014). Joint parameter estimation from magnetic resonance and vertical electric soundings using a multi-objective genetic algorithm. *Geophysical Prospecting*, 62(2), 364–376.
- Akkuş, İ., Akıllı, H., Ceyhan, S., Dilemre, A., & Tekin, Z.** (2005). Türkiye Jeotermal Kaynakları Envanteri, *MTA Genel Müdürlüğü Yayınları*, Envanter Serisi-201 Ankara.
- Aldanmaz, E., Pearce, J. ., Thirlwall, M. ., & Mitchell, J.** (2000). Petrogenetic evolution of late Cenozoic, post-collision volcanism in western Anatolia, Turkey. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 102(1–2), 67–95.
- Altunkaynak, Ş., & Genç, C.** (2008). Petrogenesis and time-progressive evolution of the Cenozoic continental volcanism in the Biga Peninsula, NW Anatolia (Turkey). *Lithos*, 102(1–2), 316–340.
- Altunkaynak, Şafak, Dilek, Y., Genç, C. Ş., Sunal, G., Gertisser, R., Furnes, H., & Yang, J.** (2012). Spatial, temporal and geochemical evolution of Oligo-Miocene granitoid magmatism in western Anatolia, Turkey. *Gondwana Research*, 21(4), 961–986.
- Ammon, C. J., Velasco, A. A., & Lay, T.** (1993). Rapid estimation of rupture directivity: Application to the 1992 Landers (MS = 7.4) and Cape Mendocino (MS = 7.2), California earthquakes. *Geophysical Research Letters*, 20(2), 97–100.
- Aprea, C., Booker, J. R., & Smith, J. T.** (1997). The forward problem of electromagnetic induction: accurate finite-difference approximations for two-dimensional discrete boundaries with arbitrary geometry. *Geophysical Journal International*, (129), 29–40.
- Arai, H., & Tokimatsu, K.** (2005). S-wave velocity profiling by joint inversion of microtremor dispersion curve and horizontal-to-vertical (H/V) spectrum. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 95(5), 1766–1778.

- Arango, C., Marcuello, A., Ledo, J., & Queralt, P.** (2009). 3D magnetotelluric characterization of the geothermal anomaly in the Lluçmajor aquifer system (Majorca, Spain). *Journal of Applied Geophysics*, 68(4), 479–488.
- Arnason, K., Eysteinsson, H., & Hersir, G. P.** (2010). Joint 1D inversion of TEM and MT data and 3D inversion of MT data in the Hengill area, SW Iceland. *Geothermics*, 39(1), 13–34.
- Aslan, Z., Erdem, D., Temizel, İ., & Arslan, M.** (2017). SHRIMP U–Pb zircon ages and whole-rock geochemistry for the Şapçı volcanic rocks, Biga Peninsula, Northwest Turkey: implications for pre-eruption crystallization conditions and source characteristics. *International Geology Review*, 59(14), 1764–1785.
- Baba, A., Demir, M. M., Koç, G. A., & Tuğcu, C.** (2015). Hydrogeological properties of hyper-saline geothermal brine and application of inhibiting siliceous scale via pH modification. *Geothermics*, 53, 406–412.
- Baba, A., Yuce, G., Deniz, O., & Ugurluoglu, D. Y.** (2009). Hydrochemical and isotopic composition of tuzla geothermal field (Canakkale-Turkey) and its environmental impacts. *Environmental Forensics*, 10(2), 144–161.
- Bahr, K.** (1988). Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. *J. Geophys.*, 62(1), 119–127.
- Bahr, K.** (1991). Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 66(1–2), 24–38.
- Bahr, K.** (2007). Galvanic Distortion. İçinde *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism* (ss. 277–278).
- Bannister, S., & Melhuish, A.** (1997). Seismic scattering and reverberation, Kaingaroa plateau, Taupo Volcanic Zone, New Zealand. *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, 40(3), 375–381.
- Başokur, A. T.** (2012). Jeotermal Aramalarda Manyetotellürik Yöntem. *Türkiye’de Jeotermal Kaynaklar Arama ve Uygulamalar Sempozyumu*, 1–5.
- Baumgartner, U., Magele, C., Magele, C., Renhart, W., & Renhart, W.** (2004). Pareto Optimality and Particle Swarm Optimization. *Test*, 40(2), 1172–1175.
- Beccaleto, L.** (2003). *Geology , correlations , and geodynamic evolution of the Biga Peninsula (NW Turkey)*. Geologie appliquee. Universite de Lausanne, PhD Thesis, <tel-00011751> 2003.
- Bedrosian, P. A., Unsworth, M. J., Egbert, G. D., & Thurber, C. H.** (2004). Geophysical images of the creeping segment of the San Andreas fault: Implications for the role of crustal fluids in the earthquake process. *Tectonophysics*, 385(1–4), 137–158.

- Bekler, T., & Demirci, A.** (2018). Preliminary Observations and Assessment of Çanakkale-Ayvacık Earthquake Activity. İçinde *Çanakkale Onsekiz Mart University, Journal of Graduate School of Natural and Applied Sciences* (C. 1
- Bellman, R. E., & Zadeh, L. A.** (1970). Decision-Making in a Fuzzy Environment. *Management Science*, 17(4), B-141-B-164.
- Berdichevsky, Mark N., & Dmitriev, V. I.** (1976). Distortion of Magnetic and Electrical Fields By Near-Surface Lateral Inhomogeneities. İçinde *Acta Deodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. Tomus* (C. 11).
- Berdichevsky, M. N., Vanyan, L. L., & Dmitriev, V. I.** (1989). Methods used in the U.S.S.R. to reduce near-surface inhomogeneity effects on deep magnetotelluric sounding. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 53(3-4), 194-206.
- Berdichevsky, M N, Dmitriev, V. I., & Pozdnjakova, E. E.** (1998). On two-dimensional interpretation of magnetotelluric soundings. İçinde *Geophys. J. Int* (C. 133).
- Booker, J. R.** (2014). The Magnetotelluric Phase Tensor: A Critical Review. *Surveys in Geophysics*, C. 35, ss. 7-40. <https://doi.org/10.1007/s10712-013-9234-2>
- Boore, D. M., & Nafi Toksöz, M.** (1969). Rayleigh wave particle motion and crustal structure. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 59(1), 331-346.
- Borah, U. K., Patro, P. K., & Suresh, V.** (2015). Processing of noisy magnetotelluric time series from Koyna-Warna seismic region , India : a systematic approach. *Annals of Geophysics*, 58(2), 1-17.
- Bostick, F.** (1977). A simple almost exact method of MT analysis. *Workshop on electrical methods in geothermal exploration, U.S. Geological Survey, Contract No 14080001-8-359*, 174-183.
- Bozkurtoğlu, E.** (2003). *Çanakkale-Tuzla Yöresi Volkanik Kayaçlarında Süreksizliklerin Ayırışma-Alterasyon Olaylarına Etkisinin Araştırılması*. İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- Brewitt-Taylor, C. R., & Weaver, J. T.** (1976). On the finite difference solution of two-dimensional induction problems. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 47(2), 375-396.
- Buttkus, B.** (2000). *Spectral Analysis and Filter Theory in Applied Geophysics*. Springer Science & Business Media, 2012
- Cagniard, L.** (1953). Basic Theory of the Magnetotelluric Method of Geophysical Prospecting. *Geophysics*, 18, 605-635.
- Caldwell, T. G., Bibby, H. M., & Brown, C.** (2004). The magnetotelluric phase tensor. *Geophysical Journal International*, 158(2), 457-469.

- Carlisle, A., Carlisle, A., & Dozier, G.** (2001). An off-the-shelf pso. *Proceeding of workshop on particle swarm optimization*. Indianapolis, USA.
- Chave, A. D., & Jones, A. G.** (2012). *The Magnetotelluric Method Theory and Practice*. Cambridge University Press, 2012.
- Chong, E. K. P., & Zak, S. H.** (2011). *An Introduction to Optimization: Third Edition*. Wiley Series in Discrete Mathematics and Optimization; 3rd edition.
- Clerc, M.** (1999). The swarm and the queen: Towards a deterministic and adaptive particle swarm optimization. *Proceedings of the 1999 Congress on Evolutionary Computation*.
- Clerc, M., & Kennedy, J.** (2002). The particle swarm-explosion, stability, and convergence in a multidimensional complex space. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, 6(1), 58–73.
- Clerk-Maxwell, J.** (1861). On Physical Lines of Forces - Maxwell. *Philosophical Magazine*.
- Coello, C. a C., Pulido, G. T., & Lechuga, M. S.** (2004). Handling multiple objectives with particle swarm optimization. *Evolutionary Computation, IEEE Transactions on*, 8(3), 256–279.
- Coello Coello, C. a., & Reyes-Sierra, M.** (2006). Multi-Objective Particle Swarm Optimizers: A Survey of the State-of-the-Art. *International Journal of Computational Intelligence Research*, 2(3), 287–308.
- Constable, C.** (2016). Earth's Electromagnetic Environment. *Surveys in Geophysics*, C. 37, ss. 27–45.
- Constable, S. C., Parker, R. L., & Constable, C. G.** (1987). Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data. *Geophysics*, 52 (3), 289-300.
- Cumming, W.** (2009). Geothermal resource conceptual models using surface exploration data. In: *proceedings, 34th workshop on geothermal reservoir engineering*, Stanford University.
- Cumming, W., & Mackie, R.** (2010). Resistivity Imaging of Geothermal Resources Using 1D, 2D and 3D MT Inversion and TDEM Static Shift Correction Illustrated by a Glass Mountain Case History. *Proceedings World Geothermal Congress 2010*, (April), 1–10.
- d' Erceville, I., & Kunetz, G.** (1962). The effect of a fault on the Earth's natural electromagnetic field. *Geophysics*, 27(5), 651–665.
- Dal Moro, G.** (2010). Insights on surface wave dispersion and HVSR: Joint analysis via Pareto optimality. *Journal of Applied Geophysics*, 72(2), 129–140.

- Dal Moro, G., & Pipan, M.** (2007). Joint inversion of surface wave dispersion curves and reflection travel times via multi-objective evolutionary algorithms. *Journal of Applied Geophysics*, 61(1), 56–81.
- Degroot-Hedlin, C., & Constable, S.** (1990). Occam's inversion to generate smooth, two-dimensional models from magnetotelluric data. *Geophysics*, 55(12), 1613–1624.
- Dorigo, M., Birattari, M., & Stutzle, T.** (1992). Ant colony optimization. *IEEE Computational Intelligence Magazine*, 1(4), 28–39.
- Egbert, G. D., & Booker, J. R.** (1986). Robust estimation of geomagnetic transfer-functions. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 87(June), 173–194.
- Emre, Ö., & Doğan, A.** (2010). 1/250.000 Ölçekli Türkiye Dİri Fay Haritaları Serisi. *Ayvalık (NJ 35-2) Paftası, Seri No:2*(Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü, Ankara-Türkiye).
- Fäh, D., Kind, F., & Giardini, D.** (2001). A theoretical investigation of average HIV ratios. *Geophysical Journal International*, 145(2), 535–549.
- Faulds, J. E., Hinz, N., Kreemer, C., & Coolbaugh, M.** (2012). Regional Patterns of Geothermal Activity in the Great Basin Region , Western USA : Correlation With Strain Rates Distribution of Geothermal Fields. *Geothermal Resources Council Transactions*, 36, 897–902.
- Fern, J. L., & Garc, E.** (2010). Appraising the Streaming-Potential Inverse Problem. *Geophysics*, 75(4).
- Fernández-Martínez, J. L., Kuzma, H. A., García-Gonzalo, M. E., Fernández-Díaz, J. M., Fernández-Alvarez, J. P., & Menéndez-Pérez, C. O.** (2009). Application of Global Optimization Algorithms to a Salt Water Intrusion Problem. *Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems 2009*, (August 2016), 252–260.
- Fernández Martínez, J. L., García Gonzalo, E., Fernández Álvarez, J. P., Kuzma, H. A., & Menéndez Pérez, C. O.** (2010). PSO: A powerful algorithm to solve geophysical inverse problems Application to a 1D-DC resistivity case. *Journal of Applied Geophysics*, 71(1), 13–25.
- Friedrichs, B.** (2007). MAPROS, Time Series Manipulation. *Metronix Measurement Instrument and Electronics Ltd.*, 1-126.
- Fytikas, M., Giuliani, O., Innocenti, F., Marinelli, G., & Mazzuoli, R.** (1976). Geochronological data on recent magmatism of the Aegean Sea. *Tectonophysics*, 31(1–2).
- Gamble, T. D., Goubau, W. M., & Clarke, J.** (1979). Magnetotellurics with a remote magnetic reference. *Geophysics*, 44(1), 53–68.
- Garcia, K., & Diaz, D.** (2016). Three-dimensional geo-electrical structure in Juncalito geothermal prospect, northern Chile. *Geothermics*, 64, 527–537.

- Gill, M. K., Kaheil, Y. H., Khalil, A., McKee, M., & Bastidas, L.** (2006). Multiobjective particle swarm optimization for parameter estimation in hydrology. *Water Resources Research*, 42(7), 1–14.
- Godio, A., & Santilano, A.** (2018). On the optimization of electromagnetic geophysical data: Application of the PSO algorithm. *Journal of Applied Geophysics*, 148, 163–174.
- Groom, R. W., & Bailey, R. C.** (1989). Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. *Journal of Geophysical Research*, 94(B2), 1913–1925.
- Haak, V., & Hutton, R.** (1986). Electrical resistivity in continental lower crust. *Geological Society, London, Special Publications*, 24(1), 35–49.
- Harinarayana, T., Abdul Azeez, K. K., Murthy, D. N., Veeraswamy, K., Eknath Rao, S. P., Manoj, C., & Naganjaneyulu, K.** (2006). Exploration of geothermal structure in Puga geothermal field, Ladakh Himalayas, India by magnetotelluric studies. *Journal of Applied Geophysics*, 58(4 SPEC. ISS.), 280–295.
- Heise, W., Caldwell, T. G., Bibby, H. M., & Bannister, S. C.** (2008a). Three-dimensional modelling of magnetotelluric data from the Rotokawa geothermal field, Taupo Volcanic Zone, New Zealand. *Geophysical Journal International*, 173(2), 740–750.
- Heise, W., Caldwell, T. G., Bibby, H. M., & Bannister, S. C.** (2008b). Three-dimensional modelling of magnetotelluric data from the Rotokawa geothermal field, Taupo Volcanic Zone, New Zealand. *Geophysical Journal International*, 173(2),
- Heise, W., Caldwell, T. G., Bibby, H. M., & Brown, C.** (2006). Anisotropy and phase splits in magnetotellurics. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 158(2–4), 107–121.
- Hermance, J. F., & Pedersen, J.** (1980). Deep structure of the Rio Grande Rift: A magnetotelluric interpretation. *Journal of Geophysical Research*, 85(B7), 3899–3912.
- Hill, G. J., Caldwell, T. G., Heise, W., Chertkoff, D. G., Bibby, H. M., Burgess, M. K., & Cas, R. A. F.** (2009). Distribution of melt beneath Mount St Helens and Mount Adams inferred from magnetotelluric data. *Nature Geoscience*, 2(11), 785–789.
- Hoffmann-Rothe, A., Ritter, O., & Janssen, C.** (2004). Correlation of electrical conductivity and structural damage at a major strike-slip fault in northern Chile. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, C. 109, s. 10101.
- Holland, J. H.** (1975). *Adaptation in Natural and Artificial Systems: An introductory Analysis with Applications to Biology, Control and Artificial Intelligence*. MIT Press, 183.

- Hopfield, J. J., & Tank, D. W.** (1985). “Neural” computation of decisions in optimization problems. *Biological Cybernetics*, 52(3), 141–152.
- Hurst, T., Heise, W., Hreinsdottir, S., & Hamling, I.** (2015). Geophysics of the Taupo Volcanic Zone: A review of recent developments. *Geothermics*, 59, 188–204.
- İnanlı, M., & Atila, V.** (2011). Metal Silicate Formation at Tuzla Geothermal Brine Lines. *Proceedings International Workshop on Mineral Scaling 2011*, 25-27 Mayıs 2011, Manila, Philippines.
- Jiracek, G. R.** (1990). Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction. *Surveys in Geophysics*, 11(2–3), 163–203.
- Johnson, D.** (2009). *Fundamentals of Electrical Engineering I*. Orange Grove Texts Plus, Rice University, Houston, Texas.
- Jones, A. G.** (1987). MT and reflection: an essential combination. *Geophysical Journal International*, 89(1), 7–18.
- Jones, A. G.** (1988). Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin environment. *Geophysics*, 53(7), 967–978.
- Jones, A. G., & Dumas, I.** (1993). Electromagnetic images of a volcanic zone. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 81(1–4), 289–314.
- Jones, F. W., & Price, A. T.** (1970). The Perturbations of Alternating Geomagnetic Fields by Conductivity Anomalies. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 20(3), 317–334.
- Karacık, Z., & Yılmaz, Y.** (1998). Geology of the Ignimbrites and the associated volcano-plutonic complex of The Ezine. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 85, 251–264.
- Karaman, A., Akhiev, S. S., & Carpenter, P. J.** (1999). A new method of analysis of water-level response to a moving boundary of a longwall mine. *Water Resources Research*, 35(4),
- Karamanderesi, İ.** (1986). Hydrothermal alteration in well Tuzla T-2, Çanakkale, Turkey .PDF. *Geothermal Training Programme, Reykjavik, Iceland*, 3.
- Kellett, R. L., Mareschal, M., & Kurtz, R. D.** (1992). A model of lower crustal electrical anisotropy for the Pontiac Subprovince of the Canadian Shield. *Geophysical Journal International*, 111(1), 141–150.
- Kennedy, J.** (1998). The behavior of particles. İçinde V. W. Porto, N. Saravanan, D. Waagen, & A. E. Eiben (Ed.), *Evolutionary Programming VII: 7th International Conference, EP98 San Diego, California, USA, March 25--27, 1998 Proceedings* (ss. 579–589).
- Kennedy, J., & Eberhart, R.** (1995). Particle swarm optimization. *Neural Networks, 1995. Proceedings., IEEE International Conference on*, 4, 1942–1948 c.4.

- Kennedy, James, Eberhart, R. C., & Shi, Y.** (2001). Swarm intelligence. *Proceedings of the 2000 Congress on Evolutionary Computation. CEC00 (Cat. No.00TH8512)* (C. 1).
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., & Vecchi, M. P.** (1983). Optimization by simulated annealing. *Science (New York, N.Y.)*, 220(4598), 671–680.
- Klein, D. P.** (1991). Crustal Resistivity Structure From Magnetotelluric Soundings in the Colorado Plateau-Basin and Range Provinces, Central and Western Arizona. *Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets*, 96(B7), 12313–12331.
- Köhler, A., Ohrnberger, M., Scherbaum, F., Wathelet, M., & Cornou, C.** (2007). Assessing the reliability of the modified three-component spatial autocorrelation technique. *Geophysical Journal International*, 168(2), 779–796.
- Konno, K., & Ohmachi, T.** (1998). Ground-motion characteristics estimated from spectral ratio between horizontal and vertical components of microtremor. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(1), 228–241.
- Kozlovskaya, E., Vecsey, L., Plomerova, J., & Raita, T.** (2007). Joint inversion of multiple data types with the use of multiobjective optimization: problem formulation and application to the seismic anisotropy investigations. *Geophysical Journal International*, 171(2), 761–779.
- Kuo, C. H., Chen, C. Te, Lin, C. M., Wen, K. L., Huang, J. Y., & Chang, S. C.** (2016). S-wave velocity structure and site effect parameters derived from microtremor arrays in the Western Plain of Taiwan. *Journal of Asian Earth Sciences*, 128, 27–41.
- Laumanns, M., Thiele, L., Deb, K., & Zitzler, E.** (2002). Combining Convergence and Diversity in Evolutionary Multiobjective Optimization. *Evolutionary Computation*, 10(3), 263–282.
- Luis, J., & Martínez, F.** (2010). *Particle Swarm Optimization (PSO) and model reduction techniques . Application to hydrogeological inverse problems .* (August 2016).
- Martínez, F., Juan Luis Fernández-Alvarez, J. P., García-Gonzalo, M. E., Menéndez Pérez, C. O., & Kuzma, H. A.** (2008). Particle Swarm Optimization (PSO): a simple and powerful algorithm family for geophysical inversion. *SEG Technical Program Expanded Abstracts 2008*, (August 2016), 3568–3571.
- McKenzie, D., & Yılmaz, Y.** (1991). Deformation and volcanism in Western Turkey and the Aegean. *Bull. Tech. Univ. Istanbul*, 44(January 1991), 345–373.
- Meju, M. A.** (2002). Geoelectromagnetic Exploration For Natural Resources: Models, Case Studies And Challenges. *Surveys in Geophysics*, 23(2/3), 133–206.

- Mitchell, M.** (1998). *An Introduction to Genetic Algorithms* (Complex Adaptive Systems). *The MIT Press*, 221.
- Mohan, K., Kumar, G. P., Chaudhary, P., Choudhary, V. K., Nagar, M., Khuswaha, D., & Rastogi, B. K.** (2017). Magnetotelluric investigations to identify geothermal source zone near Chabsar hotwater spring site, Ahmedabad, Gujarat, Northwest India. *Geothermics*, 65, 198–209.
- Monteiro Santos, F. A.** (2010). Inversion of self-potential of idealized bodies' anomalies using particle swarm optimization. *Computers and Geosciences*, 36(9), 1185–1190.
- Moorkamp, M.** (2007). Comment on “The magnetotelluric phase tensor”; by T. Grant Caldwell, Hugh M. Bibby and Colin Brown. *Geophysical Journal International*, C. 171, ss. 565–566.
- Muñoz, G., Bauer, K., Moeck, I., Schulze, A., & Ritter, O.** (2010). Exploring the Groß Schönebeck (Germany) geothermal site using a statistical joint interpretation of magnetotelluric and seismic tomography models. *Geothermics*, 39(1), 35–45.
- Mutlu, H., & Güleç, N.** (1998). Hydrogeochemical outline of thermal waters and geothermometry applications in Anatolia (Turkey). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 85(1–4), 495–515.
- Mutzenberg, S.** (1997). *Nature and origin of the thermal springs in the Tuzla area, Western Anatolia, Active Tectonics of Northwestern Anatolia The Marmara Poly Project*. vdf hochschulverlag AG an der ETH, Zurich, 301-317
- Nabighian, M. N., & Corbett, J. D.** (1987). Electromagnetic Methods in Applied Geophysics - Applications - Part A and Part B, Volume 2, *Investigations in geophysics* (C. 2).
- Niasari, S. W.** (2016). A short introduction to geological strike and geo-electrical strike. *AIP Conference Proceedings*, 1755(1), 100002.
- Nurhasan, Ogawa, Y., Ujihara, N., Tank, S. B., Honkura, Y., Onizawa, S., & Makino, M.** (2006). Two electrical conductors beneath Kusatsu-Shirane volcano, Japan, imaged by audiomagnetotellurics, and their implications for the hydrothermal system. *Earth, Planets and Space*, 58(8), 1053–1059.
- Ohrnberger, M., Scherbaum, F., Krüger, F., Pelzing, R., & Reamer, S. K.** (2004). How good are shear wave velocity models obtained from inversion of ambient vibrations in the lower Rhine embayment (N.W. Germany)? *Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata*, 45(3), 215–232.
- Okay, A., Satir, M., Maluski, H., Siyako, M., Monie, P., Metzger, R., & Akyüz, S.** (1996). Paleo- and Neo-Tethyan events in northwest Turkey: geological and geochronological constraints. İçinde *The Tectonic Evolution of Asia* (ss. 420–441).

- Okay, A. I., Satir, M., Tuysuz, O., Akyuz, S., & Chen, F.** (2001). The tectonics of the Strandja Massif: Late-Variscan and mid-Mesozoic deformation and metamorphism in the Northern Aegean. *International Journal of Earth Sciences*, 90(2), 217–233.
- Okay, A. I., Siyako, M., & A., B. K.** (1990). Biga Yarımadası'nın Jeolojisi ve Tektonik Evrimi. *TPJD Bulletin*, C. 2, ss. 83–121.
- Oldenburg, D. W.** (1979). One-dimensional inversion of natural source magnetotelluric observations. *Geophysics*, 44(7), 1218.
- Oskooi, B., Pedersen, L. B., Smirnov, M., Árnason, K., Eysteinnsson, H., & Manzella, A.** (2005). The deep geothermal structure of the Mid-Atlantic Ridge deduced from MT data in SW Iceland. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 150(1-3 SPEC. ISS.), 183–195.
- Özalaybey, S., Savage, M. K., Sheehan, A. F., Louie, J. N., & Brune, J. N.** (1997). Shear-wave velocity structure in the northern Basin and Range province from the combined analysis of receiver functions and surface waves. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 87(1), 183–199.
- Özalaybey, S., Zor, E., Ergintav, S., & Tapirdamaz, M. C.** (2011). Investigation of 3-D basin structures in the İzmit Bay area (Turkey) by single-station microtremor and gravimetric methods. *Geophysical Journal International*, 186(2), 883–894.
- Öztürk, H., & Kaya, D.** (2015). *Jeotermal Enerji Uygulamaları*. Umuttepe yayınları.
- Pace, F., Santilano, A., & Godio, A.** (2019). Particle swarm optimization of 2D magnetotelluric data. *Geophysics*, 84(3), E125–E141.
- Pádua, M. B., Padilha, A. L., & Vitorello, Í.** (2002). Disturbances on magnetotelluric data due to DC electrified railway: A case study from southeastern Brazil. *Earth, Planets and Space*, 54(5), 591–596.
- Palacky, G. J.** (1988). 3. Resistivity Characteristics of Geologic Targets. İçinde *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics* (ss. 52–129).
- Pallero, J. L. G., Fernandez-Martinez, J. L., Bonvalot, S., & Fudym, O.** (2015). Gravity inversion and uncertainty assessment of basement relief via Particle Swarm Optimization. *Journal of Applied Geophysics*, 116, 180–191.
- Park, C. B., Miller, R. D., & Xia, J.** (1999). Multichannel analysis of surface waves. *Geophysics*, 64(3), 800–808.
- Parkinson, W. D.** (1959). Directions of Rapid Geomagnetic Fluctuations. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 2(1), 1–14.
- Parolai, S., Bormann, P., & Milkereit, C.** (2001). Assessment of the natural frequency of the sedimentary cover in the cologne area (Germany) using noise measurements. *Journal of Earthquake Engineering*, 5(4), 541–564.

- Parolai, S., Picozzi, M., Richwalski, S. M., & Milkereit, C.** (2005). Joint inversion of phase velocity dispersion and H/V ratio curves from seismic noise recordings using a genetic algorithm, considering higher modes. *Geophysical Research Letters*, 32(1), 1–4.
- Parzen, E.** (1961). Mathematical Considerations in the Estimation of Spectra. *Technometrics*, 3(2), 167–190.
- Patro, P. K., Uyeshima, M., & Siripunvaraporn, W.** (2013). *Three-dimensional inversion of magnetotelluric phase tensor data*. 58–66.
- Peksen, E., Yas, T., Kayman, A. Y., & Özkan, C.** (2011). Application of particle swarm optimization on self-potential data. *Journal of Applied Geophysics*, 75(2), 305–318.
- Peksen, E., Yas, T., & Kiyak, A.** (2014). 1-D DC Resistivity Modeling and Interpretation in Anisotropic Media Using Particle Swarm Optimization. *Pure and Applied Geophysics*, 171(9), 2371–2389.
- Pethick, A., & Harris, B.** (2015). 1D Magnetotelluric Forward Modelling Web App. *ASEG Extended Abstracts*, 2015(1), 1–4.
- Picozzi, M., & Albarello, D.** (2007). Combining genetic and linearized algorithms for a two-step joint inversion of Rayleigh wave dispersion and H/V spectral ratio curves. *Geophysical Journal International*, 169(1), 189–200.
- Poli, R., Kennedy, J., & Blackwell, T.** (2007). Particle swarm optimization. *Swarm Intelligence*, 1(1), 33–57.
- ProcMT.** (2015). <https://geo-metronix.de/mtxgeo/index.php/wiki-software/119-procmt>
- Qiu, N., Liu, Q., & Zeng, Z.** (2010). Particle swarm optimization and least squares method for geophysical parameter inversion from magnetic anomalies data. *Proceedings - 2010 IEEE International Conference on Intelligent Computing and Intelligent Systems, ICIS 2010*, 3, 879–881.
- Rao, S. S.** (2009). Engineering Optimization: Theory and Practice: Fourth Edition. İçinde *Engineering Optimization: Theory and Practice: Fourth Edition*. <https://doi.org/10.1002/9780470549124>
- Ratnaweera, A., Halgamuge, S. K., & Watson, H. C.** (2004). Self-organizing hierarchical particle swarm optimizer with time-varying acceleration coefficients. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, 8(3), 240–255.
- Rechenberg, I.** (1965). Cybernetic solution path of an experimental problem, Royal Aircraft establishment, library translation number 1122. *Royal Aircraft Establishment, Translation 1122*.
- Richwalski, S. M., Picozzi, M., Parolai, S., Milkereit, C., Baliva, F., Albarello, D., & Zschau, J.** (2007). Rayleigh wave dispersion curves from seismological and engineering-geotechnical methods: a comparison at the Bornheim test site (Germany). *Journal of Geophysics and Engineering*, 4(4), 349–361.

- Risk, G. F., Bibby, H. M., Bromley, C. J., Caldwell, T. G., & Bennie, S. L.** (2002). Appraisal of the Tokaanu-Waihi geothermal field and its relationship with the Tongariro geothermal field, New Zealand. *Geothermics*, 31(1), 45–68.
- Rosenkjaer, G. K.** (2011). Electromagnetic methods in geothermal exploration. 1D and 3D inversion of TEM and MT data from a synthetic geothermal area and the Hengill geothermal area, SW Iceland. *Faculty of Earth Sciences University of Iceland, Master Thesis*, 137.
- Samrock, F., Kuvshinov, A., Bakker, J., Jackson, A., & Fisseha, S.** (2015). 3-D analysis and interpretation of magnetotelluric data from the Aluto-Langano geothermal field, Ethiopia. *Geophysical Journal International*, 202(3), 1923–
- Santos, A. C. L., Padilha, A. L., Fuck, R. A., Pires, A. C. B., Vitorello, I., & Pádua, M. B.** (2014). Deep structure of a stretched lithosphere: Magnetotelluric imaging of the southeastern Borborema province, NE Brazil. *Tectonophysics*, 610, 39–50.
- Satoh, T., Kawase, H., & Marsushima, S.** (2001). Estimation of S-Wave velocity structures in and around the Sendai Basin, Japan, using array records of microtremors. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91(2), 206–218.
- Scherbaum, F., Hinzen, K. G., & Ohrnberger, M.** (2003). Determination of shallow shear wave velocity profiles in the cologne, Germany area using ambient vibrations. *Geophysical Journal International*, 152(3), 597–612.
- Schutte, J. F., & Groenwold, A. A.** (2005). A Study of Global Optimization Using Particle Swarms. *Journal of Global Optimization*, 31(1), 93–108.
- Seki, K., Kanda, W., Tanbo, T., Ohba, T., Ogawa, Y., Takakura, S., & Matsunaga, Y.** (2016). Resistivity structure and geochemistry of the Jigokudani Valley hydrothermal system, Mt. Tateyama, Japan. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 325, 15–26.
- Sen, M. K., & Stoffa, P. L.** (2011). Global optimization methods in geophysical inversion, second edition. İçinde *Global Optimization Methods in Geophysical Inversion, Second Edition* (C. 9781107011).
- Şener, M., & Gevrek, A. I.** (2000). Distribution and significance of hydrothermal alteration minerals , anakkale , Turkey in the Tuzla hydrothermal system , C Mehmet S. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 215–228.
- Şengör, A. M. C.** (1980). *Türkiye `nin neotektoniğinin esasları, Türkçe Çeviri*. Türkiye Jeoloji Kurumu (TJK).
- Şengör, A. M. C., & Yılmaz, Y.** (1981). Tethyan evolution of Turkey: A plate tectonic approach. *Tectonophysics*, 75(3–4), 181–241.

- Şengör, A. M. C.** (1987). Cross-faults and differential stretching of hanging walls in regions of low-angle normal faulting: examples from western Turkey. *Geological Society, London, Special Publications*, 28(1), 575–589.
- Serway, R. A., Beichner, R. J., & Jewett, J. W.** (1999). Physics for Scientists and Engineers, Volume II. İçinde *Manual Therapy* (5 Sub, C. 11).
- Seyitoğlu, G., & Scott, B. C.** (1991). Late Cenozoic crustal extension and basin formation in west Turkey. *Geological Magazine*, 128(02), 155–166.
- Shankland, T. J., & Ander, M. E.** (1983). Electrical conductivity, temperatures, and fluids in the lower crust. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 88(B11).
- Shaw, R., & Srivastava, S.** (2007). Particle swarm optimization: A new tool to invert geophysical data. *Geophysics*, 72(2), F75–F83.
- Shi, Y., & Eberhart, R. C.** (1999). Empirical study of particle swarm optimization. *Proceedings of the 1999 Congress on Evolutionary Computation-CEC99 (Cat. No. 99TH8406)*, 1945–1950.
- Shukla, A., Pandey, H. M., & Mehrotra, D.** (2015). Comparative review of selection techniques in genetic algorithm. *2015 1st International Conference on Futuristic Trends in Computational Analysis and Knowledge Management, ABLAZE 2015*,
- Simpson, F., & Bahr, K.** (2005). Practical Magnetotellurics. *Cambridge University Press*. Press Syndicate of the University of Cambridge.
- Sinharay, R. K., Srivastava, S., & Bhattacharya, B. B.** (2010). Audiomagnetotelluric studies to trace the hydrological system of thermal fluid flow of Bakreswar Hot Spring, Eastern India: A case history. *Geophysics*, 75(5), B187–B195.
- Smith, J. T., & Booker, J. R.** (1988). Magnetotelluric inversion for minimum structure. *Geophysics*, 53(12), 1565–1576.
- Song, X., Tang, L., Lv, X., Fang, H., & Gu, H.** (2012). Application of particle swarm optimization to interpret Rayleigh wave dispersion curves. *Journal of Applied Geophysics*, 84, 1–13.
- Sözbilir, H., Özkaymak, Ç., & Baba, A.** (2017). 14 Ocak - 28 Şubat 2017 Çanakkale - Ayvacık depremlerin ve bölgenin depremselliği.
- Srivardhan, V., Pal, S. K., Vaish, J., Kumar, S., Bharti, A. K., & Priyam, P.** (2016). Particle swarm optimization inversion of self-potential data for depth estimation of coal fires over East Basuria colliery , Jharia coalfield , India. *Environmental Earth Sciences*, 75(8), 1–12.
- Stanley, W. D., Boehl, J. E., Bostick, F. X., & Smith, H. W.** (1977). Geothermal Significance of Magnetotelluric Sounding in the Eastern Snake River Plain-Yellowstone Region. *J. Geophys. Res.*, 82:2501-2514.
- Stokoe, K. H., Wright, S. G., Bay, J. A., & Roesset, J. M.** (1994). Characterization of geotechnical sites by SASW method. *Geophysical characterization of sites*, 15–25.

- Swift, C. M.** (1967). *A Magnetotelluric Investigation of an Electrical Conductivity Anomaly in the Southwestern United States*. Princeton University, PhD Thesis).
- Telford, W. M., Geldart, L. P., & Sheriff, R. E.** (1990). *Applied Geophysics*. Cambridge University Press, 2nd edition.
- Tezcan, S. S., Keceli, A., & Ozdemir, Z.** (2006). Allowable bearing capacity of shallow foundations based on shear wave velocity. *Geotechnical and Geological Engineering*, 24(1), 203–218.
- Thiel, S.** (2008). *Modelling and inversion of magnetotelluric data for 2-D and 3-D lithospheric structure, with application to obducted and subducted terranes*. Doktora tezi, University of Adelaide, School of Earth and Environmental Sciences, 2008.
- Tietze, K., Ritter, O., & Egbert, G. D.** (2015). 3-D joint inversion of the magnetotelluric phase tensor and vertical magnetic transfer functions. *Geophysical Journal International*, 203(2), 1128–1148.
- Tong, X., Guo, Y., & Xie, W.** (2018). Finite difference algorithm on non-uniform meshes for modeling 2D magnetotelluric responses. *Algorithms*, 11(12).
- Trelea, I. C.** (2003). *The particle swarm optimization algorithm: convergence analysis and parameter selection*. 85, 317–325.
- Uchida, T.** (1995). Resistivity structure of Sumikawa geothermal field, northeastern Japan, obtained from magnetotelluric data. *Proceedings World Geothermal Congress, Florence, 1995*, 921–925.
- Ulugergerli, E. U., Seyitoğlu, G., Başokur, A. T., Kaya, C., Dikmen, U., & Candansayar, M. E.** (2007). The geoelectrical structure of Northwestern Anatolia, Turkey. *Pure and Applied Geophysics*, 164(5), 999–1026.
- Unsworth, M.** (2014). Geophysics 424, Lecture notes, Erişim : 29 Mart 2020, <https://sites.ualberta.ca/~unsworth/UA-classes/424/notes424-2016.html>
- Unsworth, M. J., Malin, P. E., Egbert, G. D., & Booker, J. R.** (1997). Internal structure of the San Andreas fault at Parkfield, California. *Geology*, 25(4), 359–362.
- Vengosh, A., Helvaci, C., & Karamanderesi, İ. H.** (2002). Geochemical constraints for the origin of thermal waters from western Turkey. *Applied Geochemistry*, 17, 163–183.
- Venter, G., & Sobieszczanski-Sobieski, J.** (2003). Particle Swarm Optimization. *AIAA Journal*, 41(8), 1583–1589.

- Volpi, G., Manzella, A., & Fiordelisi, A.** (2003). Investigation of geothermal structures by magnetotellurics (MT): An example from the Mt. Amiata area, Italy. *Geothermics*, 32(2), 131–145.
- Vozoff, K.** (1972). The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. *Geophysics*, 37(1), 98–141.
- W. Jones, F., & J. Pascoe, L.** (1971). A General Computer Program to Determine the Perturbation of Alternating Electric Currents in a Two-Dimensional Model of a Region of Uniform Conductivity with an Embedded Inhomogeneity. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 24(1), 3–30.
- Wait, J. R.** (1954). on the Relation Between Telluric Currents and the Earth's Magnetic Field. *Geophysics*, 19(2), 281–289.
- Wannamaker, Philip E., Hohmann, G. W., & Ward, S. H.** (1984). Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths. *GEOPHYSICS*, 49(9), 1517–1533. <https://doi.org/10.1190/1.1441777>
- Wannamaker Rose, P.E., Doerner, W.M., P. E., & Berard McCulloch, J., & Nurse, K., B. C.** (2004). Magnetotelluric surveying and monitoring at the Coso geothermal area, California, in support of the enhanced geothermal systems concept: survey parameters and initial results. *Proceedings World Geothermal Congress 2005 Antalya, Turkey, 24-29 April 2005*, 24–29.
- Wathelet, M., Jongmans, D., Ohrnberger, M., & Bonnefoy-Claudet, S.** (2008). Array performances for ambient vibrations on a shallow structure and consequences over Vs inversion. *Journal of Seismology*, 12(1), 1–19.
- Weaver, J. T., Le Quang, B. V., & Fischer, G.** (1985). A comparison of analytic and numerical results for a two-dimensional control model in electromagnetic induction – I. B-polarization calculations. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 82(2), 263–277.
- Weidelt, P.** (1972). The Inverse Problem of Geomagnetic Induction. *Zeitschrift fuer Geophysik*, 38, 257–289.
- Wiese, H.** (1965). Geomagnetische Induktionspfeile in der ČSSR, Hervorgerufen durch Grossräumige Elektrische Leitfähigkeitsstrukturen. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 9(4), 415–419.
- Woith, H., Parolai, S., Boxberger, T., Picozzi, M., Özmen, Ö. T., Milkereit, C., & Zschau, J.** (2014). Spatio-temporal variability of seismic noise above a geothermal reservoir. *Journal of Applied Geophysics*, 106, 128–138.
- Wu, G., Hu, X., Huo, G., & Zhou, X.** (2012). Geophysical exploration for geothermal resources: An application of MT and CSAMT in Jiangxia, Wuhan, China. *Journal of Earth Science*, 23(5), 757–767.

- Yalçın, H.** (1989). *Çanakkale-Tuzla Kaplıcası dolayının hidrojeolojisi ve kaynağının kökeninin araştırılması*. Yüksek Lisans Tezi, İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Yalçın, H.** (2007). Geochemical characterization of the Biga Peninsula thermal waters (NW Turkey). *Aquatic Geochemistry*, 13(1), 75–93.
- Yang, J., Lee, C. K., Min, D. J., Lee, H., & Lee, T. J.** (2012). 1-D crustal resistivity structure revealed by sea effect corrected magnetotelluric (MT) data obtained at Jeju Island, Korea. *Journal of Applied Geophysics*, 76, 92–101.
- Yigit, O.** (2012). A prospective sector in the Tethyan Metallogenic Belt: Geology and geochronology of mineral deposits in the Biga Peninsula, NW Turkey. *Ore Geology Reviews*, 46, 118–148.
- Yilmaz, Y.** (1990). Comparison of young volcanic associations of western and eastern Anatolia formed under a compressional regime: a review. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 44(1–2), 69–87.
- Yilmaz, Y., & Karacik, Z.** (1999). Geology of the northern side of the gulf of edremit and its tectonic significance for the development of the Aegean grabens. *Geodinamica Acta*, 14(1–3), 31–43.
- Yilmaz, Y., Karacik, Z., Ekinci, Y. L., Yiğitbaş, E., Şengün, F., Yiğitbaş, E., & Faculty, A.** (2001). Petrogenesis and time-progressive evolution of the Cenozoic continental volcanism in the Biga Peninsula, NW Anatolia (Turkey). *Geodinamica Acta*, 31(5), 75–85.
- Yilmaz, Y., Genç, C., Karacik, Z., & Altunkaynak, Ş.** (2001). Two contrasting magmatic associations of NW Anatolia and their tectonic significance. *Journal of Geodynamics*, 31(3), 243–271.
- Yuan, S., Wang, S., & Tian, N.** (2009). Swarm intelligence optimization and its application in geophysical data inversion. *Applied Geophysics*, 6(2), 166–174.
- Zakharova, O. K., Spichak, V. V., Rybin, A. K., Batalev, V. Y., & Goidina, A. G.** (2007). Estimation of the correlation between magnetotelluric and geothermal data in the Bishkek geodynamic research area. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 43(4), 297–303.
- Zhang, L., Hao, T., Xiao, Q., Wang, J., Zhou, L., Qi, M., & Cai, N.** (2015). Magnetotelluric investigation of the geothermal anomaly in Hailin, Mudanjiang, northeastern China. *Journal of Applied Geophysics*, 118, 47–65.
- Zor, E., & Özalaybey, S.** (2013). *Site Classification in Bursa Province, Turkey using microtremor array measurements, Final report, Project Code: 5117701, TÜBİTAK MRC.*

Zor, E., Özalaybey, S., Karaaslan, A., Tapirdamaz, M. C., Özalaybey, S. Ç., Tarancioğlu, A., & Erkan, B. (2010). Shear wave velocity structure of the Izmit Bay area (Turkey) estimated from active-passive array surface wave and single-station microtremor methods. *Geophysical Journal International*, 182(3), 1603–1618.





EKLER

EK A : Genetik Algoritma

EK B : Manyetotellürük Yöntem ve Fiziksel Esasları

EK C : Manyetotellürük Yöntemde Veri İşlem

EK D : Maden Hidrojeolojisinde Yer Altı Su Seviyesi Düşüşünün Modellenmesi

EK E : Sismolojik Verilerin Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu ile Çok Amaçlı Optimizasyonu

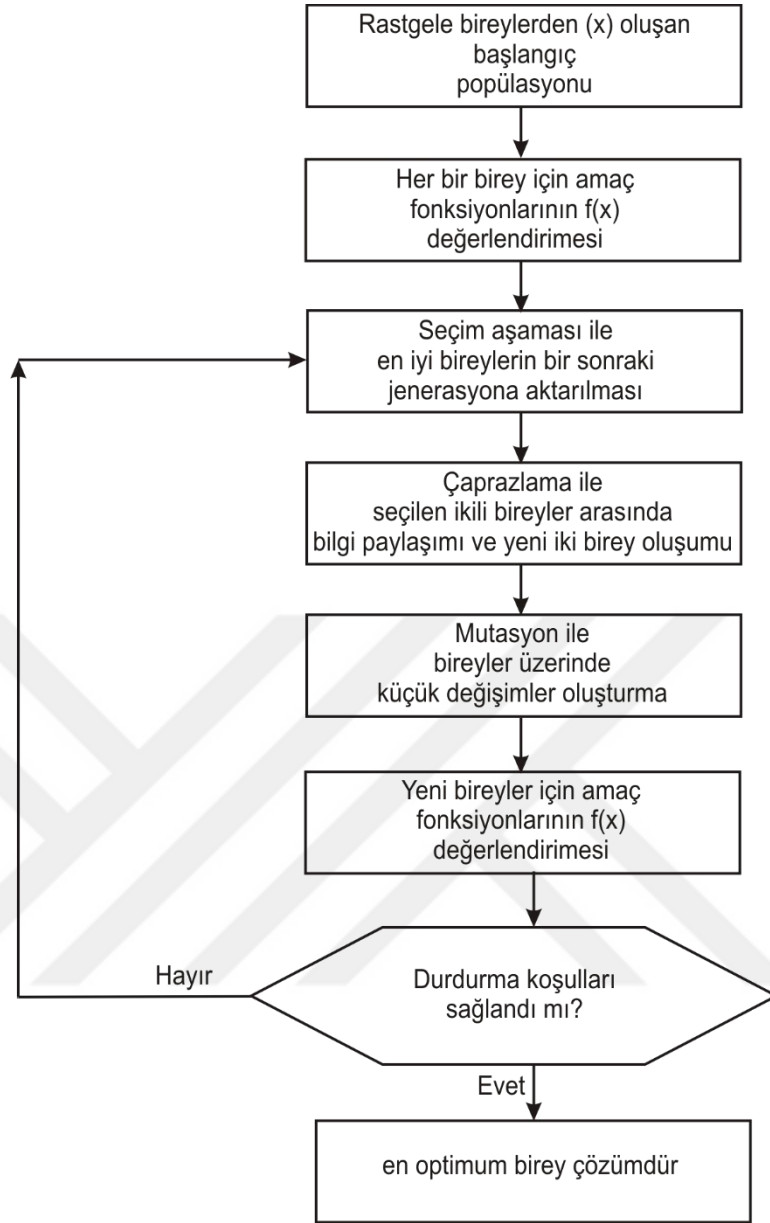
EK F : Bir Boyutlu Modelleme Sonuçları

EK G : Empedans Tensörü Sonuçları: Görünür Özdirenç, Faz Açısı ve İndüksiyon Vektör Değerleri

EK H : Faz Tensörü Majör ve Minör Eksen Açıları

EK A

Genetik algoritma (GA) ilk kez Holland (1975) tarafından sistematik bir şekilde sunulmasına rağmen biyolojik evrime dayanan analiz ve tasarım fikri Rechenberg (1965) tarafından gösterilmiştir. Felsefî açıdan GA, Darwin'in en uyumlu olanının hayatta kalması teoremine dayanmaktadır. Şekil A.1 genetik algoritmanın bu aşamalarından oluşan akış şemasını göstermektedir. Doğal genetik ve seleksiyon süreçlerinden esinlenerek üretilen genetik algorithmada PSO'daki sürünün karşılığı popülasyon, parçacıkların karşılığı ise bireylerdir. Ancak GA'da PSO'dan farklı olarak bireyler üzerinde üç aşama gerçekleşmektedir. Bunlar; seçim, çaprazlama ve mutasyondur. Bu üç aşama sonunda yeni popülasyonlar oluşur. Bu popülasyonlardaki bireyler amaç fonksiyonları ile değerlendirilir ve yakınsamaları irdelenir. Seçim, çaprazlama, mutasyon ve amaç fonksiyonlarının değerlendirilmesinden oluşan bir döngüye ise jenerasyon adı verilir. Yine PSO'daki gibi belli bir iterasyon sayısı ya da hata payı kriteri oluşana kadar yeni jenerasyonlar iteratif olarak devam ettirilir.



