

33740

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ \* FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ PROGRAMI

MAGNETOTELLÜRİK VERİLERİN SÖNÜMLÜ EN KÜÇÜK KARELER

YÖNTEMİYLE İŞLENMESİ

Jeofizik Müh. Kürşad BEKAR

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde  
"Jeofizik Yüksek Mühendisi"  
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 26.09.1994  
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 28.11.1994

Tezin Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Veli KARA

*V. KARA*

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Kenan GELİŞLİ

*K. GELİŞLİ*

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Özcan ÇAKIR

*Ö. ÇAKIR*

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Temel SAVAŞKAN

*T. SAVAŞKAN*

Eylül 1994

TRABZON

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMAN TAYIN MERKEZİ

## ÖNSÖZ

Bu çalışmada, Magnetotellürik Yöntemin saha çalışmalarından elde edilen arazi verilerinin, ters çözümü (inversion) için Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi uygulanmıştır. Bu ters çözüm tekniği İtalya'nın Travale-Radicondoli sahasında yapılan bir etüdün sonuçlarına tatbik edilerek, yöntem sonuçlarıyla arazi verileri kıyaslanmıştır.

Başta yüksek lisans tezi danışmanlığımı üstlenerek çalışmalarımın yürütülmesi esnasında ilgisini esirgemeyen sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Veli KARA' ya teşekkürlerimi bildirmeyi bir borç bilirim. Bir jeofizik mühendisi olarak yetişmemde emeği olan tüm diğer hocalarıma da ayrıca teşekkür ederim.

Bu çalışmada bizlere veri ve program desteği sağlayan İngiltere' nin Leicester Üniversitesinden Max. A. MEJU ' ya da teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	V
SUMMARY.....	VI
ŞEKİL LİSTESİ.....	VII
TABLO LİSTESİ.....	IX
SEMBOL LİSTESİ.....	X
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Doğal Elektromagnetik Değişimlerin Kaynakları.....	2
1.3. Temel Elektromagnetik Teori.....	7
1.4. Magnetotellürik Alan Teorisi.....	10
1.5. Yer İletkenliğininin Magnetik Alana Etkisi.....	13
1.6. Arazi Çalışması.....	16
1.7. Veri Analizi.....	19
1.7.1. Uyumluluk (Coherancy).....	21
1.7.2. Tipper.....	21
1.8. Ters Çözüm (Inversion).....	23
1.8.1. Ters Çözüm Probleminin İrdelenmesi.....	23
1.8.2. Doğrusal ve Doğrusallaştırılmış Sistemlerde En Küçük Kareler (EKK) Çözümü.....	24
1.8.3. Genelleştirilmiş Ters Çözüm.....	25
1.8.4. Tekil Değer Çözümlemesi (SVD).....	26
1.8.5. Sönümlü EKK Yöntemi (Ridge Regression Method).....	27
1.8.5.1. Sönüm Faktörünün ( $\beta$ ) Belirlenmesi.....	30
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	31
2.1. Sahanın Jeolojisi.....	31
2.2. MT Ölçü Noktalarının Lokasyonları.....	32
2.3. Arazi Eğrilerininin Yorumlanması.....	35
3. BULGULAR.....	51

4. İRDELEME VE DEĞERLENDİRME.....	53
5. SONUÇLAR.....	56
6. ÖNERİLER.....	58
7. KAYNAKLAR.....	59
8. ÖZGEÇMİŞ	



## ÖZET

Teorisi 1953 yılında Cagniard tarafından ortaya konan Magnetotellürik (MT) Yöntem, yüzeydeki doğal ve geçici elektrik ve magnetik alan ölçümlerinden yeraltının elektriksel iletkenlik dağılımını belirleyen bir yöntemdir. MT sondaj eğrilerine iteratif ters çözüm uygulanması ile yeraltı katman parametreleri çözülebilir.

Ters çözüm için Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi (SEKK) iyi bir yaklaşım olarak kendini göstermektedir. Bu amaçla bu çalışmada İtalya'daki bir arazi çalışmasından elde edilen bir profil üzerindeki beş adet magnetotellürik sondajın özdirenç ve fazlarının bir boyutlu ters çözümü yapılmıştır. Bunun için MT verilerin ters çözümünü hesaplayan bir bilgisayar programı kullanılmıştır.

Her bir magnetotellürik sondaj için dört ayrı model denenmiş ve elde edilen görünür özdirenç ve faz eğrileri ile gözlemsel değerler arasında iyi bir uyum olduğu görülmüştür.

**Anahtar Kelimeler :** Magnetotellürik, Ters Çözüm, Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi

## **SUMMARY**

**Processing of Magnetotelluric Datas with Damped Least Squares Method.**

Magnetotelluric (MT) Method which is based upon the ideas of Cagniard (1953) is the way of determining the electrical conductivity distribution of the subsurface from measurement of natural transient electric and magnetic fields on the subsurface. Iterative inversion technique is used for the interpretation of MT sounding curves.

Damped Least Squares Method (DLSM) for inversion shows a good approach. In this research, have been inversion of resistivities and phases of five MT sounding on a profile obtained from a survey in Italy carried out for this purpose. Hence, a computer program that calculates inversion of MT datas was used.

Four different models were tried for each MT sounding, and it has showed that obtained apparent resistivities and phases curves with observed values there has been a good coherence.

**Key Words : Magnetotelluric, Inversion, Damped Least Squares Method**

## ŞEKİL LİSTESİ

- Şekil 1. Güneş rüzgarlarına maruz kalan yerküre ve onun magnetik alanı.
- Şekil 2. Hidromagnetik dalgaların magnetik alan çizgileri boyunca nüfuzu.
- Şekil 3. Magnetosfer ve iyonosferden süzülerek yeryüzüne ulaşan dalga şemaları.
- Şekil 4. Aynı noktada x ve y doğrultularında alınmış görünür öz direnç eğrileri.
- Şekil 5. MT ölçü birimlerinin arazi yerleşimi.
- Şekil 6. Ters ve düz çözüm şeması.
- Şekil 7. Sönümlü en küçük kareler yönteminin algoritması
- Şekil 8. Sönüm faktörü.
- Şekil 9. Verilerin alındığı sahanın (Travale-Radicondoli) jeolojisi.
- Şekil 10. MT sondaj noktalarının lokasyonu.
- Şekil 11a. S115 sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi.
- Şekil 11b. S115 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu.
- Şekil 11c. S115 MT sondajının model yapı kesiti.
- Şekil 12a. S113 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi.
- Şekil 12b. S113 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu.
- Şekil 12c. S113 MT sondajının model yapı kesiti.
- Şekil 13a. S114 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi.
- Şekil 13b. S114 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu.
- Şekil 13c. S114 MT sondajının model yapı kesiti.
- Şekil 14a. S115 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi.
- Şekil 14b. S115 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu.
- Şekil 14c. S115 MT sondajının model yapı kesiti.

- Şekil 15a. S104 MT sondajına ait görünür özdirenç ve faz eğrisi.
- Şekil 15b. S104 MT sondajına ait görünür özdirenç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu.
- Şekil 15c. S104 MT sondajının model yapı kesiti.
- Şekil 16. A-B profilinin yapı kesiti.





## TABLO LİSTESİ

Tablo 1. MT nüfuz derinliğinin frekans ve öz dirençle ilişkisi.