Şekil A.1 : Genetik algoritma akış şeması.

A.1. Seçim

Seçim GA'nın ilk aşamasıdır ve popülasyondaki en iyi bireylerin bir sonraki jenerasyona katılması, kötü bireylerin ise elenmesini amaçlamaktadır. Seçim, başlangıçta PSO'daki gibi rastgele dağılan popülasyondaki bireylerden en düşük hata payına sahip olanların istatistiksel yöntemlerle seçilmesinden oluşur. Genel olarak seçilme olasılığı her bir bireyin optimumluğunu gösteren hata payının, toplam kümülatif hata payına oranlarından elde edilir ve oransal seçim olarak da adlandırılır (Holland, 1975). Bireyler seçilmeden önce hata paylarına göre üstel sıralaması yapılır.

Öyleki, n boyutundaki popülasyonda, F_j herhangi bir i . bireyi ve F_w 'de en kötü bireyin hata payını gösterecek olursa,

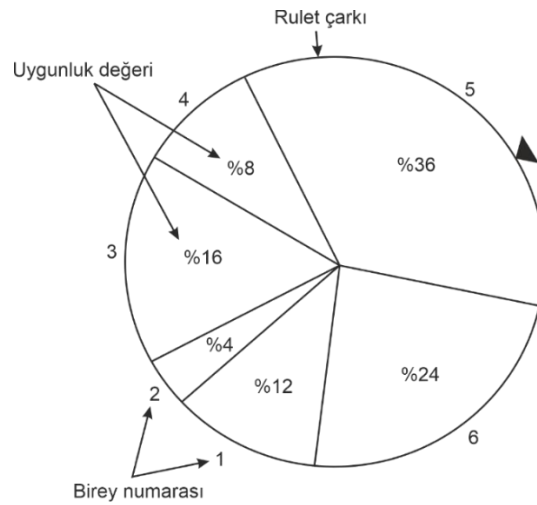
$$F_j = e^{-\beta F_j / F_w} \quad j = 1, \dots, n \quad (A.1)$$

şeklinde seçilme düzeneği üstel olarak dağıtılır. Buradan j . bireyin seçilme ihtimali ise

$$p_j = \frac{F_j}{\sum_{j=1}^n F_j} \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (A.2)$$

şeklinde tanımlanır (Mitchell, 1998; Shukla ve diğ, 2015). Denklem A.1'de β seçilmeye zorlama katsayıdır ve en uygun olabilecek bireylerin seçilme ihtimalini arttırmaktadır. Denklem A.2'ye göre her bireyin seçilme ihtimali hata payından türetilen bir uygunluk değerine göre 0-1 arasında ya da bir başka deyişle %0-100 arasında tanımlanmış olur. 0 ila 1 arasında rastgele seçilen bir sayı aracılığı ile bireyler arasından seçilme tamamlanmış olur.

Aslında bu denklem ile temsil edilen seçim yöntemi rulet çarkı yöntemi olarak da adlandırılmaktadır. Şekil A.2 şematik olarak rulet çarkı şemasını göstermektedir. Çarkın dilim genişlikleri bireyin uygunluğa göre belirlenir ve n defa çark çevrildiğinde uygunluğu fazla olan bireyin her bir çevrimde seçilme ihtimali fazla olur. Görüleceği üzere altı bireyli çözüm kümesinden %36'lık uygunluğa sahip bireyin seçilme olasılığı diğer bireylere göre daha fazladır. Her arka arkaya iki çevrim sonucu seçilen ikili bireyler GA'nın ikinci aşaması olan çaprazlamaya katılır. Amaç burada mümkün olduğunca uygunluğu en yüksek çiftleri bir sonraki çaprazlama aşamasına taşımaktır.



Şekil A.2 : Rulet çarkı şeması (Rao, 2009). Çarkın yüzdelik dilimleri hata payı düşük olan bireylerde daha geniş tutularak bu bireylerin seçim ihtimalini arttırmaktadır.

A.2. Çaprazlama

Seçimden sonraki ikinci aşama çaprazlamadır. Çaprazlama da amaç seçilen ikili bireylerin bilgilerini paylaşarak yeni bireyler oluşturmaktır. Çaprazlama işlemi çok noktadan yapılabilmeyle birlikte genellikle tek noktadan çaprazlama yapılmaktadır. Buna göre x_1 ve x_2 seçim aşamasında seçilen iki birey, γ çaprazlama noktasını işaret etmek üzere, $[-\gamma, 1 + \gamma]$ aralığında seçilen rastgele değer üzerinden yeni ikili çift (y_1 ve y_2)

$$y_1 = \gamma * x_1 + (1 - \gamma) * x_2, \quad (A.3)$$

ve,

$$y_2 = \gamma * x_2 + (1 - \gamma) * x_1 \quad (A.4)$$

şeklinde elde edilir. Böylece iki birey bilgilerini birbirlerini aktararak yeni ve birbirinden farklı bireyler oluşturmaktadır. Ancak her zaman çaprazlama ilişkisi sonucu oluşan yeni bireylerin önceki bireylerden daha iyi sonuç vereceğinin garantisi yoktur. Çünkü uygun çaprazlama ilişkisi önceden bilinmez ve genellikle rastgele seçilir. Eğer yeni bireyler öncekilerden daha uygun sonuç verdiyse yeni popülasyon hızlı bir şekilde yakınsayacaktır. Ancak yeni bireyler tam tersi şekilde kötü sonuçlar doğurduysa, iyi olanın hayatta kalması kötü olanın elenmesi prensibinden dolayı ilerleyen jenerasyonlarda elenmek zorunda kalacaklardır. Görüleceği üzere çaprazlama aşaması bireyler üzerinde iyi bir etki oluşturmalarının yanında kötü bir sonuçta doğurabilmektedir. Bu yüzden çaprazlama yüzdesi olarak tanımlanan bir parametre ile en azından popülasyondaki birey sayısının belli bir yüzdesindeki birey sayısı çaprazlama aşamasına sokulur. Geri kalanlar ise hiç bir çaprazlama aşamasına sokulmadan yeni jenerasyona katılır (Rao, 2009). Çaprazlama aşaması sonucunda bireylerin sınır değerlerini (x_{min} ve x_{max}) aşan bir sonuç gerçekleşirse bireyin parametre değeri en yakın sınır değeri olarak belirlenir. Çaprazlamadan sonraki aşama mutasyon aşamasıdır.

A.3. Mutasyon

Mutasyon operatörü yeni jenerasyonun bireylerini oluşturmadan önceki üçüncü ve son aşamadır. Bu aşamada popülasyonun belli bir yüzdesindeki bireyler küçük mutasyonal

değişime tabii tutularak taşıdığı bilginin değişmesi sağlanır. Buna göre rastgele seçilen herhangi bir bireyin parametresine (x)

$$y = x + dx * \alpha \quad (A.5)$$

şeklinde küçük değişim uygulanır. Burada dx

$$dx = mu * (x_{max} - x_{min}) \quad (A.6)$$

olacak şekilde mutasyon oranı (mu) ve parametre aralığının ($x_{max} - x_{min}$) çarpımından oluşmaktadır. α ise

$$\alpha = dx * rand[-1, +1] \quad (A.7)$$

şeklinde gösterilir. $rand[-1, +1]$, -1 ile 1 arasında rastgele seçilen bir değerdir.

Böylece x bireyinin taşıdığı parametre bilgisi y olarak değişerek yeni jenerasyona katılır. Mutasyon sonucundaki yeni bireylerin değeri sınır değerlerini (x_{min} ve x_{max}) aşarsa bireyin parametre değeri en yakın sınır değeri olarak belirlenir. Mutasyon aşamasından sonra üç aşamayı tamamlayan bireylerin parametreleri amaç fonksiyonunda değerlendirilir. Eğer belli bir iterasyon sayısı ya da hata payının eşik değerine ulaşıldıysa amaç fonksiyonunda en uygun birey sonucu oluşturur. Ancak bahsedilen durdurma koşulları oluşmadıysa oluşana kadar bu üç aşamalı süreç iteratif olarak devam ettirilir (Michell, 1996).

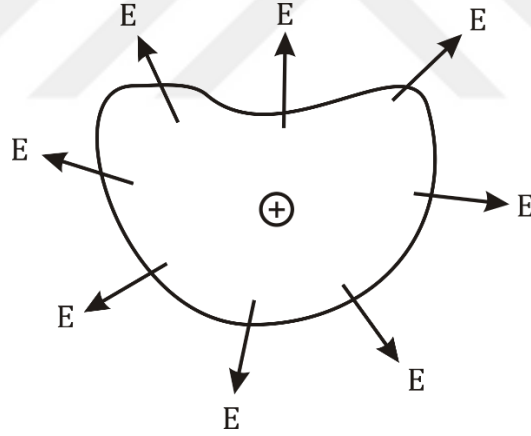
EK B

B.1. Maxwell Denklemleri

Elektrik alan kavramının temelini Coulomb yasası oluşturur ancak elektrik alan fiziksel olarak sadece Coulomb yasasından değil Gauss yasasından da elde edilebilir. Gauss yasası kapalı bir yüzeyden geçen net elektrik akısı ile yüzey tarafından sarılan yük arasında bağıntıyı sağlar (Şekil B.1) ve denklem B.1 ile ifade edilir. Kapalı bir yüzeyden geçen elektrik alan çizgileri sadece içinde bulunduğu yüklerle orantılıdır, yoldan ve yüzeyden bağımsızdır. Bu özellik elektrik alan çizgilerinin yüklerden doğduğunu ve yine yüklerde sona erdiğini gösterir. Elektrostatik dengedeki yüklü bir iletkenin içinde tüm elektrik alan sıfır iken iletkenin hemen dışında elektrik alan iletken yüzeyine diktir ve bu elektrik alan (E);

$$\nabla \cdot E = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (B.1)$$

şeklinde ifade edilir.

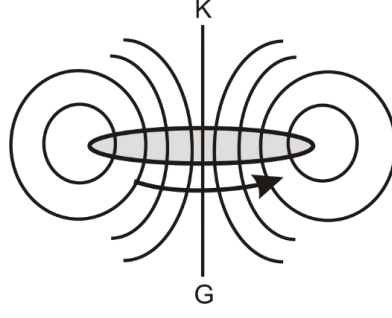


Şekil B.1 : Gauss yasasına göre elektrik yüklerinden üretilen elektrik alanın kapalı Gauss yüzeyi ile gösterimi.

Manyetizmada Gauss yasasında manyetik alan çizgileri kapalı döğümler oluşturur. Böylece bir noktadan başlamaması ya da bir noktada sona ermemesiyle manyetik akı sürekli (Şekil B.2). Yüzeye giren ve çıkan manyetik alan çizgilerinin sayıları aynıdır ve manyetik akı sıfırdır. Buna göre manyetik alan (B)

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (B.2)$$

şeklinde ifade edilir. Manyetik alan çizgileri ile orantılı olarak manyetik yoğunluk (H) ise $H = B/\mu_0$ eşitliği ile elde edilir.

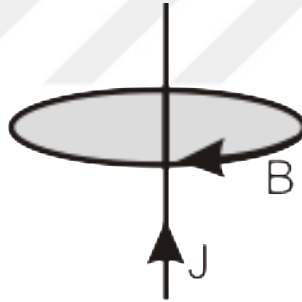


Şekil B.2 : Manyetizmada Gauss yasası sürekli manyetik akı.

Amper yasası genel bir ifadeyle elektrik akımının manyetik alan üretmesidir. Aslında Amper yasası elektromagnetizmde Gauss yasasına benzerdir. Gauss yasasına göre sabit elektrik yükler elektrik alan üretirken, Amper yasasına göre hareketli yüklerin oluşturduğu sabit akım manyetik alan üretmektedir (Şekil B.3) Elektrik alan ile manyetik alan arasındaki bu ilişki ise

$$\nabla \times B = \mu J \quad (B.3)$$

şeklinde gösterilir.



Şekil B.3 : Amper yasası.

Amper yasasının geçerliliği yalnız elektrik alan zamanla değişmemesine bağlıdır. Clerk-Maxwell (1861) bunun farkına vardı ve denklem B.3'ün sağ tarafına yer değiştirme akımları (D) denen ek bir terim koyarak Amper yasasını tüm durumları için düzeltti ve

$$\nabla \times B = \mu J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (B.4)$$

şeklinde gösterdi. Ancak MT yöntemi gibi düşük frekanslı EM yöntemlerde yer değiştirme akımları iletkenlik akımlarına göre oldukça düşüktür ve önemsiz hal almaktadır. Bu durumda yer değiştirme akımlarının niceliğini belirleyen dielektrik

sabiti serbest uzayın dielektrik sabitine eşit olur ($\epsilon = \epsilon_0$) ve denklem B.4'te eşitliğin sağındaki ikinci terim ihmal edilir. İlk terim de denklem B.7 cinsinden yazılırsa Amper yasası

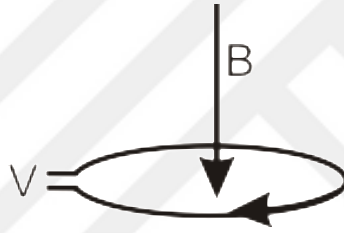
$$\nabla \times B = \mu\sigma E \quad (B.5)$$

şeklinde ifade edilir.

Faraday ile Henry'nin 1831 yılında ortaya koyduğu Faraday yasası ise zamanla manyetik alanın değiştirilerek indüklenmiş bir elektromotor kuvvet (emk) gerilimi oluşturulabileceğini ifade etmektedir. İndüklenen emk'nın büyüklüğü manyetik akının zamanla değişim hızına eşittir (Şekil B.4). Buna göre Faraday yasası;

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (B.6)$$

şeklinde gösterilir (Nabighian ve Corbett, 1987; Serway ve diğ., 1999).



Şekil B.4 : Faraday yasası.

B.2. Fiziksel Parametreler

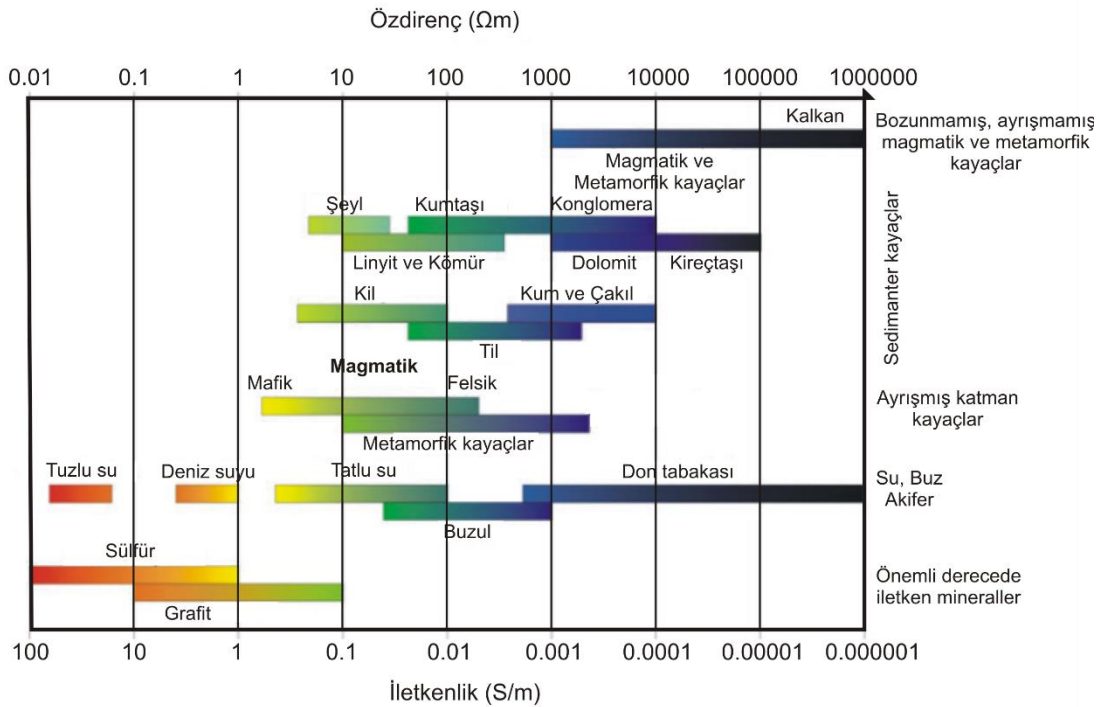
Elektriksel iletkenlik (σ) : Yerküre içindeki kayaç ve minerallerin elektrik akımını iletebilirliğinin bir ölçüsüdür. Her birim kendi içinde özgül iletkenlik değerine sahiptir ve bu değer öz direncin tersi olarak da ifade edilir. Elektriksel iletkenlik yeryuvarı içerisinde elektronik iletim, dielektrik iletim ve elektrolitik (iyonik) iletim aracılığıyla gerçekleşir

Elektronik iletim metaller üzerinde gerçekleşir. Bu iletme yakın olarak sülfür gibi mineralleri barındıran kayaçlarda yarı iletkenlik durumu gerçekleşir. Genellikle magmatik kayaçlarda oluşur ve öz direnci sıcaklığa şiddetle bağlıdır.

Dielektrik iletim yalıtkan maddeler üzerinde gerçekleşir. Bu tür maddelere elektrik alan uygulandığında zamanla kutuplanabilme (polarizasyon) özelliği gösterirler. Diğer bir deyişle elektrik alan uygulandığında kutuplanabilen yalıtkanlara dielektrik denir.

Her dielektrik madde yalıtkandır ancak her yalıtkan madde dielektrik özelliği göstermez.

İyonik iletim ise yeryuvarı içerisindeki kayalarda çözünmüş tuzlu suyun varlığında görülen iletimdir. Sıvılarda serbestçe hareket edebilen iyonlar iletkenliğin artmasını sağlarken, tuzlulukla birlikte iletkenlik daha da artar, böylece daha fazla yük taşınır. Kayalardaki tuzlu suyun iletkenliği sıcaklığa bağlı olarak da değişir. Sabit tuzlulukta sıcaklık arttıkça iletkenlikte artar. Çünkü sıcaklığın artması ile beraber termal enerji yükselir ve birbirine tutunan polar su moleküllerinin tutunması azalır. Kil mineralinin varlığı da iletkenliği artırır. Tabaka şeklinde silikat minerali olan ve tanecik boyutu 1/256 mm'den küçük olan kil mineralleri bir kayaç içinde barınıyorsa kil minerali ve su ara yüzeyinde elektriksel çift katman oluşur. Bu katmanda fazladan bir iletim meydana gelmektedir. İletkenliği arttıran bir başka olgu ise gözenek miktarı ile çatlaklı kırıklı kayaç yapılarıdır. Bu yapılar elektriksel iletim için fazladan yol yaratırlar. İyonik iletim ergiyik kayalarda da görülür. Bir kayaç eridiğinde iyonların sıvı boyunca kolaylıkla hareketi sağlanır. Silisyumca zengin ergiyiklerde sodyum iyonları oldukça küçük olduğundan en önemli yük taşıyan iyonlardır ve potasyumdan daha hareketlidir (Haak ve Hutton, 1986; Klein, 1991). Şekil B.5 çeşitli kayaç ve minerallerin iletkenlik ve öz dirençteki değişim aralıklarını göstermektedir.



Şekil B.5 : Çeşitli kayaç ve minerallerin iletkenlik ve öz direnç değerleri (Palacky, 1988).

Dielektrik geçirgenlik (ϵ) : Atomik düzeyde su molekülü gibi bazı moleküller elektrik dipol momente sahip olabilirler. Elektrik alan uygulandığında bu moleküllerin elektrik alan doğrultusuna yönelmesi elektriksel yer değiştirme akımlarını meydana getirir. Dielektrik geçirgenlik parametresi maddenin yer değiştirme akımına sebep olabilebileceğini gösteren bir ölçüsüdür. MT yöntemi gibi düşük frekanslı elektromanyetik yöntemde yer değiştirme akımları önemsiz hale gelir ve $\epsilon = \epsilon_0$ olduğu düşünülür (Simpson ve Bahr, 2005). ϵ_0 , burada serbest uzayın dielektrik geçirgenliğidir ($\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m).

Manyetik geçirgenlik (μ) : Atomik düzeyde, atomlar manyetik dipol olarak davranabilirler. Eğer bu dipoller bir manyetik alana maruz kalırsa, bulunduğu birime göre karakteristik olarak manyetik akı yoğunluğuna sebep olur. Manyetik geçirgenlik parametresi maddenin bu manyetik akıya sebep olabilmesinin bir ölçüsüdür. Yerküredeki çoğu kayaç ve hava için manyetik geçirgenlik değeri kendisinin boşluktaki değeri olan $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Henry/m değerine eşittir. Ancak aşırı derece mıknatıslanmış örneğin Curie sıcaklığının altındaki kayaçlar için bu değer artış göstermektedir (Telford ve diğ, 1990)

Yeryuvarındaki birimleri tanımlayan bu üç fiziksel parametre ile elektromanyetik alanı tanımlayan nicelikler arasında bağlantı vardır. Bu bağlantıyı kuran denklemler

$$J = \sigma E, \quad (B.7)$$

$$B = \mu H, \quad (B.8)$$

ve,

$$D = \epsilon E \quad (B.9)$$

şeklinde gösterilir (Simpson & Bahr, 2005).

B.3. Zaman ve Frekans Ortamında Elektromanyetik Dalga ve Yayınım Denklemleri

Denklem B.7 ve denklem B.3'teki Amper yasası denkleminde yerleştirilirse

$$\nabla \times B = \mu \sigma E + \mu \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (B.10)$$

halini alır. Ayrıca denklem B.6'daki Faraday yasası denkleminin rotasyonunu alırsak,

$$\nabla \times (\nabla \times E) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times B) \quad (B.11)$$

halini almaktadır. Bu son iki denklemdeki manyetik alan ifadelerini birbirine eşitler ve

$$\nabla \times (\nabla \times A) = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A \quad (\text{B.12})$$

şeklindeki vektör özelliğini kullanırsak elektrik alan ifadesi

$$\nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (\text{B.13})$$

olacak şekilde gösterilebilir. Bu noktada bazı varsayımlarla bu denklemin çözümüne devam edilir.

Varsayım 1: Coulomb ve Gauss yasasından hareketle serbest yük birikimi sürekli ortamda olmayacaktır ($Q = 0$). Bu varsayımdan hareketle elektrik alan

$$\nabla \cdot E = 0 \quad (\text{B.14})$$

şeklinde gösterilir. Bu ifade denklem B.13'te uygulanırsa, denklem B.13

$$\nabla^2 E = \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (\text{B.15})$$

halini alır. Böylece elektrik alan zamanla değişim gösteren 2.dereceden bir diferansiyel denklemle ifade edilir. Benzer biçimde manyetik alan için denklem,

$$\nabla^2 B = \mu \sigma \frac{\partial B}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \quad (\text{B.16})$$

olacak şekilde yazılabilir. Böylece Maxwell denklemlerinde birbirine bağımlı (coupled) olan elektrik ve manyetik alanlar, birbirinden bağımsız bir şekilde (decoupled) gösterilebilir.

Varsayım 2: Denklem B.15'in sağ taraftaki ilk terimi iletim akımlarını, ikinci terimi ise yer değiştirme akımlarını ifade etmektedir. Yer değiştirme akımları elektromanyetiğin yerküre uygulamaları söz konusu olduğunda oldukça düşük olmakta ve önemsiz hale gelmektedir. Yer değiştirme akımları ihmal edildiğinde denklem B.15

$$\nabla^2 E = \mu \sigma \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{B.17})$$

halini alır. Aynı şekilde manyetik alanda

$$\nabla^2 B = \mu \sigma \frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{B.18})$$

şeklinde ifade edilir. Elektromanyetik alanlar difüzyon şeklinde yayılırlar ve bu iki denklem difüzyon denkleminin birer formunu oluşturlar (Chave ve Jones, 2012; Simpson ve Bahr, 2005)

Elektrik ve manyetik alanın zaman ortamında değerlendirildiği gibi frekans ortamında da değerlendirilmesi yapılabilir. Bu noktada yine bazı varsayımlardan hareket etmemiz gerekmektedir.

Varsayım 3: Yüzey genliği E_0 olan elektromanyetik düzlem dalganın açısal frekansını $\omega = 2\pi f$ ve harmonik zamana bağlı formunu $e^{-i\omega t}$ şeklinde yazarsak elektrik alan,

$$E(x, y, z, t) = E_0(x, y, z)e^{-i\omega t} \quad (\text{B.19})$$

halini alır. $i = \sqrt{-1}$ olarak ifade edip, denklem B.19'u denklem B.17'ye uygularsak elektrik alan

$$\nabla^2 E_0 = -i\omega\mu\sigma E_0 \quad (\text{B.20})$$

ve manyetik alan

$$\nabla^2 B_0 = -i\omega\mu\sigma B_0 \quad (\text{B.21})$$

şeklinde gösterilir. Bu iki denklem indüksiyon denklemleri yâda Helmholtz eşitlikleri olarak adlandırılır. Bu denklemlere göre enerji yer içerisinde üstel olarak azalmaktadır. Çünkü elektromanyetik alanlar difüzyon olarak yayılırlar ve MT ölçümleri hacimsel sondaj sağlar (Simpson ve Bahr, 2005).

Yeryüzüne düşey olarak gelip yayılan elektromanyetik dalgadaki elektrik alanının ($E_0 = (E_x, E_y, E_z)$) genişletilmiş formu denklem B.20'den hareketle

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + i\omega\mu\sigma E_x = 0 \quad (\text{B.22})$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + i\omega\mu\sigma E_y = 0 \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + i\omega\mu\sigma E_z = 0 \quad (\text{B.24})$$

halini alır.

Varsayım 4: Elektrik alanın örneğin x yönünde polarize olduğu varsayılırsa denklem B.23 ve denklem B.24 ihmal edilir ($E_0 = (E_x, 0, 0)$). Böylece sadece denklem B.22 kalır.

Varsayım 5: Homojen yarı sonsuz ortamda düzlem dalga ilerlerken x ve y doğrultusunda değişim olmayacağını $\left(\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0\right)$ varsayarsak denklem B.22,

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + i\omega\mu\sigma E_x = 0 \quad (\text{B.25})$$

halini alır. Bu denklemin çözüm formunu

$$E_x(z) = A_1 e^{i\omega t + kz} + A_2 e^{i\omega t - kz} \quad (\text{B.26})$$

olacak şekilde ifade ettiğimizde, A_1 , A_2 ve k denklemdeki bilinmeyenleri oluşturacaktır. Bu denklemde bulunması gerekenler A_1 ve A_2 sabitleridir. Denklemin çözümünde ise sınır koşullarına bakılması gerekmektedir.

Sınır Koşulu 1: Yerkürede ilerleyen elektromanyetik dalga enerji üretmez ve yerküre elektromanyetiğin var olan enerjisini dağıtır ya da sönmülendirir. Bu yüzden geniş genliklere sahip elektrik alanlar yeryuvarında desteklenmez. Buna göre denklem B.26'da eşitliğin sağ tarafındaki ilk terimde $z \rightarrow \infty$ 'a giderken yok olur. Bu durumu sağlayan koşul $A_1 = 0$ 'dır. Geri kalan ifade ile denklem B.26

$$E_x(z) = A_2 e^{i\omega t - kz} \quad (\text{B.27})$$

halini alır. Denklem B.27 'yi denklem B.25'te yerine koyarsak,

$$k^2 A_2 + i\omega\mu\sigma A_2 = 0 \quad (\text{B.28})$$

şeklindeki denklem elde edilir. Bu durumda k ,

$$k = \sqrt{i\omega\mu\sigma} \quad (\text{B.29})$$

haliyle ifade edilir. Bu denklemin çözüm formu ise

$$k = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} + i\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (\text{B.30})$$

şeklinde olur. k dalgasayısını göstermektedir ve karmaşık bir sayıdan oluşmaktadır. Bu karmaşık sayının gerçel kısmı derinlikle azalımı, sanal kısım ise salınımı göstermektedir. Denklem B.26'daki çözüm formu ise

$$E_x(z) = A_2 e^{i\omega t} e^{-(1+i)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z} \quad (\text{B.31})$$

halini alır. Daha açık bir şekilde gösterilirse;

$$E_x(z) = A_2 e^{i\omega t} e^{-\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z} e^{-i\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z} \quad (\text{B.32})$$

şeklinde olur.

Sınır Koşulu 2: $z=0$ 'da, elektrik alan $E_x(0) = E_x^s = A_2$ şeklinde genlikle ifade edilir. Buna göre denklem B.32,

$$E_x(z) = E_x^s e^{i\omega t} e^{-\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z} e^{-i\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z} \quad (\text{B.33})$$

şeklinde gösterilebilir. Son denklemi, k , cinsinden yazarsak x yönündeki elektrik alanın derinlikle beraber değişimi

$$E_x(z) = E_x^s e^{i\omega t} e^{-kz} \quad (\text{B.34})$$

şeklinde gösterilir. Görüleceği üzere zamanda ve uzayda değişim gösteren alan bileşenlerinin hem gerçel hem de sanal kısmı bulunmaktadır.

B.4. Nüfuz Derinliği ve Bostick Özdirenci

Denklem B.34'ün uzayda değişimini gösteren ve elektrik alan genliğinin derinlikle değişimini ifade eden kısmı

$$|E_x(z)| = |E_x^s| e^{-kz} \quad (\text{B.35})$$

şeklinde gösterildiğinde $|E_x(z)|$ ifadesi derinlik arttıkça monoton bir şekilde azalacaktır. $z=0$ 'dan derinlere doğru herhangi bir z noktasında ($z = \delta$) genlik $1/e$ oranıyla üstel olarak azaldığında denklem B.35

$$\frac{|E_x(z = \delta)|}{|E_x^s|} = \frac{1}{e} = e^{-kz} \quad (\text{B.36})$$

şeklinde ifade edilir. Bu durum

$$k\delta = 1 \quad (\text{B.37})$$

eşitliğini gerektirir. k 'yı denklem B.30'un gerçel bileşini şeklinde yazarsak $z = \delta$ derinliği

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\rho}} \quad (\text{B.38})$$

şeklinde gösterilir. $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ olarak alındığında ve $\omega = 2\pi f$ olarak gösterildiğinde denklem B.38

$$\delta = 503 \sqrt{\frac{\rho}{f}} \quad (\text{B.39})$$

halini alır. Bu denklemde δ , nüfuz derinliği (skin depth) olarak tanımlanan ve en düşük frekans ile elektromanyetik dalganın nüfuz edebildiği maksimum nüfuz derinliğini ifade eder. Bu bilgiden hareketle herhangi bir frekanstaki görünür öz direnç değerlerinin derinlik bilgisi, frekans-derinlik dönüşümü yapılarak elde edilebileceği gibi ilgili nüfuz derinliğinde yaklaşık gerçek öz direnci de elde edilebilir. Bostick öz direnci olarak ifade edilen bu bağıntı

$$\rho_b(\delta) = \rho_a(f) \frac{1 + m(f)}{1 - m(f)} \quad (\text{B.40})$$

şeklindeki denklem ile gösterilir. Denklemdeki $m(f)$ ifadesi

$$m(f) = \frac{\text{dlog}(\rho_a(f))}{\text{dlog}(f)} \quad (\text{B.41})$$

şeklinde ifade edilerek logaritmik ölçekte görünür öz direncin gradyanını gösterir (Bostick, 1977).

B.5. Transfer Fonksiyonu

MT yönteminde transfer fonksiyonu denklem B.29'un tersi olarak

$$C = \frac{1}{k} \quad (\text{B.42})$$

şeklinde ifade edilir ve bu fonksiyona Schmuker-Weidelt transfer fonksiyonu denir. Görüleceği üzere bu transfer fonksiyonu da k dalga sayısı gibi frekansa bağlıdır. Homojen yarı sonsuz ortamlar için C transfer fonksiyonunun gerçel ve sanal bileşenleri eşittir.

Schmuker-Weidelt transfer fonksiyonu ile sahada ölçülen fiziksel özellikler arasında doğrusal bir ilişki kurar. Bu doğrusal ilişkiye göre, denklem B.27'yi elektrik alanın x yönünde polarize olmuş genliği ile yazar,

$$E_x = E_x^s e^{i\omega t - kz} \quad (\text{B.43})$$

ve z 'ye göre türevini alırsak

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -k E_x \quad (\text{B.44})$$

halini alır. Denklem B.44'ü Faraday yasasını ifade eden denklem B.6 ile kıyaslırsak,

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial t} = -i\omega B_y = -kE_x \quad (\text{B.45})$$

sonucuna ulaşılır. Böylece C transfer fonksiyonu ölçülen E_x ve B_y alanlarından ya da eşdeğer olarak E_y ve B_x alanlarından hareketle

$$C = \frac{1}{k} = \frac{E_x}{i\omega B_y} = -\frac{E_y}{i\omega B_x} \quad (\text{B.46})$$

olacak şekilde hesaplanabilir. Eğer C biliniyorsa, denklem B.30 ve denklem B.46'nın birleşimi sonucunda homojen yarı sonsuz ortamın öz direnci

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{|k^2|} \mu \omega = |C|^2 \mu \omega \quad (\text{B.47})$$

olacak şekilde elde edilebilir.

B.6. Bir Boyutlu Katmanlı Yarı Sonsuz Ortamda Wait Yinelemeli Yöntemi ile Manyetotellürik Modellenmesi: Görünür Özdirenc ve Faz Açısı

Şekil B.6'daki gibi bir boyutlu ve n katman sayısında yarı sonsuz model için her katmanda difüzyon denklemi, denklem B.20'nin denklem B.26 ile ifade edilmesi sayesinde bulunabilir. Buna göre her katmanda çözüm

$$E_{xn}(k_n, \omega) = A_{1n} e^{i\omega t + k_n z} + A_{2n} e^{i\omega t - k_n z} \quad (\text{B.48})$$

şeklinde olur. Zamanla değişmeyen elektromanyetik dalganın her katmanda difüzyon denklemi çözümünü genlik katsayıları ifade edersek

$$E_{xn}(k_n, \omega) = a_n(k_n, \omega) e^{+k_n z} + b_n(k_n, \omega) e^{-k_n z} \quad (\text{B.49})$$

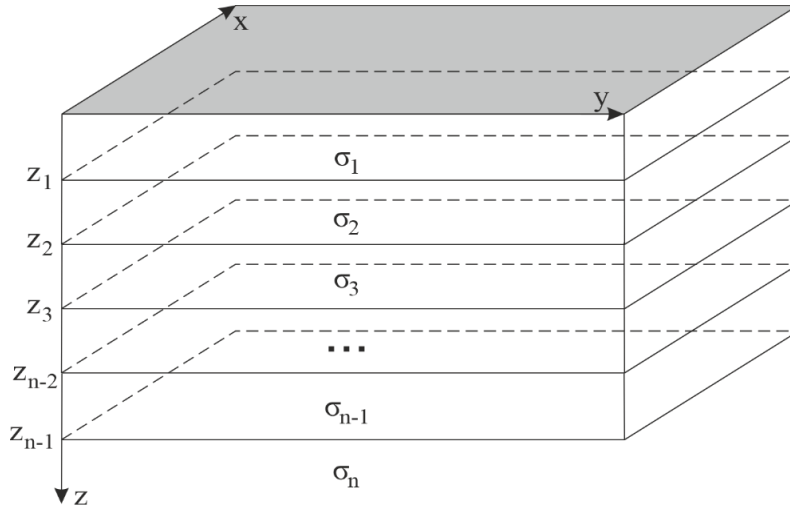
halini alır. Her katman sınırlı kalınlığa sahip olduğu için derinlik fazla yüksek değerlere ulaşamaz ve homojen yarı sonsuz modeldeki gibi $z \rightarrow \infty$ durumu olmaz ve A_1 terimi sıfırlanmaz. Benzer şekilde manyetik alan

$$B_{yn}(k_n, \omega) = \frac{k_n}{i\omega} a_n(k_n, \omega) e^{+k_n z} - b_n(k_n, \omega) e^{-k_n z} \quad (\text{B.50})$$

şeklinde gösterilir. Kuramsal olarak n . tabakada ilerleyen MT sondajı denklem B.49 ve denklem B.50 ile gösterildiğinde E_{xn} ve B_{yn} alanlarını ölçer ve her katmanda transfer fonksiyonu (C)

$$C_n(z) = \frac{E_{xn}(z)}{i\omega B_{yn}(z)} \quad (\text{B.51})$$

olacak şekilde tanımlanır.



Şekil B.6 : n-tabakalı yarı sonsuz model (Thiel, 2008).

Denklem B.49 ve denklem B.50'yi denklem B.51'e uygularsak her bir katman için transfer fonksiyonunu elde edebiliriz. Örneğin bir üst ve alt tabakaların transfer fonksiyonları sırasıyla

$$C_n(Z_{n-1}) = \frac{a_n e^{+k_n Z_{n-1}} + b_n e^{-k_n Z_{n-1}}}{k_n (a_n e^{+k_n Z_{n-1}} - b_n e^{-k_n Z_{n-1}})} \quad (B.52)$$

$$C_n(Z_n) = \frac{a_n e^{+k_n Z_n} + b_n e^{-k_n Z_n}}{k_n (a_n e^{+k_n Z_n} - b_n e^{-k_n Z_n})} \quad (B.53)$$

olacak şekilde gösterilir. denklem B.53'teki ifadeyi a_n/b_n şeklinde düzenleyip denklem B.52'de yerine koyarsak

$$C_n(Z_{n-1}) = \frac{1}{k_n} \frac{k_n C_n(Z_n) + \tanh[k_n (Z_n - Z_{n-1})]}{1 + k_n C_n(Z_n) + \tanh[k_n (Z_n - Z_{n-1})]} \quad (B.54)$$

denklemini elde etmiş oluruz. Bu denklemde $l_n = z_n - z_{n-1}$ ifadesini uygularsak denklem B.54

$$C_n(Z_{n-1}) = \frac{1}{k_n} \frac{k_n C_n(Z_n) + \tanh[k_n l_n]}{1 + k_n C_n(Z_n) + \tanh[k_n l_n]} \quad (B.55)$$

olacak şekilde son halini alır. Bu denklem katman sınırlarında elektrik ve manyetik alanın sürekli olduğu düşünülerek ifade edilen Wait yinelemeli formülü olarak bilinmektedir (Wait, 1954). Eğer bir alt katmanın transfer fonksiyonu biliniyorsa, bir üstündeki katmanın transfer fonksiyonu hesaplanabilir.

Denklem B.47’de gösterildiği üzere homojen yarı sonsuz ortamın özdirenci bulunabilmekteydi. Katmanlı ortamda her katman ayrı özdirence sahiptir ve her katmandaki özdirenci tanımlamak için görünür öz direnç kavramı kullanılmaktadır. MT yönteminde görünür öz direnç ve transfer fonksiyonu frekansın fonksiyonu olarak gösterilecek olursa

$$\rho_a(\omega) = |C(\omega)|^2 \mu \omega \quad (\text{B.56})$$

şeklinde ifade edilir. Görünür öz direnç yüksek frekansta ilk katmanın öz direncine, alçak frekansta en alt katmanın öz direncine eşit olmalıdır.

Transfer fonksiyonu (C) gerçel ve sanal bileşenleri ile birlikte karmaşık bir fonksiyon olduğundan fazı da vardır. Bir boyutlu katmanlı yarı-sonsuz ortam için transfer fonksiyonunun fazı

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{E_x}{B_y} \right) \quad (\text{B.57})$$

şeklinde ifade edilir.

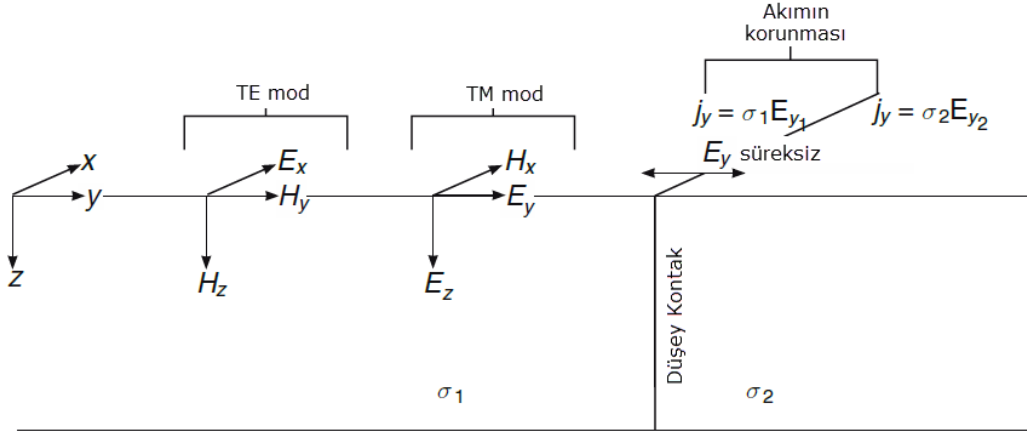
Görünür öz direnç ve faz periyodun yâda frekansın fonksiyonu olarak çizilebilir. İki ifade arasında geliştirilmiş bağıntılar olsa da birbirlerinden bağımsızdırlar ve ikisinin arasında ilişki kurmak zordur. Çünkü tam anlamıyla aralarında bir ilişki yoktur (Parker ve Booker, 1996).

B.7. İki Boyutlu Süreksizlik Ortamında İndüksiyon: TE ve TM Modlarının Sonlu Farklar Yöntemi ile Modellenmesi

İndüksiyon, süreksizlik ortamında akımın korunması ilkesine dayanır. Örneğin Şekil B.7’deki gibi düşey kontak ya da fay boyunca akım yoğunluğu denklem B.7’den hareketle

$$J_y = \sigma E_y \quad (\text{B.58})$$

olarak ifade edilebilir. Düşey kontak boyunca akım korunumlu olduğundan E_y ve H_y bileşeni süreksiz olmalıdır. Diğer bileşenler E_x ve H_x ise sınır boyunca süreklidir.



Şekil B.7 : Akımın korunması gereği kontak/fay yapısı civarında E_y ve H_y bileşenlerinin süreksizliği (Simpson ve Bahr, 2005).

Şekil B.7’de düşey kontak ya da fay modeli kendi doğrultusu boyunca sabit bir iletkenliğe sahiptir. Eğer doğrultu boyunca sonsuz bir uzanım varsa ya da dalganın nüfuz derinliğinden çok daha büyük bir uzanım var ise x yönünde değişim gözlenmeyecektir ($\frac{\partial}{\partial x} = 0$).

İdealde elektrik ve manyetik alan bileşenleri ortogoneldir ancak böyle bir yapıda 2 farklı modda alanlar gerçekleşir. Bunlar; 1) doğrultu boyunca paralel gelişen elektrik alan ve doğrultuya dik manyetik alan, 2) doğrultu boyunca paralel gelişen manyetik alan ve doğrultuya dik elektrik alandır. Bu durumu açıklamak için denklem B.5 ve denklem B.6’ya

$$\nabla \times A = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \quad (B.59)$$

şeklindeki vektörel rotasyon işlemi uygulanırsa, elektrik ve manyetik alan bileşenleri arasındaki ilişki

$$\frac{\partial(E_x - E_y + E_z)}{\partial y} - \frac{\partial(E_x - E_y + E_z)}{\partial z} = i\omega(B_x - B_y + B_z) \quad (B.60)$$

ve,

$$\frac{\partial(B_x - B_y + B_z)}{\partial y} - \frac{\partial(B_x - B_y + B_z)}{\partial z} = \sigma\mu_0(E_x - E_y + E_z) \quad (B.61)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu durumda elektromanyetik alanlar, denklem B.60 ve denklem B.61’de görüleceği üzere farklı modda ve bağımsız hale ayrılır. Doğrultuya paralel gelişen elektrik alan kutuplanmasına TE (Transverse Electric) mod, doğrultuya paralel gelişen manyetik alan kutuplanmasına TM (Transverse Magnetic) mod denir.

TE modunda elektrik alan E_x doğrultuya (kontak ya da fay) paralel polarize olurken, manyetik alan B_y y-z düzleminde korunur. Bu durumda denklem B.5 ve denklem B.6'dan hareketle iki boyutlu TE modun elektromanyetik alan bileşenleri

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial B_z}{\partial t} = -i\omega B_z, \quad (\text{B.62})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial t} = -i\omega B_y, \quad (\text{B.63})$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = \sigma\mu E_x \quad (\text{B.64})$$

şeklinde üç denklemlerle gösterilir. Bu üç denklemden hareketle E_x alanı için TE modun analitik denklemi ise

$$\frac{\partial^2 E_x(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(y, z)}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma(y, z)E_x(y, z) \quad (\text{B.65})$$

olacak şekilde gösterilir. TM modunda ise manyetik alan B_x doğrultuya paralel polarize olurken elektrik alan E_y y-z düzleminde korunur. Bu modun iki boyutlu elektromanyetik alan bileşenleri

$$-\frac{\partial B_x}{\partial y} = \sigma\mu E_z \quad (\text{B.66})$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} = \sigma\mu E_y \quad (\text{B.67})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega B_x \quad (\text{B.68})$$

şeklindeki denklemlerle ifade edilir. Bu denklemlerden hareketle B_x alanı için TM modun analitik denklemi ise

$$\frac{\partial^2 B_x(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_x(y, z)}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma(y, z)B_x(y, z) \quad (\text{B.69})$$

şeklinde gösterilir (Chave & Jones, 2012).