## SEMBOL LİSTESİ

$V_A$	: Alfven hızı
$V_S$	: Ultrasonik hız
$M$	: Magnetosfer
$I$	: İyonosfer
$X(t)$	: Magnetoşferin dışındaki şok dalga cephesindeki giriş sinyali
$Y(t)$	: İyonosferin tabanındaki çıkış sinyali
$A(f)$	: Genlik cevabı
$\phi(f)$	: Faz cevabı
$K(\tau)$	: Süzgeç operatörü
$\nabla$	: Diverjans
$\mathbf{J}$	: Akım yoğunluğu
$x, y, z$	: Kartezyen koordinat eksenleri
$E$	: Elektrik alan şiddeti
$E_x, E_y, E_z$	: Elektrik alanın x, y, z yönlerindeki bileşenleri
$H$	: Magnetik alan şiddeti
$H_x, H_y, H_z$	: Magnetik alanın x, y, z yönlerindeki bileşenleri
$Z$	: Empedans
$\mathbf{B}$	: Magnetik akı yoğunluğu
$D$	: Elektriksel yerdeğiştirme (deplasman)
$t$	: Zaman
$f$	: Frekans
$Q$	: Elektriksel şarj
$\mu$	: Göreceli magnetik geçirgenlik
$\epsilon$	: Göreceli dielektrik sabit
$\mu_0$	: Boşluğun magnetik geçirgenliği
$\epsilon_0$	: Boşluğun dielektrik sabiti
$\sigma$	: İletkenlik
$\rho$	: Özdirenç

$\bar{\sigma}_a$	: Görünür iletkenlik
$\sigma_a$	: Görünür öz direnç
$\sigma_{axy}$	: $E_x$ bileşeninin $H_y$ bileşenine bölünmesiyle elde edilen görünür öz direnç
$\rho_{ayx}$	: $E_y$ bileşeninin $H_x$ bileşenine bölünmesiyle elde edilen görünür öz direnç
$\omega$	: Açısal frekans
$\theta$	: Faz açısı
$p$	: Nüfuz derinliği
$\delta$	: Deri etkisi (skin depth)
$r$	: Matris rankı
$\Delta$	: Pozitif özdeğer matrisi
$U$	: Veri uzayı ile ilgili normalize, ortogonal öz vektör matrisi
$V$	: Parametre uzayı ile ilgili normalize, ortogonal öz vektör matrisi
$I$	: Birim matris
$S(x, \beta)$	: Amaç fonksiyonu
$m^0$	: Başlangıç modeli
$\beta$	: Sönüm faktörü
$\lambda$	: Özdeğer
$\lambda_1$	: En büyük özdeğer
$\lambda_s$	: En küçük özdeğer
$q_k$	: Sönüm parabol katsayısını bulmada kullanılan yardımcı faktör

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Teorisi Cagniard (1953) tarafından ortaya konulmuş olmasına rağmen aletsel atılımını ancak 1970'li yıllarda gerçekleştiren Magnetotellürik (MT) Yöntem, yeri çevreleyen atmosfer, iyonosfer, manyetosfer katmanlarında oluşan elektromagnetik hareketliliklerin durgun yer magnetik alanında yarattığı ani ve geçici değişikliklerden faydalanır. Diğer bir deyimle MT olaylar yer magnetik alanının zaman değişimli bileşenidir.

Yaklaşık  $10^{-5}$  -  $10^5$  Hertz frekans aralığında tabii kaynaklı bu gibi magnetik değişimler, atmosfere göre daha iletken olan yer içinde elektrik akımlarının akmasına neden olur. Bu nedenle magnetik alandaki ani değişimler, elektrik alan bileşenlerine de yansır. MT alan birbirlerine dik  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  manyetik ve  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  elektrik alan (tellürik) bileşenlerden oluşur.

MT yöntem yüzeydeki doğal ve geçici elektrik ve magnetik alan ölçümlerinden yeraltının elektriksel iletkenlik dağılımını belirleyen bir yöntemdir. Bu yöntem elektromagnetik enerjinin yer içine nüfuz özelliğine dayanıp düşük frekanslarda daha derinlerden bilgi verir. Ölçüm sonuçları mutlakdır. Ölçümlerin yorumlanması gerçek öz direnç ve gerçek derinlik değerlerini verir. Bundan dolayı MT veriye dayalı derinlik yorumlanması gravite ve magnetik veriye dayalı olanlardan daha kesindir [2].

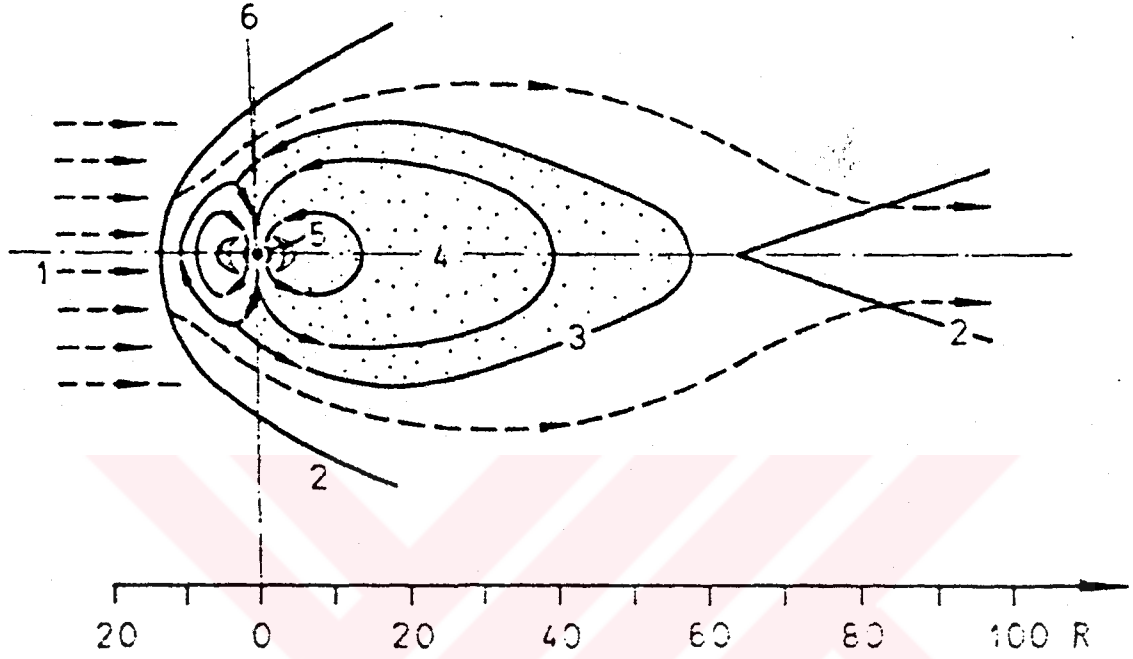
MT yöntemin 6-7 kişilik bir ekip ile hızlı bir şekilde icra edilebilmesi aynı sahayı sismik yöntemle nazaran daha hızlı ve daha düşük maliyetli olarak tarayabilmesine imkan verir. Yöntem çok büyük derinliklere nüfuz imkanı sağladığından yer kabuğu araştırmaları, büyük ölçekli jeolojik yapıların araştırılması, büyük havza etüdlerinin yapılması gibi alanlarda yaygın olarak kullanılır.