Havada elektrik akımının çok çok düşük olduğu ve iletkenliğin sıfıra eşit olduğu ($\sigma_{hava} = 0$) düşünülürse $z=0$ 'da denklem B.66

$$E_z(y, 0) = -\frac{1}{\mu\sigma} \frac{\partial B_x(y, 0)}{\partial y} = 0 \quad (\text{B.70})$$

halini alırken bu şartı ancak $E_z = 0$ koşulu sağlar. Bu durum pratikte B_x bileşenin y eksenine göre türevinin sabit, bir diğer anlamda y eksenini boyunca B_x bileşeninde değişim olmayacağını göstermektedir (Chave ve Jones, 2012).

Denklem B.65 ve denklem B.69'daki TE ve TM mod analitik denklemlerinin yaklaşık nümerik çözümleri için genelde sonlu farklar, sonlu elemanlar ve sonlu hacimler yöntemleri kullanılmaktadır. Yöntemlerde amaç böyle diferansiyel denklemlerin analitik çözümlerine nümerik olarak yaklaşmaktır.

Sonlu farklar yönteminde ayırık noktadaki alan değerleri ile bu noktalar arasındaki mesafelerin farklardan yararlanılır. Mesafeler sıfıra yaklaşırken alan değerlerine türevlerin doğrusal kombinasyonu şeklinde yaklaşılır. Noktalar arasındaki işlevin sürekliliği örtük fonksiyonla sağlanır. Sonlu elemanlar yönteminde diferansiyel denklem varyasyonel ifade (fonksiyon) olarak bilinen bir fonksiyon uzayında ifade edilir. Çözüm bölgesini ifade eden fonksiyon uzayı sonlu elemanlar ya da spektral elemanlar ile alt bölgelere ayrıklaştırılır. Sonlu hacimler yönteminde ise sonlu elemanlar yöntemindeki gibi ayrıklaştırmayla başlar, ayrıklaşan hacimler boyunca integrallerin çözümüne sonlu farklar yöntemi ile yaklaşılır (Chave ve Jones, 2012).

MT yönteminde sonlu farklar algoritması ilk olarak d' Erceville ve Kunetz (1962) tarafından düşey fay ve bu fayların civarındaki ortamların TM mod tepkisi için kullanılmıştır. Sonlu farklar yöntemi kullanılarak hem TE modda $E_x(y, z)$ hem de TM modda $H_x(y, z)$ alanlarının hesaplanmasını sağlayan algoritma ilk kez Jones ve Price (1970) tarafından uygulanmıştır. Bu algoritmalar kısıtlı bilgisayar hafızası ve hızından dolayı gridleri sabit ve oldukça büyük olmaktadır. 80'lerde hesaplaması hızlı ve hafızalanması yüksek bilgisayarlar sayesinde iyi tanımlanmış gridlerle çözüm sağlanmaya başlandı. İyi tanımlanmış grid ve kararlı algoritmalar Brewitt-Taylor ve Weaver (1976) ve Weaver ve diğ. (1985) tarafından önerilmiştir.

Denklem B.65'teki TE mod analitik denklemini 2-B gradyan (∇) ve Laplace (∇^2) operatörü cinsinden yazarsak

$$\nabla \cdot \nabla E_x = \nabla^2 E_x = \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -i\omega\mu\sigma E_x \quad (\text{B.71})$$

şeklinde ifade edilir. $B_x/\mu_0 = H_x$ eşitliğini kullanıp ρ öz direnç cinsinden yazarsak B.69'daki TM mod analitik denklemi de

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \rho \nabla H_x &= \rho \nabla^2 H_x + \nabla \rho \cdot \nabla H_x \\ &= \rho \left(\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial H_x}{\partial z} \\ &= -i\omega\mu H_x \end{aligned} \quad (\text{B.72})$$

şeklinde gösterilebilir (Aprea ve diğ, 1997).

Bu denklemlerde bulunması gereken alan TE mod için E_x , TM mod için H_x alan bileşenleridir. E_x alanı hesaplandığında yardımcı alan H_y ve H_z

$$H_y = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad H_z = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (\text{B.73})$$

olacak şekilde hesaplanabilmektedir. Aynı şekilde H_x alanı hesaplandığında yardımcı alan E_y 'de

$$E_y = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (\text{B.74})$$

olarak elde edilebilmektedir.

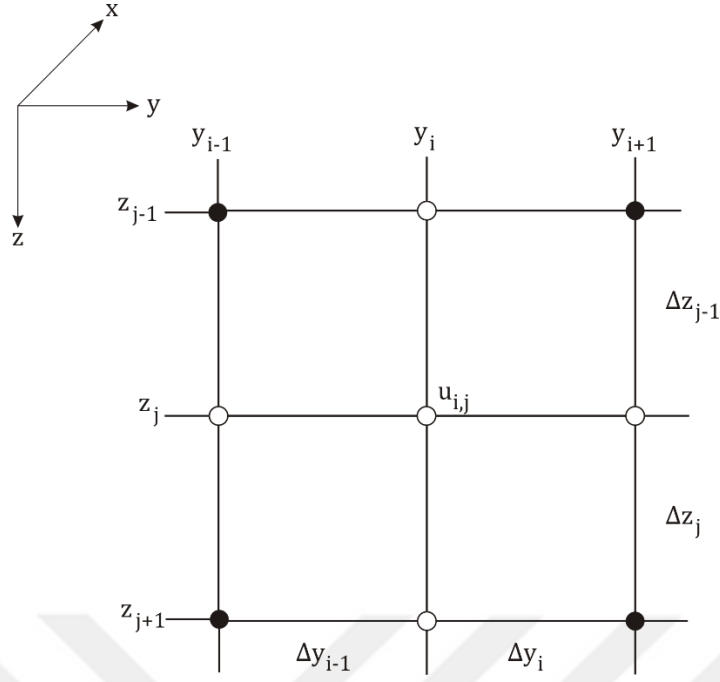
Tüm bileşenler hesaplandıktan sonra TE ve TM mod için MT empedansları Z_{xy} ve Z_{yx} , sırasıyla

$$Z_{xy} = Z_{TE} = \frac{E_x}{H_y} \quad (\text{B.75})$$

$$Z_{yx} = Z_{TM} = \frac{E_y}{H_x} \quad (\text{B.76})$$

şeklinde elde edilir.

Analitik denklemlerin nümerik çözümünden önce araştırma alanı Şekil B.8'deki gibi dikdörtgensel hücrelere ayrılır. Toplam hücre sayısı (N), yatay doğrultuda ki hücre sayısı (ny) ve düşey doğrultudaki hücre sayısının (nz) çarpımına eşittir ($N=ny \times nz$). Hücreler köşelerindeki düğüm noktalarında E_x ve H_x alanlarını temsil edecek şekilde u olarak tanımlanmıştır.



Şekil B.8 : 2-B MT modelleme için sonlu farklar model ağı. Düğüm noktalarında (i, j) yer-elektrik doğrultusuna yönelmiş TE ve TM alanları $(\mathbf{E}_x$ ve $\mathbf{H}_x)$ $u_{i,j}$ olarak ifade edilmektedir (Chave ve Jones, 2012'den derlenmiştir.)

Denklem B.71'deki TE mod analitik denkleminin y 'ye göre türevleri sonlu farklar cinsinden yazılırsa

$$\left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]_{i,j} \approx \frac{2}{y_{i+1} - y_{i-1}} \left[\frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{y_{i+1} - y_i} - \frac{u_{i,j} - u_{i-1,j}}{y_i - y_{i-1}} \right] \quad (\text{B.77})$$

şeklinde ifade edilir. Benzer şekilde z yönündeki türevler de

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]_{i,j} \approx \frac{2}{z_{j+1} - z_{j-1}} \left[\frac{u_{i,j+1} - u_{i,j}}{z_{j+1} - z_j} - \frac{u_{i,j} - u_{i,j-1}}{z_j - z_{j-1}} \right] \quad (\text{B.78})$$

olacak şekilde yazılır. Bu son iki denklem ile denklem B.71'deki TE mod analitik denklemi

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \nabla u_{i,j} \approx & \frac{2}{y_{i+1} - y_{i-1}} \left[\frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{y_{i+1} - y_i} - \frac{u_{i,j} - u_{i-1,j}}{y_i - y_{i-1}} \right] \\ & + \frac{2}{z_{j+1} - z_{j-1}} \left[\frac{u_{i,j+1} - u_{i,j}}{z_{j+1} - z_j} - \frac{u_{i,j} - u_{i,j-1}}{z_j - z_{j-1}} \right] \\ & + i\omega\mu\sigma_{i,j}u_{i,j} = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.79})$$

şeklinde gösterilmektedir.

Denklem B.72'deki TM mod analitik denkleminin y 'ye göre türevleri sonlu farklar cinsinden yazılırsa

$$\left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right]_{i,j} \approx \frac{2}{y_{i+1} - y_{i-1}} \left[\frac{\rho_{i+1/2,j}(u_{i+1,j} - u_{i,j})}{y_{i+1} - y_i} - \frac{\rho_{i-1/2,j}(u_{i,j} - u_{i-1,j})}{y_i - y_{i-1}} \right] \quad (\text{B.80})$$

şeklinde yazılır. Benzer şekilde z yönündeki türevler de

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]_{i,j} \approx \frac{2}{z_{j+1} - z_{j-1}} \left[\frac{\rho_{i,j+1/2}(u_{i,j+1} - u_{i,j})}{z_{j+1} - z_j} - \frac{\rho_{i,j-1/2}(u_{i,j} - u_{i,j-1})}{z_j - z_{j-1}} \right] \quad (\text{B.81})$$

olacak şekilde yazılır. Bu son iki denklem ile denklem B.72'deki TM mod analitik denklemi

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \rho \nabla u_{i,j} \approx & \frac{2}{y_{i+1} + y_{i-1}} \left[\frac{\sigma_{i+1,j}(u_{i+1,j} - u_{i,j})}{y_{i+1} - y_i} - \frac{\sigma_{i-1,j}(u_{i,j} - u_{i-1,j})}{y_i - y_{i-1}} \right] \\ & + \frac{2}{z_{j+1} + z_{j-1}} \left[\frac{\sigma_{i,j+1}(u_{i,j+1} - u_{i,j})}{z_{j+1} - z_j} - \frac{\sigma_{i,j-1}(u_{i,j} - u_{i,j-1})}{z_j - z_{j-1}} \right] + i\omega\mu u_{i,j} = 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

şeklinde gösterilmektedir (Chave & Jones, 2012).

E_x ve H_x alanlarını ifade eden her bir hücrede ki u çözüm vektörü, $u = [u_1, u_2, u_3 \dots u_N]$ şeklinde gösterildiğinde ve hücreler arasında alanların doğrusal olarak değiştiği varsayılırsa, bu doğrusallık

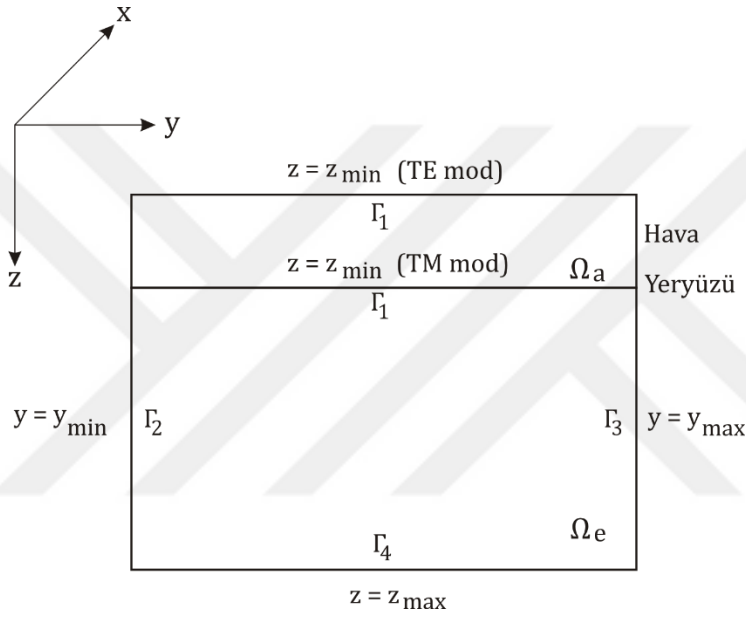
$$Ku = s \quad (\text{B.82})$$

şeklinde ki bir doğrusal denklemle ifade edilir. K , burada iletkenlik parametresinin $(\sigma(y, z))$ özelliklerini gösteren $N \times N$ 'lik bir matrisi oluşturmaktadır. Seyrek bir matris olduğu için tüm kare matrisin hesaplanmasına da gerek yoktur. u alanının hesaplanması için K matrisinin tersi hesaplanmalıdır. Ancak matrisin tekilliği ya da tekilliğe çok yakın olması çözümde problem oluşturabilmektedir (Unsworth, 2014). s , ise hesaplama alanının sınır koşullarını oluşturmaktadır. Şekil B.9 şematik olarak 2-B manyetotellürik model için hesaplama alanı ve alanın sınırlarını göstermektedir. TE mod için hesaplama alanı hem hava katmanı hem de yerküre alanından oluşmaktadır. TM mod için H_x havada neredeyse hiç değişmediğinden hava katmanı araştırma alanına dâhil edilmez (Aprea ve diğ, 1997; Chave ve Jones, 2012). Şekil B.9'da

görüldüğü gibi 2-B ortamda hesaplama alanı ($\Omega = [y_{min}, y_{max}] \times [z_{min}, z_{max}]$) dikdörtgensel olarak sınırlandırılmaktadır. Sınırlar

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= \{(y, z) | y_{min} < y < y_{max}, z = z_{min}\}, \\ \Gamma_2 &= \{(y, z) | z_{min} < z < z_{max}, y = y_{min}\}, \\ \Gamma_3 &= \{(y, z) | z_{min} < z < z_{max}, y = y_{max}\}, \\ \Gamma_4 &= \{(y, z) | y_{min} < y < y_{max}, z = z_{max}\}\end{aligned}\quad (B.83)$$

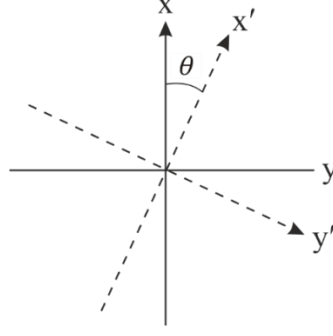
şeklinde tanımlanırken, Γ_1 , Dirichlet, Γ_2 ve Γ_3 Neumann, Γ_4 ise Robin sınır koşullarını ifade etmektedir (Tong ve diğ, 2018).



Şekil B.9 : 2-B manyetotellürik modelleme için hesaplama alanı ve sınırlar (Chave ve Jones, 2012 ve Tong ve diğ, 2018'den derlenmiştir).

B.8. Empedans Tensörünün Rotasyonu ve Boyutluluk Analizi

Şekil B.10'da görüldüğü gibi MT alıcıları ve dolayısıyla empedans tensörü bir matris çarpımı ile döndürülebilir. Empedans tensöründe elektrik alanın bir doğrultuda değişimi ile beraber bu doğrultuya dik manyetik alanın değişimi de bulunabilir. Ölçümleri bir düzlemde ($x - y$) farklı bir düzlemde ($x' - y'$) taşıdığımızda Z empedans tensörü matematiksel rotasyon sayesinde belirli bir düzlemde taşınabilirler.



Şekil B.10 : α rotasyon açısı ile $x - y$ düzleminin $x' - y'$ düzlemine taşınması (Simpson ve Bahr, 2005).

θ rotasyon açısı ve β_θ rotasyon matrisi olarak ifade edildiğinde döndürülmüş empedans tensörü,

$$Z' = \beta_\theta Z \beta_\theta^T \quad (\text{B.84})$$

şeklinde gösterilir. Burada β_θ ,

$$\beta_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.85})$$

şekilde ifade edilir. T üst indisi bu matrisin devriğini gösterdiğinde β_θ

$$\beta_\theta^T = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.86})$$

olarak gösterilir. Denklem B.84'ü açarsak empedans tensörünün tüm elemanları

$$\begin{aligned} Z'_{xx} &= Z_{xx} \cos^2 \theta + (Z_{xy} + Z_{yx}) \sin \theta \cos \theta + Z_{yy} \sin^2 \theta \\ Z'_{xy} &= Z_{xy} \cos^2 \theta + (Z_{xx} + Z_{yy}) \sin \theta \cos \theta - Z_{yx} \sin^2 \theta \\ Z'_{yx} &= Z_{yx} \cos^2 \theta + (Z_{yy} - Z_{xx}) \sin \theta \cos \theta - Z_{xy} \sin^2 \theta \\ Z'_{yy} &= Z_{yy} \cos^2 \theta + (Z_{yx} - Z_{xy}) \sin \theta \cos \theta - Z_{xx} \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (\text{B.87})$$

şeklinde de gösterilebilir. Daha sade bir şekilde bu elemanlar

$$\begin{aligned} Z'_{xx} &= S_1 + S_2 \sin \theta \cos \theta \\ Z'_{xy} &= D_2 + S_1 \sin \theta \cos \theta \\ Z'_{yx} &= D_2 - D_1 \sin \theta \cos \theta \\ Z'_{yy} &= -D_1 - D_2 \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{B.88})$$

olacak şekilde gösterilebilir. Burada S_1, S_2, D_1, D_2 modifiye edilmiş empedanslar olarak bilinir (Vozoff, 1972) ve

$$\begin{aligned} S_1 &= Z_{xx} + Z_{yy} \\ S_2 &= Z_{xy} + Z_{yx} \\ D_1 &= Z_{xx} - Z_{yy} \\ D_2 &= Z_{xy} - Z_{yx} \end{aligned} \quad (\text{B.89})$$

şeklinde ifade edilir.

Katmanlı yerküreyi temsil eden bir boyutlu modelin boyutluluk analizi için empedans tensörü koordinattan bağımsızdır (çünkü paralel elektrik ve manyetik alanlar ilişkisizdir) ve

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_n \\ -Z_n & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (\text{B.90})$$

şeklinde gösterilir (Cagniard, 1953; Wait, 1954). Koordinattan bağımsız bir boyutlu modelin uygunluğunu gösteren boyutsuz parametre

$$\Sigma = \frac{(D_1^2 + S_2^2)}{D_2^2} \quad (\text{B.91})$$

şeklinde ifade edilir (Simpson & Bahr, 2005).

İki boyutlu iletkenlik durumunda empedans tensörü uygun bir koordinatta gösterilmelidir. İdeal koşullarda ve uygun koordinat sisteminde iki boyutlu empedans tensörü

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (\text{B.92})$$

şeklinde ifade edilir. Ancak empedans tensörünün köşegen elemanları çok nadir sıfır olur. Bunun nedenleri; veri kalitesizliği ya da küçük ölçekte üç boyutlu heterojenlik yapıların oluşturduğu galvanik bozunum etkileridir (Simpson & Bahr, 2005). En ideali empedans tensörünün bu köşegen elemanlarının karelerinin toplamalarını minimum yapacak θ rotasyon açısını tespit etmektir. Buna göre $|Z_{xx}(\theta)|^2 + |Z_{yy}(\theta)|^2$ ifadesi,

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (|Z_{xx}(\theta)|^2 + |Z_{yy}(\theta)|^2) = 0 \quad (\text{B.93})$$

şeklinde θ 'ya göre türevi alınıp sıfıra eşitlenerek minimum aranır. Bu denklem koşulunu sağlayan θ açısı ise

$$\theta = 0.25 \tan^{-1} \left(\frac{2\text{Re}(S_2' D_1')}{|D_1'|^2 - |S_2'|^2} \right) \quad (\text{B.94})$$

olacak şekilde tespit edilir (Swift, 1967; Vozoff, 1972).

Koordinatın rotasyonel değişiminden bağımsız bir ve iki boyutlu analizini sağlayan Swift parametresi ise

$$\kappa = \frac{|S_1|}{|D_2|} \quad (\text{B.95})$$

olacak şekilde gösterilir.

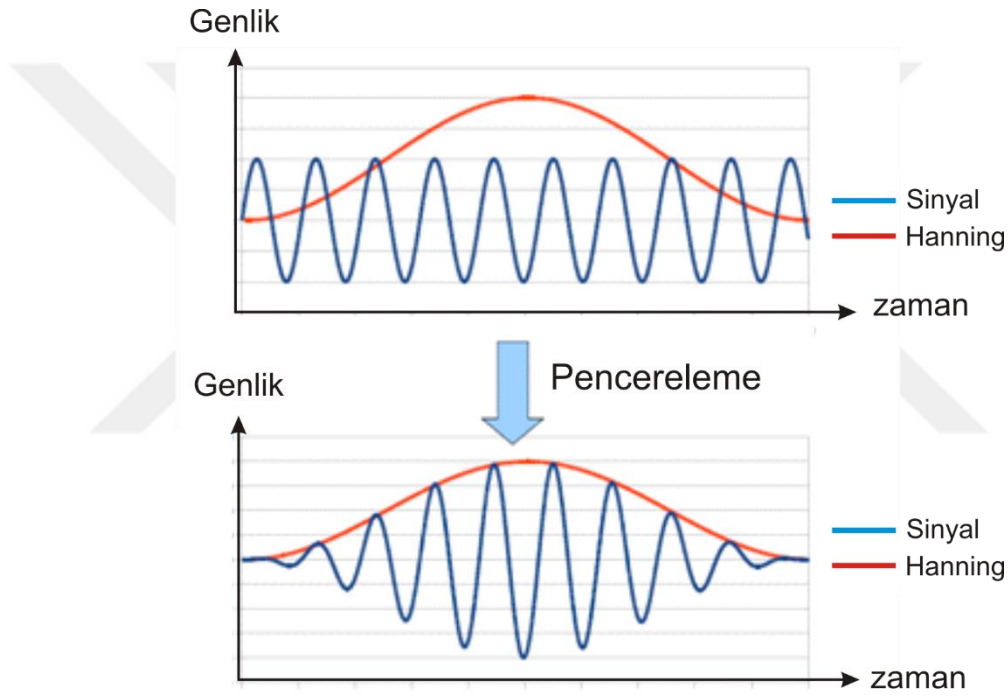
EK C

C.1. Hanning Penceresi

Hanning penceresine göre L uzunluğundaki pencerenin katsayıları

$$w(n) = 0.5 \left(1 - \cos \left(2\pi \frac{n}{N} \right) \right), \quad 0 \leq n \leq N, \quad L = N + 1 \quad (C.1)$$

şeklinde gösterilir. Şekil C.1 şematik olarak zaman serisi örneği üzerinde uygulanan Hanning pencerelemesini göstermektedir.



Şekil C.1 : Hanning penceresi (Johnson, 2009).

C.2. Yönseme Giderme

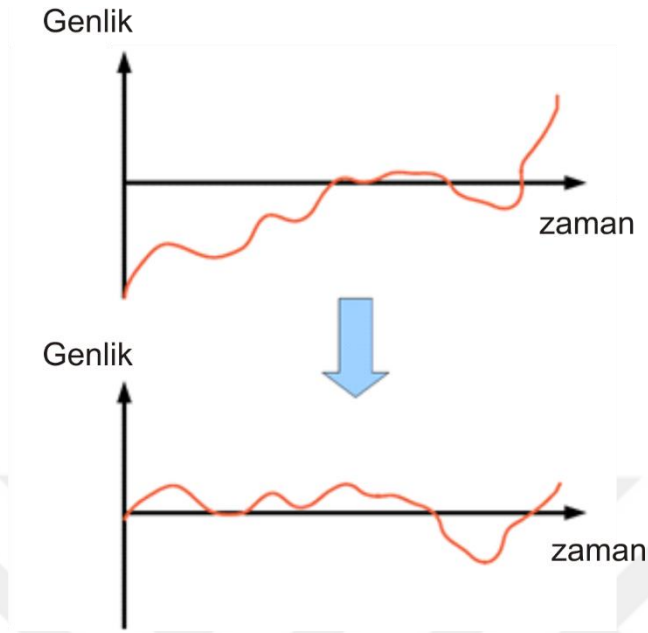
Yönseme giderme işleminde t_i , i. noktada zaman verisinin örneğini göstermek üzere

$$t_i \rightarrow t_i - ia\Delta t \quad (C.2)$$

şeklindeki ifadeyle yönseme giderme işlemi sağlanır. Burada a ,

$$a = \frac{\sum_{i=0}^n t_i i \Delta t}{\sum_{i=0}^{N-1} (i \Delta t)(i \Delta t)} \quad (C.3)$$

olacak şekilde ifade edilir (Simpson ve Bahr, 2005). Şekil C.2 şematik olarak zaman serisi üzerinde yönseme giderme işlemini göstermektedir.



Şekil C.2 : Yönseme giderme (Johnson, 2009).

C.3. Hızlı Fourier Dönüşümü

N adet örneğe ve $f_s = 1/\Delta t$ örnekleme frekansına sahip bir ayrık zaman serisini, örneğin manyetik alan kuzey-güney bileşeni ($B_x[n]$) üzerinden gösterecek olursak, bu zaman serisinin ayrık Fourier dönüşümü,

$$\tilde{X}(f_k) = \sum_{n=0}^N B_x[n] e^{-i2\pi \frac{kn}{N}}, \quad n = 1, \dots, N \quad (C.4)$$

şeklinde ifade edilir. Diğer tüm zaman serilerinin (B_y, B_z, E_x, E_y) ayrık Fourier dönüşümde bu denklem üzerinden hesaplanabilir. Böylece ham spektrumlar ve bileşenlerin f_k spektral çizgileri ($\tilde{X}(f_k), \tilde{Y}(f_k), \tilde{Z}(f_k), \tilde{N}(f_k)$ ve $\tilde{E}(f_k)$) elde edilebilir. Burada k , değerlendirilen frekansı ifade eder. FFT aşaması ile birlikte Nyquist frekansından (ω_{NY}) büyük frekanslarda

$$\tilde{X}(f_k) = 0, \quad \forall f_k > f_{k_{NY}} = \frac{1}{2\Delta t} \quad (C.5)$$

olacak şekilde kaldırılır. Buna göre zaman aralığı (Δt) ile Nyquist frekansı ters orantılıdır. Örnekleme zaman aralığını arttırıp Nyquist frekansını düşürmek daha düşük frekanslara odaklanma sağlar ancak frekans ortamında katlanmaya komşu frekansların birbirine geçmesine ve düşük frekansta yapay sinyaller oluşmasına sebep olmaktadır (Buttkus, 2000).

Frekans çözünürlüğü (Δf), zaman serisinde örnekleme frekansı (f_s) ve FFT uzunluğunun (N) bir fonksiyonu olarak

$$\Delta f = \frac{f_s}{N} \quad (C.6)$$

şeklinde ifade edilir. Eğer örnekleme frekansı sabit olup FFT uzunluğunu geniş tutulursa zaman ekseninden bağımsız gözlem sayısını ifade edecek şekilde yığma pencere sayısı az olur ancak frekans çözünürlüğü yani frekanslarının ayırımıda yüksek olur. Tam tersi olarak FFT uzunluğu dar tutulursa bağımsız gözlem sayısı arttırılırken frekans çözünürlüğünde düşüş gerçekleşir. Bu tez çalışması kapsamında genellikle 1024 FFT uzunluğu kullanılmıştır.

C.4. Güç ve Çapraz Spektrumlar

Güç spektrumunu örnek olarak K-G manyetik alan bileşeni B_x 'in ham spektrumu üzerinden gösterecek olursak, k . hedef frekansta güç spektrumu

$$\langle \tilde{X} \tilde{X}^* \rangle_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^k \tilde{X}_k \tilde{X}_k^* \quad (C.7)$$

şeklinde denklem ile hesaplanabilir (Buttkus, 2000). Burada, $\tilde{X}_k^*$, $\tilde{X}_k$ 'nin karmaşık eşleniğidir. Bu denklem sayesinde tüm bileşenler kendi spektrumları ile işleme sokulduğunda güç spektrumları, farklı bileşenlerdeki spektrumlarla işleme sokulduğunda ise çapraz spektrumları elde edilebilir.

C.5. Parzen Spektral Penceresi

Şekil C.3 şematik olarak frekans ortamında Parzen spektral pencerelemeyi göstermektedir. Frekans ortamında Parzen pencere fonksiyonu,

$$\begin{aligned} \text{parzen}(f_k) &= 1 & \text{eğer, } |f_k - f| &= 0 \\ \text{parzen}(f_k) &= [\sin(i\pi/j_k) / j_k]^4 & \text{eğer, } 0 < |f_k - f| < f_r \\ \text{parzen}(f_k) &= 0 & \text{eğer, } |f_k - f| > f_r \end{aligned} \quad (\text{C.8})$$

şeklinde tanımlanırken, f_r , radyal frekansı göstermektedir (Friedrichs, 2007).

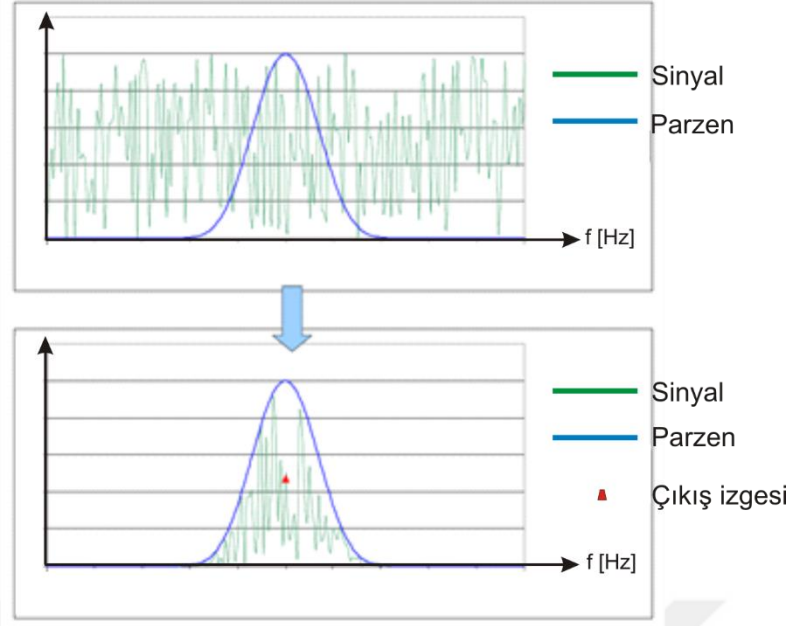
Parzen spektral pencerelemesinde pencerenin genişliği yarıçapı ile ifade edilir. Buna göre pencere yarıçapı hedef frekans ve radyal frekansla arasında

$$f_r = f_t \cdot C_r \quad (\text{C.9})$$

olacak şekilde bir bağıntısı bulunmaktadır. Parzen yarıçapının seçimi frekans çözünürlüğü ve radyal frekans için önemlidir. Parzen pencerelemesi ile hedef frekans boyunca yumuşatma işlemi gerçekleştirildiğinden frekans çözünürlüğünden büyük ama minimum uzunlukta radyal frekans kullanılmalıdır. Böylece Parzen penceresi altında hedef frekansın tüm civarındaki spektral çizgiler üzerinden işlem gerçekleştirilmiş olunur. Bunun için yeterli koşul

$$C_r = \frac{f_s}{(f_k N)} \quad (\text{C.10})$$

şeklindedir. Bu denklem de görüleceği üzere FFT uzunluğu ile Parzen yarıçapı arasında da bir ilişki vardır. Genelde asıl istenen hedef frekans çözünürlüğünü arttırmaktır. Eğer uzun FFT uzunluğu kullanılırsa frekans çözünürlüğü artacak ve ayırık spektral çizgiler kısa frekansta ayırma sahip olacaktır. Bu durumda hedef frekans spektral çizgilerden iyi bir ortalama almamız için kısa yarıçapta Parzen penceresi kullanmamız gerekir. Tam tersi olarak az sayıda veri olması durumunda kullanabileceğimiz kısa FFT uzunluğunda yumuşatma işlemi gerçekleştirmek için geniş Parzen penceresi kullanmamız yeterli olabilmektedir.



Şekil C.3 : Parzen spektral penceresi.

C.6. Yığma İşlemi

Örnek bir gösterim olarak manyetik alan K-G bileşenin spektrumu ($\tilde{X}$) üzerinden gösterecek olursak, l sayıda pencerenin yığması,

$$\langle\langle\tilde{X}\tilde{X}^*\rangle\rangle = \sum_{l=1}^{\text{tüm pencereler}} \langle\tilde{X}\tilde{X}^*\rangle_l \quad (\text{C.11})$$

şeklinde gösterilir. Diğer tüm bileşenlerin güç ve çapraz spektrumlarının yığma aşamaları da bu denklem üzerinden elde edilebilir.

C.7. En Küçük Kareler

Denklem 3.22 ve denklem 3.23'teki hata paylarının karmaşık eşleniği ile çarpımı, bağımsız ölçümler $E_x^j(\omega), H_x^j(\omega), E_y^j(\omega), H_y^j(\omega)$ 'in en küçük kareler anlamında sapmalarının karelerinin toplamı şeklinde ifade edilirse

$$\sum_{j=1}^N \varepsilon_j \varepsilon_j^* = \sum_{j=1}^N \left(E_x^j(\omega) - Z_{xx}H_x^j(\omega) - Z_{xy}H_y^j(\omega) \right) \left(E_x^{*j}(\omega) - Z_{xx}H_x^{*j}(\omega) - Z_{xy}H_y^{*j}(\omega) \right) \quad (\text{C.12})$$

$$\sum_{j=1}^N \mu_j \mu_j^* = \sum_{j=1}^N (E_y^j(\omega) - Z_{yx} H_x^j(\omega) - Z_{yy} H_y^j(\omega)) (E_y^{*j}(\omega) - Z_{yx} H_x^{*j}(\omega) - Z_{yy} H_y^{*j}(\omega)) \quad (C.13)$$

halini alır. Denklem C.12’de Z_{xx} ve Z_{xy} ’nin gerçel ve sanal kısımlarına göre türevi alınıp sifıra eşitlenirse

$$\sum_{j=1}^N E_x^j(\omega) H_x^j(\omega) = Z_{xx} \sum_{j=1}^N H_x^j(\omega) B_x^{*j}(\omega) + Z_{xy} \sum_{j=1}^N H_y^j(\omega) H_x^{*j}(\omega) \quad (C.14)$$

$$\sum_{j=1}^N E_x^j(\omega) H_y^j(\omega) = Z_{xx} \sum_{j=1}^N H_x^j(\omega) B_y^{*j}(\omega) + Z_{xy} \sum_{j=1}^N H_y^j(\omega) H_y^{*j}(\omega) \quad (C.15)$$

şeklinde gösterilebilir. Aynı işlem denklem C.13 için Z_{yx} ve Z_{yy} ’nin gerçel ve sanal kısımlarına uygulanırsa

$$\sum_{j=1}^N E_y^j(\omega) H_x^j(\omega) = Z_{yx} \sum_{j=1}^N H_x^j(\omega) H_x^{*j}(\omega) + Z_{yy} \sum_{j=1}^N H_y^j(\omega) H_x^{*j}(\omega) \quad (C.16)$$

$$\sum_{j=1}^N E_y^j(\omega) H_y^j(\omega) = Z_{yx} \sum_{j=1}^N H_x^j(\omega) H_y^{*j}(\omega) + Z_{yy} \sum_{j=1}^N H_y^j(\omega) H_y^{*j}(\omega) \quad (C.17)$$

halini alır. Spektrumlardan hareketle j adet bağımsız gözlem ile son dört denklem

$$\begin{aligned} \langle E_x H_x^* \rangle &= Z_{xx} \langle H_x H_x^* \rangle + Z_{xy} \langle H_y H_x^* \rangle \\ \langle E_x H_y^* \rangle &= Z_{xx} \langle H_x H_y^* \rangle + Z_{xy} \langle H_y H_y^* \rangle \\ \langle E_y H_x^* \rangle &= Z_{yx} \langle H_x H_x^* \rangle + Z_{yy} \langle H_y H_x^* \rangle \\ \langle E_y H_y^* \rangle &= Z_{yx} \langle H_x H_y^* \rangle + Z_{yy} \langle H_y H_y^* \rangle \end{aligned} \quad (C.18)$$

şeklinde gösterilebilir. Bu dört denklem Çizelge 3.2’deki spektral matrise göre yazılırsa

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= \frac{\langle \tilde{N} \tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{Y} \tilde{Y}^* \rangle - \langle \tilde{Y} \tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{N} \tilde{Y}^* \rangle}{A} \\ Z_{xy} &= \frac{\langle \tilde{X} \tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{N} \tilde{Y}^* \rangle - \langle \tilde{X} \tilde{Y}^* \rangle \langle \tilde{N} \tilde{X}^* \rangle}{A} \\ Z_{yx} &= \frac{\langle \tilde{E} \tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{Y} \tilde{Y}^* \rangle - \langle \tilde{Y} \tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{E} \tilde{Y}^* \rangle}{A} \end{aligned} \quad (C.19)$$

$$Z_{yy} = \frac{\langle \tilde{X}\tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{E}\tilde{Y}^* \rangle - \langle \tilde{X}\tilde{Y}^* \rangle \langle \tilde{E}\tilde{X}^* \rangle}{A}$$

olacak şekilde ifade edilebilir. Burada A,

$$A = \langle \tilde{X}\tilde{X}^* \rangle \langle \tilde{Y}\tilde{Y}^* \rangle - \langle \tilde{X}\tilde{Y}^* \rangle \langle \tilde{Y}\tilde{X}^* \rangle \quad (\text{C.20})$$

ile gösterilir (Buttkus, 2000).

Ağırlıklandırılmış en küçük kareler yönteminde, denklem C.19'da gösterilen ve spektrumlardan oluşan empedans tensör bileşenlerinin hata payları

$$\min \sum_{i=1}^N w_i r_i^2 \quad (\text{C.21})$$

olacak şekilde minimumu aranmaktadır. Burada r_i , empedans tensöründe hata payına göre sapma miktarını, w_i ise ağırlıklandırma miktarını göstermektedir. Ağırlıklandırma miktarı

$$w_i \cong \frac{1}{\sigma_i} \quad (\text{C.22})$$

olacak şekilde varyans (σ_i) ile ters orantılıdır.

C.8. Uzak Nokta

Uzak nokta yöntemi de denklem C.18'deki gibi en küçük kareleri kapsar ancak spektral analizde kullanılan bileşenler uzak noktada kullanılan manyetik alan bileşenlerdir. Bu doğrultuda empedans tensör bileşenleri

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= \frac{\langle \tilde{N}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{Y}\tilde{Y}_r^* \rangle - \langle \tilde{Y}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{N}\tilde{Y}_r^* \rangle}{A} \\ Z_{xy} &= \frac{\langle \tilde{X}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{N}\tilde{Y}_r^* \rangle - \langle \tilde{X}\tilde{Y}_r^* \rangle \langle \tilde{N}\tilde{X}_r^* \rangle}{A} \\ Z_{yx} &= \frac{\langle \tilde{E}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{Y}\tilde{Y}_r^* \rangle - \langle \tilde{Y}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{E}\tilde{Y}_r^* \rangle}{A} \\ Z_{yy} &= \frac{\langle \tilde{X}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{E}\tilde{Y}_r^* \rangle - \langle \tilde{X}\tilde{Y}_r^* \rangle \langle \tilde{E}\tilde{X}_r^* \rangle}{A} \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

şeklinde gösterilir. Alt indis r, uzak nokta manyetik alan bileşenini işaret ederken A ise

$$A = \langle \tilde{X}\tilde{X}_r^* \rangle \langle \tilde{Y}\tilde{Y}_r^* \rangle - \langle \tilde{X}\tilde{Y}_r^* \rangle \langle \tilde{Y}\tilde{X}_r^* \rangle \quad (\text{C.24})$$

şeklinde ifade edilir (Gamble ve diğ, 1979).

EK D

Hidrojeolojik veri Şekil D.1’de da şematik olarak gösterilen maden galerisinde ilerleyen üretim aynasının önündeki bir kuyudan sağlanmıştır. Bu ölçümler ile yer altı su seviyesindeki düşüş gözlemlenebilmektedir. Model tepkisi için Karaman ve diğ. (1999)’de bahsedilen hidrolik yük denklemi kullanılmıştır. Zamanda ve uzayda değişim gösteren bu denklem

$$h(x, t) = W \frac{v|x - a(t)|}{2D\sqrt{\pi}} e^{\frac{v|x-a(t)|}{2D}} \int_{\frac{|x-a(t)|}{2\sqrt{Dt}}}^{+\infty} \frac{1}{\xi^2} e^{-\xi^2 - \frac{v^2|x-a(t)|^2}{\xi^2 16D^2}} d\xi \quad (D.1)$$

şeklinde gösterilir. Denklemden W ,

$$W = (q/S)\Delta t \quad (D.2)$$

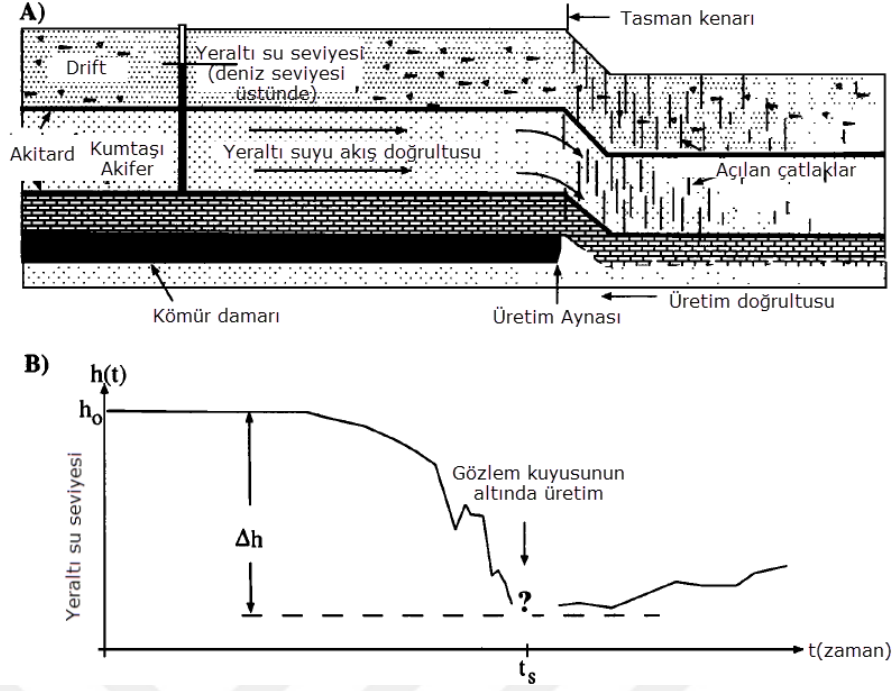
olarak ifade edilirken, ξ ,

$$\xi = \frac{(|x - a(t)|)}{2\sqrt{(D(t - \tau))}} \quad (D.3)$$

şeklinde gösterilir. Denklem D.3’te gösterilen parametreler; $a(t)$, gözlem kuyusuna göre üretim aynasının konumunu, D , hidrolik difüzyonu, h , hidrolik yükü, q , özgül debi ya da Darcy hızını, T , hidrolik geçirgenliği, S , depolama katsayısını, t , zamanı ve x , kuyu lokasyonunu göstermektedir. Burada kestirimi yapılan parametreler depolama katsayısı (S) ve hidrolik geçirgenlik (T) ‘dir. Hidrolik geçirgenlik yaklaşık olarak

$$T = D.S \quad (D.4)$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil D.1 : Şematik olarak A) uzunayak kömür madenciliğinde üretim ve etkileri, B) Yeryüzeri su seviyesinin üretim boyunca düşüşü. (Karaman ve diğ., 1999).

Hidrolik yük denkleminde giren sabit parametreler ise Çizelge D. 1’de gösterilmektedir.

Çizelge D. 1. Denklem D.1’deki model denkleminde kullanılan sabit parametreler.

Kömür üretim oranı (m/gün)	9
Ortalama yüzey tasmanlaşması (m)	1.5
Çatlak yoğunluğu	0.1
t=0 anında kuyu ile üretim aynası arasındaki uzaklık	740

Kullanılan PSO parametreleri Çizelge 2.1’de ki Clerc ve Kennedy (2002) parametreleri olmuştur. Parçacık sayısı ise 30 seçilmiştir. GA’da ise parçacık sayısı ile aynı olacak şekilde 30 birey kullanılmıştır. GA parametrelerinde çaprazlama yüzdesi 0.8 ve mutasyon parametresi ise 0.02 olarak alınmıştır. Her iki yöntem için kestirimi yapılan parametrelerin arama aralığı; hidrolik geçirgenlik için 0-40 m²/d iken, depolama katsayısı için 0.01-0.02 aralığındadır. İterasyon sayısı her iki yöntemde de 30 olarak seçilmiştir. Hata payını ifade eden amaç fonksiyonu (α) için

$$\alpha = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_i^{obs} - y_i^{cal})^2 \right]^{1/2} \quad (D.5)$$

şeklindeki denklem kullanılmıştır. Bu denklemde y_i^{obs} gözlemsel veriyi, y_i^{cal} hesaplanan model tepkisini, n ise veri sayısını göstermektedir.