Çoğu jeofizik yöntemde olduğu gibi MT yöntemin arazi verileri de çeşitli veri işlem aşamalarından geçtikten sonra yoruma hazır hale gelir. Çoğu jeofizik problemlerin tabiatının doğrusal olmayışı, tipik bant sınırlı arazi ölçümleri ve verinin içerdiği (hatalı ölçümler, çevre gürültüleri ve yeraltındaki yanıl değişimler gibi)

bozukluklardan dolayı arazi verileriyle yeraltı yapılarının modellenmesi genelde zordur. Bunun için zaman içerisinde arazi verilerinin ters çözümü için çeşitli ters çözüm teknikleri geliştirilmiştir. Bunlardan birisi de teorisi Marquart ve Levenberg [3] [4] tarafından ortaya konan Ridge Regression veya Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi (Damped Least Squares Method) olarak adlandırılan yöntemdir. Bu çalışmada bu yöntemle MT arazi verilerinin modellenmesi ve yöntem sonuçlarının arazi verileriyle uyumu araştırılacaktır.

## 1.2. Doğal Elektromagnetik Değişimlerin Kaynakları

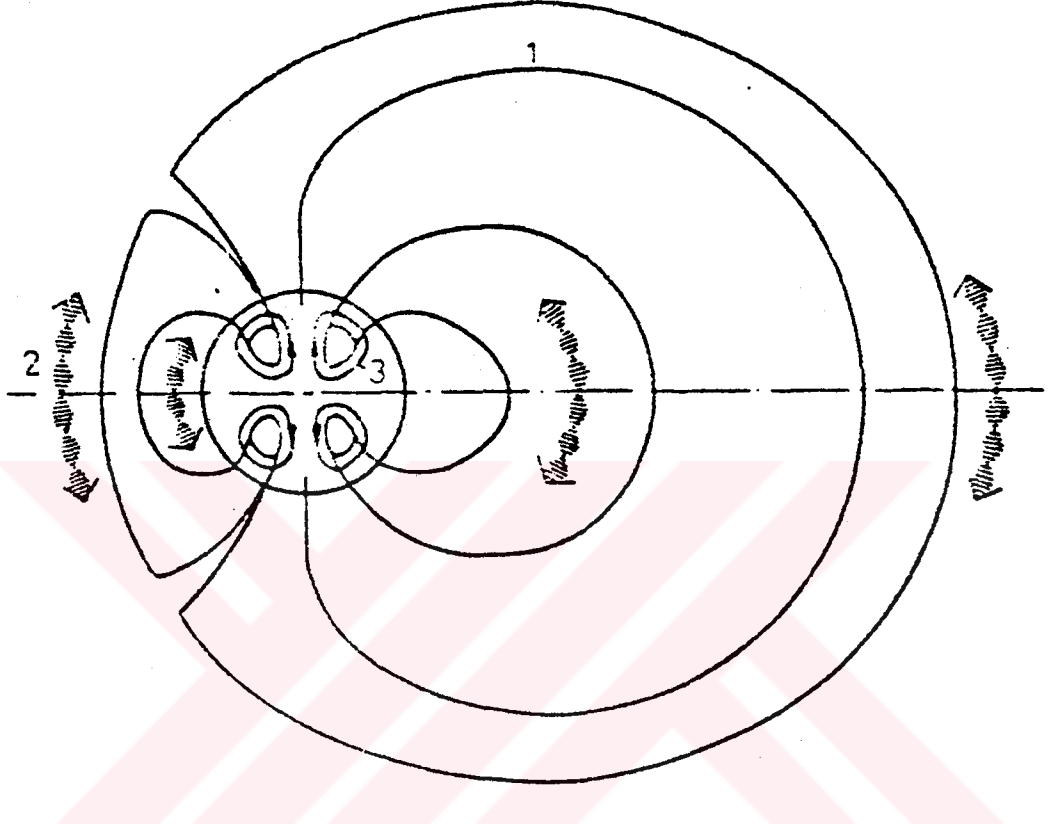
Yerin değişken doğal EM alanının çok büyük bir kısmının kaynağı güneştir. Güneş plazma bulutları esas olarak yüksek enerjili protonlardan ibaret olup düşük şiddetli magnetik alanlarla ilişkilidirler. Bu bulutlar *güneş rüzgarları* olarak adlandırılıp 300-800 km/sn' lik bir hızla yerin dış magnetik alanıyla karşılaşır. Eğer pozitif veya negatif elektrik partikülleri yerin magnetik alan çizgilerinin etkisi altına girerse, tutulurlar ve yayınım yönü ile alan çizgilerinin yönüne dik farklı yönere saptırılırlar. Bundan dolayı yerin magnetik alanının çevresinin elektriksel olarak iletken bir plazma ile kaplı olduğu anlaşılır. Eğer bir ortamda bir basınç değişimi üretilirse bu sadece hidrodinamik yasalarına göre değil aynı zamanda elektrodinamik yasalarına göre de yayınır. Bu durumda bir *hidromagnetik hal* sözkonusudur. Bu halin teorisini plazma hızı, elektrik akım şiddeti ve magnetik alanın bir vektör çarpımı şeklinde olmasından dolayı birbirleriyle ilişkili olan elektrodinamik ve hidrodinamiğin klasik denklemleri oluşturur [5].



Şekil 1 : Güneş rüzgarlarına maruz kalan yer küre ve onun magnetik alanı [5]. 1. Güneş rüzgarı, 2. Şok dalgası cephesi, 3. Magnetik alan çizgileri, 4. Magnetosfer plazması, 5. radyasyon kuşakları, 6. Yerküre, 7. Yerkürenin çapı (6370 km.)

Hidromagnetik dalgalar *Alfven hızı* olarak adlandırılan  $V_A$  hızıyla alan çizgileri yönünde yayınırlar. Bu hız, alan çizgileri boyunca magnetik alan şiddetiyle düz, elektrik partiküllerinin yoğunluğuyla ters orantılıdır.

Magnetik alan çizgileri tarafından tutulan plazma ile sesüstü (ultrasonik) bir hızla ( $V_S$ ) ilerleyen güneş plazmasının etkileşimi ( $V_A < V_S$ ) yerin yarıçapının 14 katı kadar bir uzaklıkta bir şok dalgası meydana getirir. Yer magnetik alanının güneş rüzgarlarına direnci bu rüzgarların akış yönünü değiştirir. Magnetik alanın sınırında indüklenen elektrik akımlar yer magnetik alanını dış uzaydan ayırır tutar. Bu ayrı kalan zona *magnetosfer* adı verilir. Şekil 1, yerin etrafını kuşatan magnetik alanı, güneş rüzgarları tarafından oluşturulan şok dalgalarını ve yüksek enerjili plazmanın radyasyon kuşağı ile birlikte magnetosferin simetrik olmayan şeklini göstermektedir.



Şekil 2 : Hidromagnetik dalgaların magnetik alan çizgileri boyunca nüfuzu [5]. 1. Magnetik alan çizgileri, 2. Hidromagnetik dalga nüfuzunun, sembolik gösterimi, 3. İyonosferin elektrik akım sistemi

Şekil 2, basınç dalgasının, iyonosfer içindeki magnetik alan çizgileri boyunca bir hidromagnetik dalga şeklinde, ardışık şok cepeleri üzerinde nasıl oluştuğu Şekil 2' de görülmektedir.