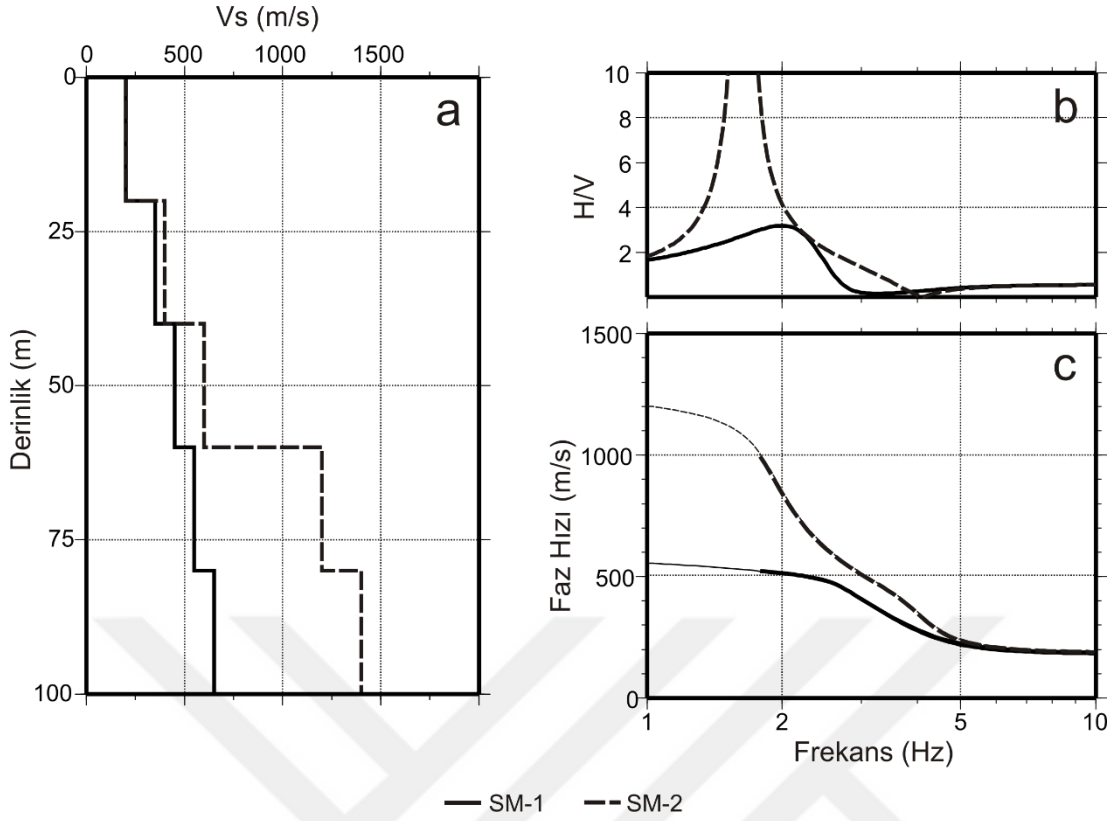
EK E

E.1. Üretilen Sentetik Modeller ve Veriler

Şekil E.1, homojen, izotrop ve 5 tabakalı modellerden üretilen sentetik RWD ve HVSR eğrilerini göstermektedir. Bu modellerden birinde makaslama dalgası hızı derinlikle beraber yavaşça artarken (SM-1), diğerinde üçüncü katman ara yüzeyinde göze çarpan bir hız kontrastına sahiptir (SM-2). Modellerin v_p/v_s oranı 4'ten (en üst katman) 1.7'ye (en alt katman) doğru üstel azalacak şekilde hesaplanmıştır. Genellikle sedimanter basenlerde kullanılan bu oran ile P dalgası hızları (v_p) da tespit edilmiştir. Modellerin her katmanda yoğunluğu ise

$$\rho = \left(\frac{2v_p}{1000} + 15 \right) \times 9.81 \quad (\text{E.1})$$

olacak şekilde v_p hızından elde edilmiştir (Tezcan ve diğ, 2006). Temel modda sentetik dispersiyon ve eliptiklik eğrisi SESAME European Project tarafından geliştirilen açık kaynak SESARRAY yazılım paketi tarafından üretilmiştir. Her ne kadar özellikle de saha verisinde yüksek modlar kullanmak dispersiyon eğrisinde çok çözünürlüğü azaltacak olsa da (Dal Moro, 2010; Zor ve diğ, 2010), optimizasyon algoritmasına odaklanılması açısından bu tez kapsamında sadece temel mod analizi yapılmıştır. Ayrıca çözünürlük açısından RWD eğrilerinin frekansı için 1.8 Hz'den büyük frekanslar kullanılmıştır (Fäh ve diğ, 2001; Scherbaum ve diğ, 2003)

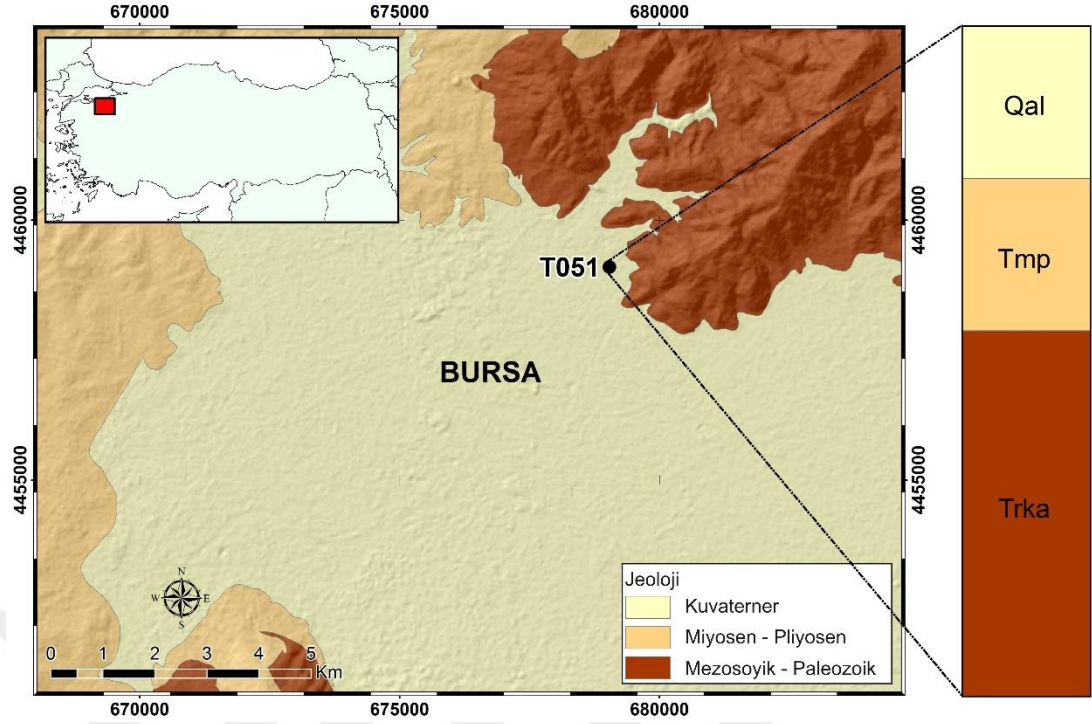


Şekil E.1 : Hız-derinlik modelleri (a), bu modellerin HVSR veya eliptiklik eğrisi b), RWD eğrisi (c).

E.2. Saha Verisi ve Çalışma Sahasının Tanımlanması

Şekil E.2’de işaretli ve Bursa baseninin kenarında yer alan T051 lokasyonu, aktif-pasif dizilim kullanılarak elde edilen mikrotremor verisi lokasyonunu ve tek istasyon ölçümlerinin alındığı noktayı göstermektedir. Jeolojik harita jeolojik birimlerin yaşlarına göre basitleştirilmiş olarak gösterilmektedir. En üstte kuvaterner sedimanlar, tabanında Miyosen-Pliyosen birimleri ve en altta temel birimler olarak Mezosoyik-Paleozoik birimler yer almaktadır. Ortalama yüksekliği 100 metre olan merkez kuvaterner basen yaklaşık 10 km kuzeydoğuya uzanırken, güneydoğuya ise 25 km’ye uzanmaktadır.

RWD ve HVSR eğrilerini elde etmek için toplanan sismolojik veriler TÜBİTAK-MAM (Marmara Araştırma Merkezi) Yer ve Deniz Bilimleri Enstitüsü tarafından “Site Classification and Seismic Hazard Assessment of Bursa City” (Zor ve Özalaybey, 2013) projesi kapsamında elde edilmiştir. Ölçümlerin tüm teknik detayları Zor ve diğ. (2010)’da gösterilmiştir.



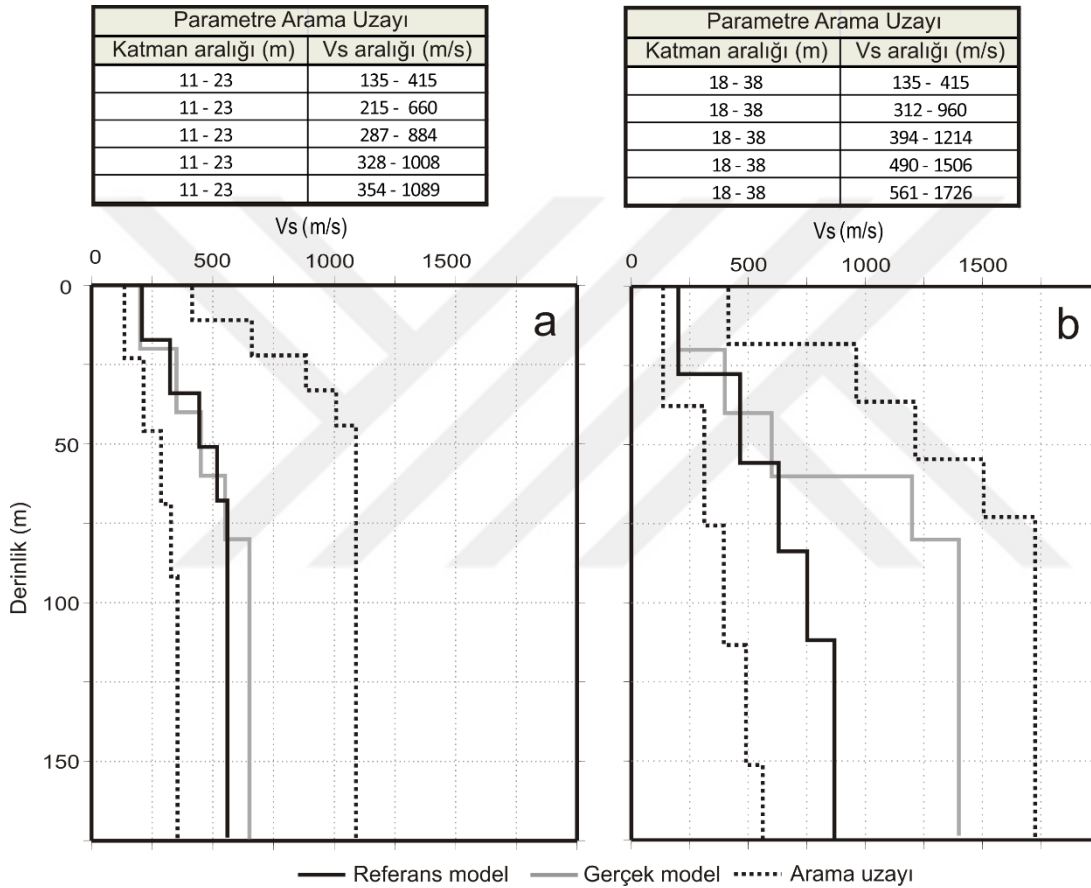
Şekil E.2 : Bursa baseninin basitleştirilmiş jeolojik haritası. Düşey kolon basendeki jeolojik birimleri, T051 ise dizilim ölçümlerinin alındığı noktayı göstermektedir.

E.3. Seçilen Parametre Arama Uzayı ve Pareto Parçacık Sürü Optimizasyonu

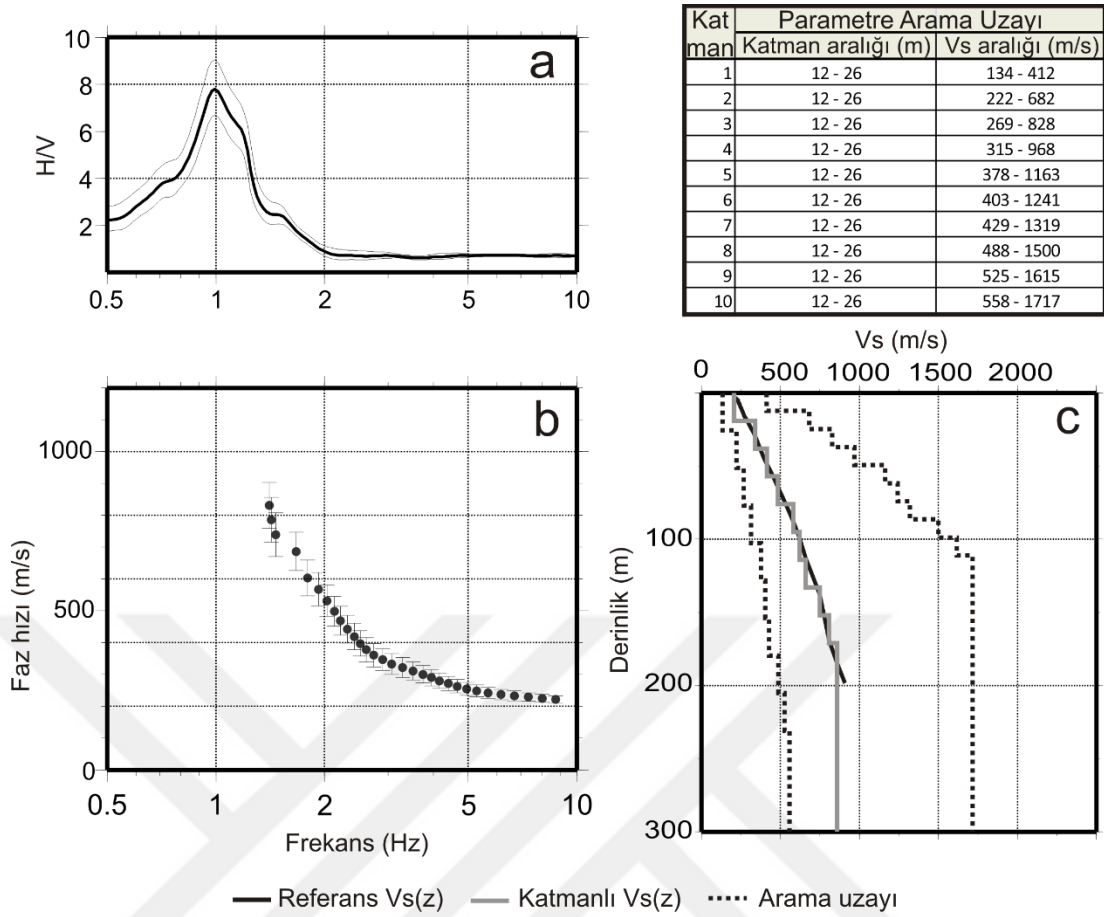
Parametreleri

Her ne kadar PSO algoritması başlangıç modeline bağlı olmasa da mantıklı bir çözümün efektif bir şekilde elde edilmesinde parametrelerin aranacağı uzayın tanımlanması gerekmektedir. Bunun için Park ve diğ. (1999) ile Stokoe ve diğ. (1994) yaklaşımına dayanan ve Zor ve diğ. (2010) tarafından tanımlanan RWD eğrisi ile referans başlangıç modelini veren yaklaşım kullanılmıştır. Bu yaklaşıma göre gözlemlenen RWD faz hızları $c(f)$, ilgili frekansa bölünerek faz hızından dalgaboyuna $c(\lambda)$ 'ya çevrilir. Daha sonra $c(\lambda)$, 1.09 ile çarpılıp, λ^2 'ye bölündüğünde, derinliğin fonksiyonu olarak $v_s(z)$ hızları elde edilir ve katmanlı bir şekilde başlangıç referans modeli olarak kullanılabilir (Zor ve diğ, 2010). Şekil E.3, her iki sentetik model (SM-1 ve SM-2) için üretilen referans modelleri göstermektedir. Burada göze çarpan detay, Şekil E.3a'da referans model gerçek model SM-1'e oldukça yakın iken, Şekil E.3b'de referans model keskin hız kontrastına duyarsız kalmıştır. Bunun nedeni RWD eğrisinin ilgili dalga boyundaki derinliğe kadar ortalama hıza duyarlı olmasıdır. Şekil E.3 ayrıca referans modele göre +/- %35 aralığındaki hız ve kalınlık için arama uzayını tanımlamıştır. Ancak bir istisnai durum olarak, Şekil E.3b'deki gerçek modele

göre referans modelden üretilen v_s arama uzayı oldukça kısa kalmakta ve gerçek modeli tam olarak kavrayamamaktadır. Arama uzayının üst sınırını daha geniş tutmak adına referans model hızının iki katı olarak seçilmiş ve bu durum her iki sentetik model için de uygulanmıştır. Arama uzayının böyle geniş seçilmesi veride görülebilecek keskin hız kontrastlarını da kavrayarak doğru modelleme sonuçlarına imkân sağlayacaktır. Bu yaklaşım Şekil E.4'te gösterilen saha verisi ve bu veriyi temsil edecek 10 tabakalı model için de kullanılmıştır.



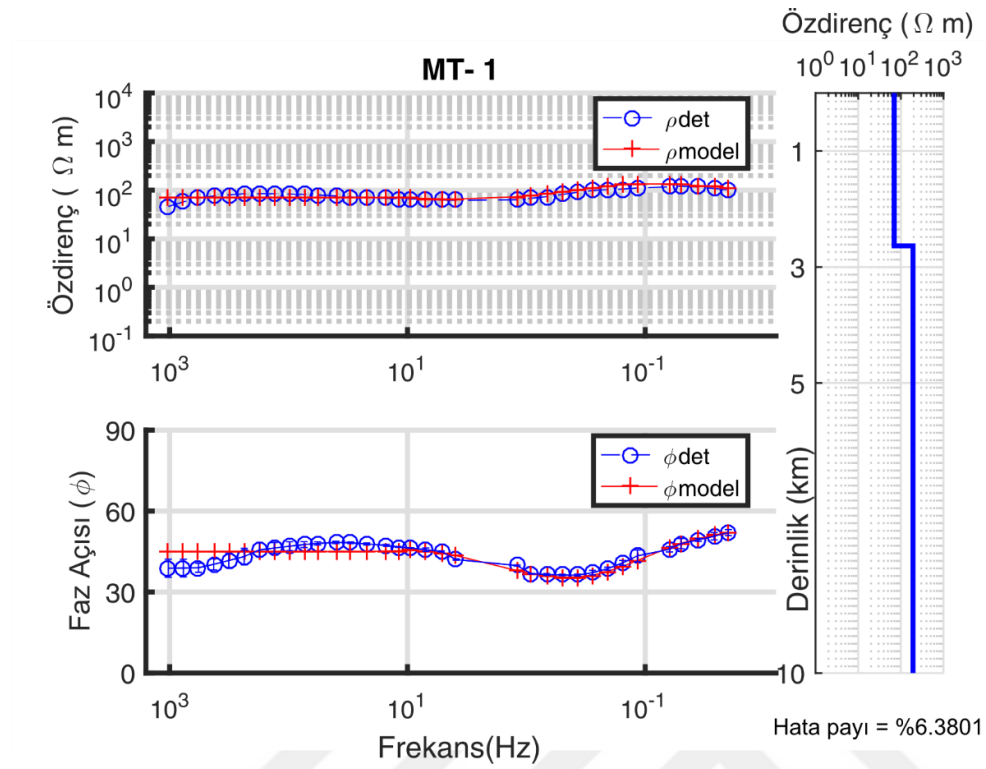
Şekil E.3 : Gerçek model, referans hız modeli ve parametre arama uzayı SM-1 için (a), SM-2 için (b). Her bir modelin arama uzayı şekillerin üzerinde tablolanmıştır.



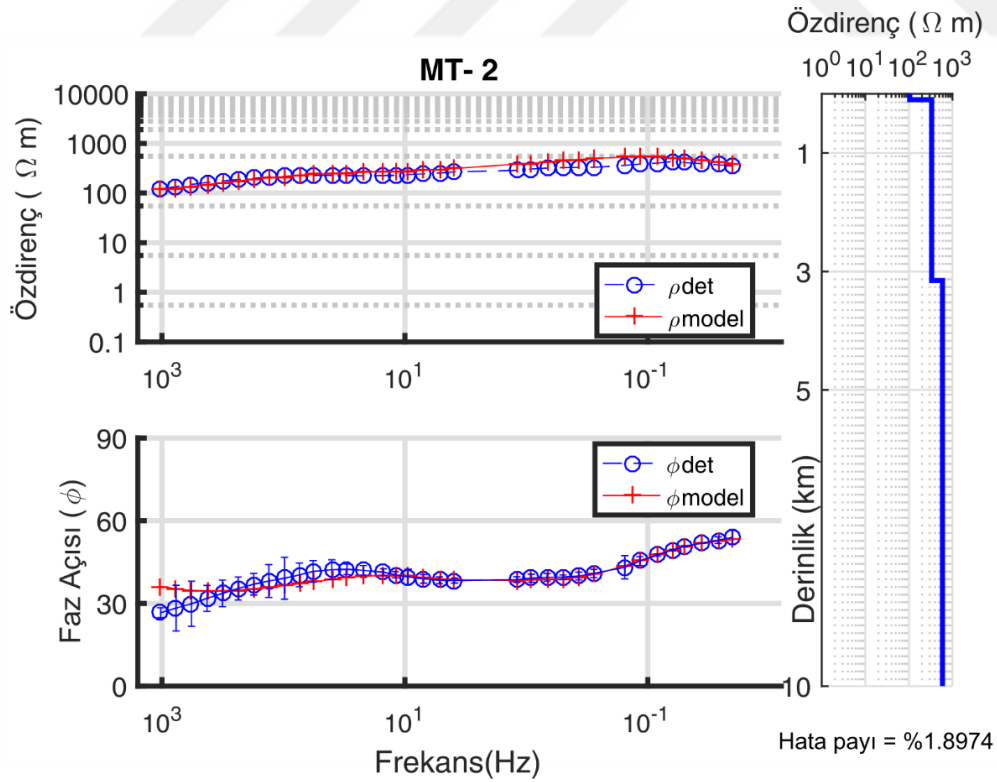
Şekil E.4 : T051 noktasında elde edilen HVSr (a), ve RWD (b) eğrisinin standart sapmaları ile beraber gösterimi. Referans hız modeli (c) ise sağ üst köşede gösterilen her tabakadaki hız ve kalınlığın arama uzağı ile beraber gösterilmektedir.

SM-1 ve SM-2 sentetik modelleri için parçacık sayısı Pace, Santilano, & Godio (2019) referans alınarak, model parametre sayısının (5 katman hızı, 5 katman kalınlığı) on katı olacak şekilde 100 olarak seçilmiştir. Saha verisinde ise 10 katman hızı ve on katman kalınlığından oluşan toplam 20 model parametresi için 200 parçacık sayısı kullanılmıştır. İterasyon sayısı ise sentetik veriler için 200, saha verisi için 1000 olarak belirlenmiştir. PSO parametreleri Çizelge 2.1’de Kennedy ve diğ. (2001) tarafından tanımlanan parametreler kullanılmıştır. Grid sayısı ise Coello Coello ve Reyes-Sierra (2006) önerisiyle 30 olarak seçilmiştir. Hem RWD hem de HVSr eğrisi için kullanılan hata payını gösteren amaç fonksiyonu (α) için denklem D.5 kullanılmıştır. Bu denklemde y_i^{obs} gözlemsel veriyi, y_i^{cal} hesaplanan model tepkisini, n ise ilgili yöntemde kullanılan frekans sayısını göstermektedir.

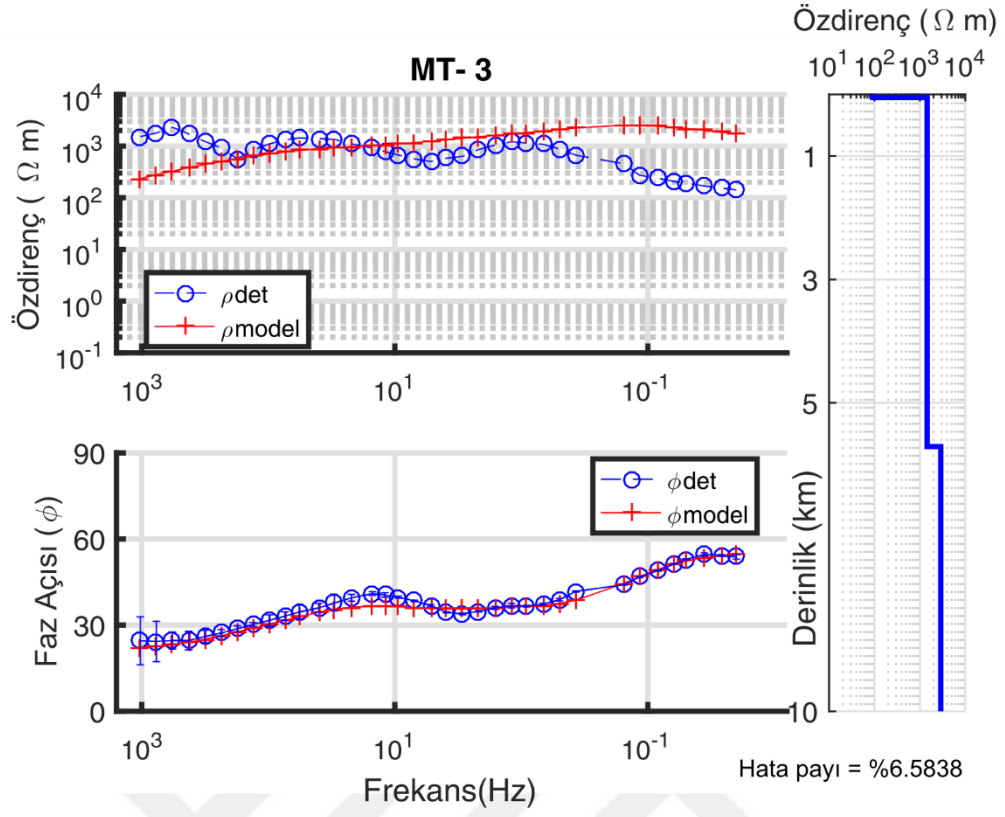
EK F



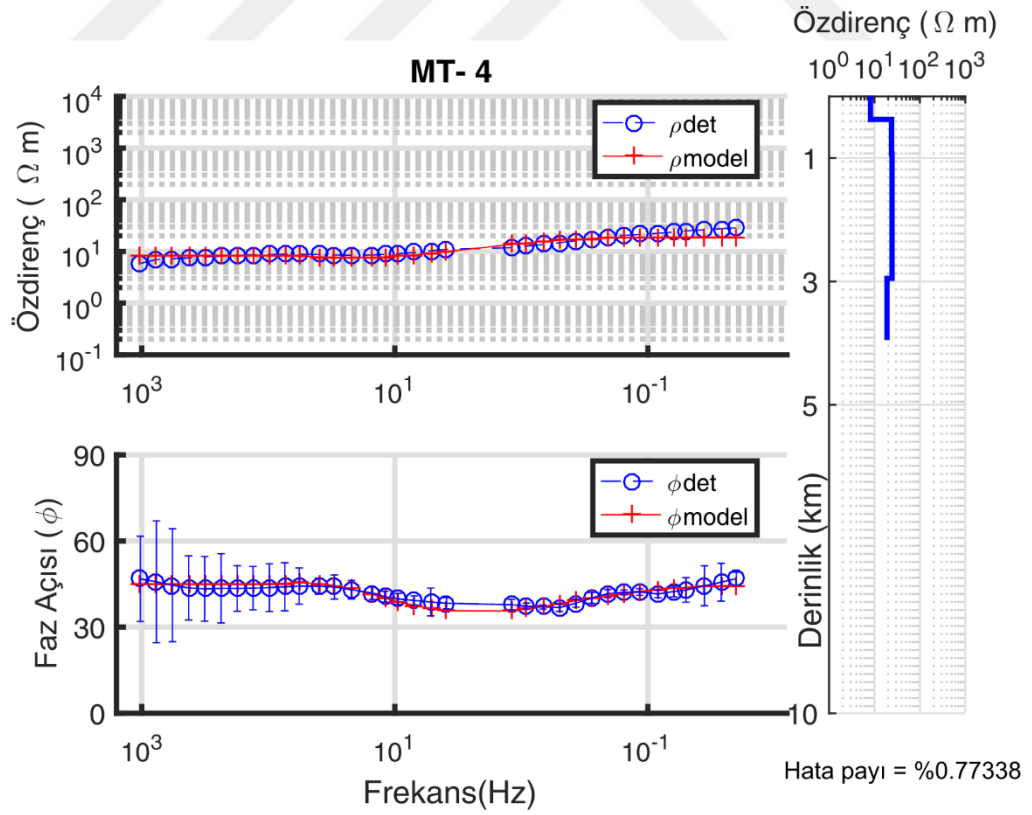
Şekil F.1 : MT-1 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



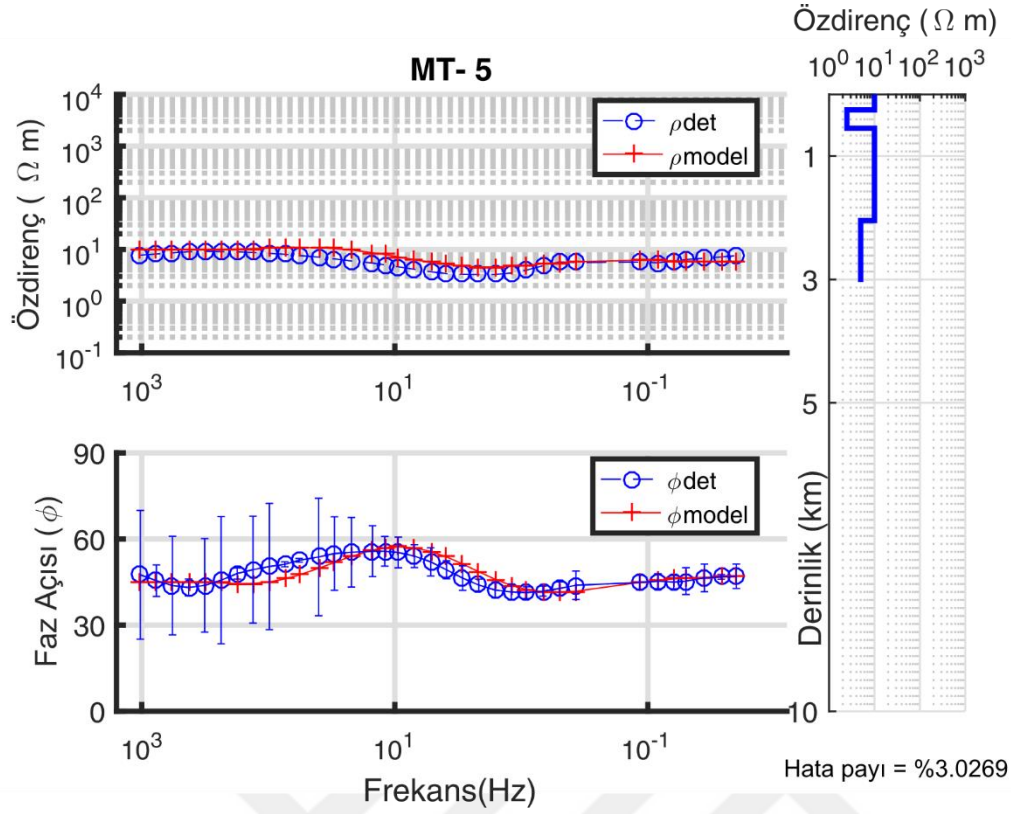
Şekil F.2 : MT-2 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



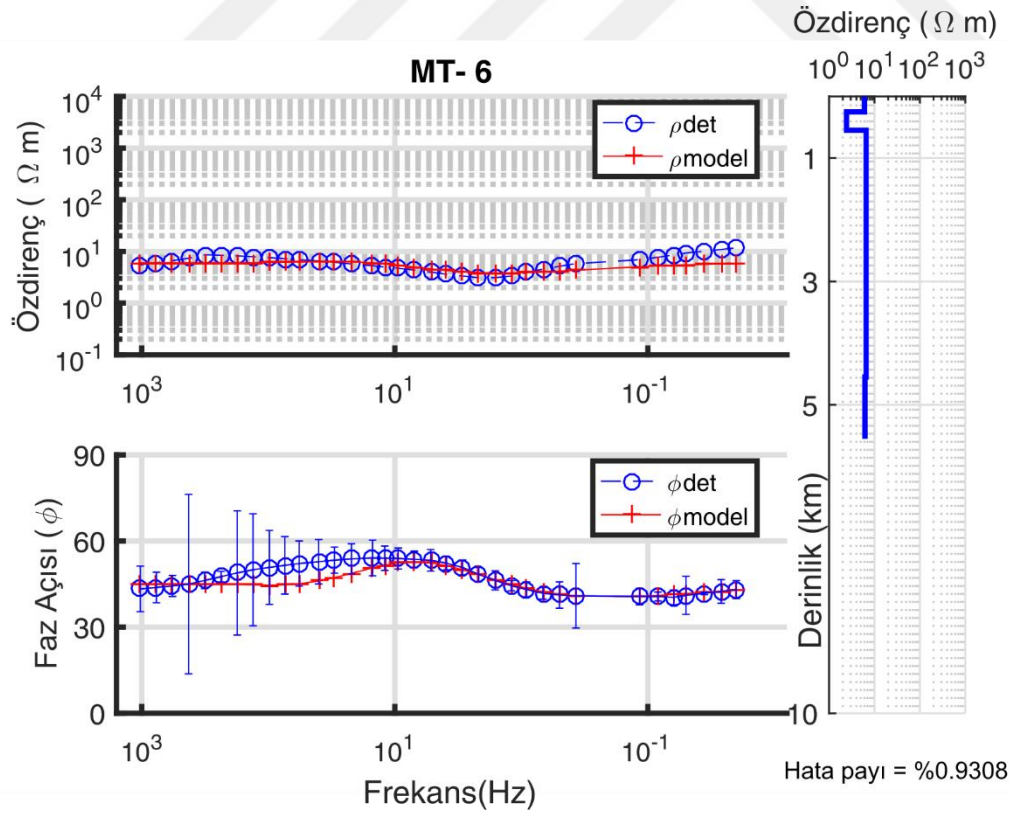
Şekil F.3 : MT-3 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



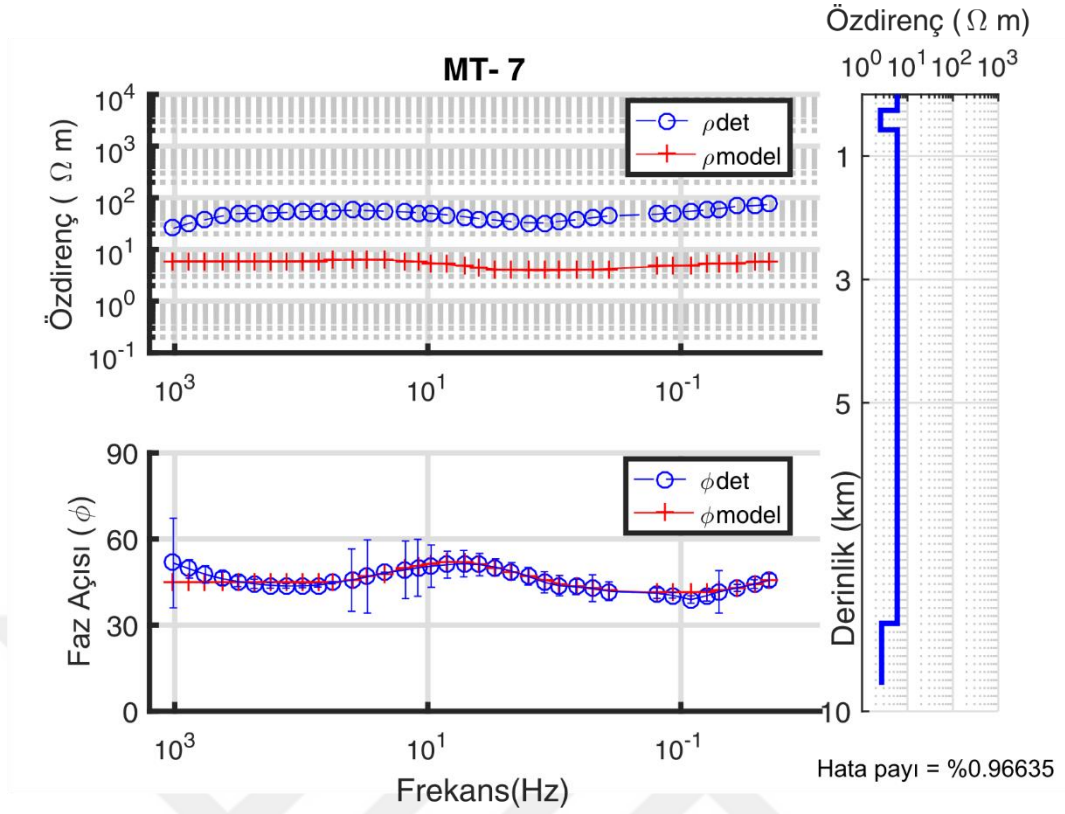
Şekil F.4 : MT-4 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



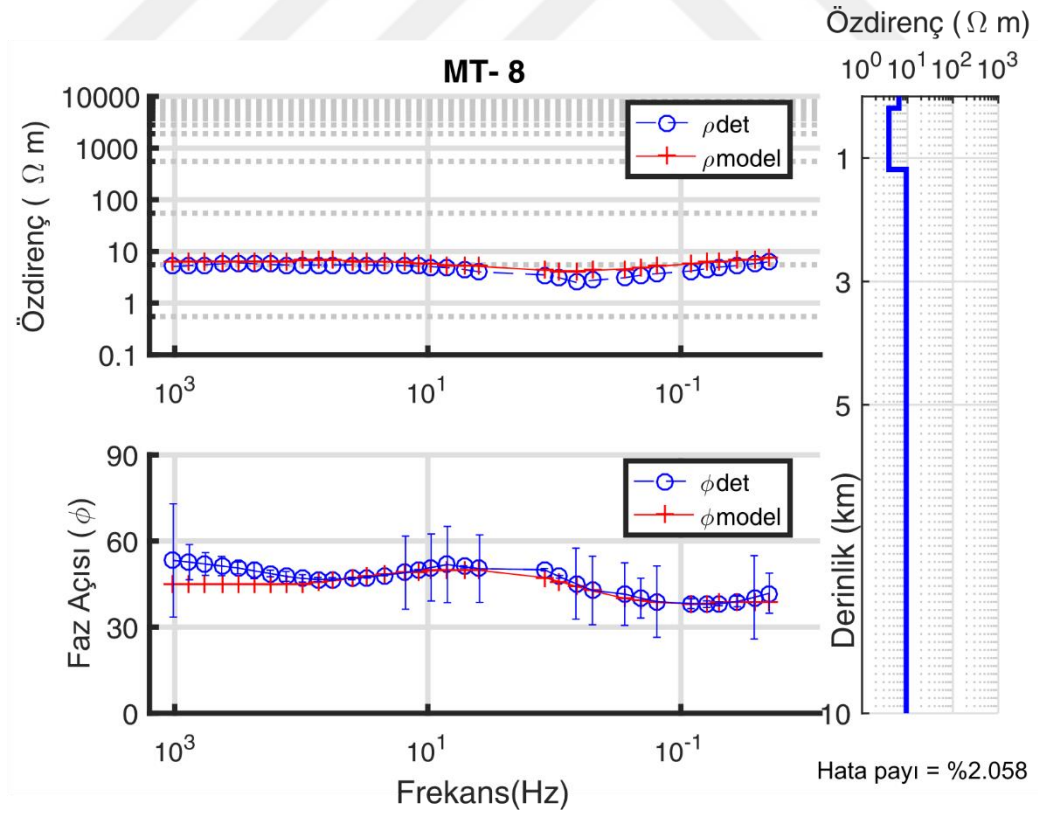
Şekil F.5 : MT-5 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



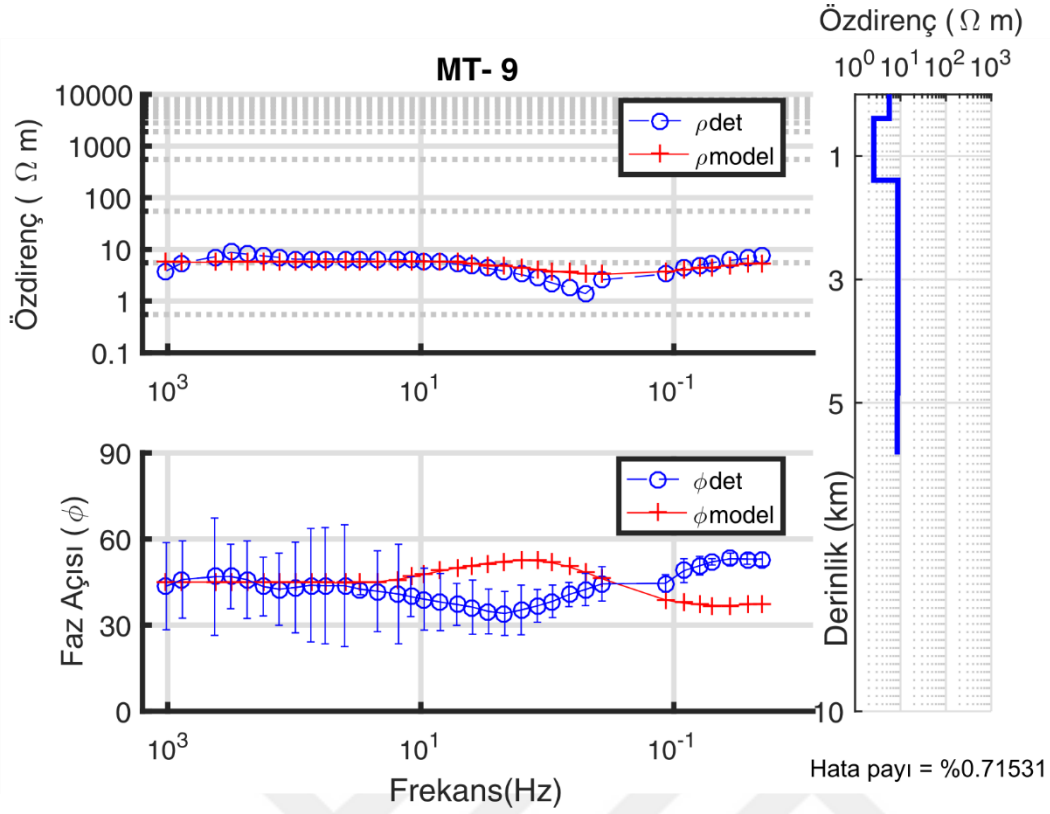
Şekil F.6 : MT-6 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



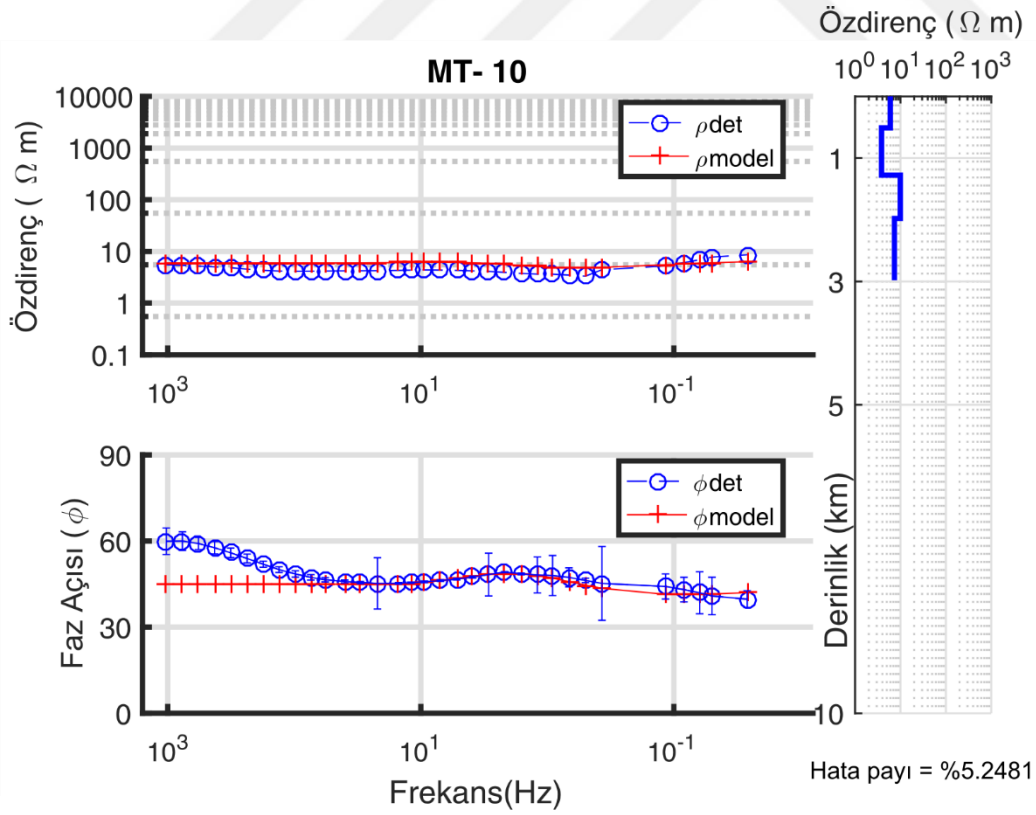
Şekil F.7 : MT-7 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