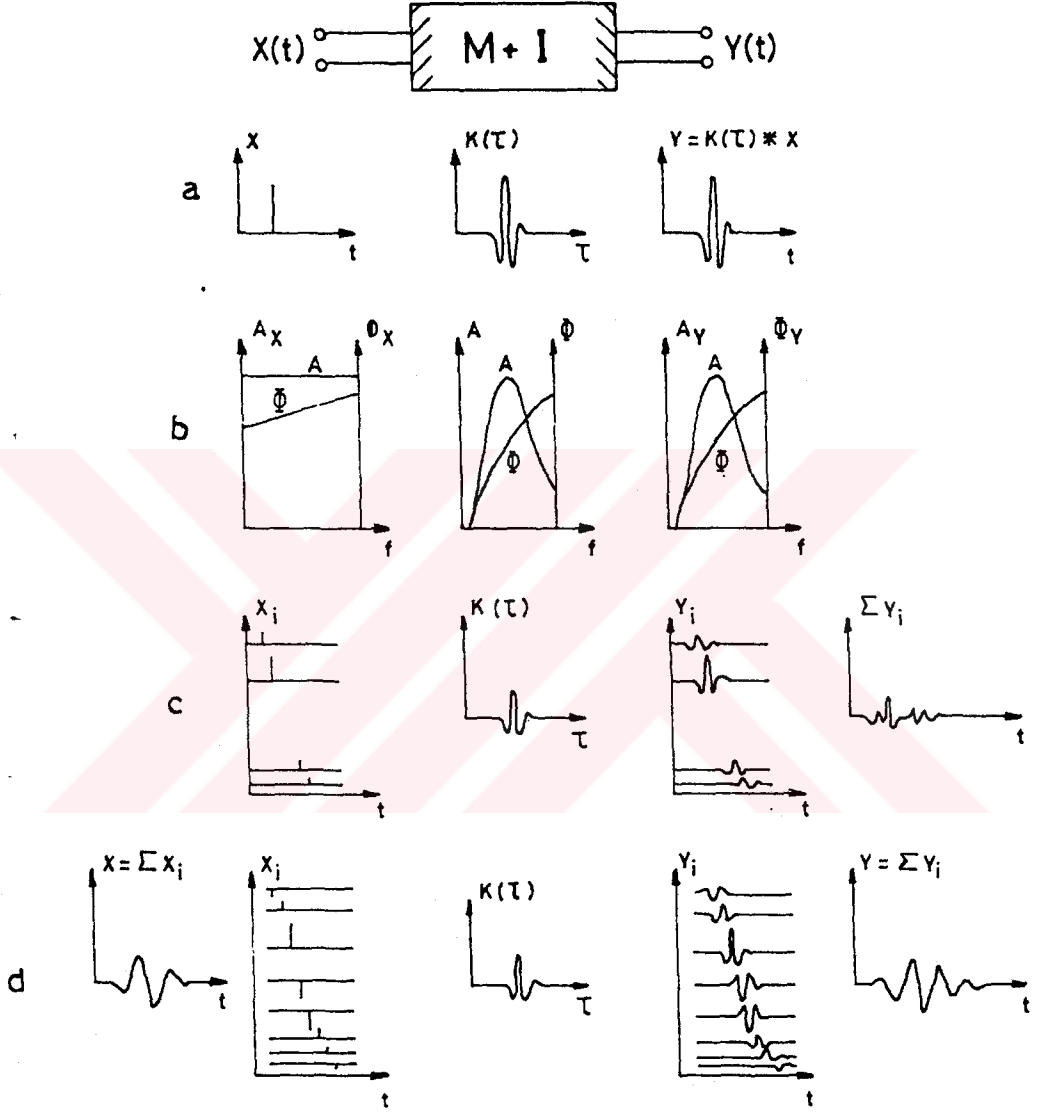
Magnetosferin plazmasına zıt olarak güneşin ultraviyole (UV) ve X ışınlarıyla (60-1000 km. yükseklikte) iyonize olan iyonosferin plazması yatay iletme izin verir. İyonosferin bu tip iletimine bağlı olarak magnetosferin hidromagnetik hali iyonosferde 90-140 km. yükseklikte büyük yatay akımlar oluşturur. Bu akımlar farklı yarıkürelerde magnetosferin alan çizgileri arasında enerji taşır. Bunlar ayrıca atmosferdeki saf elektromagnetik radyasyonun kaynağıdır. Başka bir deyişle, yer

magnetik alanının etkisi altında, değişken güneş radyasyonunun ısıtmasına bağlı olarak meydana gelen basınç farklarının ürettiği iletken iyonosferin rüzgar sistemleri, magnetosferin plazmasındaki magnetik alan çizgileri boyunca hidromagnetik hali meydana getiren elektrik akım sistemlerini oluşturur.

İyonosferin tabanındaki elektromagnetik alanların üretim mekanizmasını açıklayan 4 ayrı durum Şekil 3' de yer almaktadır. Bir güneş rüzgar plazması, magnetosferin dışındaki bir şok cephesinde, bir  $X(t)$  şok dalga sinyali üretir. Bu sinyal başlangıçta aynı genliğe sahip bütün frekansları içerir. Magnetosfer (M) ve İyonosfere (I) bu hidromagnetik nüfuz süresince, bir takım frekansların genlikleri, ortamın direnç hali ve diğer frekansların küçülmesinden dolayı büyür. Bu ortam, zaman ortamında (Şekil 3a)  $K(\tau)$  süzgeç operatörüyle ve frekans ortamında (Şekil 3b) genlik cevabı  $A(f)$  ve faz cevabı  $\phi(f)$  ile karakterize edilen bir süzgeç gibi davranır. İyonosferin tabanındaki  $Y(t)$  saf elektromagnetik sinyali sönümlü bir titreşim şekline sahiptir.







Şekil 3 : Magnetosfer ve ionosferden süzülerek yeryüzüne ulaşan dalga şemaları [5].  $X(t)$  magnetosferin dışındaki şok dalga cephesindeki giriş sinyali,  $Y(t)$  ionosferin tabanındaki çıkış sinyali,  $M$  magnetosfer,  $I$  ionosfer,  $A$  genlik,  $\phi$  faz,  $f$  frekans,  $t$  zaman,  $K(\tau)$  süzgeç operatörü.

Gerçekte güneş rüzgar plazmasının doğurduğu bir şok dalga sinyali sözkonusu olmayıp çok sayıda  $X_1$  şok dalga sinyalinin varlığı düşünülmelidir. Bu sinyaller  $K(\tau)$  süzgeç operatörüyle konvolüsyona tabi tutularak  $\Sigma Y_1$  (Şekil 3c) çıkış sinyali elde edilir. Plazmanın çok büyük olmasından dolayı tek bir şok dalga sinyali sözkonusu olamayacağından plazmanın doğurduğu sinyal farklı genliklere sahip çok sayıda ayırık şok dalga sinyali şeklinde gösterilir. Bu ayırık sinyaller  $K(\tau)$  süzgeç operatörü ile konvolüsyona tabi tutulur ve  $\Sigma Y_1$  çıkış sinyalini elde edebilmek için toplanır (Şekil 3d). Süzgeç operatörü  $K(\tau)$  plazma iletkenliğinin bir fonksiyonu olarak değişir.

### 1.3. Temel Elektromagnetik Teori

Elektromagnetik dalga yayınımlarını ve sönümünü anlayabilmek için elektrik ve magnetik alan vektörleriyle ilişkili Maxwell denklemlerini kullanmak gerekir. Denklemlerde kullanılan koyu renkli karakterler vektör ifadelerini sembolize etmektedir.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2)$$

Burada

$\mathbf{J}$  : akım yoğunluğu ( $A/m^2$ )

$\mathbf{E}$  : elektrik alan şiddeti ( $V/m$ )

$\mathbf{B}$  : magnetik akı yoğunluğu (Tesla)

$\mathbf{H}$  : magnetik alan şiddeti ( $A/m$ )

$\mathbf{D}$  : elektriksel yerdeğiştirme (deplasman) ( $C/m^2$ )

(1) denklemini zamanla değişen magnetik alan içerisinde oluşan bir elektrik alanla ilgili olarak Faraday kanununun matematiksel ifadesidir. (2) denklemini ise akım akışıyla boşlukta üretilen magnetik alanla ilgili olarak Amper kanununun

matematiksel ifadesidir. Buradaki  $\partial D/\partial t$  ise Maxwell yerdeğiştirme akımıdır.  $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{A} = 0$  ilişkisini kullanarak zamanla değişen olaylar için

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0 \quad (3a)$$

elde edebiliriz. Yani

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3b)$$

dır. Benzer şekilde,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{D}) = 0 \quad (3c)$$

dir. Şarj yoğunluğunun birikim oranı akım yoğunluğunun diverjansına eşit olduğundan,

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{D}) \quad (4a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = Q \quad (4b)$$

olur. Sonlu iletkenliğe sahip ortamlarda akım akışı sırasında şarj birikmez. Bu nedenle  $Q = 0$  dir. Bundan dolayı

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} \quad (5)$$

dır.  $\mathbf{B}$  ile  $\mathbf{H}$  arasında ise

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad (6)$$

şeklinde bir ilişki vardır. (5) ve (6) denklemlerinde

$\mu$  : ortamın göreceli magnetik geçirgenliği

$\epsilon$  : göreceli dielektrik sabiti

$\mu_0$  : serbest boşluğun magnetik geçirgenliği ( $4\pi \cdot 10^{-7}$  H/m)

$\epsilon_0$  : serbest boşluğun dielektrik sabiti ( $8.85 \cdot 10^{-12}$  F/m)

dir. Bundan başka homojen izotropik ortamda bu ilişkiler ohm kanunuyla ifade edilebilir.

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad , \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad , \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (7)$$

Burada  $\sigma$  : iletkenlik olup  $\mu_0$  ,  $\varepsilon_0$  M.K.S birimlerine uygunluk için elimine edilmişlerdir. (1) ve (2) denklemleri basitleştirilirse,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (9a)$$

halini alır. Bazı durumlarda eğer bağımsız akım kaynakları ( $\mathbf{J}_0$ ) söz konusu ise (SP den veya dış güç kaynaklarından) (9a) denklemini

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_0 + \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (9b)$$

haline dönüşür [6]. (8), (9a) denklemlerinin Curl ' ü alınıp

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$$

eşitliğinin kullanımıyla [(9b) ve (5) denklemlerinden elde edilen  $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 = \nabla \cdot \mathbf{E}$  ifadesini gözönünde tutularak]

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (10a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = -\sigma (\nabla \times \mathbf{E}) - \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}) = \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (10b)$$

bulunur. Genelde MT çalışmalarda kullanılan sinüsoidal zaman değişimi seçilirse

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad , \quad \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = i\omega \mathbf{E}$$

$$\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 e^{i\omega t} \quad , \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = i\omega \mathbf{H}$$

yazabilir. Burada  $\omega = 2\pi f$  alanın açısal frekansıdır. Bu yüzden (10) eşitliği

$$\nabla^2 \mathbf{E} = i\omega\mu\sigma \mathbf{E} - \omega^2\mu\epsilon \mathbf{E}$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = i\omega\mu\sigma \mathbf{H} - \omega^2\mu\epsilon \mathbf{H}$$

şeklinde basitleşir.

Bunlar  $\sigma$  iletkenliğe,  $\mu$  göreceli magnetik geçirgenliğe, ve  $\epsilon$  göreceli dielektrik sabite sahip homojen, izotrop bir ortamda elektrik ve magnetik alan vektörünün yayınımını ifade eden elektromagnetik denklemlerdir.

#### 1.4. Magnetotellürik Alan Teorisi

Elektromagnetik dalga denklemlerini MT yöntemine uyarlayabilmek için bir takım basit kabuller yapmak gerekir. Öncelikle deplasman akımlarının ihmal edilebilmesi için frekansların çok küçük olması gerekir. Bundan başka bu şekildeki düzlem dalgalar için E ve H' deki yatay değişimler düşey değişimlere kıyasla daha küçük olmalıdır. Bu E ve H alanları oldukça bozucu etkiler içerdikleri için periyodik olmayan frekansların incelenmesi hayli güçtür. Bundan dolayı sadece periyodik frekanslı değişimler incelenir. xy düzlemini yatay ve z' yi pozitif düşey olarak bu şartlar

$$\frac{\partial D}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x} = 0 = \frac{\partial}{\partial y}$$

$$E \propto e^{-k_0 t} \quad H \propto e^{-k_0 t} \quad \frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$$

şeklinde ifade edilebilir.  $\propto$  ifadesi orantı sembolüdür.

Eğer dalga xy düzleminde polarize ve z yönünde seyahat ediyorsa x eksenine  $\theta$  açısı yapan magnetik vektörü  $H_0$  olarak alabiliriz. Bu vektörün bileşenlerinin büyüklükleri

$$H_{x0} = H_0 \cos \theta \quad \text{ve} \quad H_{y0} = H_0 \sin \theta$$

dir.

$$\begin{aligned} H_x &= (H_0 \cos \theta) e^{-az} \cos(\omega t - az) \\ H_y &= (H_0 \sin \theta) e^{-az} \cos(\omega t - az) \end{aligned} \quad (11a)$$

Buradaki  $H_x$  ve  $H_y$  magnetik alanın x ve y yönündeki yatay bileşenleridir. (9a) denkleminde

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{\sigma} (\nabla \times \mathbf{H}' \text{ nin x bileşeni}) = \frac{1}{\sigma} \left( -\frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ &= -\frac{1}{\sigma} (H_0 \sin \theta) e^{-az} \{-a \cos(\omega t - az) + a \sin(\omega t - az)\} \\ &= \sqrt{2} \frac{a}{\sigma} (H_0 \sin \theta) e^{-az} \cos(\omega t - az + \pi/4) \end{aligned} \quad (11b)$$

bulunur. Benzer şekilde

$$E_y = \sqrt{2} \frac{a}{\sigma} (H_0 \cos \theta) e^{-az} \cos(\omega t - az + \pi/4) \quad (11c)$$

yazılabilir [6]. Buradaki  $E_x$  ve  $E_y$  ise elektrik alanının x ve y bileşenleridir. (11b) ve (11c) denklemlerinin (11a) denklemine bölünmesiyle genliklerin oranlarının kareleri

$$\left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2 = \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 = 2 \left( \frac{a}{\sigma} \right)^2 = \omega \mu \rho \quad (12)$$

halini alır.