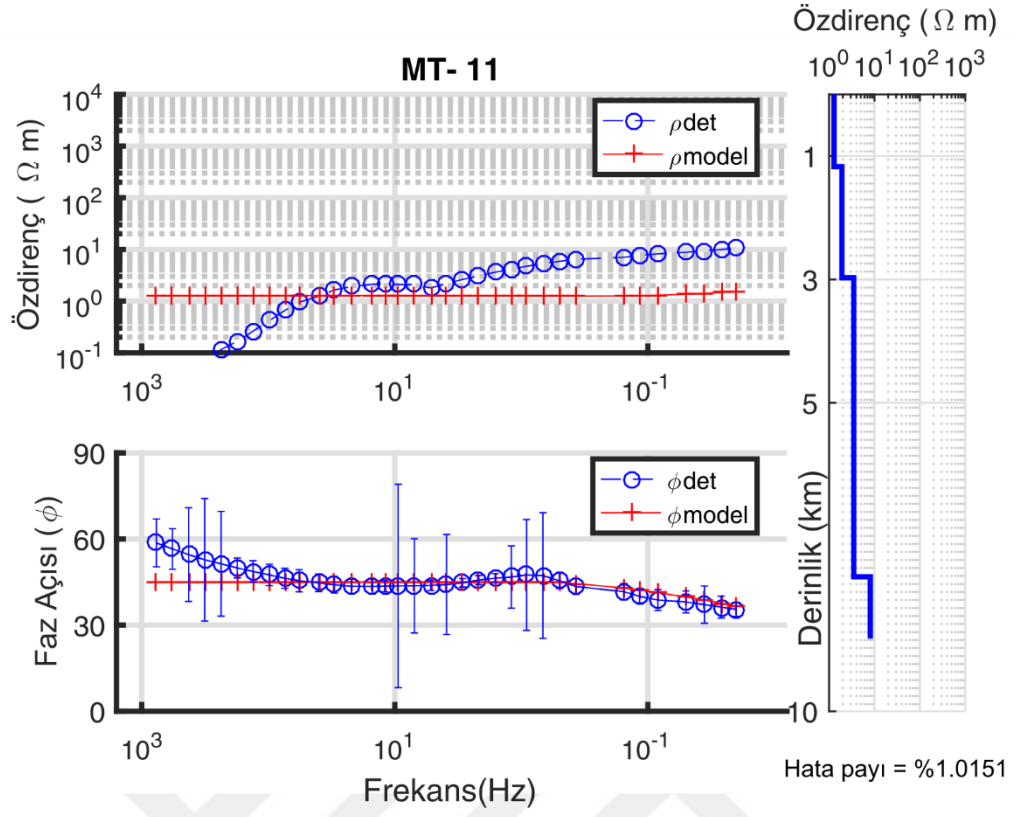
Şekil F.8 : MT-8 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



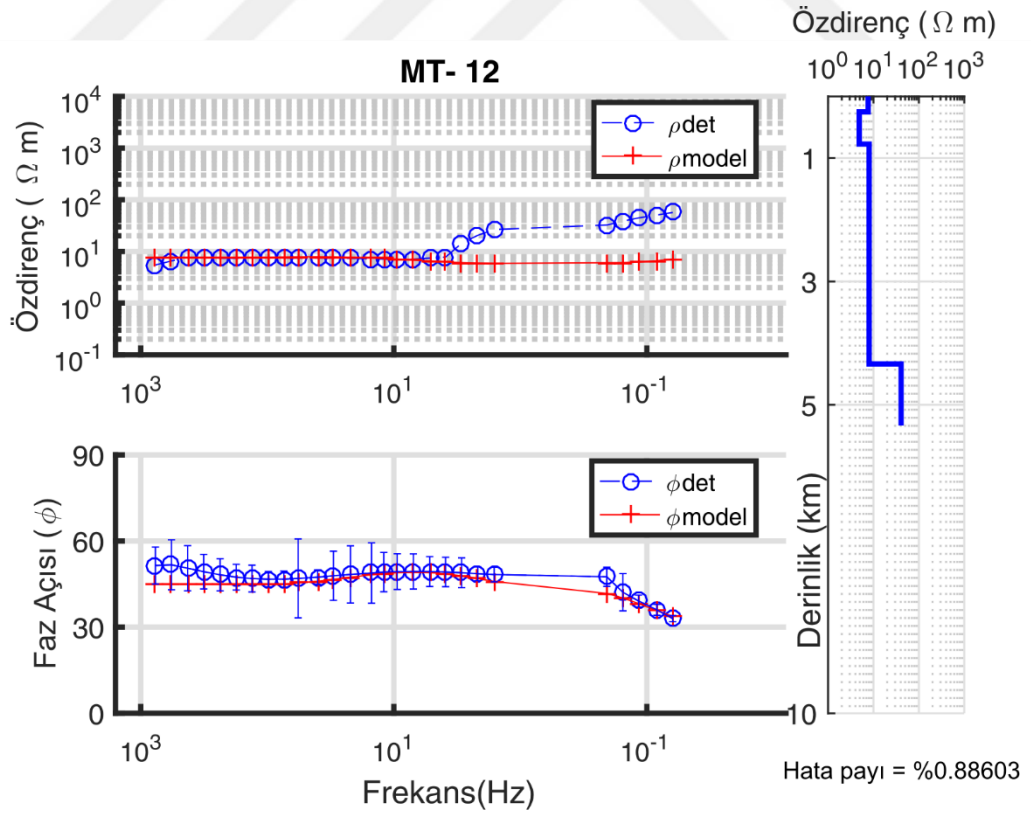
Şekil F.9 : MT-9 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



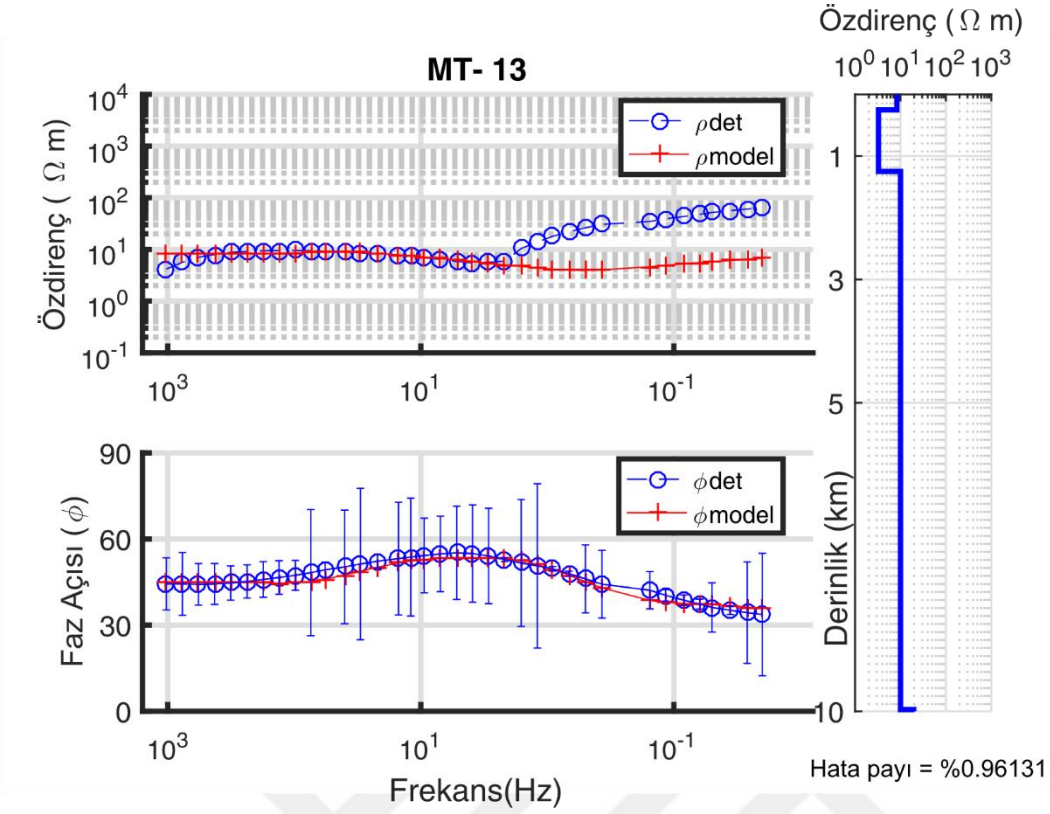
Şekil F.10 : MT-10 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



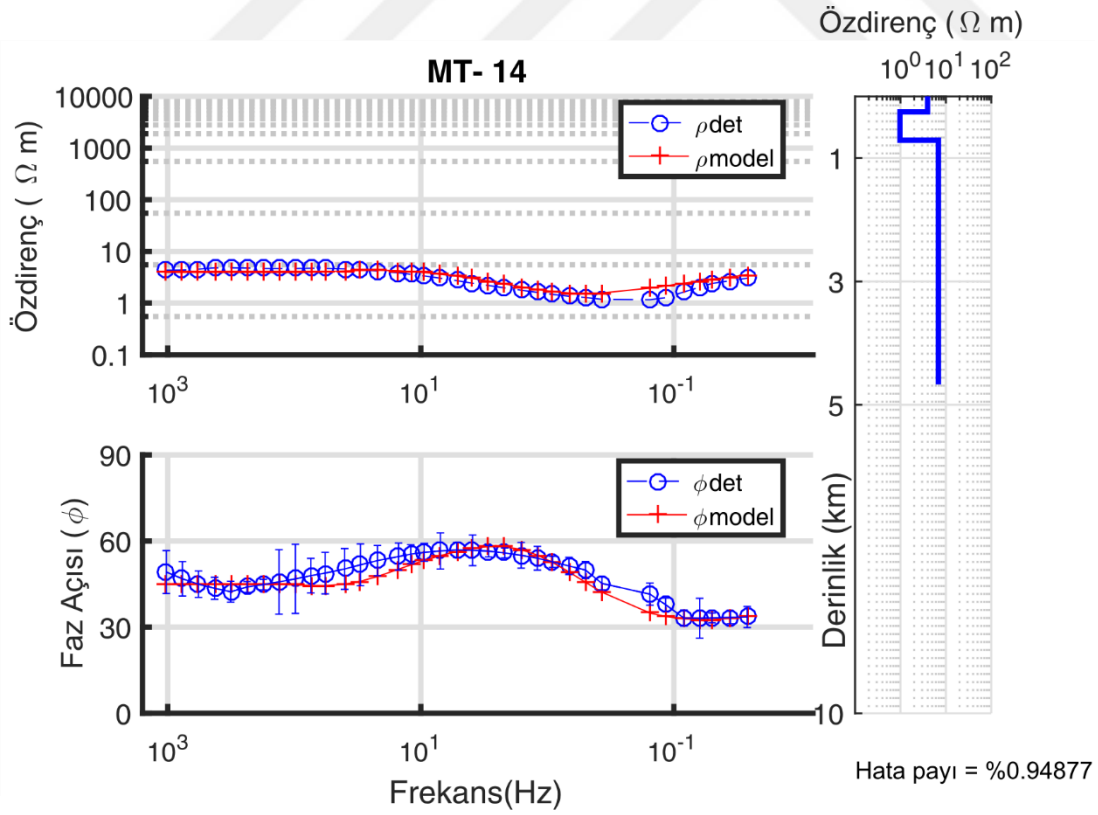
Şekil F.11 : MT-11 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



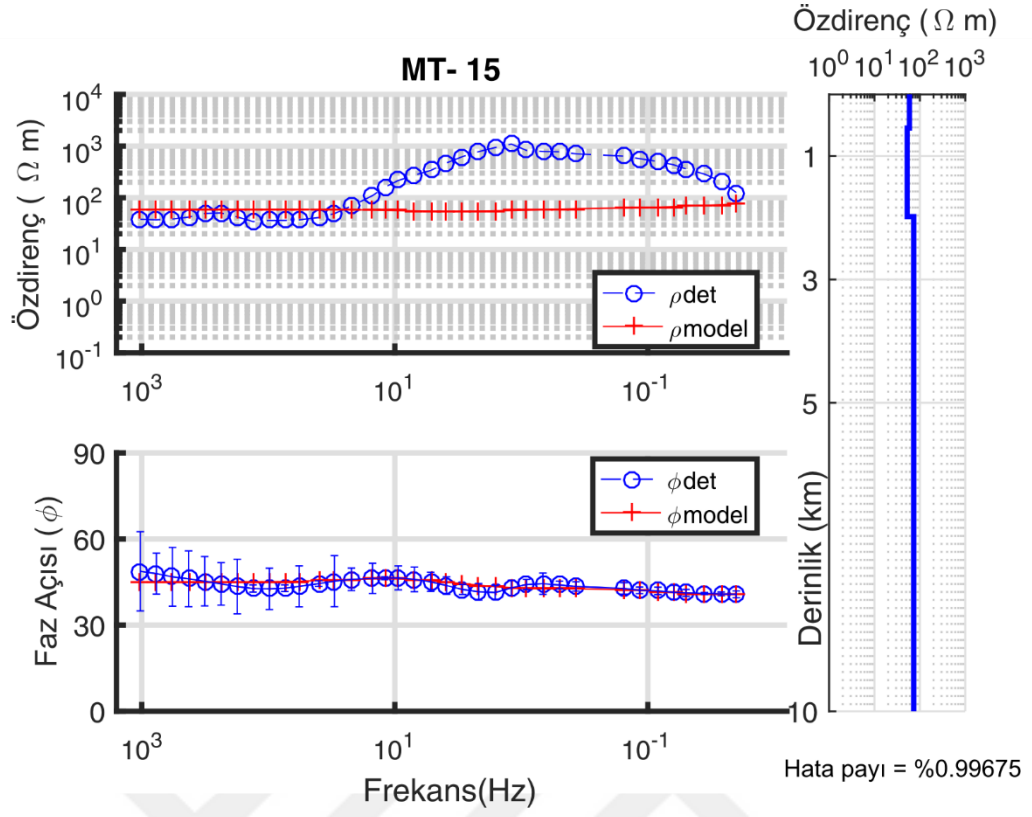
Şekil F.12 : MT-12 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



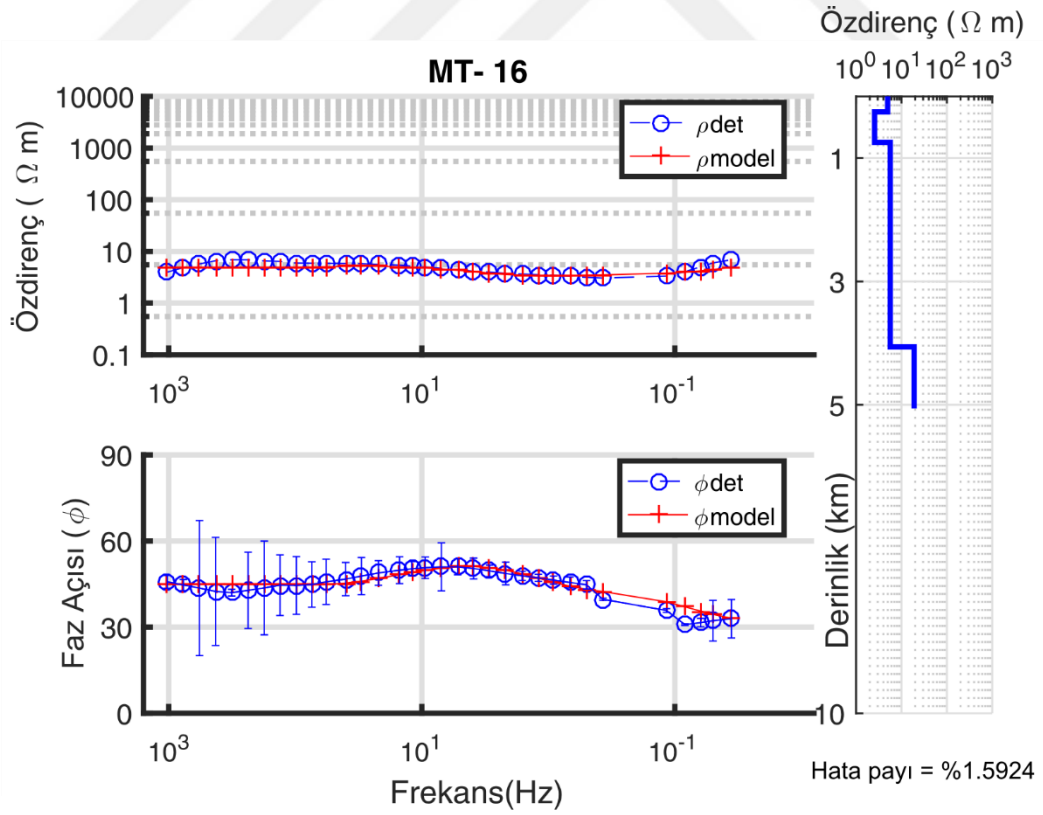
Şekil F.13 : MT-13 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



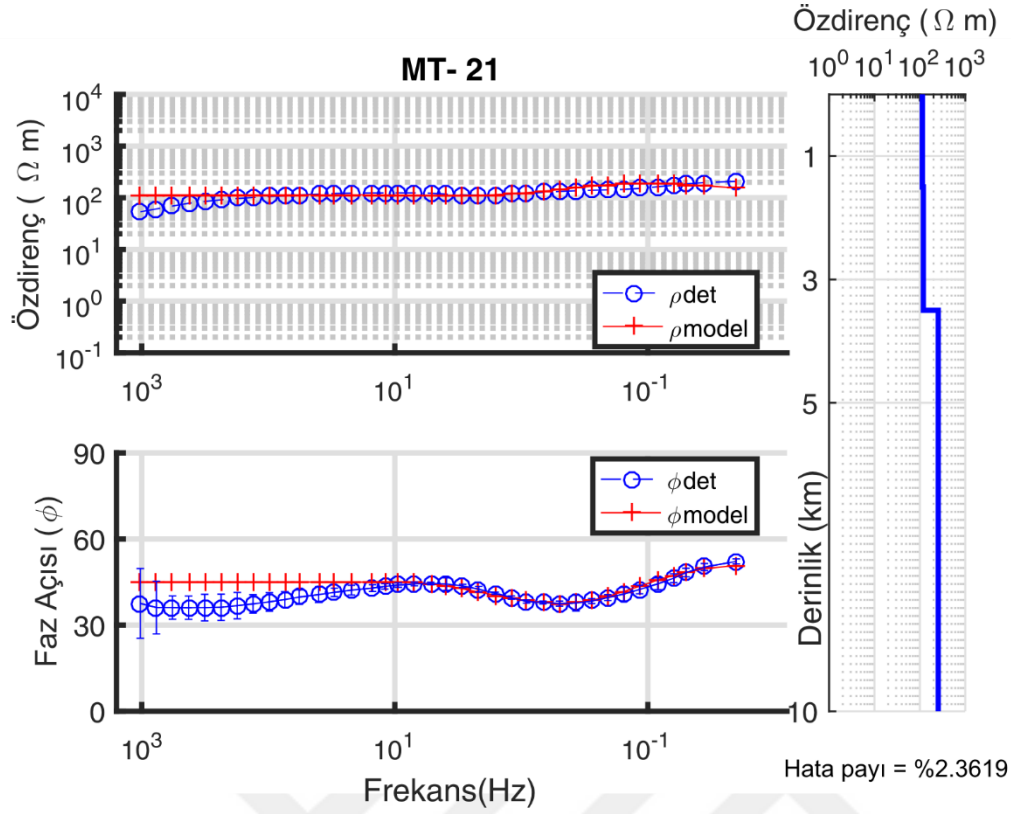
Şekil F.14 : MT-14 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



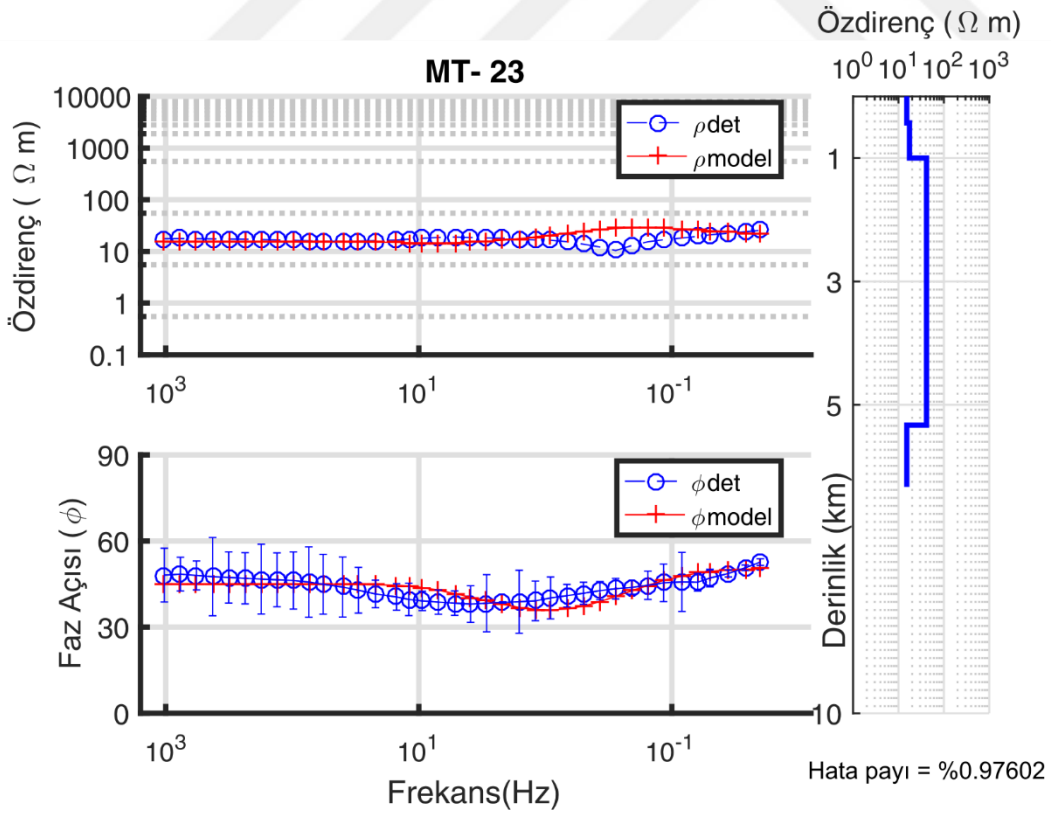
Şekil F.15 : MT-15 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



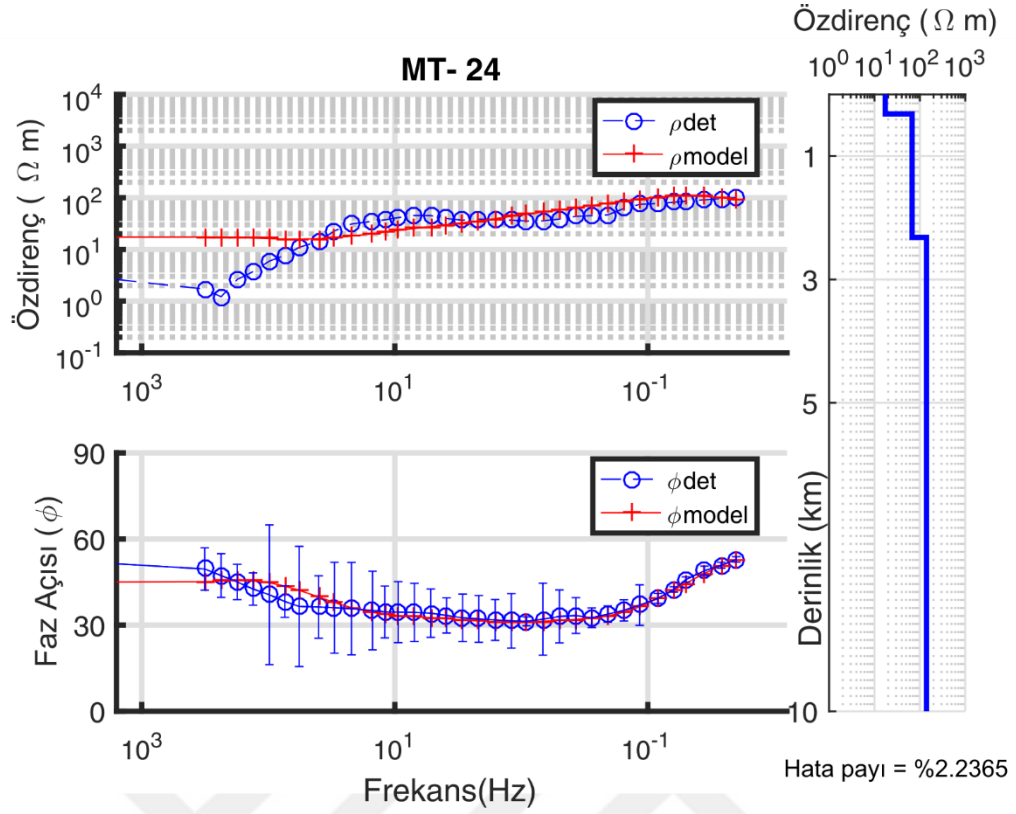
Şekil F.16 : MT-16 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



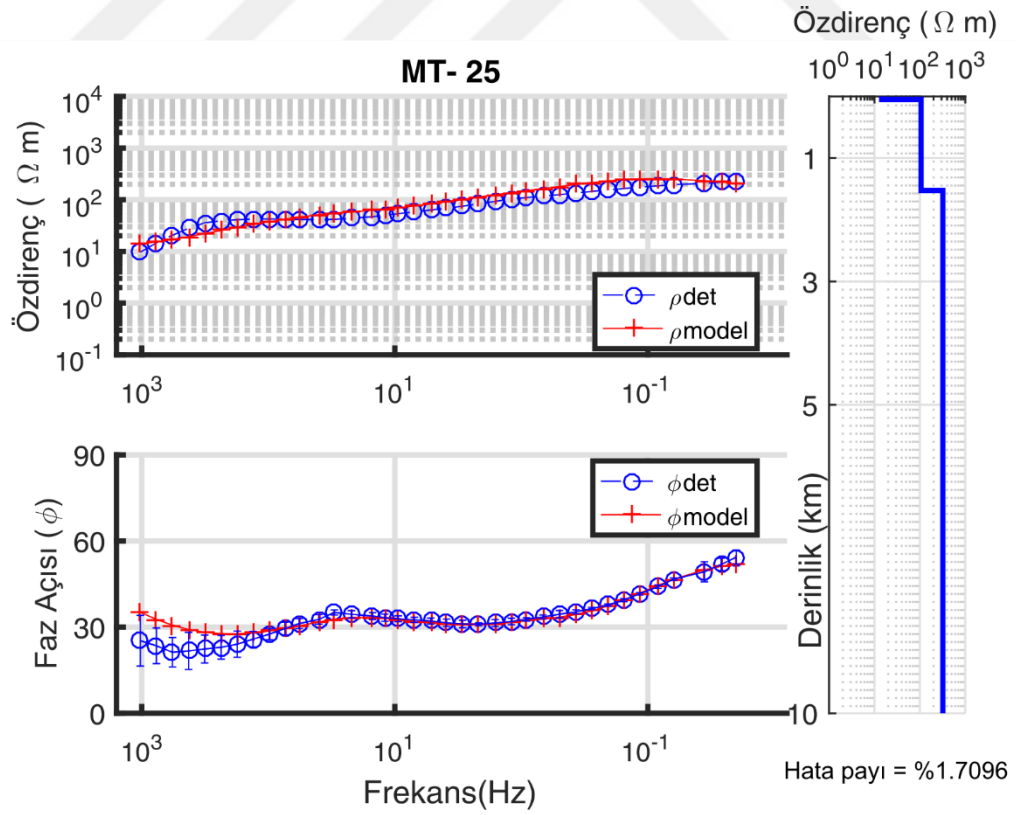
Şekil F.17 : MT-21 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



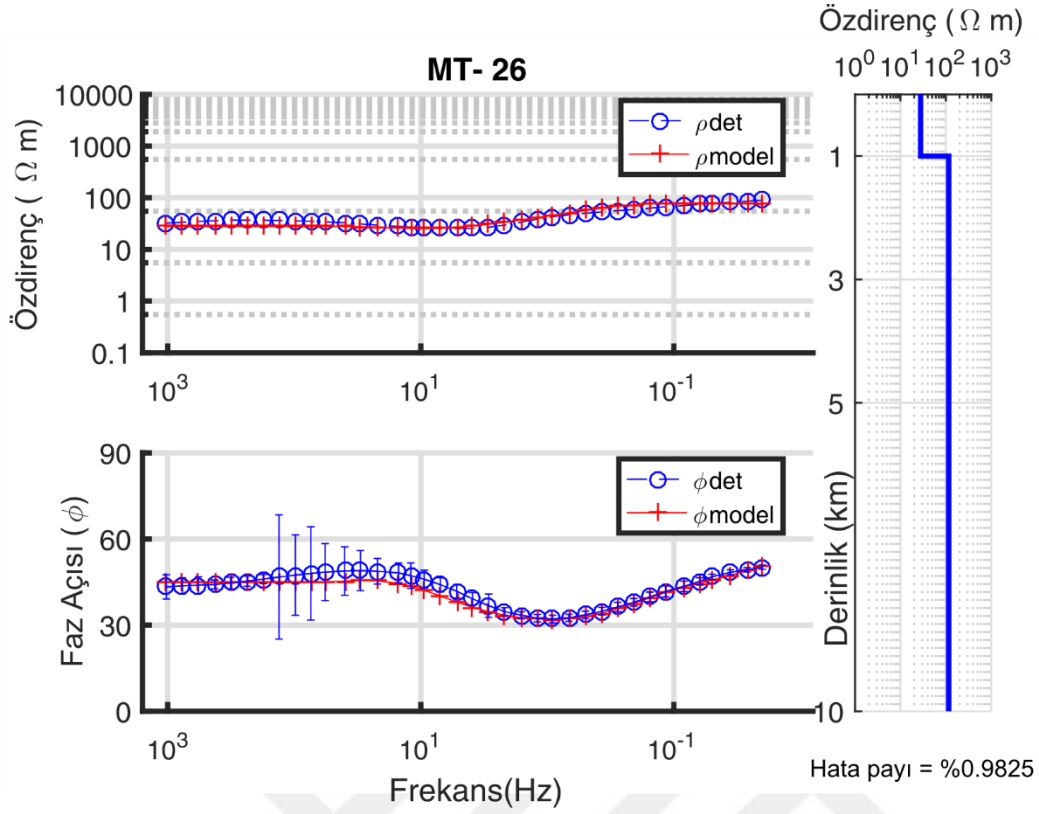
Şekil F.18 : MT-23 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



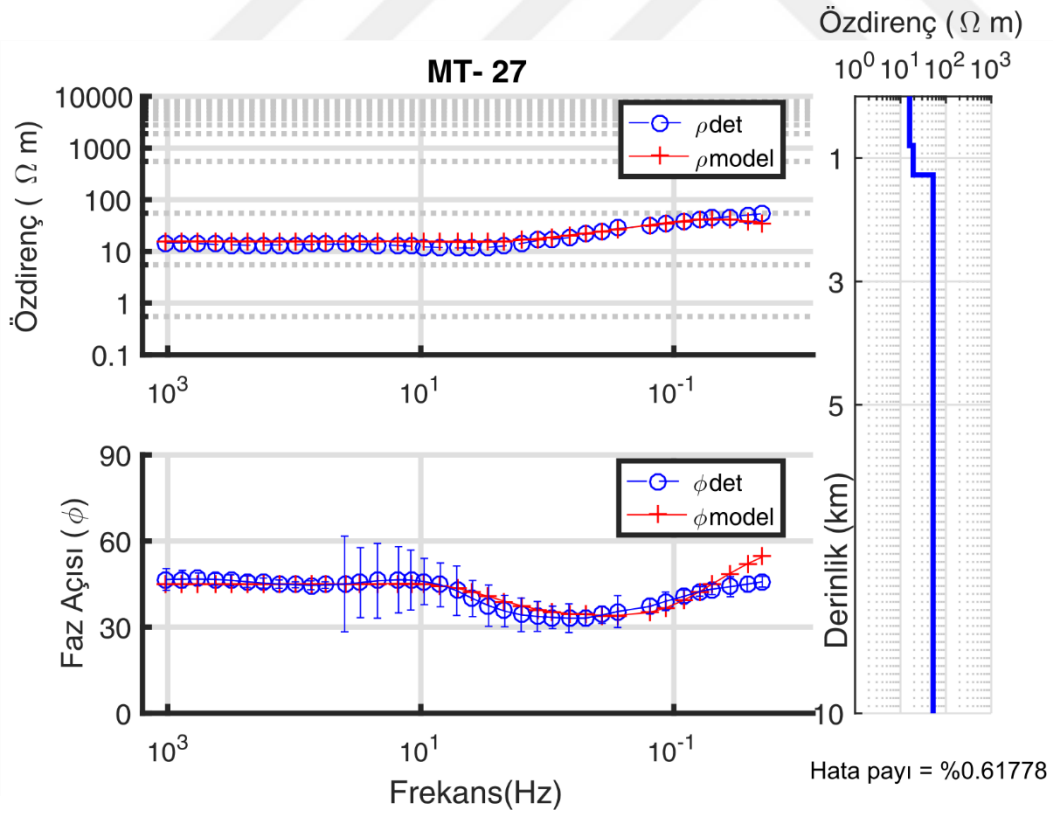
Şekil F.19 : MT-24 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



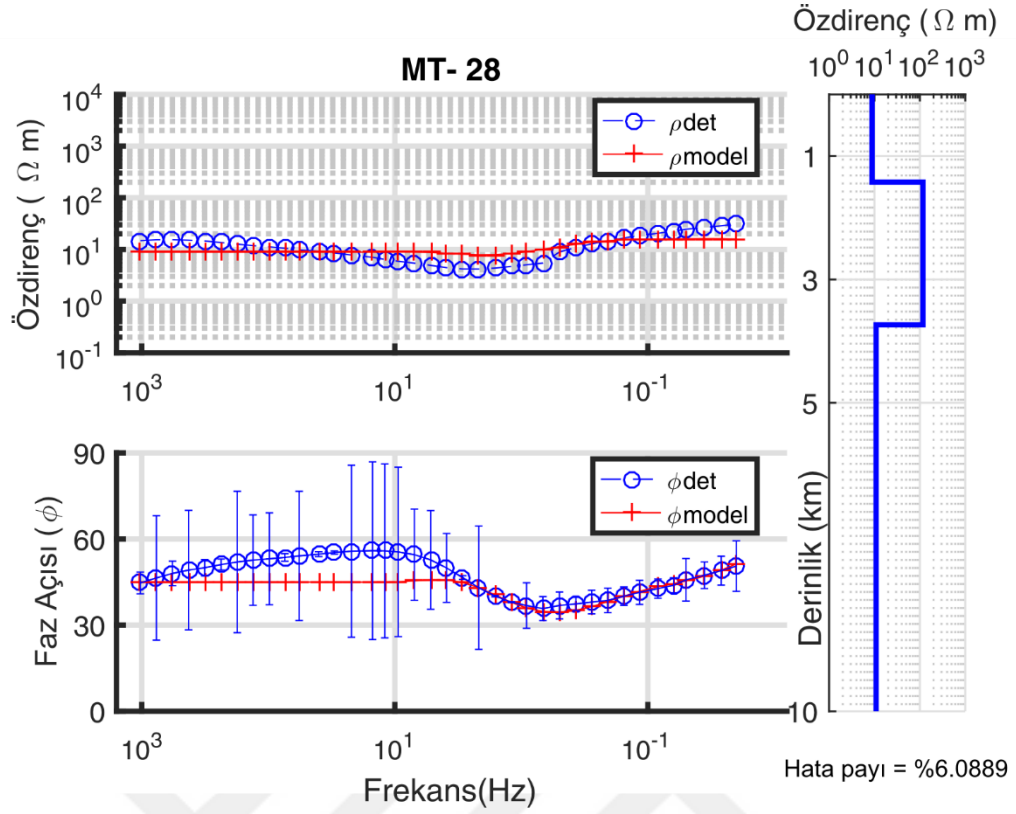
Şekil F.20 : MT-25 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



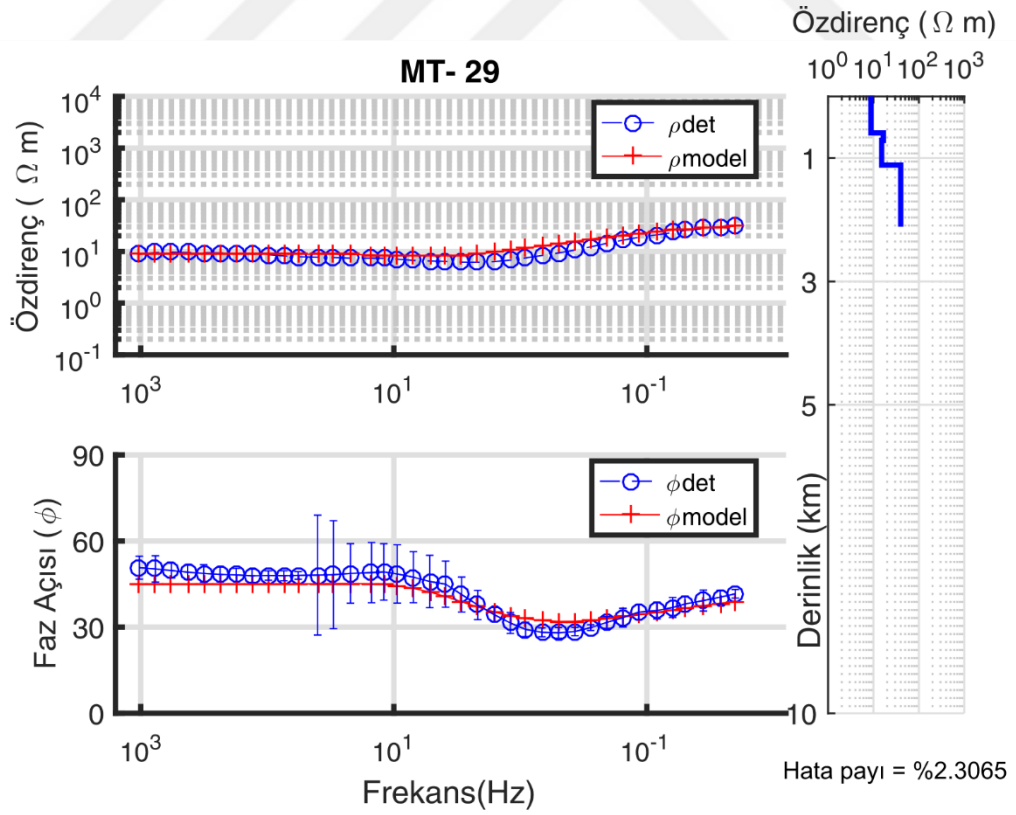
Şekil F.21 : MT-26 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



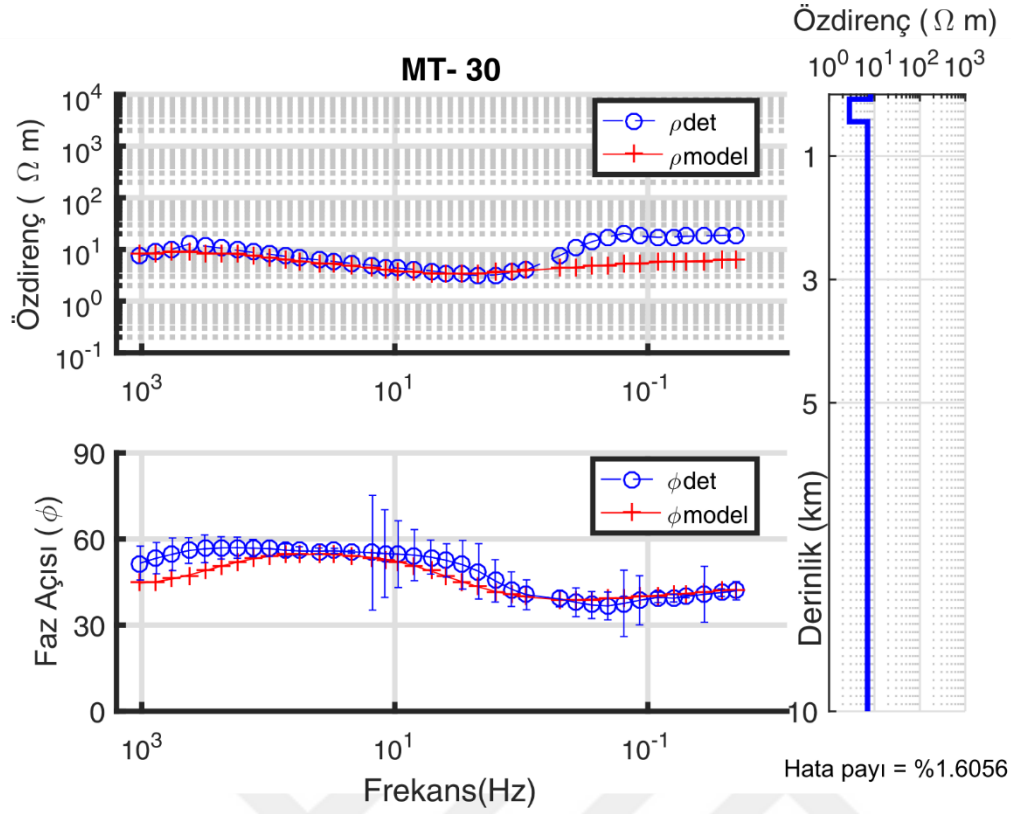
Şekil F.22 : MT-27 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



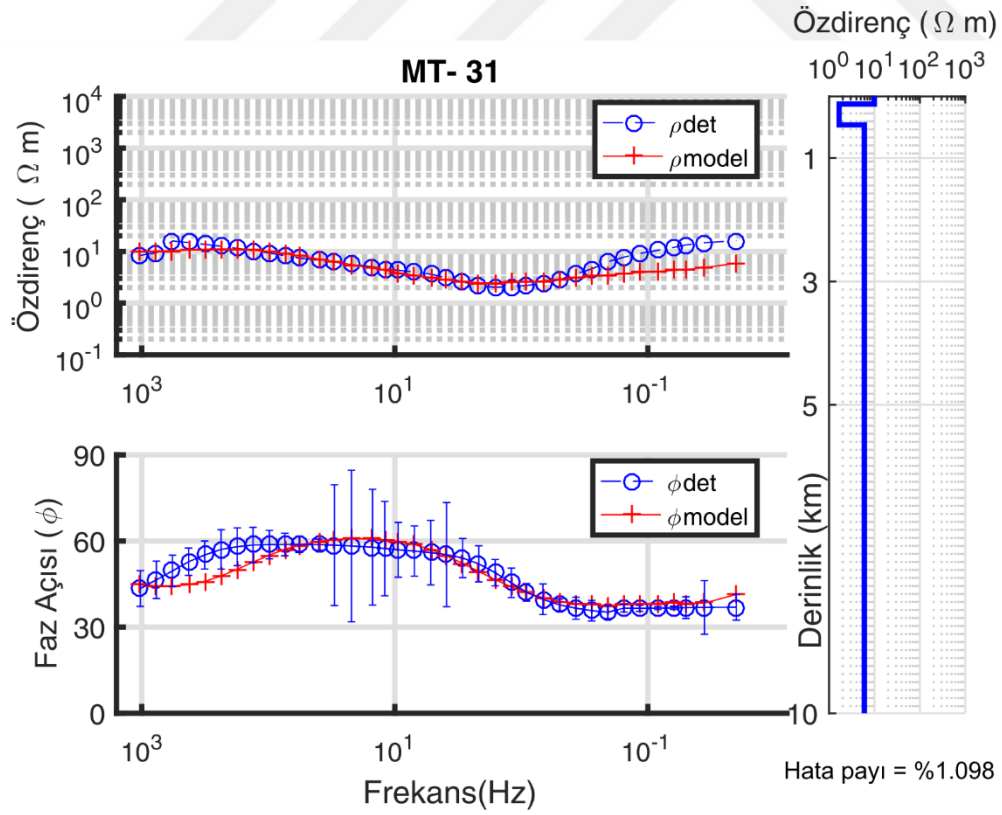
Şekil F.23 : MT-28 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



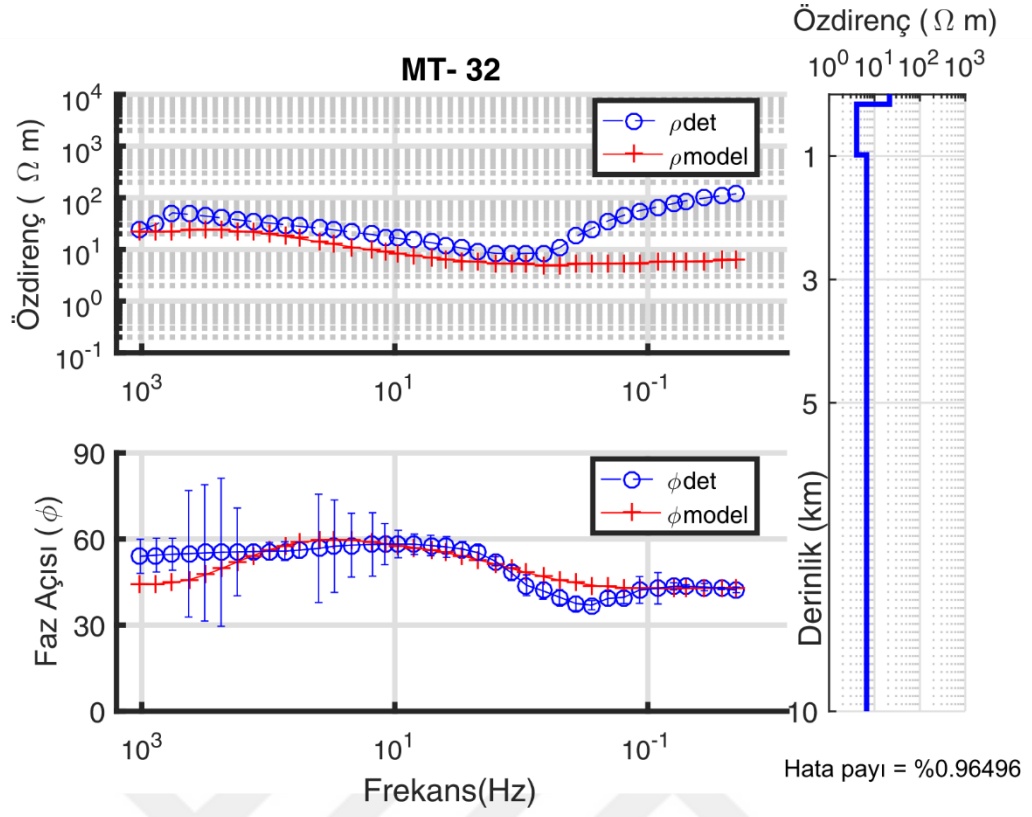
Şekil F.24 : MT-29 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



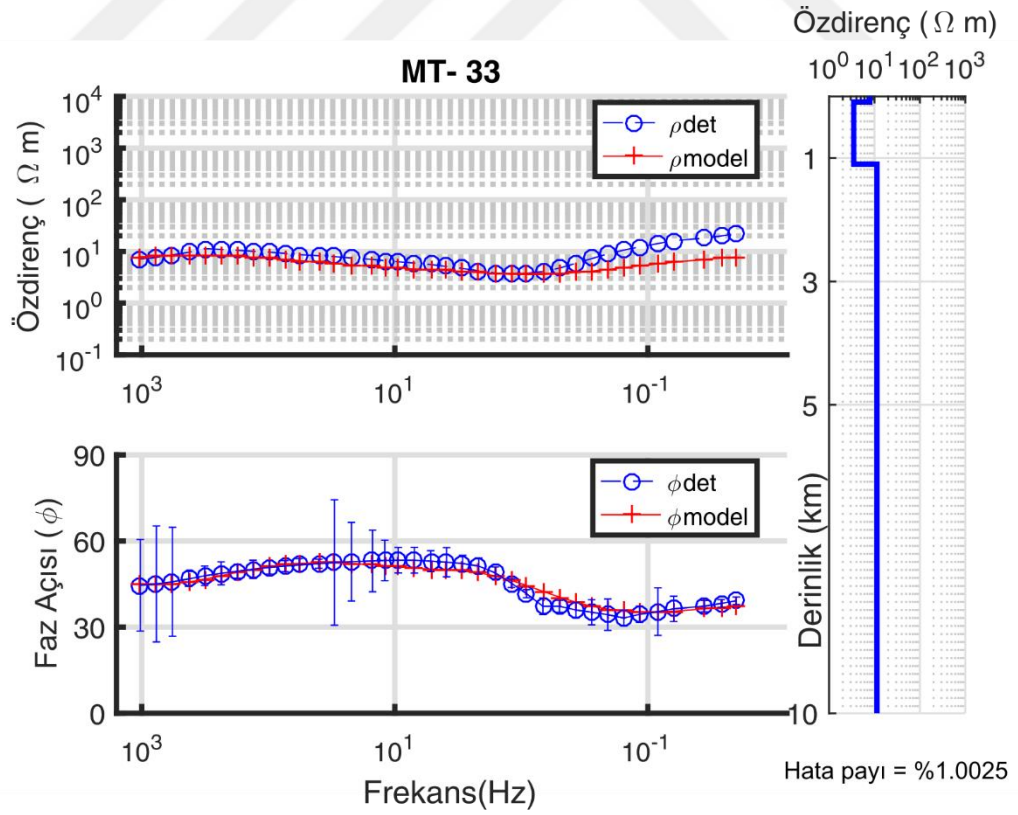
Şekil F.25 : MT-30 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



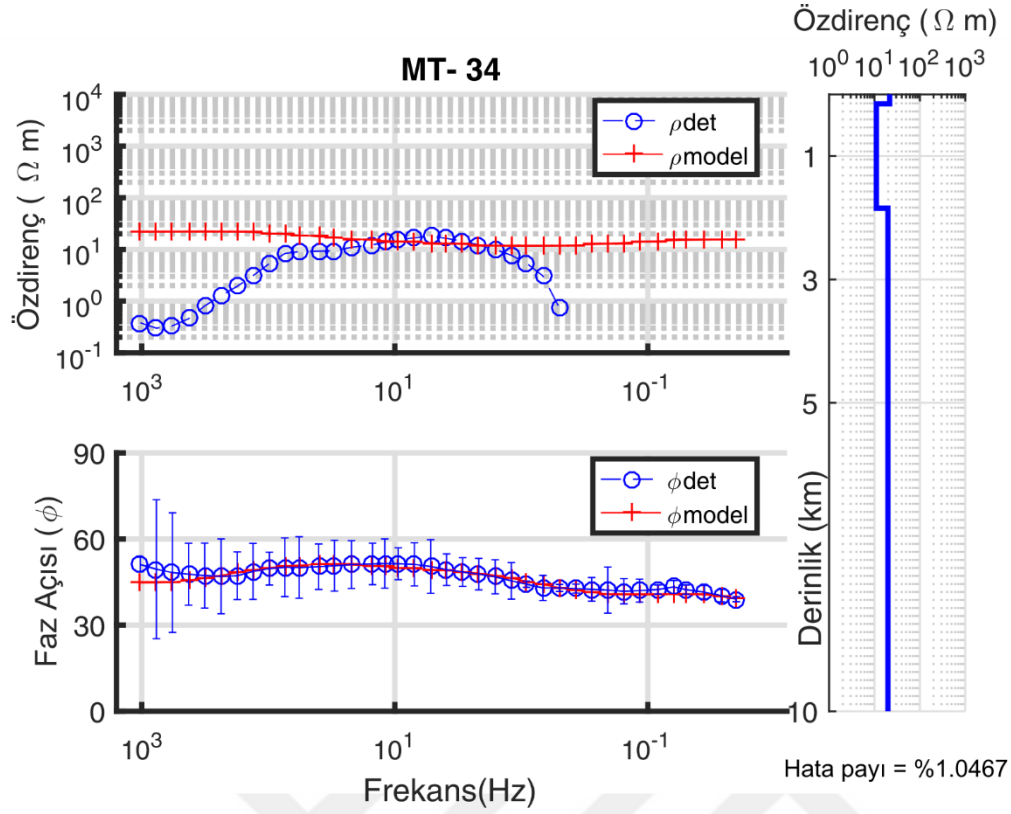
Şekil F.26 : MT-31 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



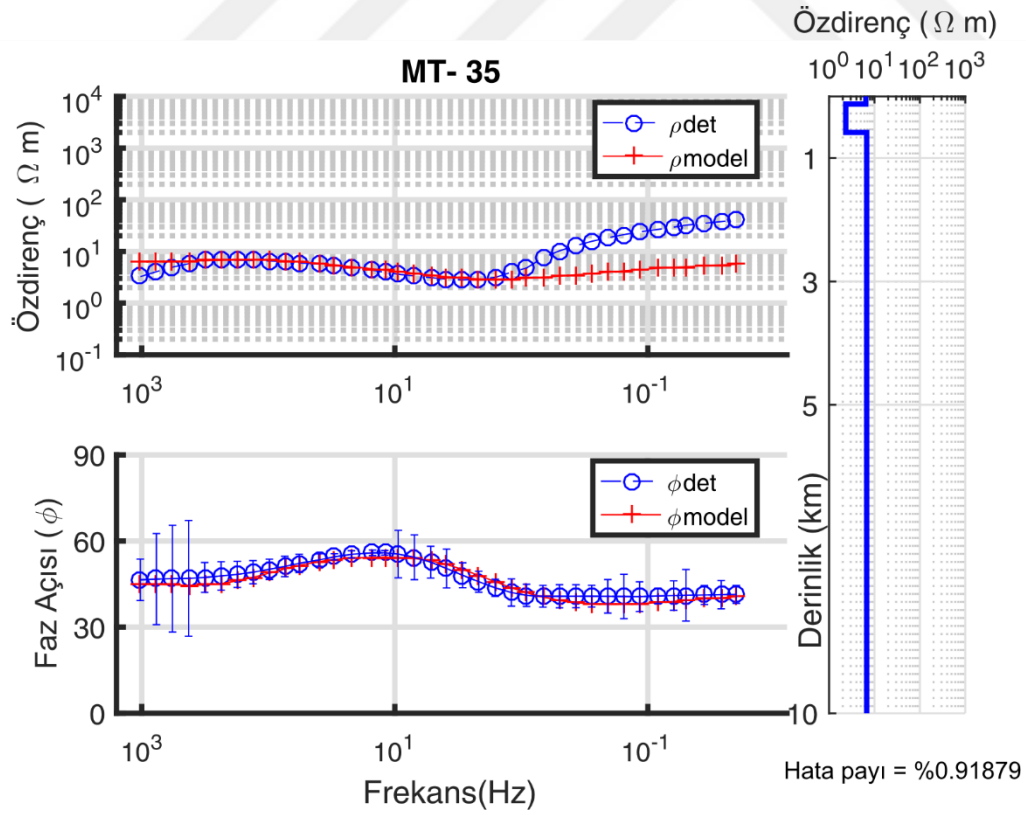
Şekil F.27 : MT-32 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



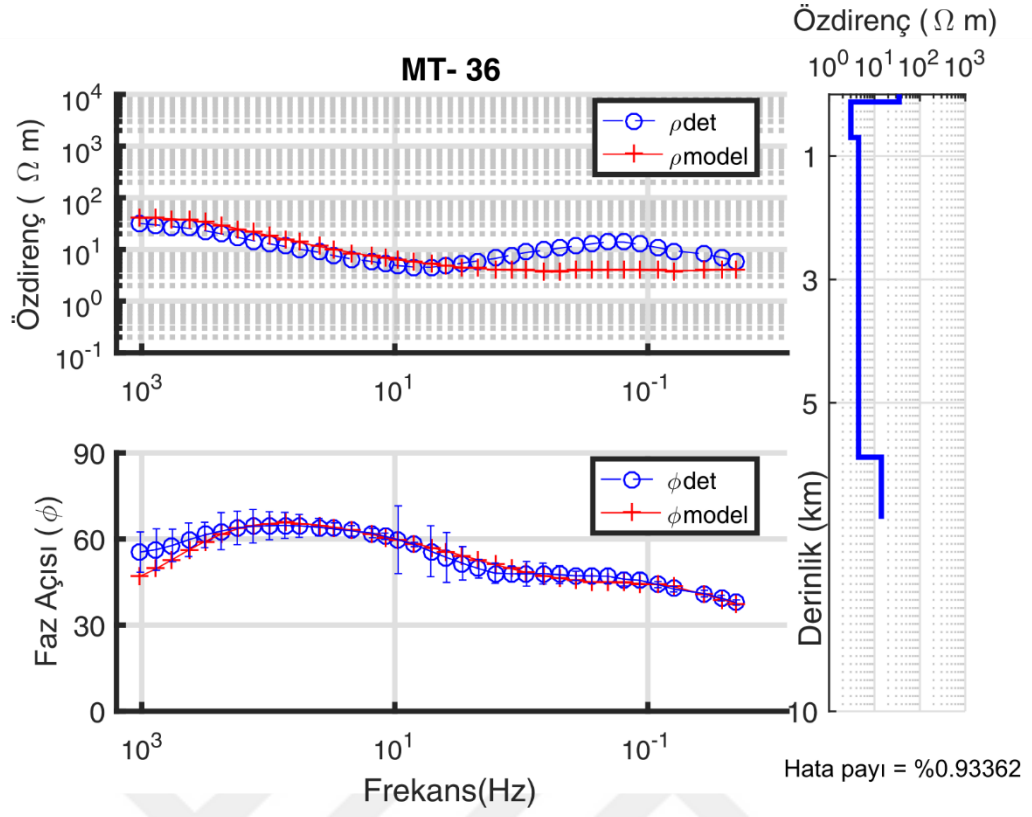
Şekil F.28 : MT-33 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.



Şekil F.29 : MT-34 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.

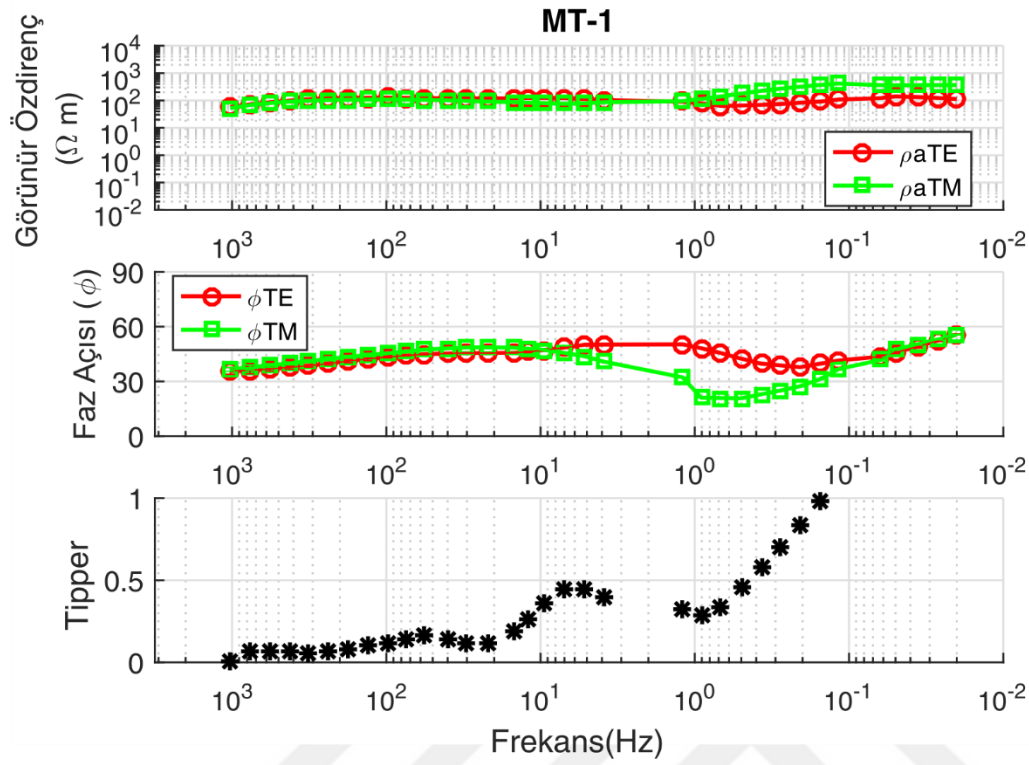


Şekil F.30 : MT-35 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.

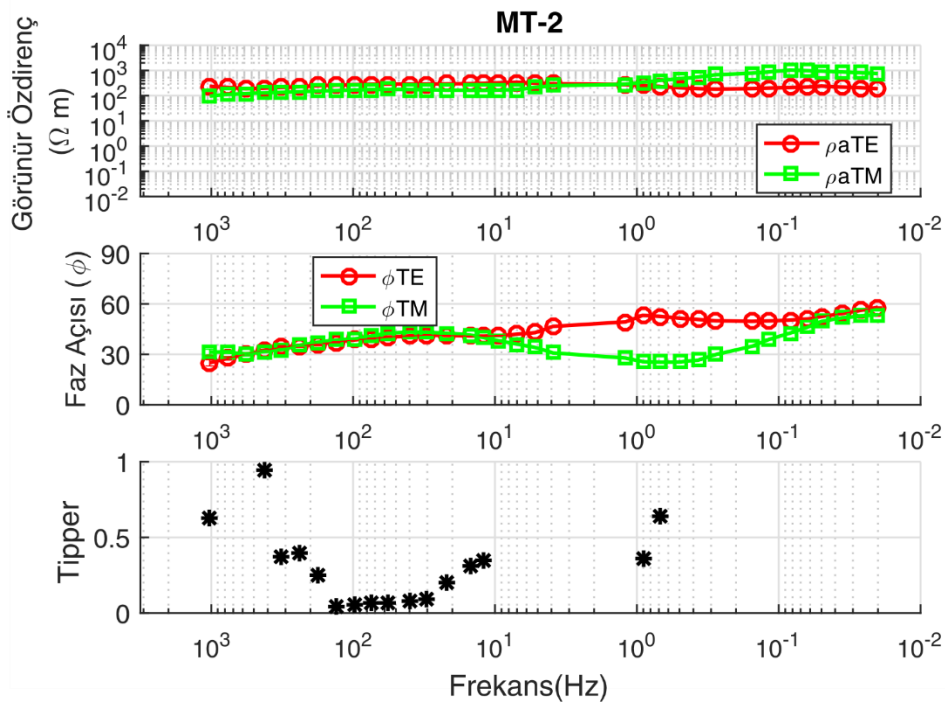


Şekil F.31 : MT-36 noktası bir boyutlu modelleme sonuçları.

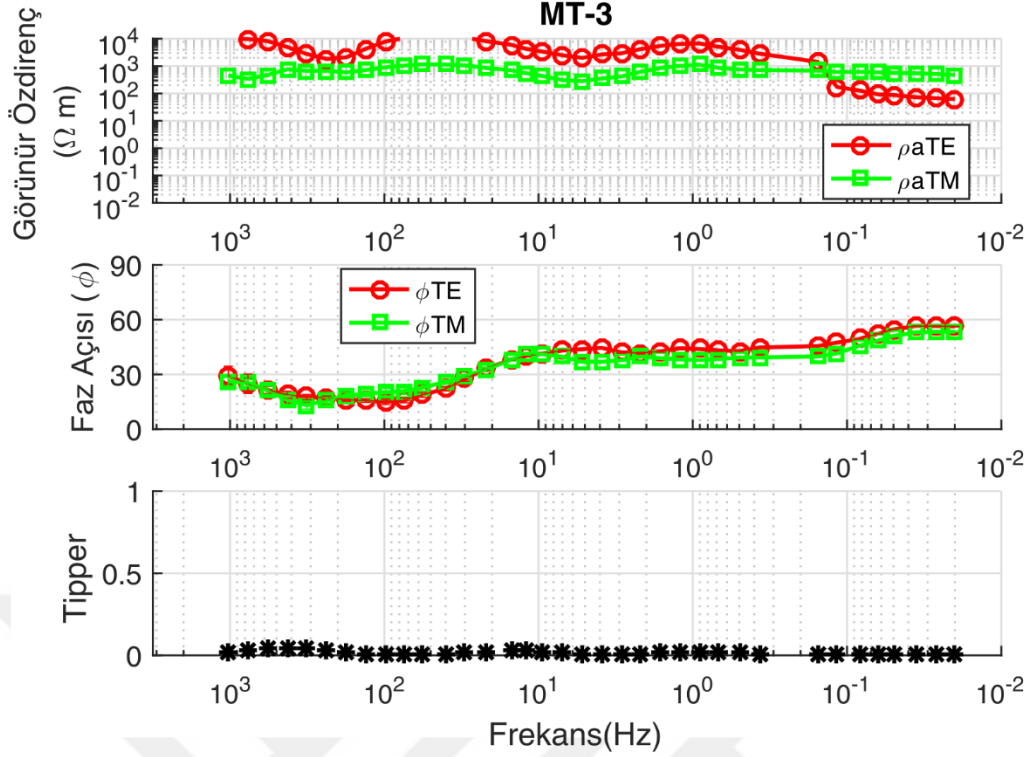
EK G



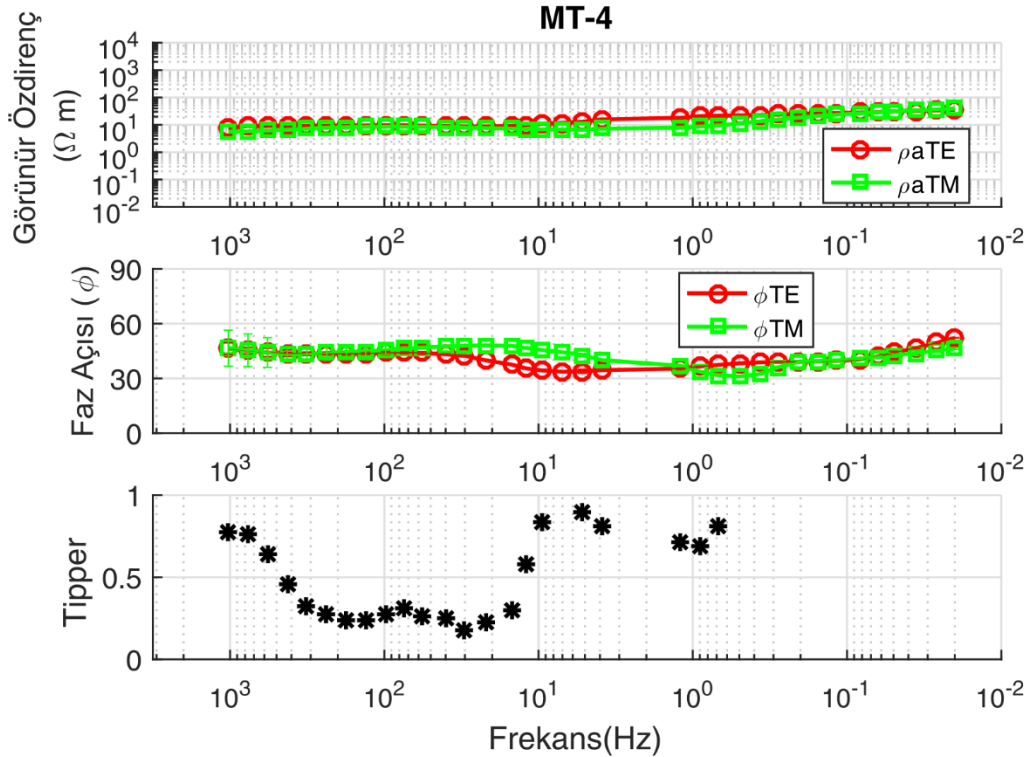
Şekil G.1 : MT-1 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



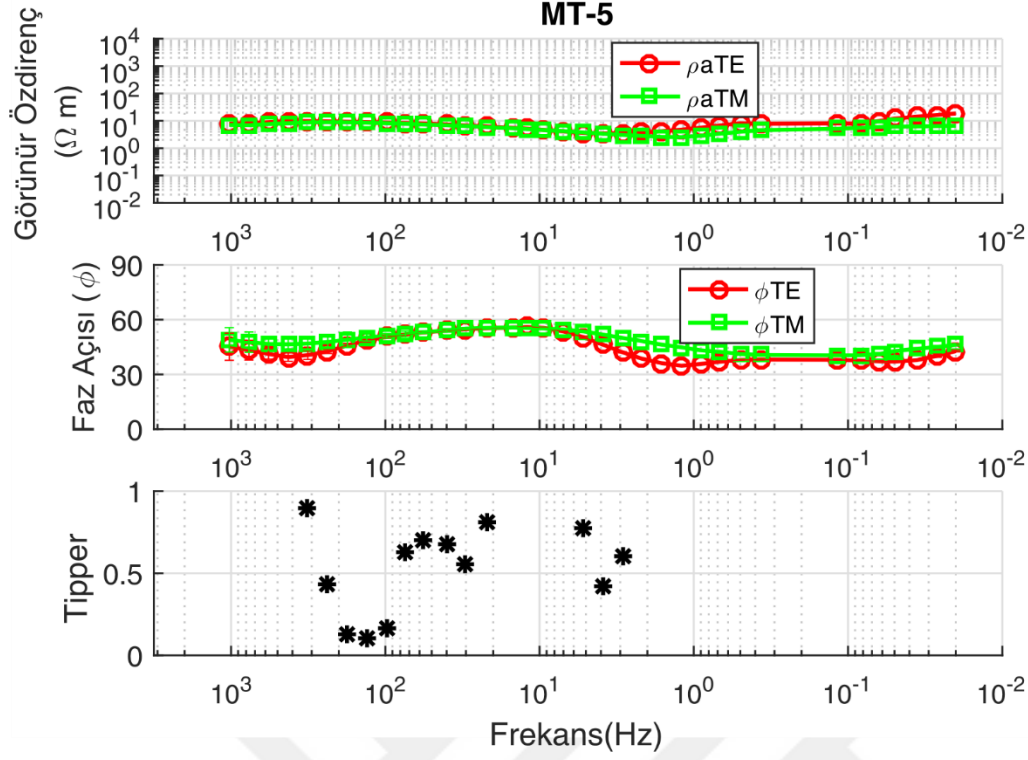
Şekil G.2 : MT-2 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



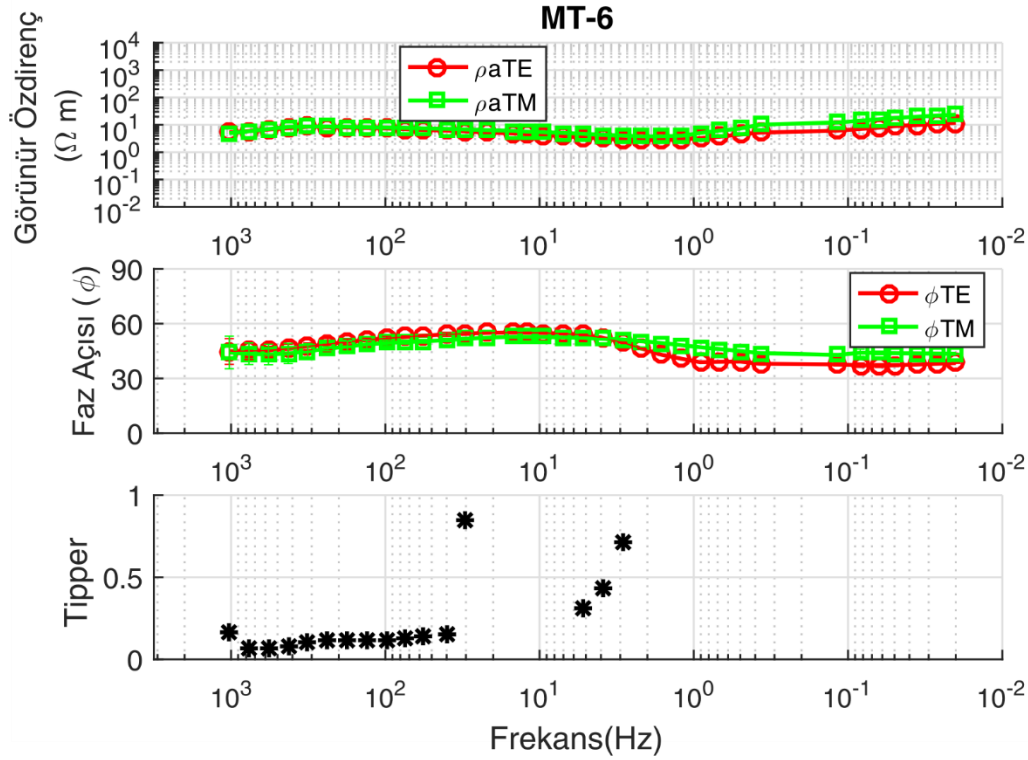
Şekil G.3 : MT-3 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



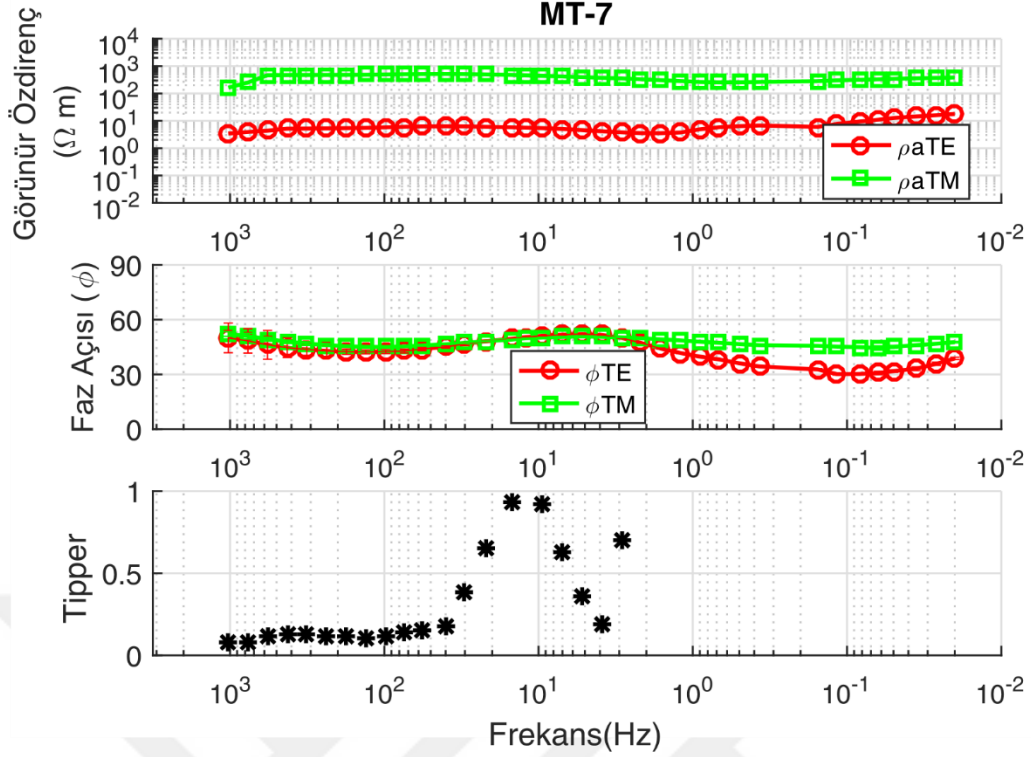
Şekil G.4 : MT-4 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



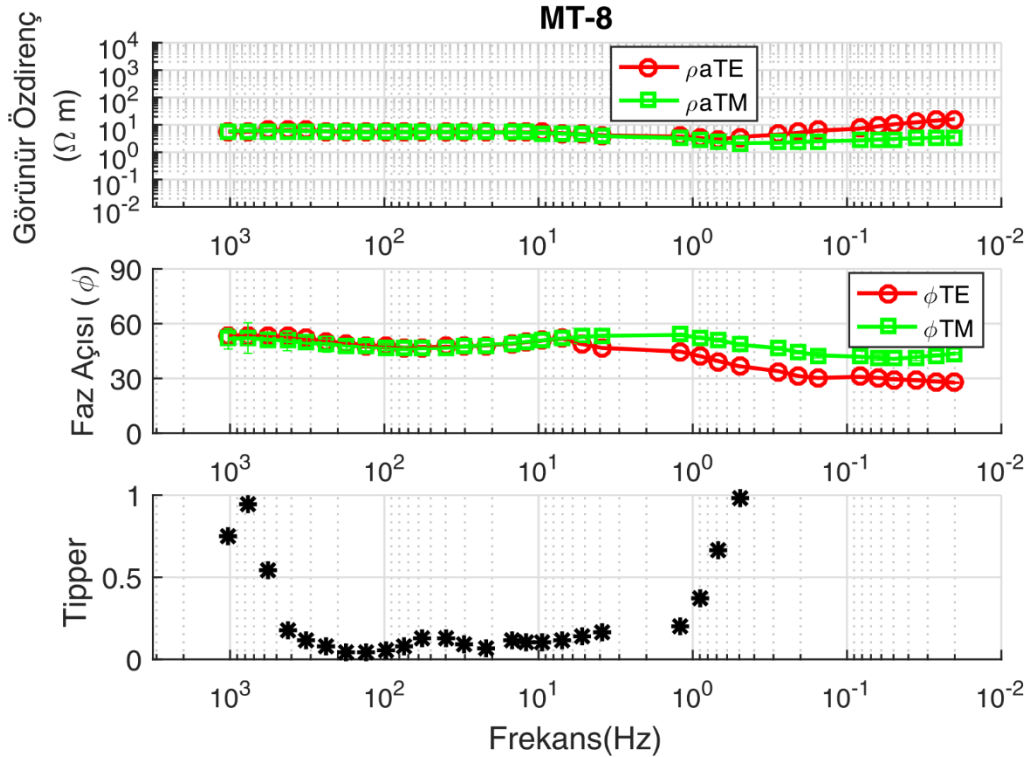
Şekil G.5 : MT-5 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



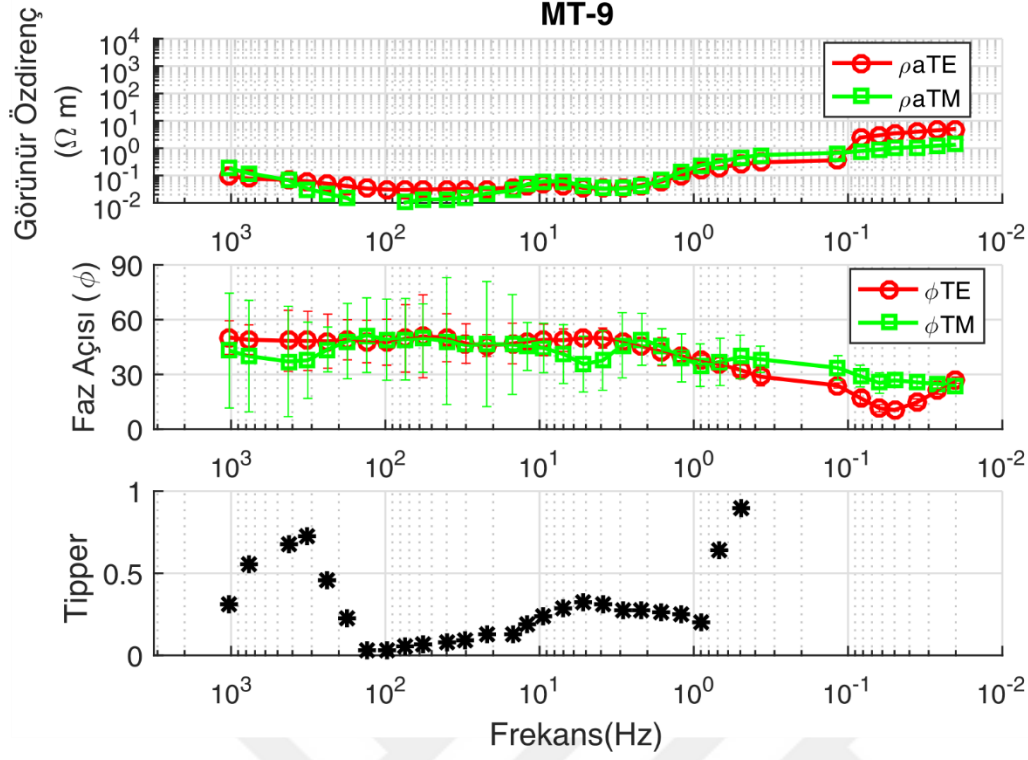
Şekil G.6 : MT-6 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



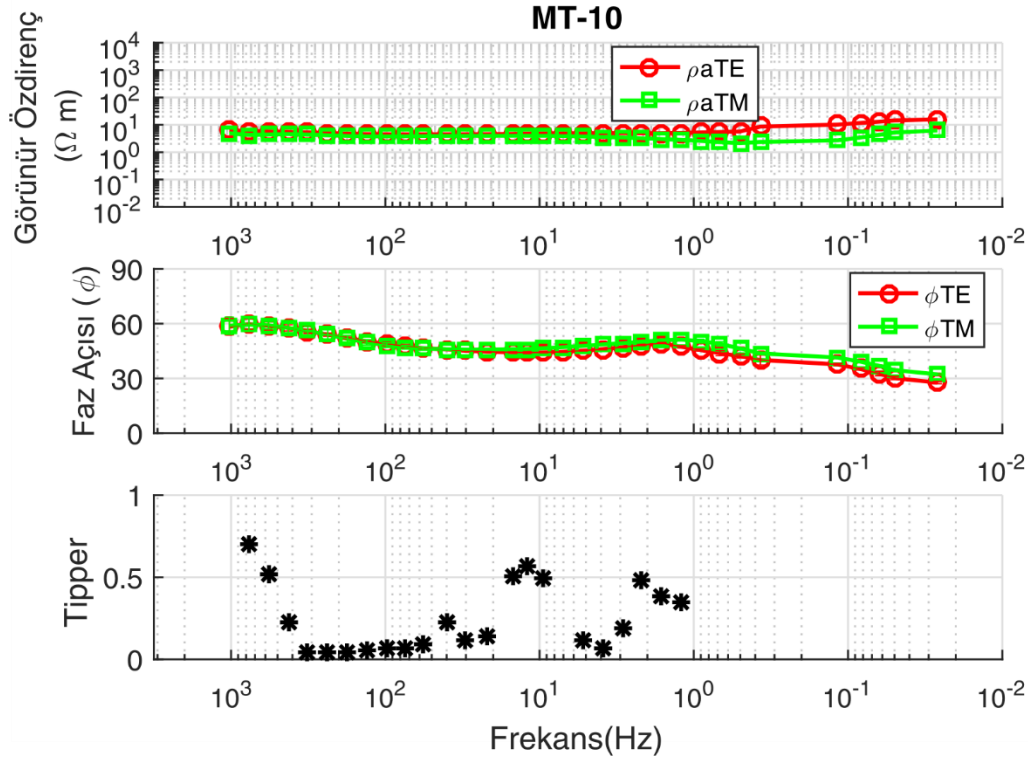
Şekil G.7 : MT-7 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



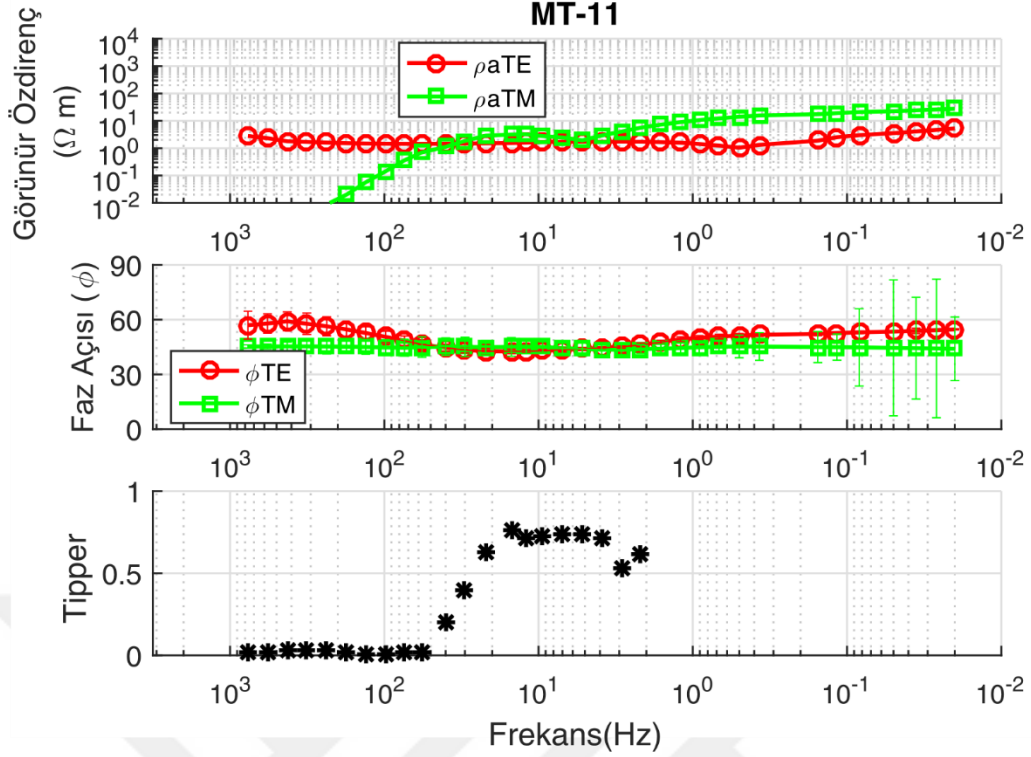
Şekil G.8 : MT-8 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



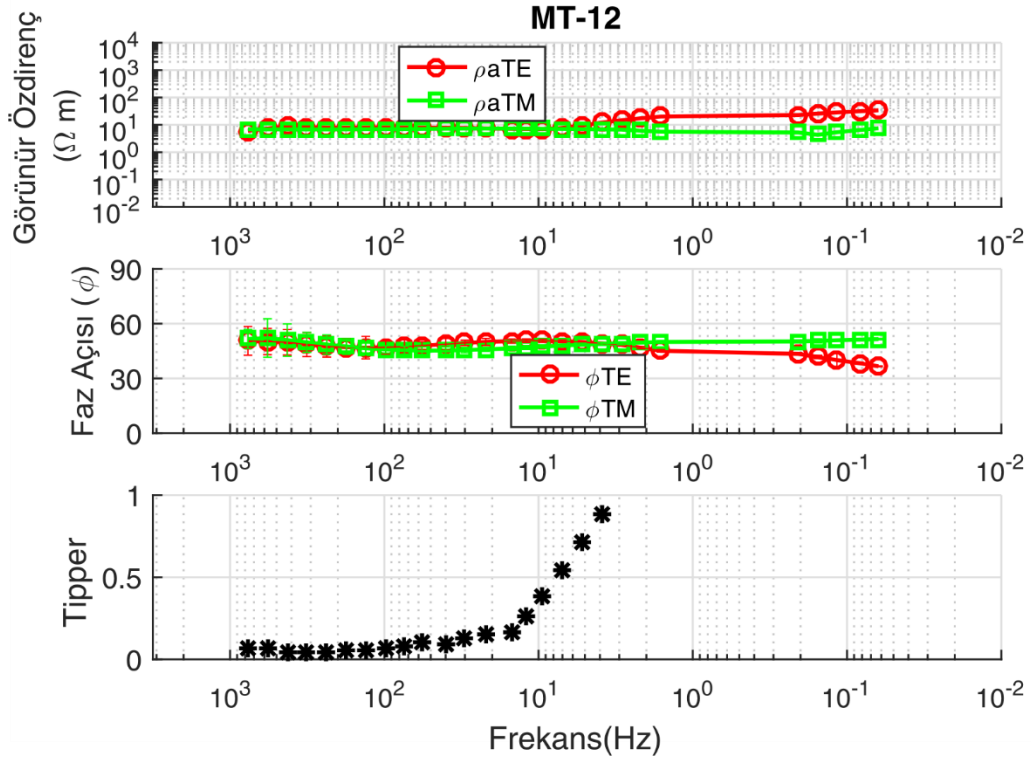
Şekil G.9 : MT-9 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



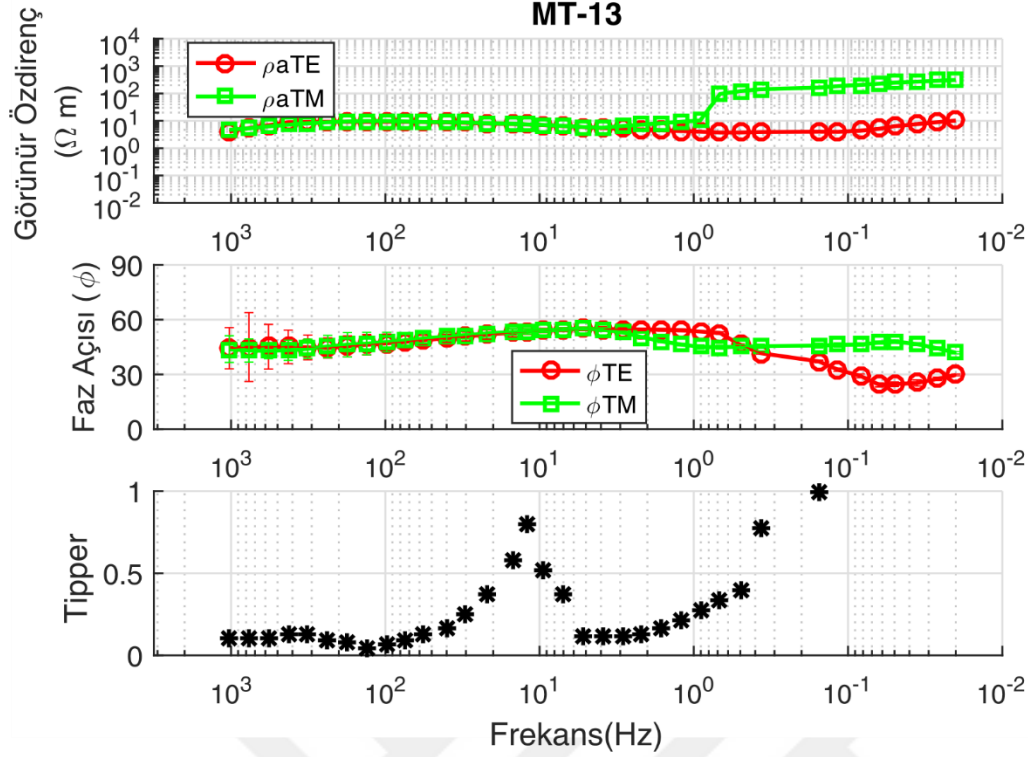
Şekil G.10 : MT-10 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



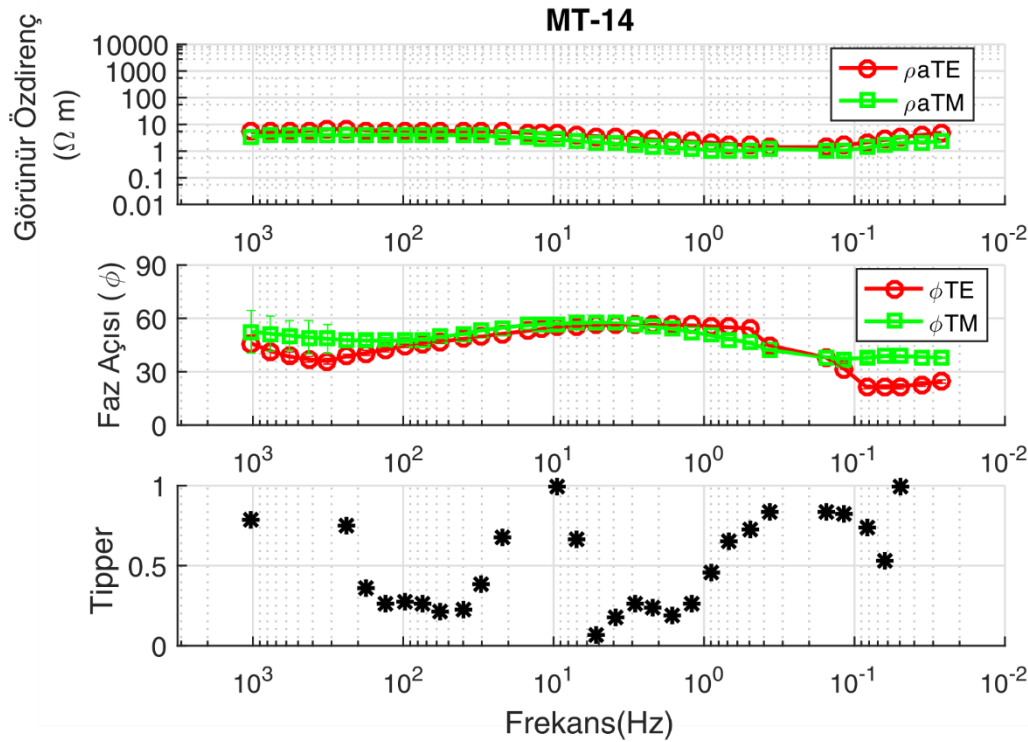
Şekil G.11 : MT-11 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