Eğer  $\sigma'$  'yı bir p nüfuz derinliğinde etkin iletkenlik olarak kabul edersek p ve  $\sigma'$  'nin yaklaşık değerlerini  $\partial / \partial z$  yerine  $1/p$ ,  $\omega$  yerine  $2\pi/T$  yazarak bulabiliriz [6]. (11) ve (12) denklemlerini

$$p \approx \frac{1}{\sigma} \left| \frac{H_y}{E_x} \right| \approx \frac{1}{\sigma (\omega \mu \rho)^{1/2}} = \frac{(\omega \mu \rho)^{1/2}}{\omega \mu} \frac{T}{2\pi \mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right| \quad (13a)$$

ve

$$\rho = \frac{T}{2 \pi \mu} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2 \quad (14a)$$

değerlerini verir. (14a) denklemindeki  $\rho$  ifadesi öz direnci temsil etmekte olup iletkenliğin tersidir ( $1/\sigma$ ).  $x$  ve  $y$  yönündeki değerler birbirlerine dönüşebildiğinden dolayı bu ifadeler daha genel bir halde yazılabilir.

$$\rho \approx \frac{T}{2 \pi \mu} \left| \frac{E}{H} \right| \quad (13b)$$

$$\rho \approx \frac{T}{2 \pi \mu} \left| \frac{E}{H} \right|^2 \quad (14b)$$

Burada  $\frac{E}{H}$ ,  $\frac{E_x}{H_y}$  'ye veya  $\frac{E_y}{H_x}$  'e eşittir.

$\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  olarak, (14b) denklemini (10b) denkleminde yerine koyarsak ve birimleri  $E$  için mV/km,  $H$  için gamma ve  $\rho$  için km olarak değiştirirsek, son olarak,

$$\rho \approx \frac{1}{2 \pi} (5 \rho T)^{v2} \text{ km} \quad (13c)$$

$$\rho \approx 0.2 T \left| \frac{E}{H} \right|^2 \text{ ohm.m} \quad (14c)$$

bulunur.

Bütün bu tanımlamalardan sonra empedans ifadesi

$$Z = \frac{E_x}{H_y} = \frac{E_y}{H_x} \quad (15)$$

şeklinde verilir. Bu karmaşık (complex) bir sayı olup yeraltı hakkında bilgi alınabilmesini sağlayan en önemli parametrelerden biridir.

### 1.5. Yer İletkenliğinin Magnetik Alana Etkisi

Yere doğru gelen elektromagnetik enerjinin büyük bir kısmının yansımaya rağmen küçük bir kısmı yer içine girer ve yavaşça aşağı doğru seyahat eder. İletken kayalar için bu enerji zamanla değişen bir magnetik alan gibi görünür ve tellürik akımlar olarak adlandırılan elektrik alanlar bunlar tarafından indüklenirler. Bu tellürik akımlar eddy akımlarını andırır. Dalga boyu cinsinden yer içine nüfuz havaya göre nispeten az olduğundan aşağı doğru giden enerji hızla sönümlenir.

E ve H alanlarının yer içine nüfuzu kayacın iletkenliği ile ters orantılıdır. Ünitiform bir yer ortamında E ve H derine doğru üssel olarak azalır. Bu daha iletken ortama daha az nüfuz şeklindedir.

Tablo 1 : MT nüfuz derinliğinin frekans ve öz dirençle ilişkisi [6]

$\rho \rightarrow$	$10^{-4} \Omega m$	$10^{-2} \Omega m$	$10^0 \Omega m$	$10^2 \Omega m$	$10^4 \Omega m$
$f \text{ (Hz)} \downarrow$	$z \text{ (m)}$	$z \text{ (m)}$	$z \text{ (m)}$	$z \text{ (m)}$	$z \text{ (m)}$
$10^{-3}$	160	1600	$1.6 \times 10^4$	$1.6 \times 10^5$	$1.6 \times 10^6$
$10^{-2}$	50	500	5000	$5 \times 10^4$	$5 \times 10^5$
$10^{-1}$	16	160	1600	$1.6 \times 10^4$	$1.6 \times 10^5$
1	5	50	500	5000	$5 \times 10^4$
10	1.6	16	160	1600	$1.6 \times 10^4$
$10^2$	0.5	5	50	500	5000
$10^3$	0.16	1.6	16	160	1600
$10^4$	0.05	0.5	5	50	500
$10^6$	0.005	0.05	0.5	5	50
$10^8$	-	0.005	0.05	0.5	5

Bu olay deri etkisi (skin depth  $\delta$ ) olarak bilinir.

$$\delta = \sqrt{2 / \omega \mu \sigma} \text{ m.} \approx 0.5 \sqrt{\rho / f} \text{ km.} \quad (16)$$

Burada  $f$  frekans,  $\omega = 2\pi f$  ve  $\mu$  permeabilitedir. ( $\mu$  yüksek magnetizma gösteren materyaller hariç  $\mu_0$  'a eşit alınır).

Yatay tabakalı üniform bir ortamda bütün akımlar, elektrik ve magnetik alanlar hemen hemen yataydır. Ayrıca yerin iletkenliğinin havaya göre daha fazla olmasından dolayı bu alanlar yer içine doğru giriş yaparlar. Ayrıca akımlar ve



elektrik alanlar her noktada magnetik alanla  $90^\circ$  ' lik bir açı yaparlar. Eğer E kuzeye doğru pozitif ise H doğuya doğru pozitifdir. Yani üstten bakıldığında E saat yönünde  $90^\circ$  çevrildiğinde H' nin pozitif yönü elde edilir [2].

Birbirlerine dik E ve H alanlarının matematiksel tanımlaması üniform, izotrop, iletken bir ortam için

$$H_y = H_y^0 e^{-i\omega t + (-1)z/\delta} \quad (17)$$

$$E_x = E_x^0 e^{-i\omega t + (-1)z/\delta} \quad (18)$$

$$E_x^0 = (1-i) \omega \mu \delta H_y^0 / 2 \quad (19)$$

şeklinde olur. Buradaki üst indis yüzeydeki değeri belirtir. Özellikle

$$\frac{E_x^0}{H_y^0} = \frac{(1-i) \omega \mu \delta}{2} \text{ ohm} = (1-i) (\omega \mu / 2 \sigma)^{1/2} \quad (20)$$

oranıyla ilgilenilir. E ve H çeşitli frekanslarda ölçülen alanlar olduğu ve çoğu kayalar için  $\mu$  ile  $\mu_0$  ' in hemen hemen aynı olduğu gözönüne alındığında bu oran ölçülen alanlar ile iletkenlik arasındaki ilişkiyi gösterir. Denklem iletkenlik için çözüldüğünde

$$\sigma_a^{1/2} = (1-i) (\omega \mu / 2)^{1/2} \frac{H_y^0}{E_x^0} \quad (21)$$

bulunur. Buradaki  $\sigma_a$  görünür iletkenliktir (apparent conductivity). (21) denklemini genellikle MKS birimleri cinsinden