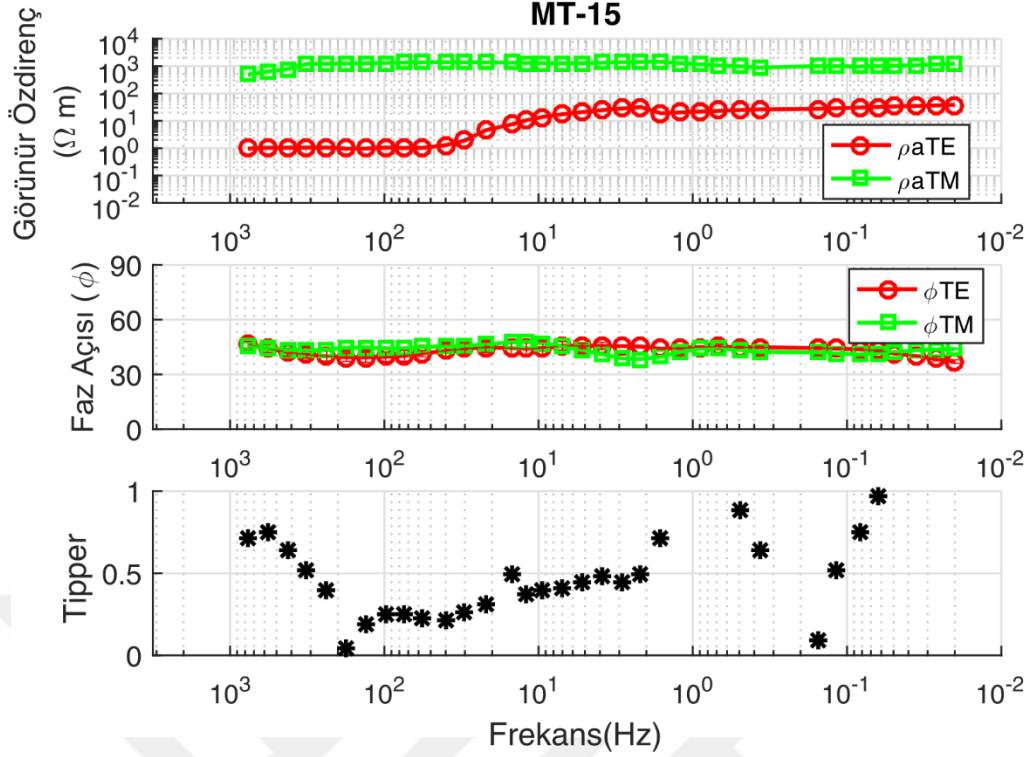
Şekil G.12 : MT-12 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



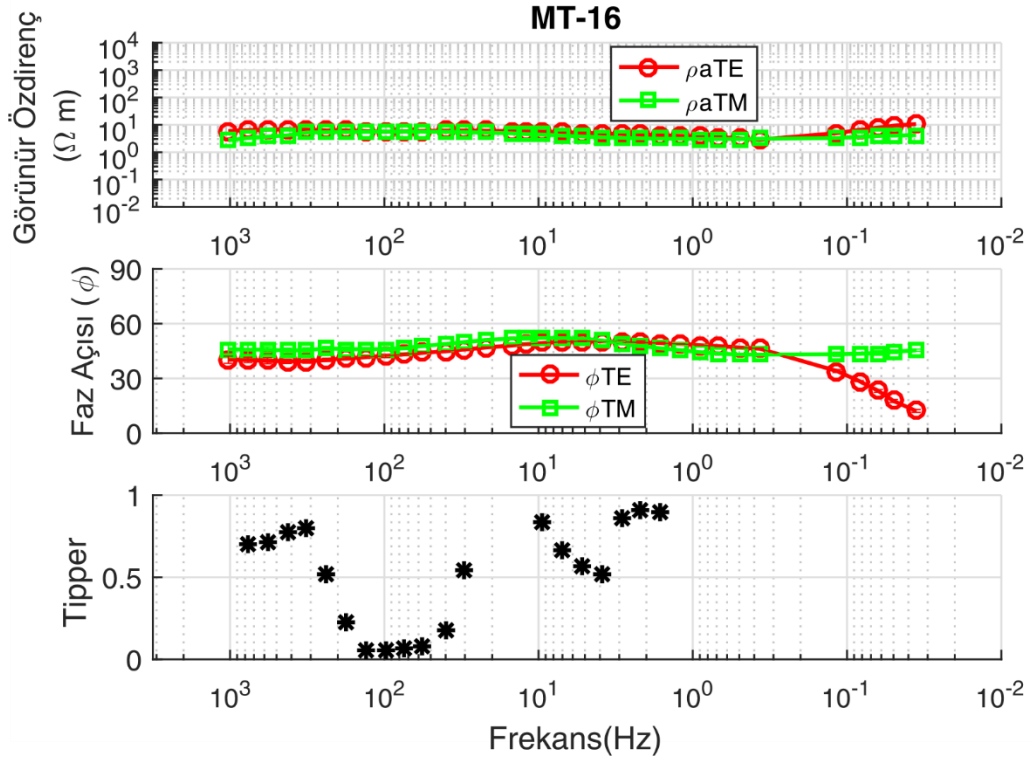
Şekil G.13 : MT-13 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



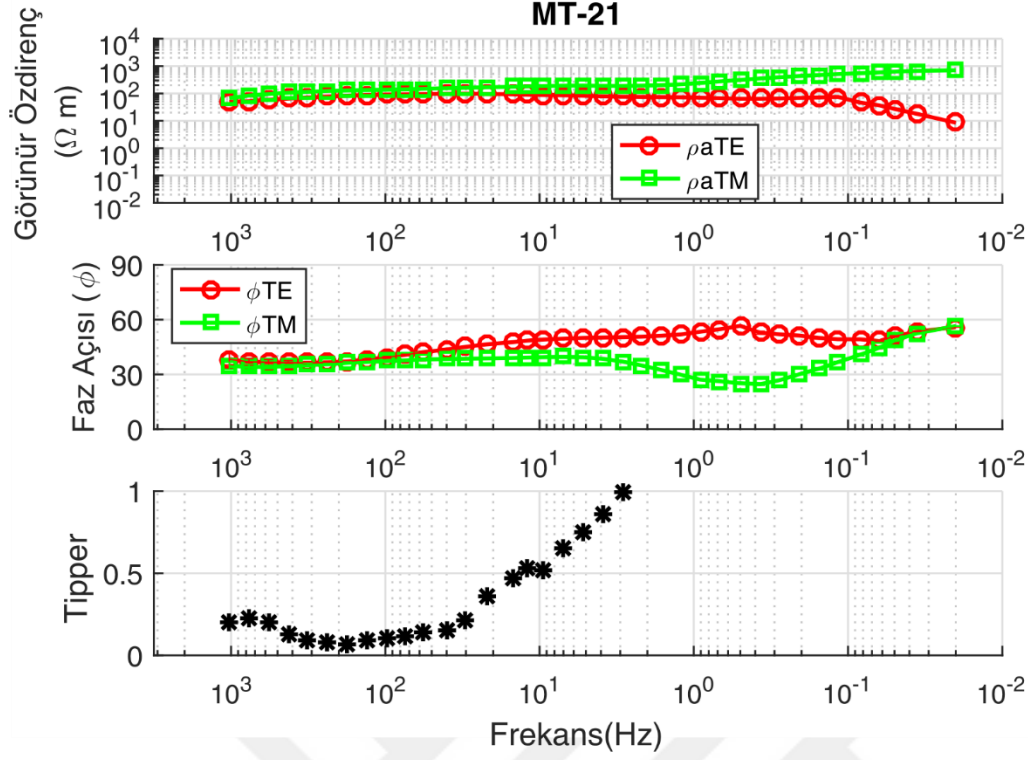
Şekil G.14 : MT-14 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



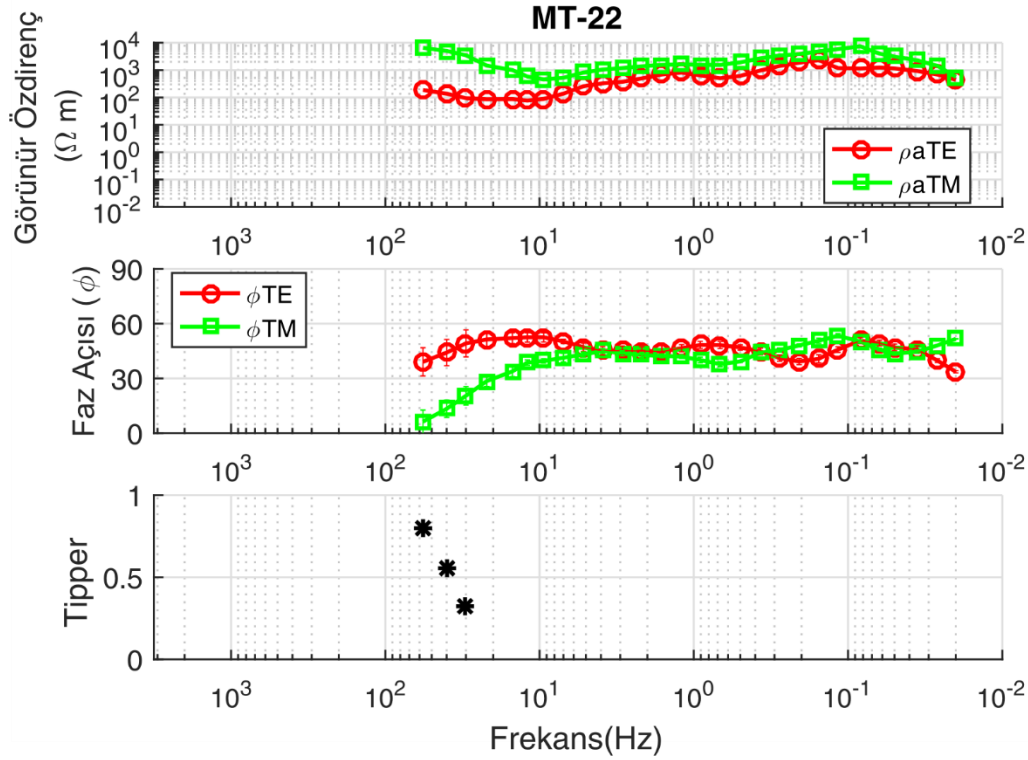
Şekil G.15 : MT-15 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



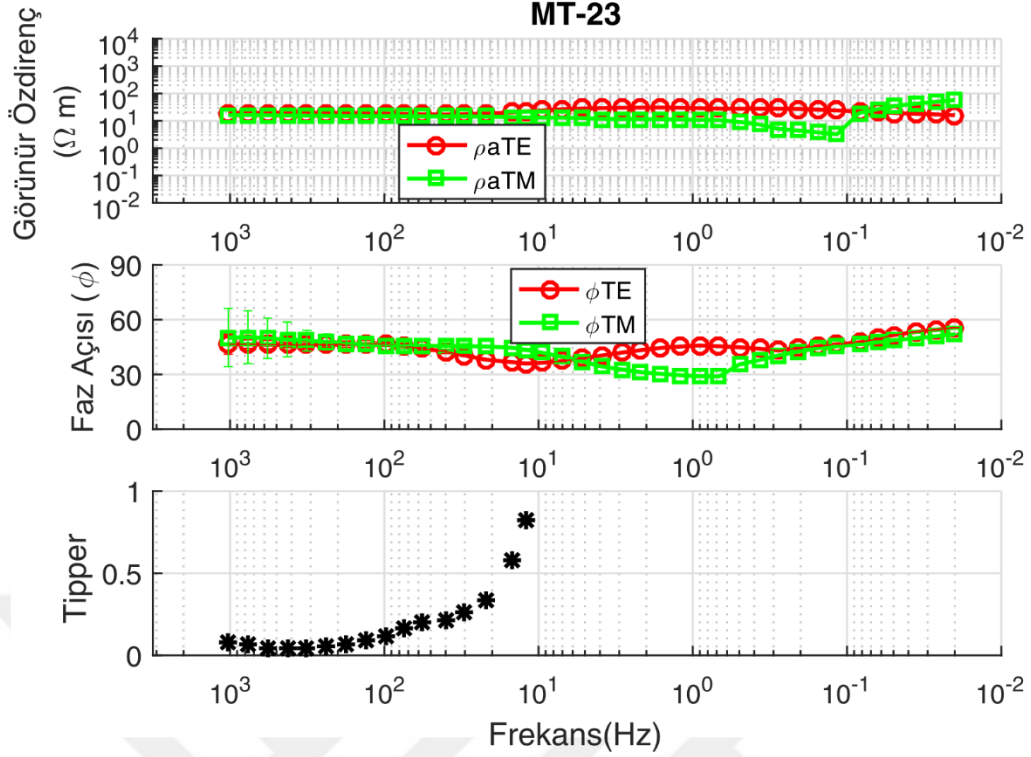
Şekil G.16 : MT-16 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



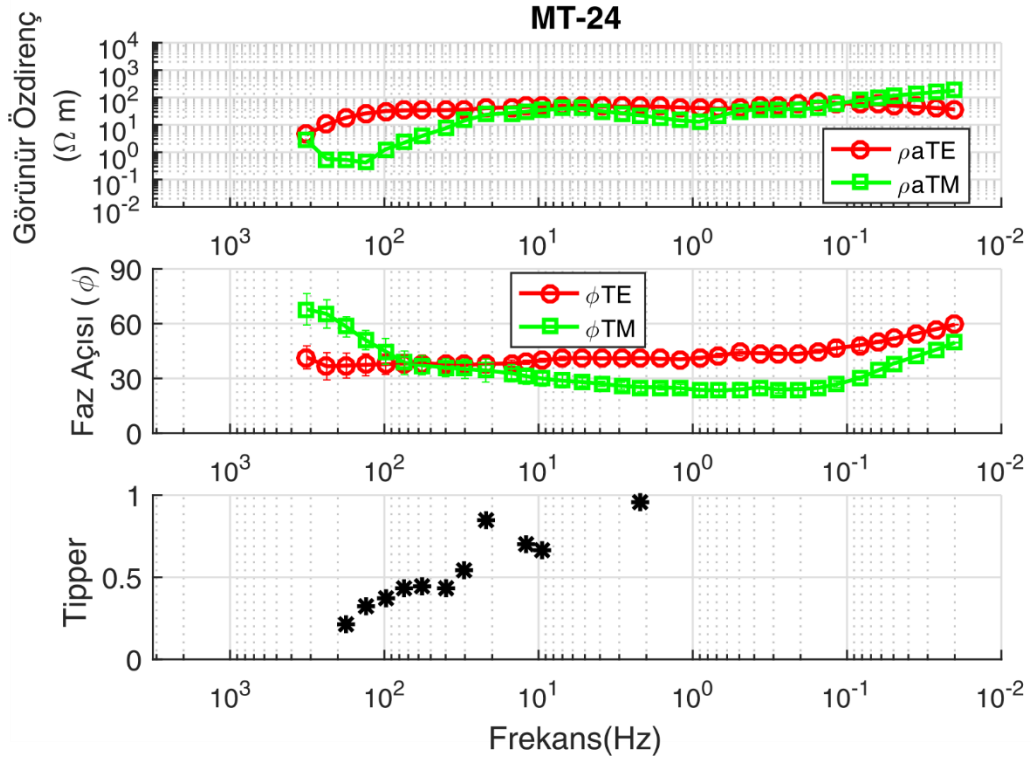
Şekil G.17 : MT-21 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



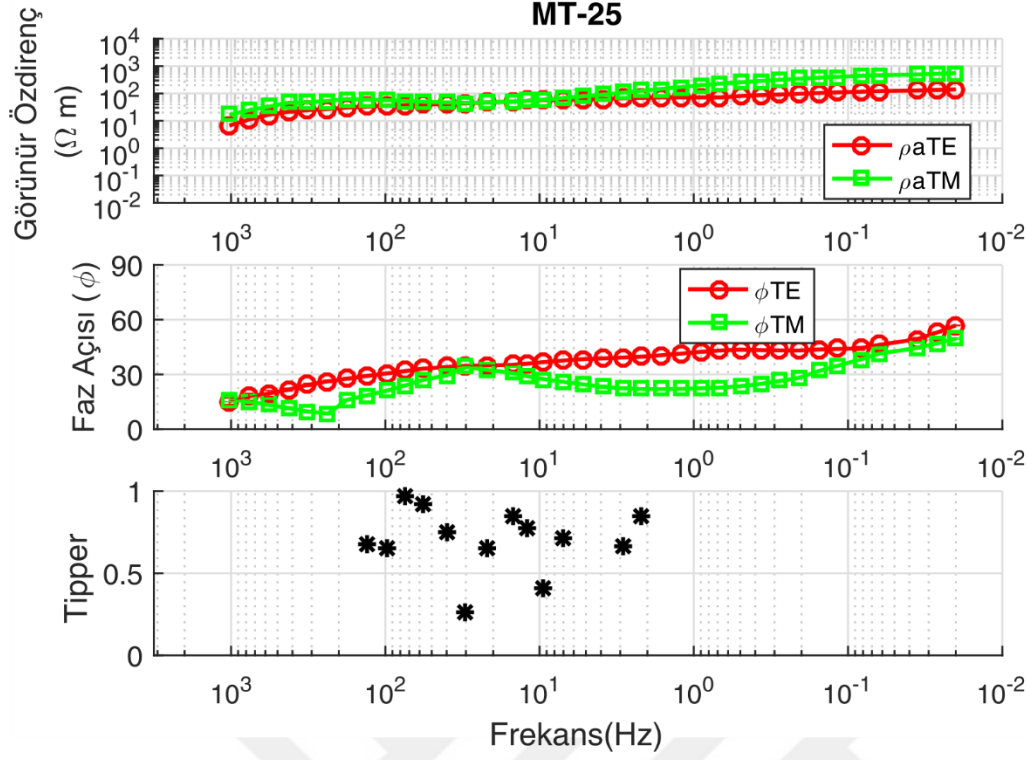
Şekil G.18 : MT-22 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



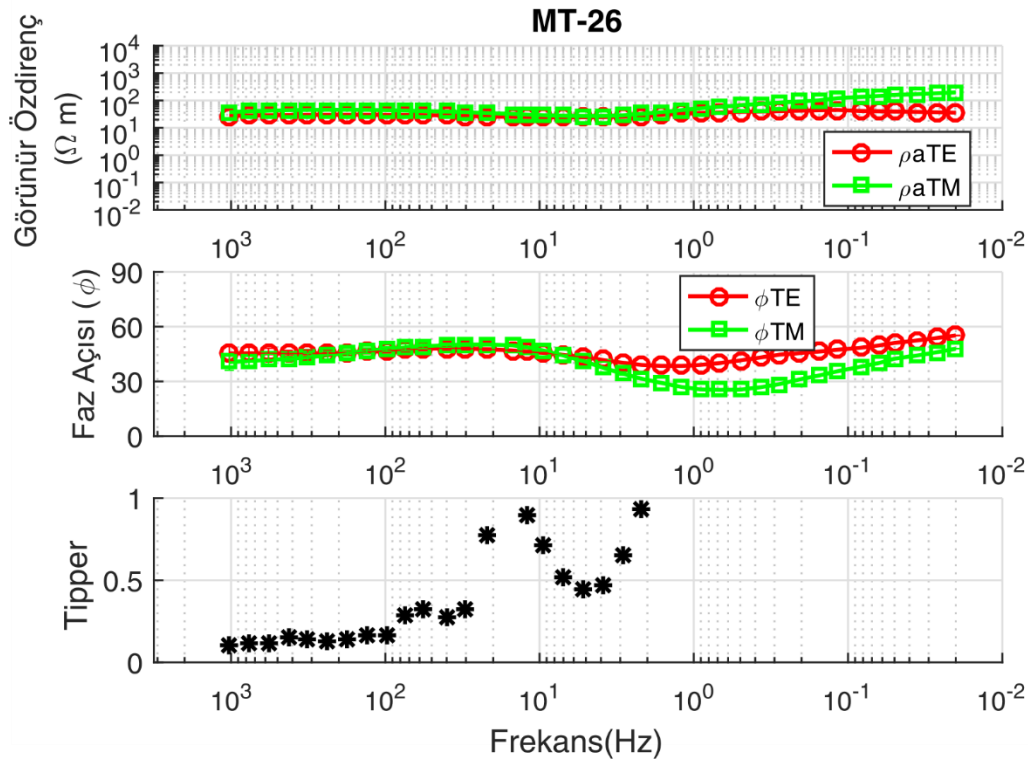
Şekil G.19 : MT-23 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



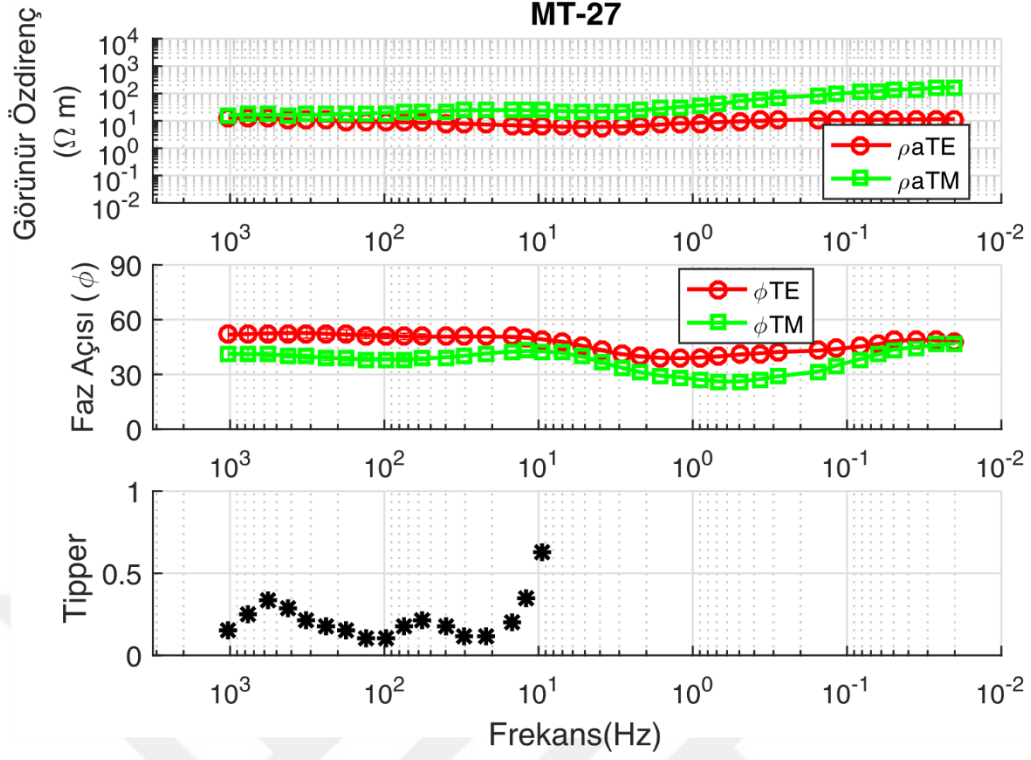
Şekil G.20 : MT-24 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



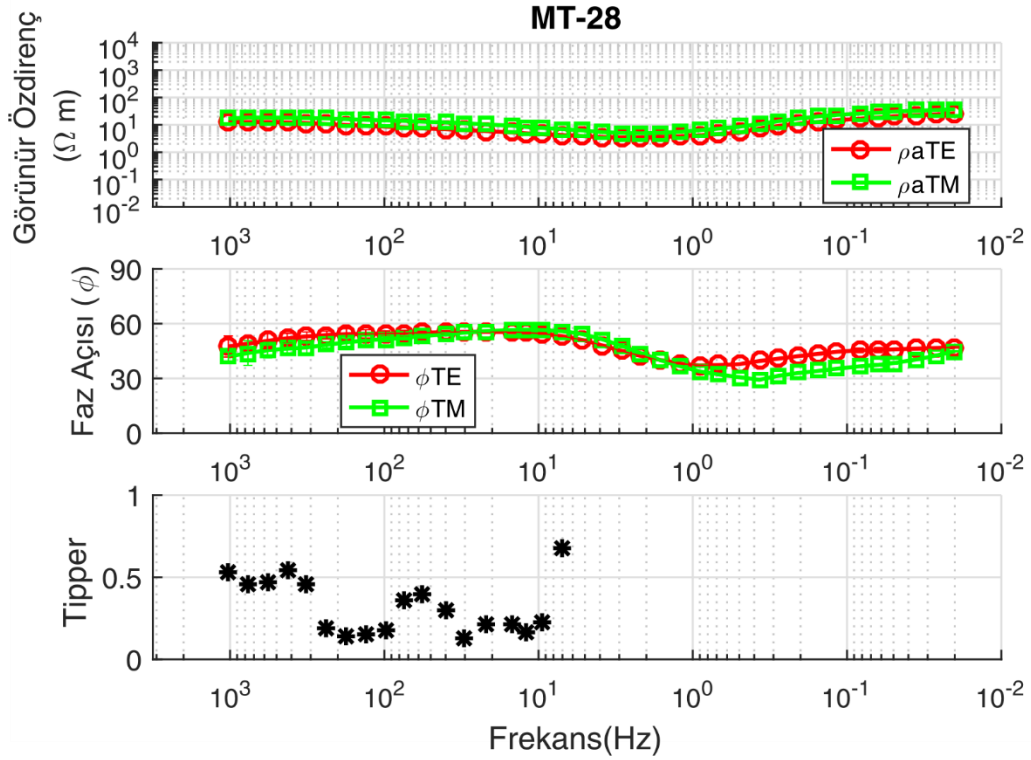
Şekil G.21 : MT-25 noktası görünür özdirenç, faz açısı ve Tipper değerleri.



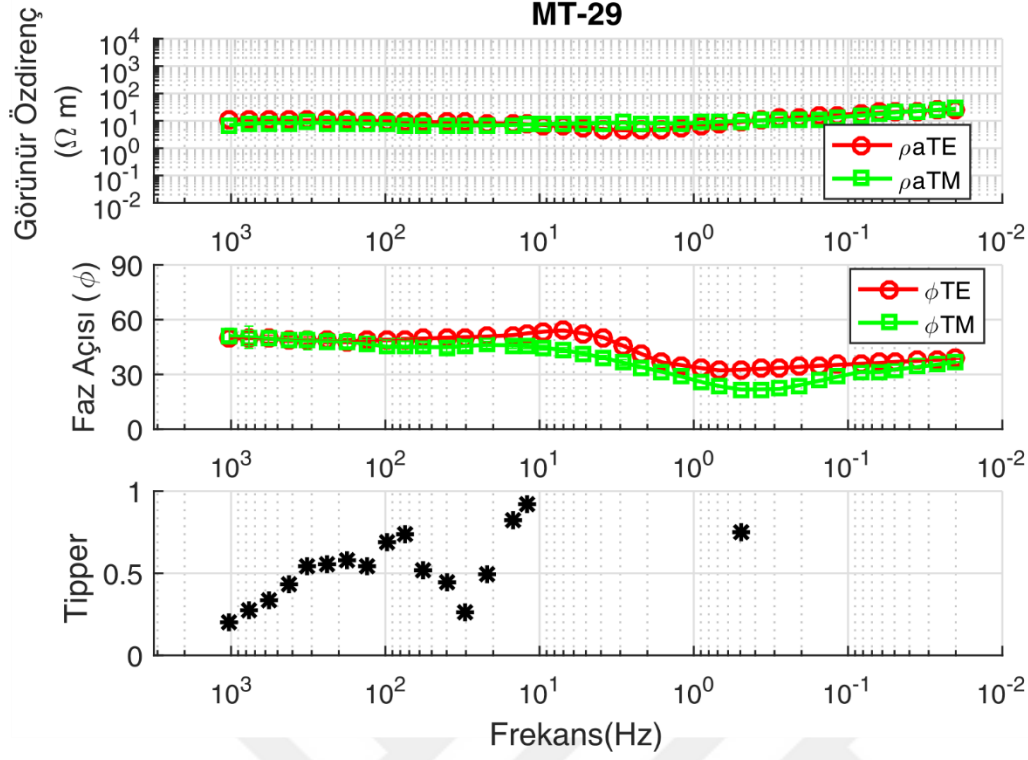
Şekil G.22 : MT-26 noktası görünür özdirenç, faz açısı ve Tipper değerleri.



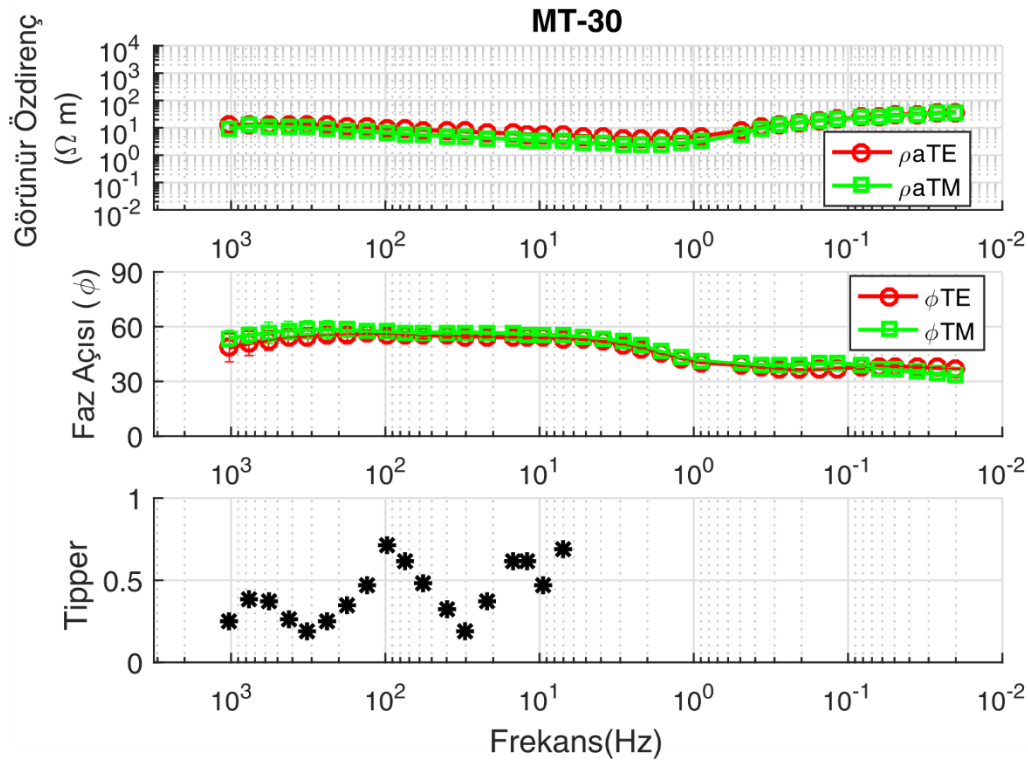
Şekil G.23 : MT-27 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



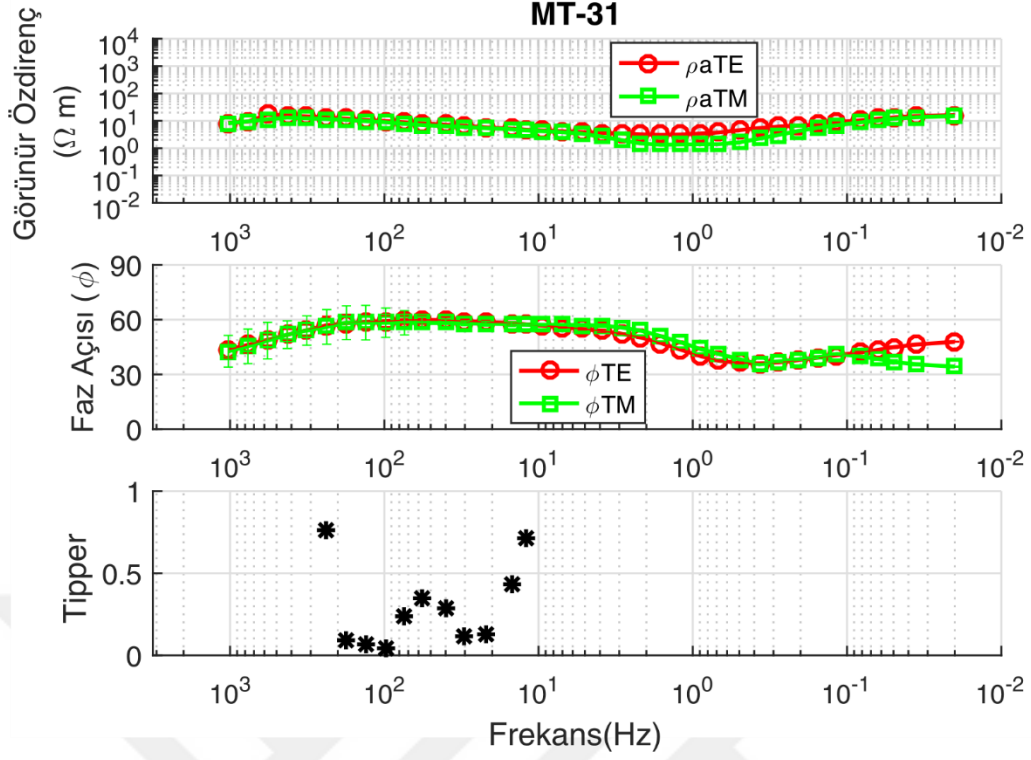
Şekil G.24 : MT-28 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



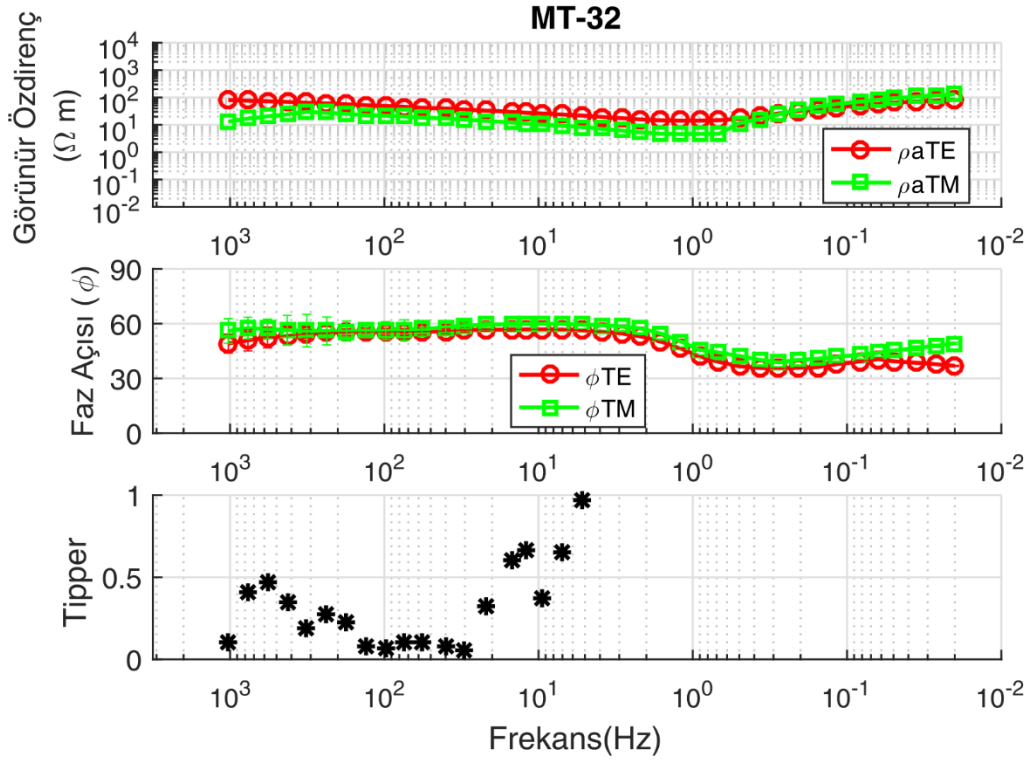
Şekil G.25 : MT-29 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



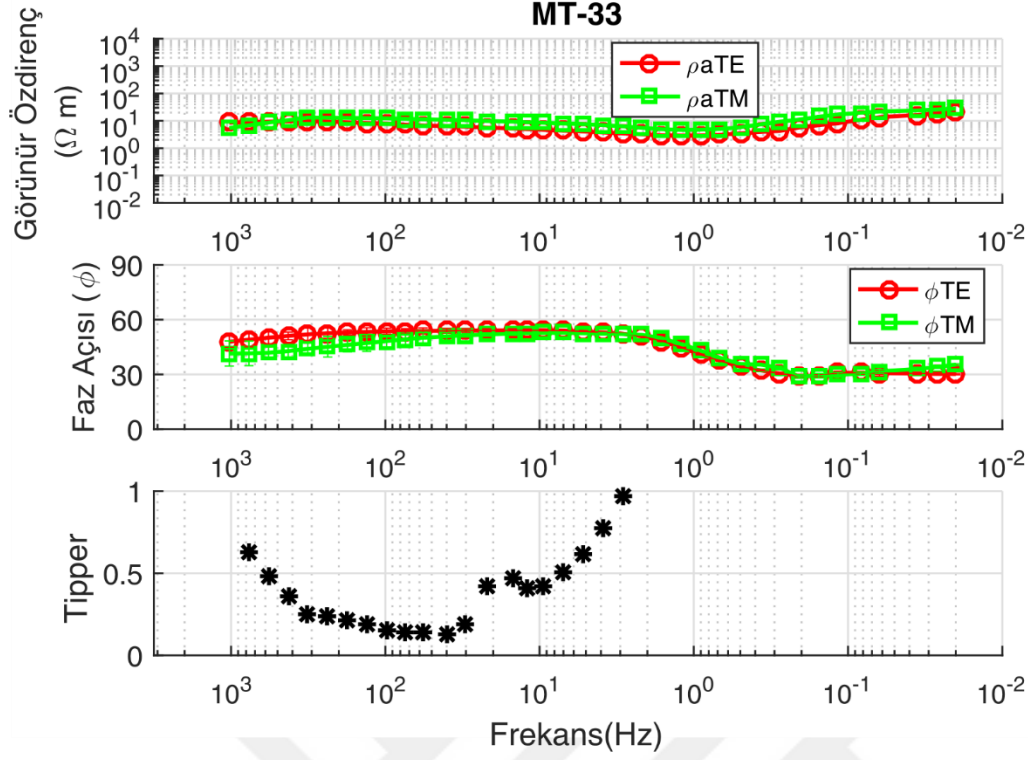
Şekil G.26 : MT-30 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



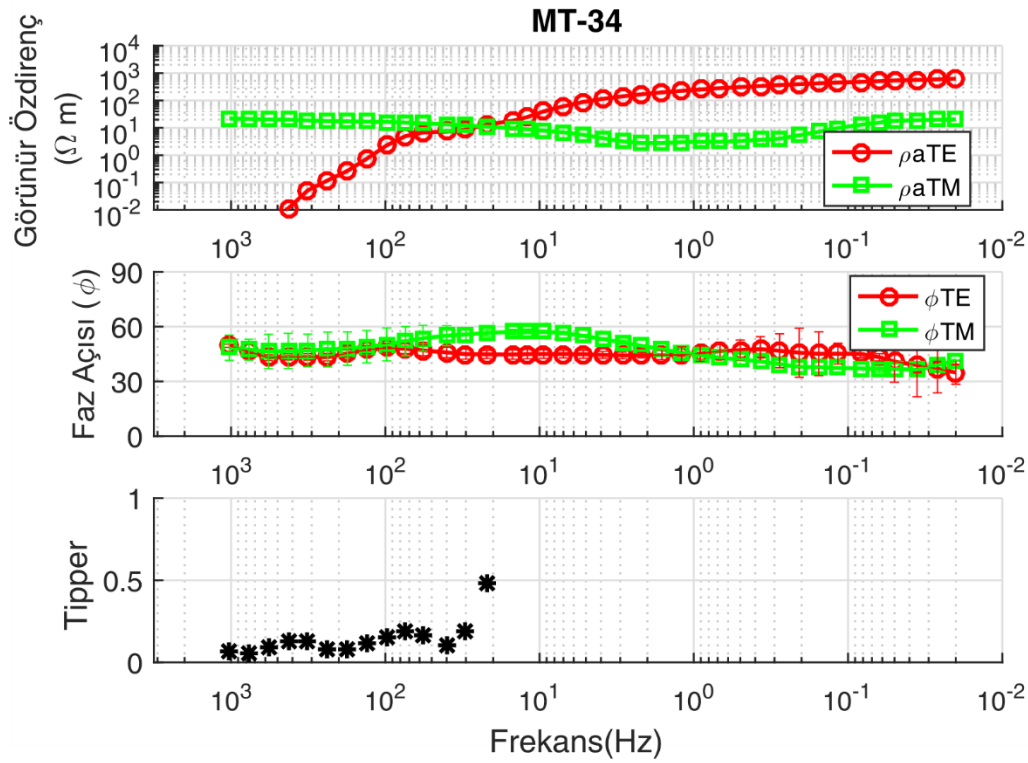
Şekil G.27 : MT-31 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



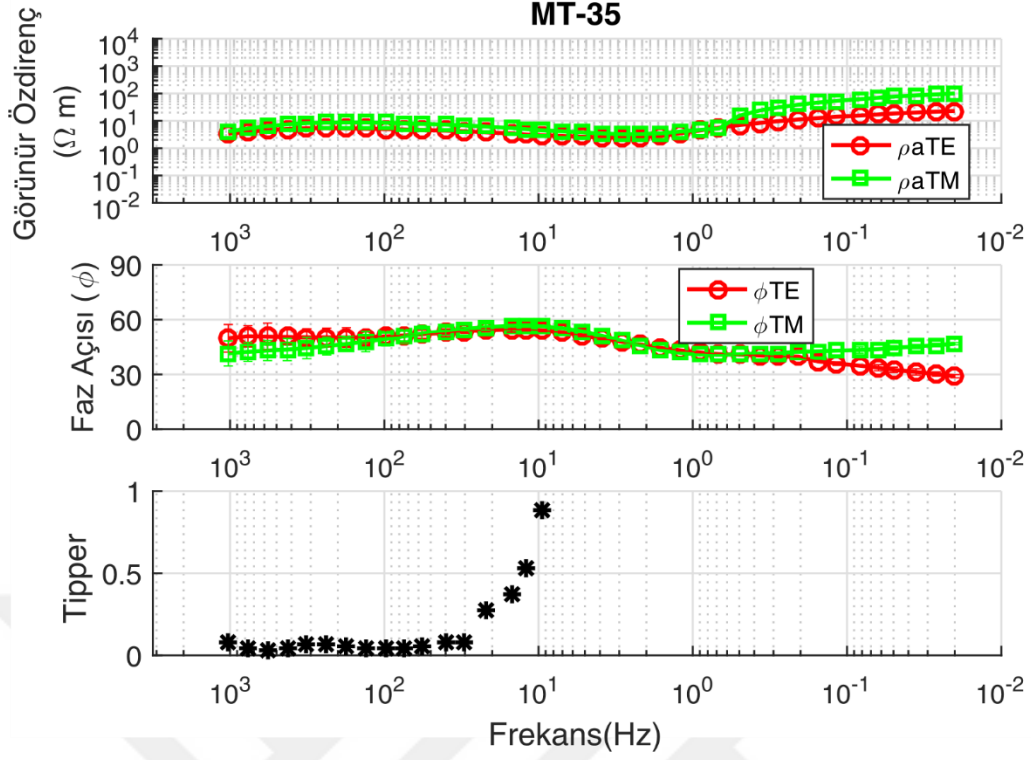
Şekil G.28 : MT-32 noktas görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



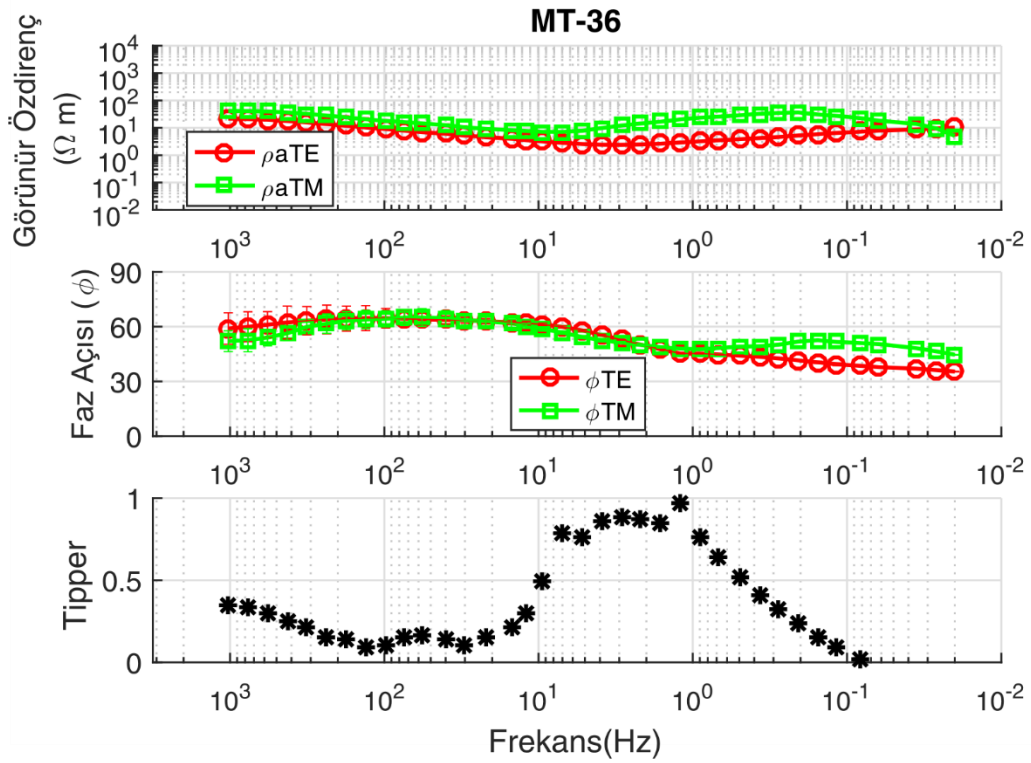
Şekil G.29 : MT-33 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



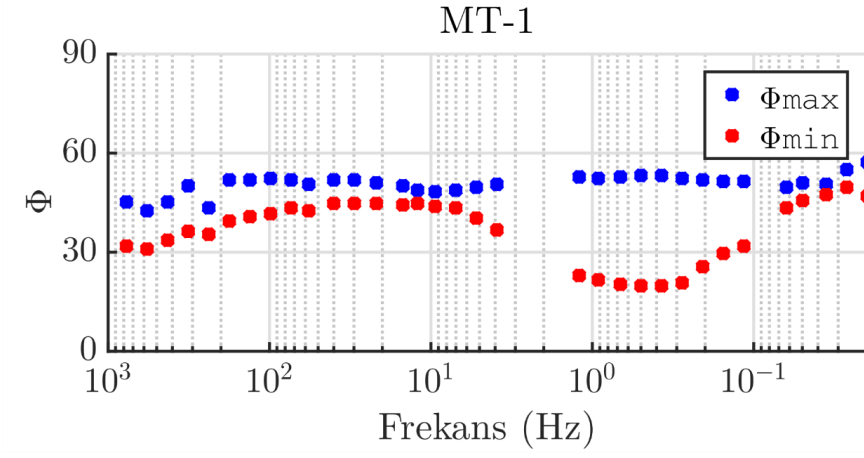
Şekil G.30 : MT-34 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



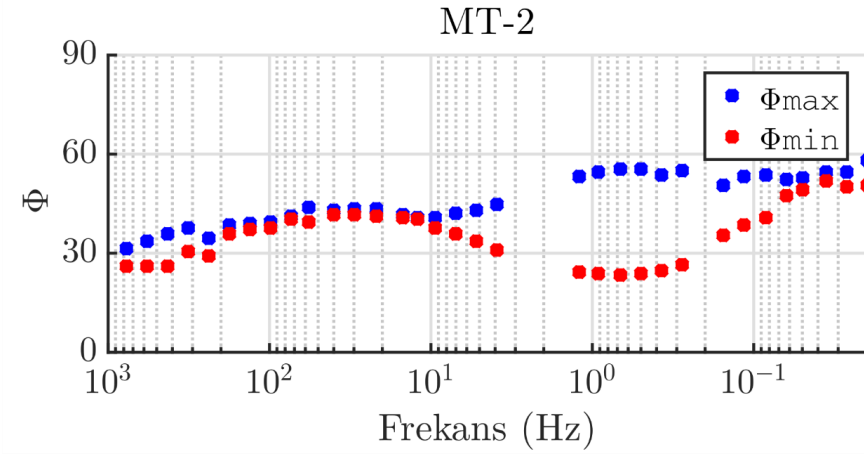
Şekil G.31 : MT-35 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



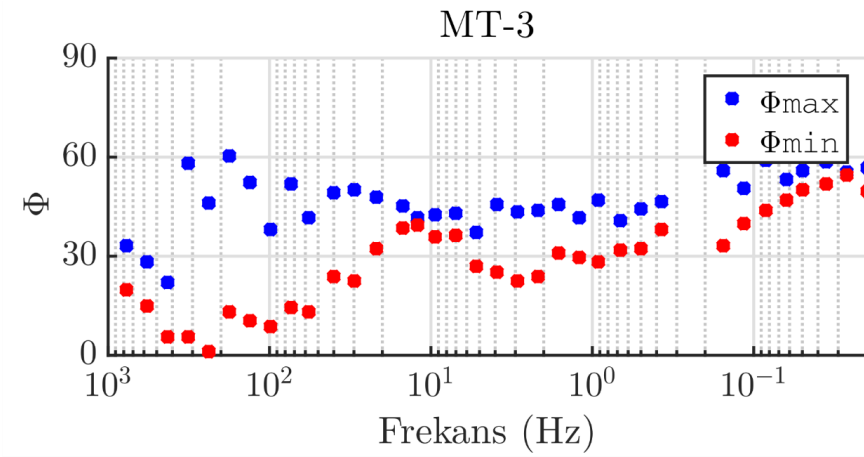
Şekil G.32 : MT-36 noktası görünür öz direnç, faz açısı ve Tipper değerleri.



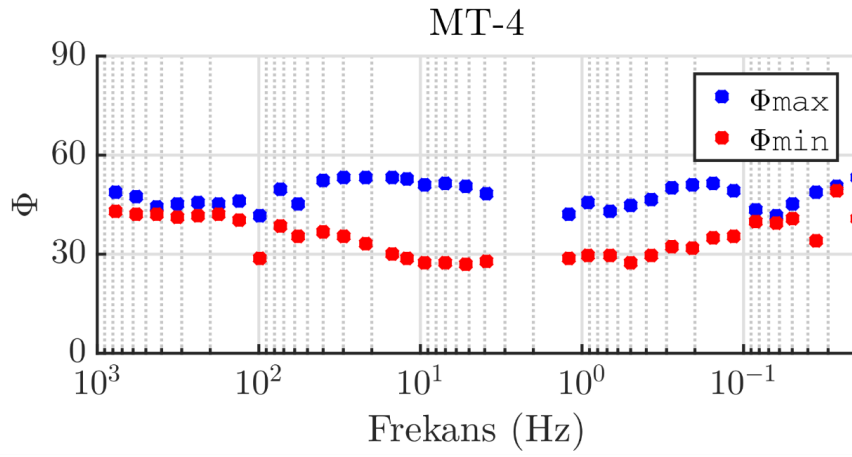
Şekil H.1 : MT-1 noktası Φ_{max} ve Φ_{min} değerleri.



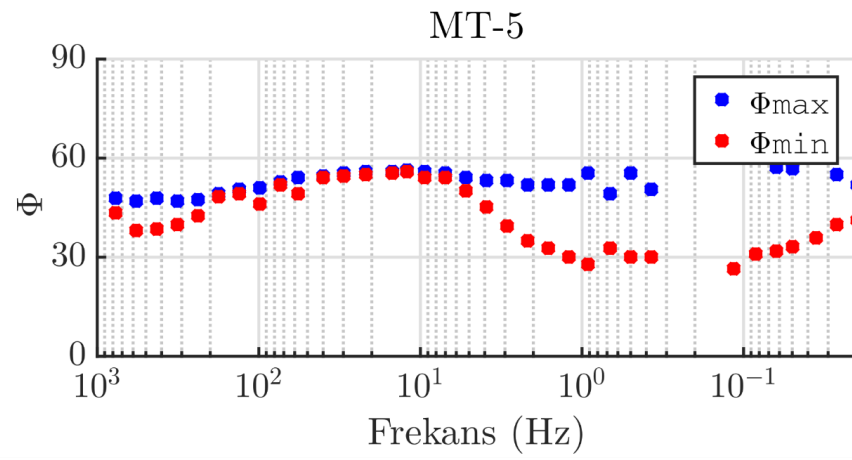
Şekil H.2 : MT-2 noktası Φ_{max} ve Φ_{min} değerleri.



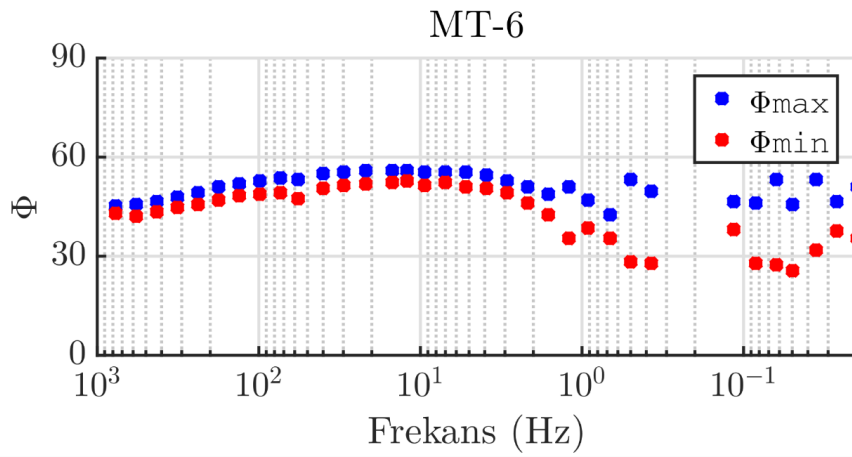
Şekil H.3 : MT-3 noktası Φ_{max} ve Φ_{min} değerleri.



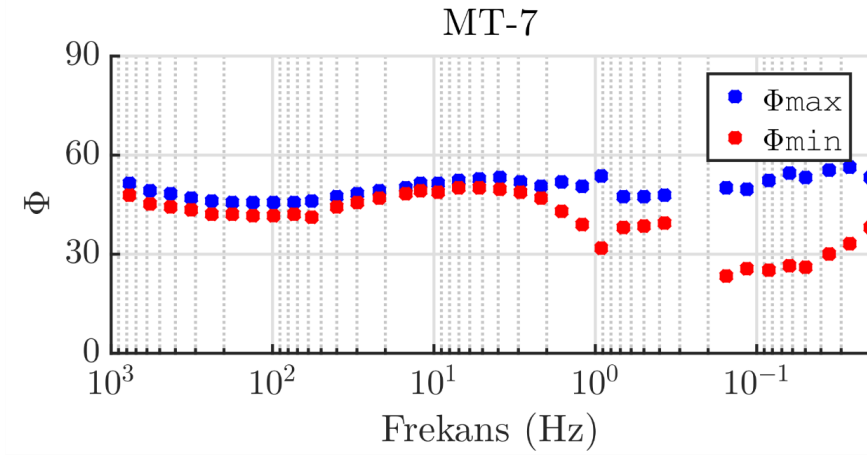
Şekil H.4 : MT-4 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



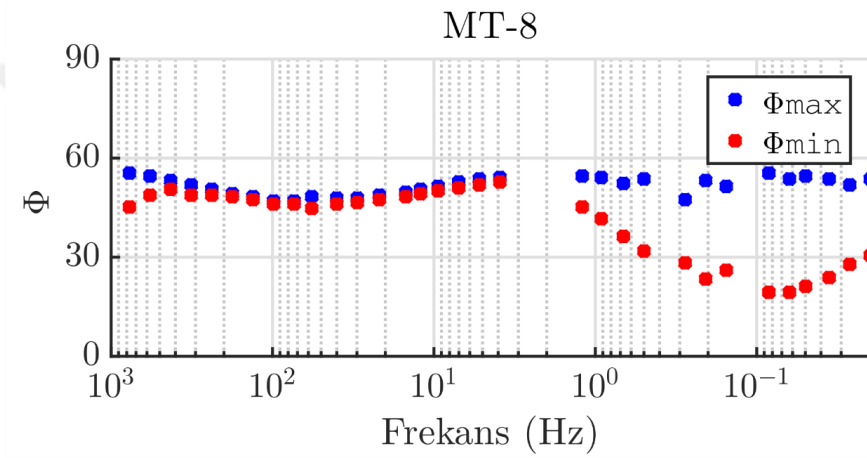
Şekil H.5 : MT-5 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



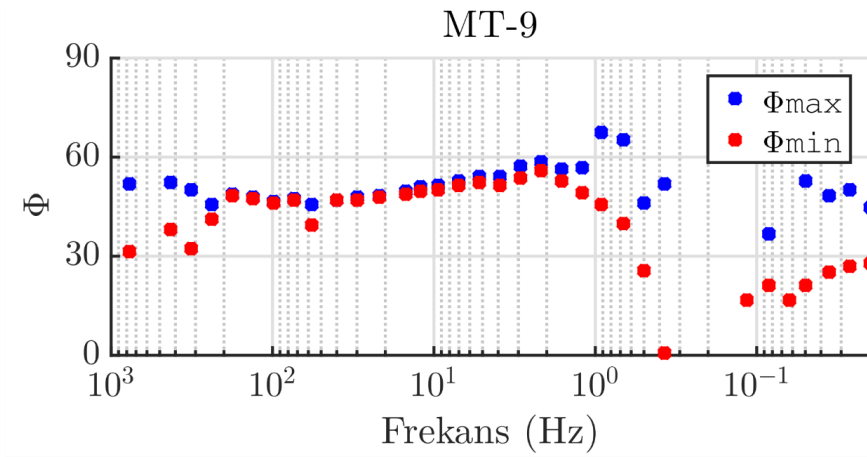
Şekil H.6 : MT-6 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



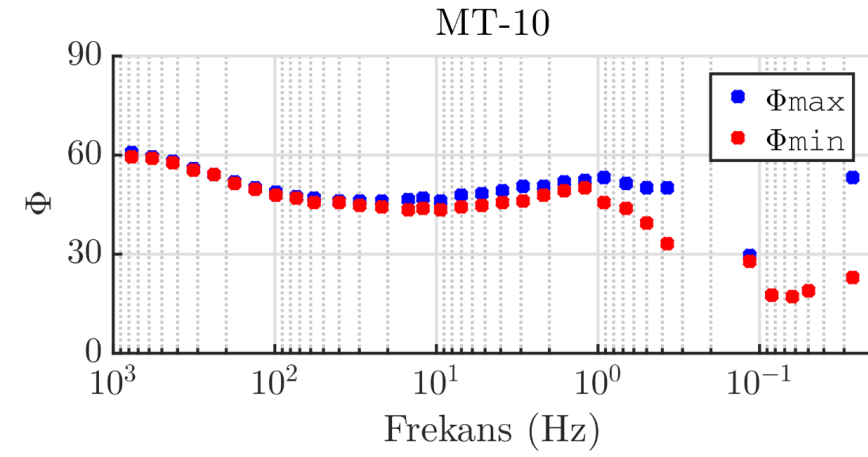
Şekil H.7 : MT-7 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



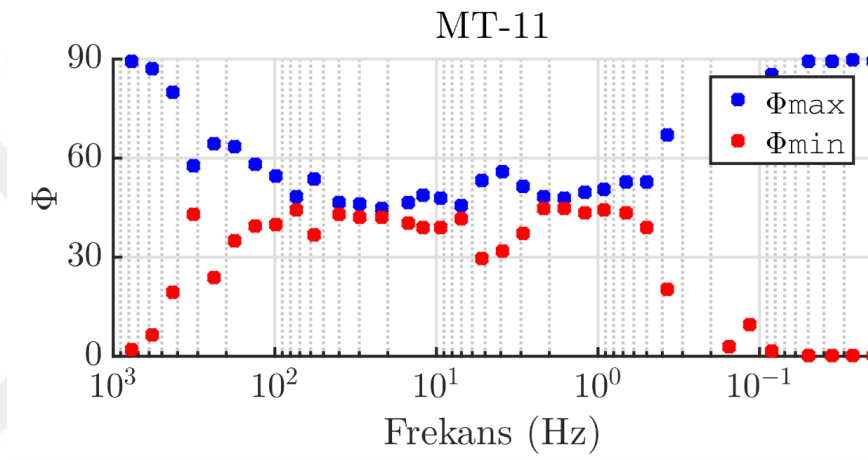
Şekil H.8 : MT-8 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



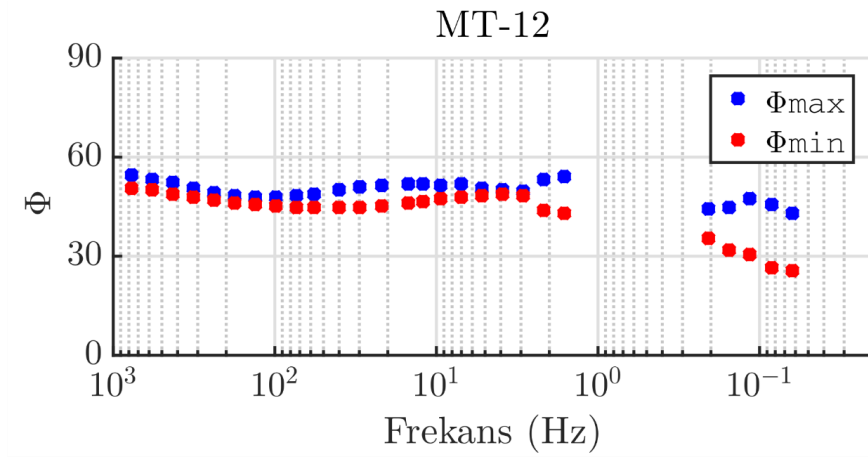
Şekil H.9 : MT-9 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



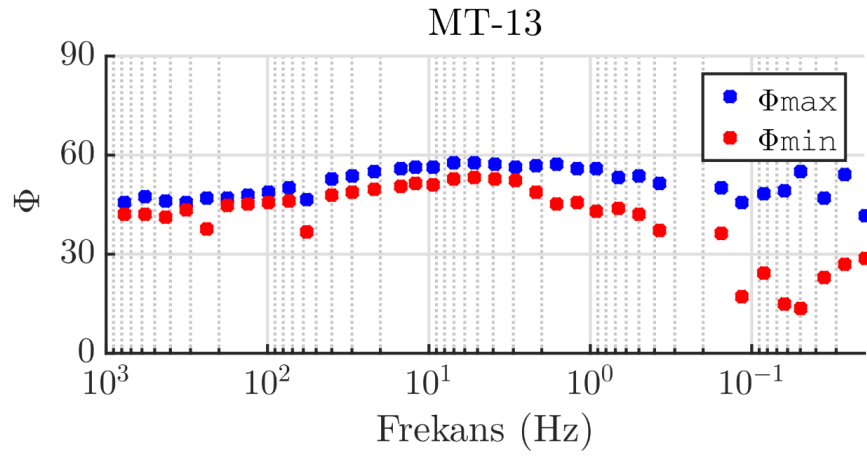
Şekil H.10 : MT-10 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



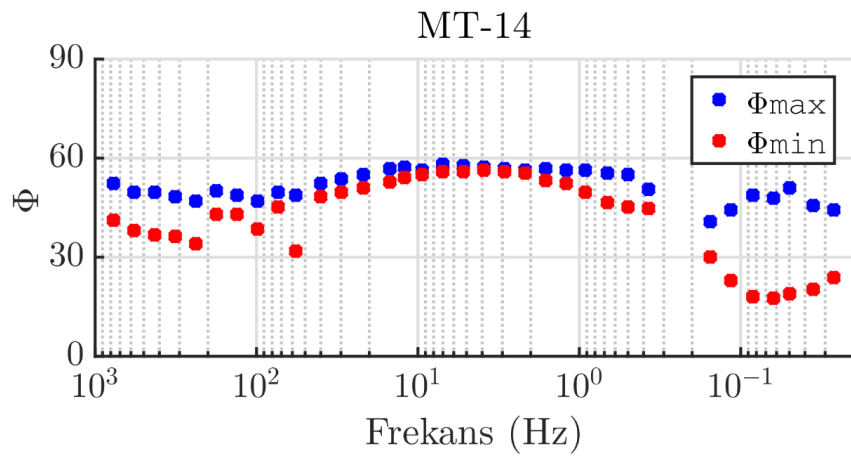
Şekil H.11 : MT-11 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



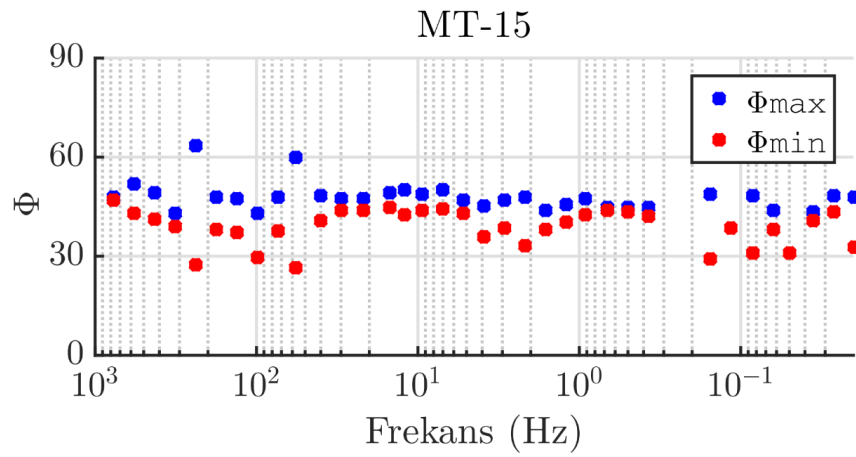
Şekil H.12 : MT-12 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



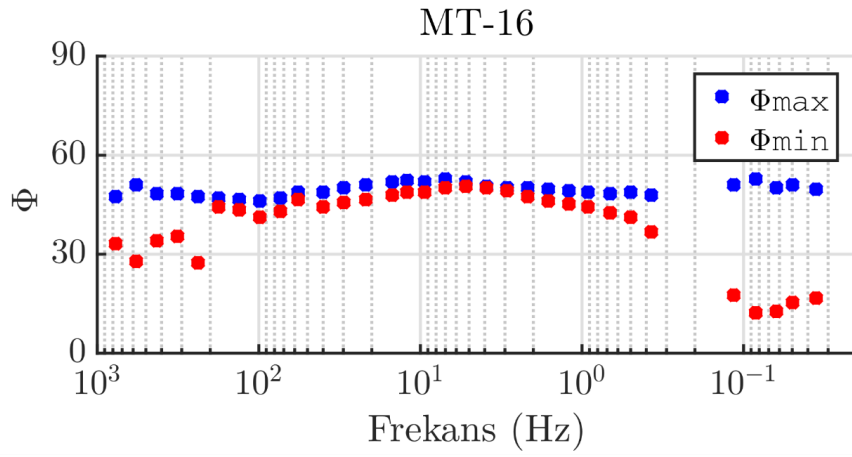
Şekil H.13 : MT-13 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



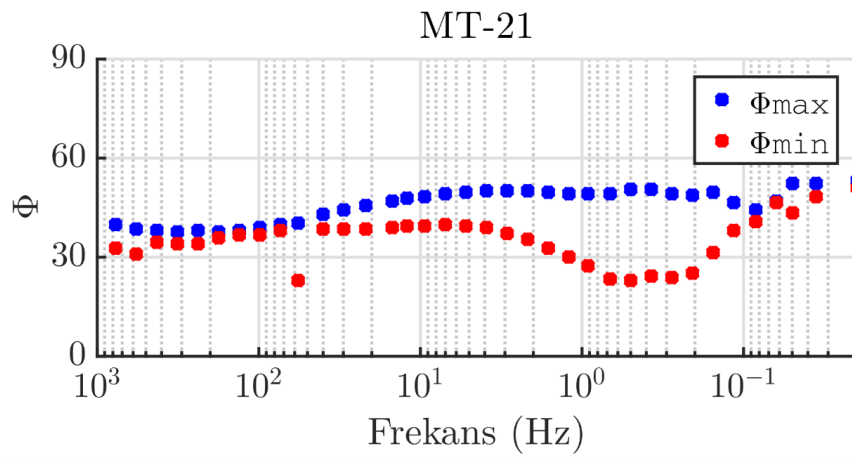
Şekil H.14 : MT-14 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



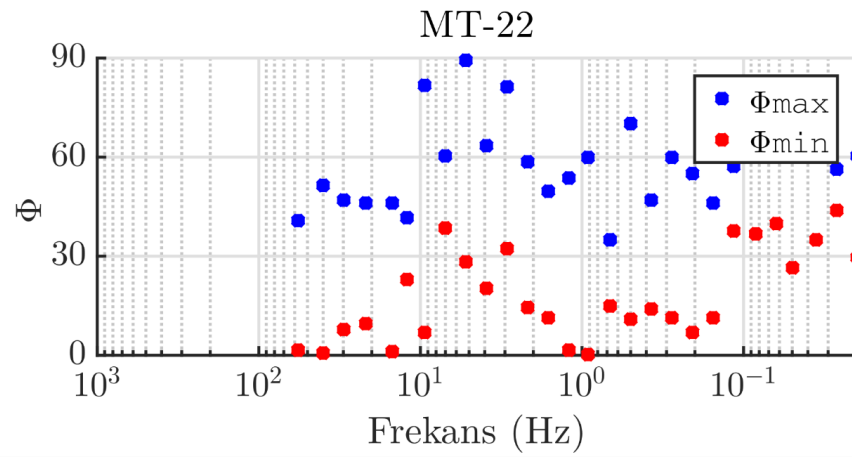
Şekil H.15 : MT-15 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



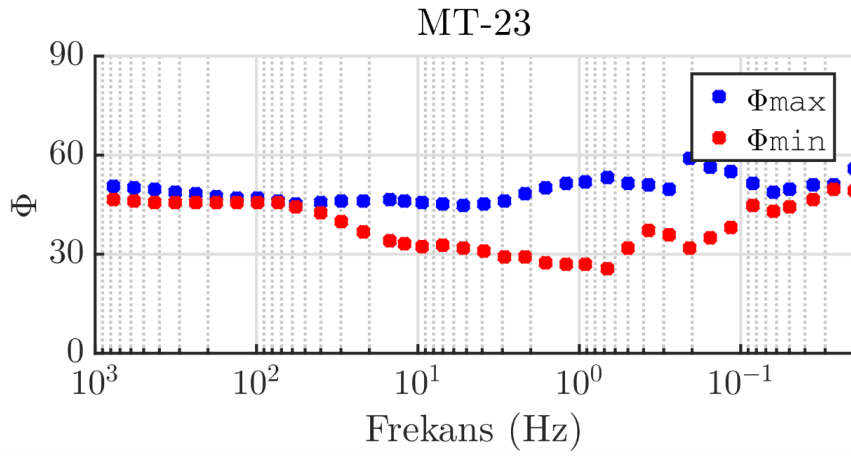
Şekil H.16 : MT-16 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



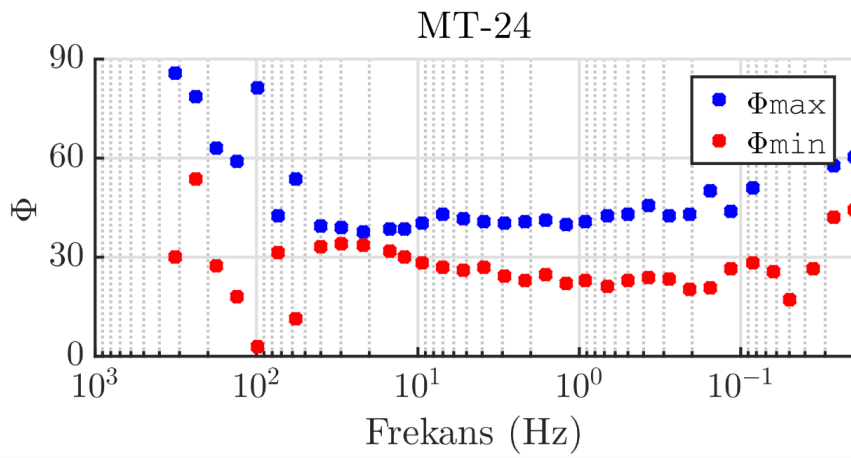
Şekil H.17 : MT-21 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



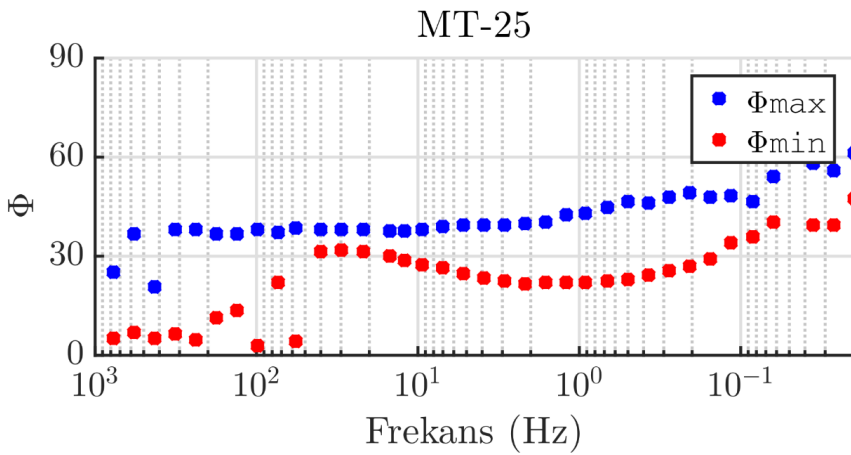
Şekil H.18 : MT-22 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



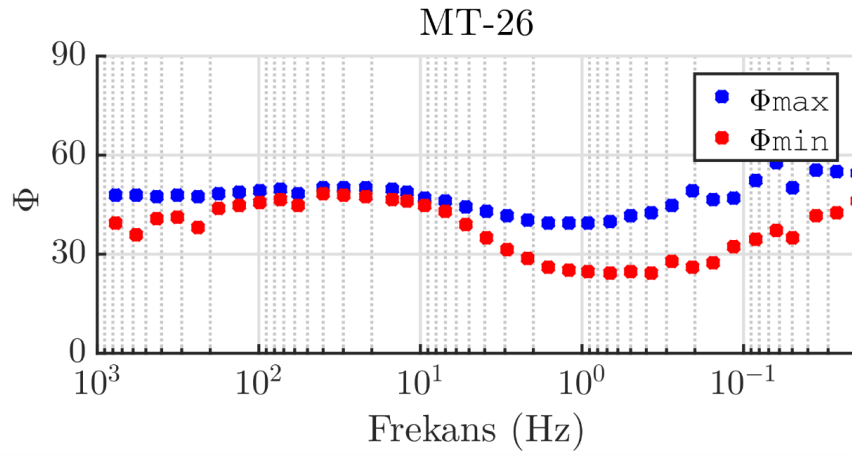
Şekil H.19 : MT-23 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



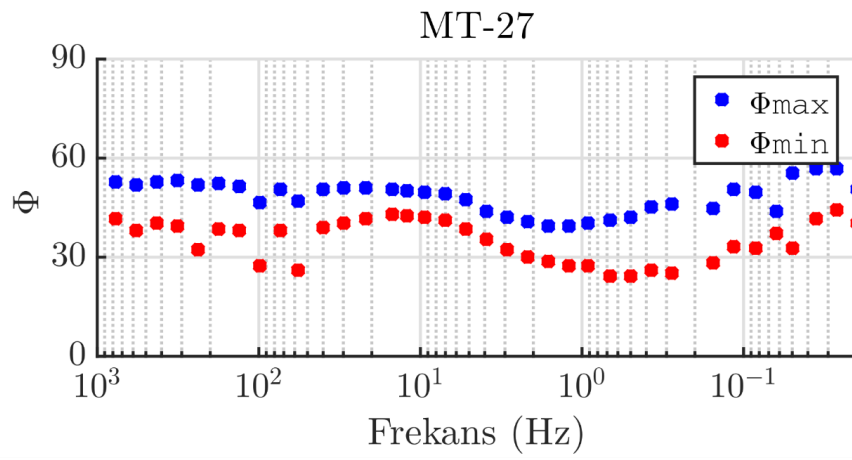
Şekil H.20 : MT-24 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



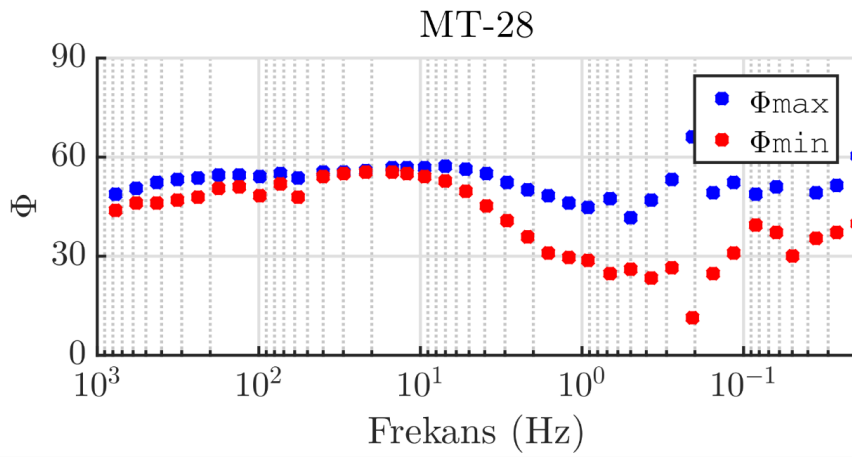
Şekil H.21 : MT-25 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



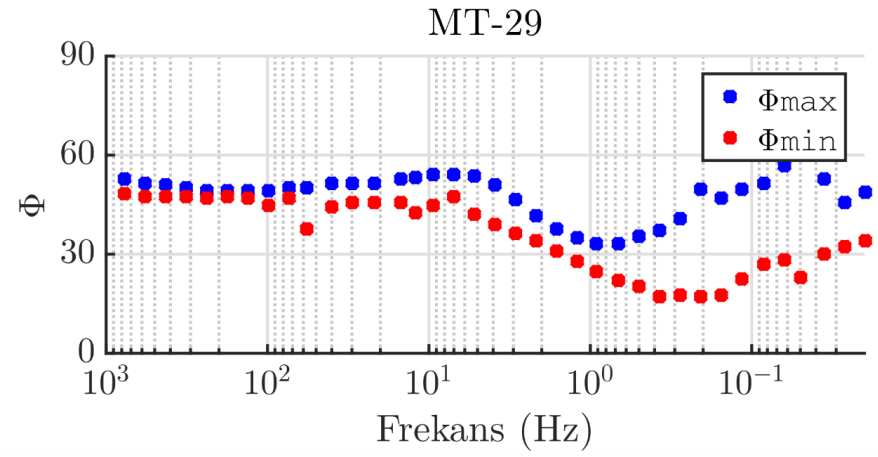
Şekil H.22 : MT-26 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



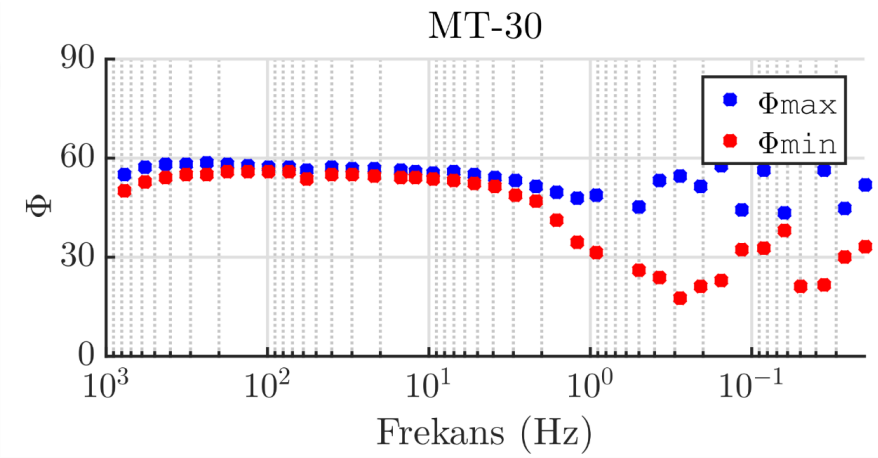
Şekil H.23 : MT-27 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



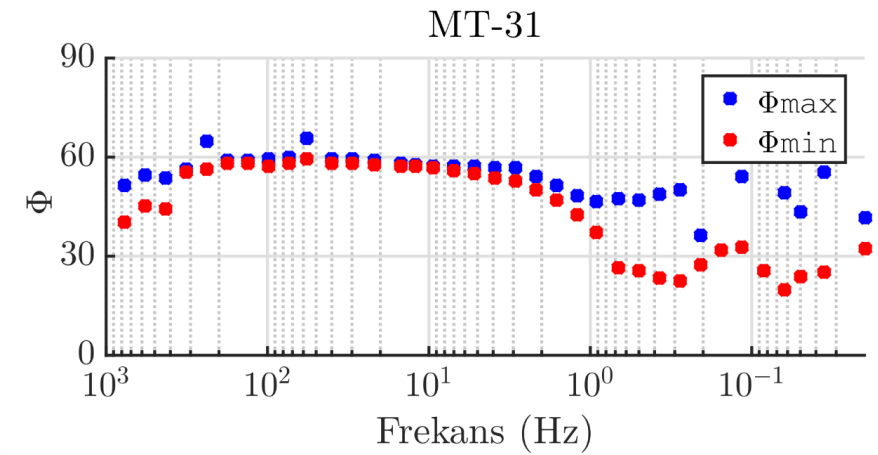
Şekil H.24 : MT-28 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



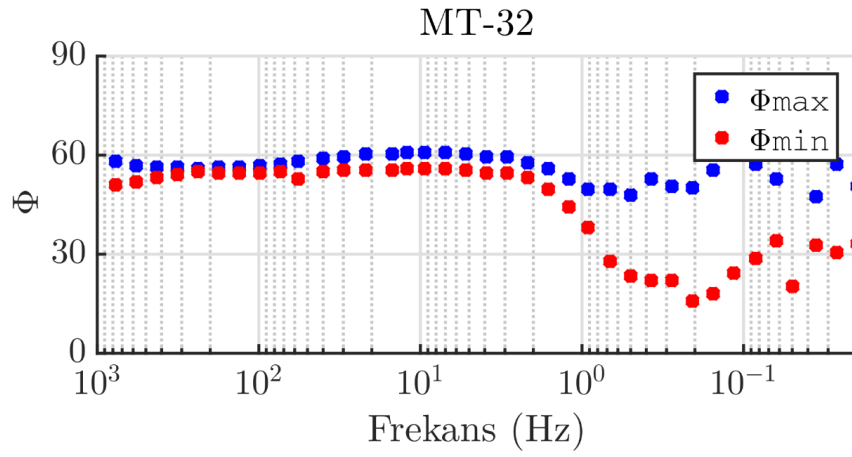
Şekil H.25 : MT-29 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



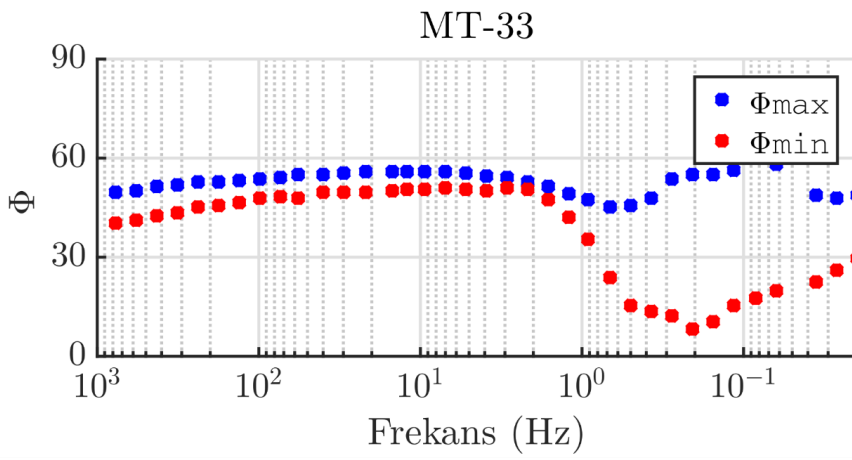
Şekil H.26 : MT-30 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



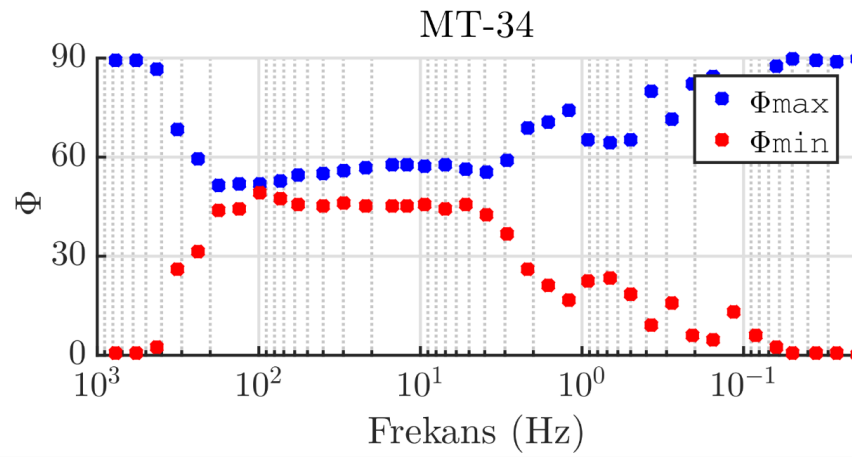
Şekil H.27 : MT-31 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



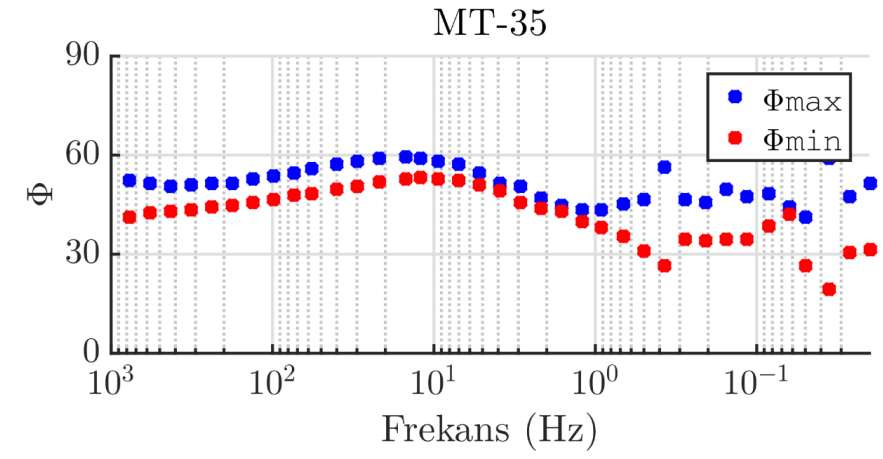
Şekil H.28 : MT-32 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



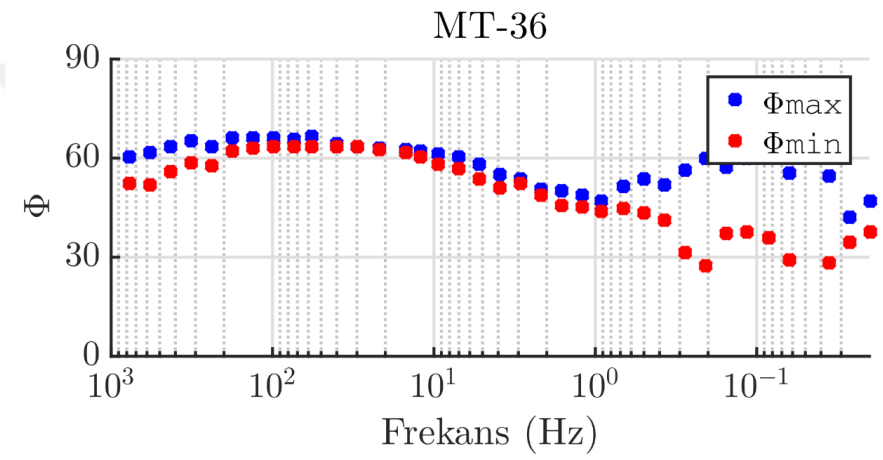
Şekil H.29 : MT-33 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



Şekil H.30 : MT-34 noktası $\Phi_{\max}$ ve $\Phi_{\min}$ değerleri.



Şekil H.31 : MT-35 noktası Φ_{max} ve Φ_{min} değerleri.



Şekil H.32 : MT-36 noktası Φ_{max} ve Φ_{min} değerleri.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyad: Ersin Büyük

Doğum Yeri ve Tarihi: İstanbul – 20.09.1986

E-Posta: ebuyuk@itu.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2009, Kocaeli Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Jeofizik Mühendisliği Bölümü
- **Yükseklisans** : 2014, İstanbul Teknik Üniversitesi, Jeofizik Mühendisliği Programı

MESLEKİ DENEYİM, ÖDÜLLER VE BURSLAR:

- 2010-2011 yılları arasında Gümüşhane Üniversitesi'nde araştırma görevlisi olarak çalıştı.
- 2011-2020 yılları arasında İstanbul Teknik Üniversitesi'nde araştırma görevlisi olarak çalıştı ve lisansüstü eğitimini tamamladı.
- 2018 yılında TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezi Yer ve Deniz Bilimleri Enstitüsü'nde misafir araştırmacı olarak görev aldı.
- 2015 yılında Yurt Madenciliği Geliştirme Vakfı Yüksek Lisans Tez ödülleri kapsamında 2.lık kazandı.
- 2018 ve 2019 yıllarında Vehbi Koç Vakfı İTÜ asistan burslarını kazandı.

TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR

- **Büyük, E.** Zor, E. & Karaman, A. (2020). Joint modeling of Rayleigh wave dispersion and H/V spectral ratio using Pareto based Multi-Objective Particle Swarm Optimization. *Turkish Journal of Earth Sciences*, 29(4), 684–695.
- **Büyük, E.,** & Karaman, A. (2017). Estimating of aquifer parameters from the single-well water-level measurements in response to advancing longwall mine by using particle swarm optimization. *19th EGU General Assembly, EGU2017, Proceedings from the Conference Held 23-28 April, 2017 in Vienna, Austria.*
- **Büyük, E.,** Zor, E., & Karaman, A. (2017). Rayleigh wave dispersion curve inversion by using particle swarm optimization and genetic algorithm. *19th EGU General Assembly, EGU2017, Proceedings from the Conference Held 23-28 April, 2017 in Vienna, Austria., p.6911, 19, 6911.*

DİĞER YAYINLAR VE SUNUMLAR

- **Büyük, E., & Karaman, A. (2020)** Modeling microgravity anomalies that accounts of the pore water drainage inferred from the dc-resistivity sounding data over a coal panel. *Pure and Applied Geophysics* (In review)
- **Büyük E. & Karaman, A. (2013).** Modelling Microgravity and DC-Resistivity Response of a Longwall Mine at Soma-Darkale Coalfield. The 7th Congress of the Balkan Geophysical Geophysical Society, Extended Abstracts, 7-10 October 2013, Tirana, Albania.
- **Büyük E. (2020).** Pareto-based multiobjective particle swarm optimization: Examples in geophysical modelling. In Aydın, M. (Eds), *Swarm Intelligence*, IntechOpen, ISBN 978-1-83962-366-0 (In review).

BİLİMSEL ARAŞTIRMA PROJELERİ

- **Büyük E., & Karaman, A. (2016-2018).** Parçacık sürü optimizasyonu ve jeotermal sahalarda manyetotellürik modellemesi. İTÜ Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) (Araştırmacı). Proje No: 40212.
- **Karaman, A & Büyük, E. (2020).** Rize – İkizdere jeotermal sahasının araştırılması. TÜBİTAK- MAM Yer ve Deniz Bilimleri Enstitüsü, İş-destek projesi (Araştırmacı).
- **Ece, I., Turoğlu, H. & Büyük, E. (2012)** Sakarya ili, Kaynarca İlçesi, Birlik Köyü mevkinde arazi incelemeleri ve kıyı-kenar çizgisi tespiti. (Bilirkişi).

SEMİNER/ÇALIŞTAY

- **Büyük E. (2019).** Pareto temelli parçacık sürü optimizasyonunun örnek bir jeofizik uygulaması, İTÜ Maden Fakültesi Lisansüstü Çalıştayında sunum yaptı.

BİLİMSEL ARAŞTIRMALAR

- 10-20 Haziran 2020, TUBİTAK-MAM Yer ve Deniz Bilimleri Enstitüsü'nün Rize-İkizdere jeotermal sahasının araştırılması projesi kapsamında manyetotellürik verilerin elde edilmesinde ve verilerin işlenmesine çalıştı.
- 24 Haziran – 8 Temmuz 2018, Doktora tezi kapsamında manyetotellürik veri elde etmek amacıyla Çanakkale Ezine-Gülpınar arasında arazi çalışması gerçekleştirdi.
- 11-25 Eylül 2017, Doktora tezi kapsamında manyetotellürik veri elde etmek amacıyla Çanakkale Ayvacık civarı arazi çalışması gerçekleştirdi.
- 9 Nisan 2017, Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Jeofizik Mühendisliği bölümü tarafından düzenlenen Çanakkale Kestanbol ve Tuzla çevresindeki jeotermal sahalarda teknik gezisine katıldı.
- 3-14 Temmuz 2008, Tubitak-1001 araştırma projesi kapsamında Kuzey Anadolu fay sistemi, Geyve – Gemlik arasındaki bölgenin tektonik geometrisinin üç boyutlu derinlik-hız yapısının jeolojik ve jeofizik yöntemlerle belirlenmesi amacıyla yapılan saha çalışmasına katıldı.