$$\rho_a = \frac{i}{\omega \mu} \left( \frac{E_x}{H_y} \right)^2 \quad (22)$$

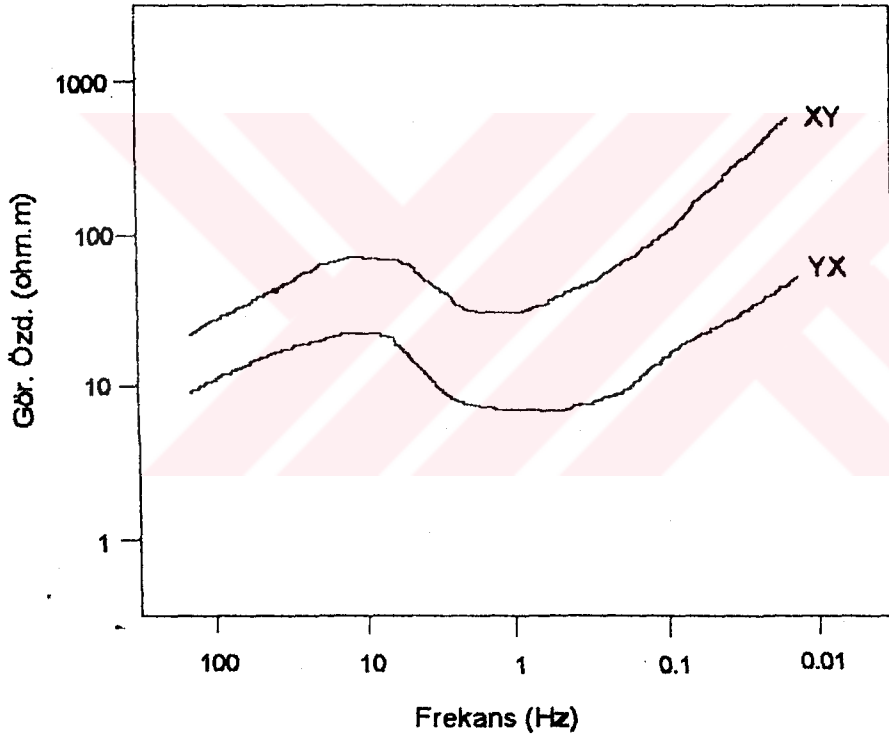
yazılır.  $\rho_a$  ise görünür öz dirençtir (apparent resistivity).  $\rho_a$  ' nın büyüklüğü  $E_x$  ve  $H_y$  bileşenlerinin kullanılması durumunda

$$\rho_{ax} = \frac{1}{5f} \left( \frac{|E_x|}{|H_y|} \right)^2 \quad (23a)$$

ve  $E_y$  ve  $H_x$  bileşenlerinin kullanılması durumunda ise

$$\rho_{ayx} = \frac{1}{5f} \left( \frac{|E_y|}{|H_x|} \right)^2 \quad (23b)$$

dir.  $\rho_{xy}$  ve  $\rho_{yx}$  homojen bir ortamda birbirinin aynısıdır. Fakat pratikte homojen bir ortam söz konusu olmadığından  $\rho_{xy}$  ve  $\rho_{yx}$  genelde aynı karakterde olmalarına rağmen aralarında bir kayma (static shift) söz konusudur. Bu kayma x ve y bileşenleri arasında bir yön bağımlılık (anizotropluk) olduğunun göstergesidir.



Şekil 4 : Aynı noktada x ve y doğrultularında alınmış görünür öz direnç eğrileri [7].

$\rho$  (veya  $\sigma$ ) E ve H değerlerinden hesaplandığında  $\rho_a$  görünür öz direnci (veya  $\sigma_a$  görünür iletkenliği) olarak adlandırılır.  $\rho$  ve  $\rho_a$  birbiriyle ilişkilidir. Fakat iyi bir şekilde ayırılabilirler.  $E_i$ 'nin  $H_i$ 'ye her bir frekanstaki oranı bu bileşenler için o frekanstaki  $Z_{ij}$  empedansına karşılık gelmektedir. E ve H genellikle faz uyumlu (in-phase) olmadığı için  $Z_{ij}$  bir kompleks sayı olarak alınır.

Üniform bir ortamda her bir frekansta  $\rho_a$  değeri aynı olup yine tüm frekanslarda E' nin fazı H' nin fazından  $45^\circ$  ilerdedir. Bundan dolayı  $\rho_a$  ve fazı frekansa göre çizilirse her ikisinin de sabit olduğu görülür [2].

Elektriksel yapıların tartışılmasında iki ve üç boyutlu yapıların gözönünde bulundurulması oldukça faydalıdır. İki boyutlu durumda ( $\sigma = \sigma(x,z)$ ), iletkenlik bir yatay koordinat ve derinlikle değişir. Diğer yatay yön doğrultu olarak adlandırılır. İletkenlik her iki yatay yönde ve derinlikle değiştiğinde ( $\sigma = \sigma(x,y,z)$ ) yapı için üç boyutludur ve doğrultusu yoktur denebilir. Eğer  $\sigma$  sadece derinlik (z) ile değişiyorsa yapı tek boyutludur. Eğer  $\sigma$  yöne bağlı olarak değişiyorsa ortam anizotropiktir denir.

Eğer iletkenlik derinlikle, öz direnç te frekansla değişiyorsa daha düşük frekanslarda daha derine nüfuz sözkonusudur. Görünür öz direnç, izotropik veya gelişigüzel anizotropik olan arzu edilen yatay tabaka durumu için yazılabilir ve doğrulukla hesaplanabilir. Yapı faylı olduğunda  $\sigma$  yatay veya yöne bağımlı olarak değişir ve E yöne bağlı olan H' den etkilenir. Bu etkileri ayırabilmek için her ölçü noktasında yatay E ve H alanlarının tüm kayıtları alınır. Ek olarak H' nin düşey bileşeni de kaydedilir. Bu kaydedilen beş sinyal  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$  ile sembolize edilirler.

Genelde her bir frekanstaki  $\rho_a$  ölçüm yönüyle değişir. Doğrultunun bilindiği fakat yönün bilinmediği kabul edildiğinden  $E_x$  kısmen  $H_x$  ve  $H_y$  ye bağlıdır. Bu,  $E_y$  için de geçerli olduğundan

$$E_x = Z_{xx} \cdot H_x + Z_{xy} \cdot H_y \quad (24)$$

$$E_y = Z_{yx} \cdot H_x + Z_{yy} \cdot H_y \quad (25)$$

yazılabilir. Buradaki  $Z_{yx}$ ,  $E_y$ ' nin  $H_x$ ' e oranıdır.  $E_y$  ve  $H_x$  genelde faz uyumlu olmadıklarından (out of phase) Z' ler kompleksdir.

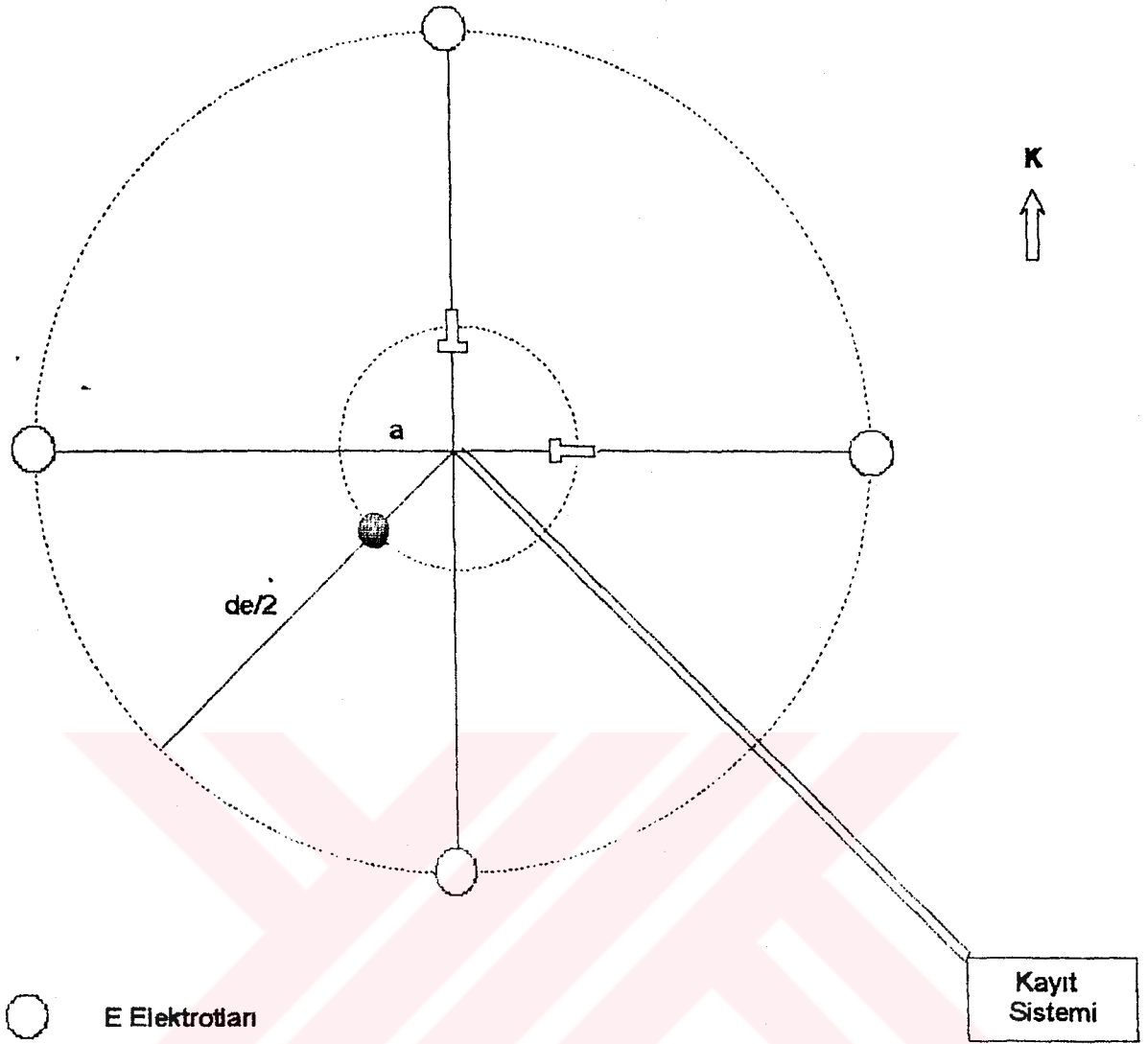
## 1.6. Arazi Çalışması

Temelde oldukça basit olmasına rağmen arazi işlemleri oldukça büyük bir dikkat ve planlama gerektirir. Arazide alıcıların yerleşimi bir çift elektrotun ve üç manyetometrenin birbirlerine dik olarak yerleştirilmesi şeklindedir. Bu dizilim şematik olarak Şekil 5' de verilmiştir.

Elektrotlar elektrik alan (E) ölçümü için düşük kontak direnci ve düşük elektriksel gürültü sağlarlar. Her bir E sinyal kanalının girişi bir elektrot çifti arasındaki voltaj farkıdır. Bu elektrot çifti daha uzağa yerleştirildiğinde daha büyük voltaj sinyali ölçülür. Bu yüzden elektrot açıklıkları mümkün olduğunca uzun tutulmaya çalışılır. Sıradan çalışmalar için sabit uzunluklu kablolar kullanılır. Ayrıca yer .magnetik alanında gürültüye neden olmasın diye kabloların hareketi önlenmelidir.

Yeryüzünün topoğrafik şekilleri, yeraltındaki öz direnç dalgalanmalarının yolaçtığı bozukluklara benzer bozukluklara neden olur. Bunlar nispeten modellenerek giderilebilir. İndüksiyon magnetometreleri elektrot kablolarının hareketine bile duyarlıdır. Bundan dolayı rüzgara bağlı sarsıntı veya hareketleri önlemek için bu iki bobin yatay olarak yaklaşık 30 - 40 cm. toprağa gömülür. Düşey bobin ise düşey olarak bir kuyuya yerleştirilir.

Ölçü noktaları enerji hatları, açıktan giden boru hatları, araç veya yaya trafiğinden kaçınılarak dikkatle seçilmelidir. Algılayıcılar ve kayıt için, ayrı fakat iyi koordine edilmiş ekipler kullanılarak etkin arazi etüdüleri yapılabilir.



○ E Elektrotları

⌋ Yatay H Bobinleri

● Düşey H bobini

— E Kabloları

— H Kabloları

a : 6 - 8 m.

de : Elektrot Açılımı

Şekil 5 : MT ölçü birimlerinin arazi yerleşimi [8].

## 1.7. Veri Analizi

Veri analizinin amacı yorumlama amacıyla arazi kayıtlarından güvenilir empedans, görünür öz direnç ve diğer yer tepki fonksiyonlarını elde etmektir. Veri analizindeki ilk aşama, kayıtların elden geçirilmesi, kayıtlardaki mevcut gürültülerin doğal veya suni olup olmadığına karar verilip ona göre davranılmasıdır. Analizdeki ikinci aşama ise, kaydedilen beş alan bileşeninin ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) Fourier dönüşümüdür. Bu aşama bir çok frekans için her bir bileşenin faz uyumlu olup olmadıklarını gösterir. Yer tepki fonksiyonları bu değerlerden üretilir [2].

İki boyutlu yapılarda koordinat eksenleri doğrultu boyunca değilse  $Z_{ij}$  empedansının tüm dört elementi sıfır olmayıp farklı değerlere sahiptirler. Bundan başka  $x$  yönündeki magnetik alan bileşenleri  $x$  eksenini boyunca bazı akımların artışına katkı sağlar. Eğer yer ortamı düzgün olarak yatay tabakalanmış ise  $y$  yönlü akımlar var olacağından  $Z_{xx}$ ,  $Z_{xy}$ ,  $Z_{yx}$ ,  $Z_{yy}$  elemanlarının her biri bir değere sahip olacaktır. Bu durumda  $Z_{xx}$  ve  $Z_{yy}$  sıfır olmalıdır. Diğer çift empedanslar yani  $Z_{xy}$  ve  $Z_{yx}$ ,  $x$  ve  $y$  yönündeki akım yoğunlukları farklı olacağından sıfırdan farklı olup birbirlerine eş değillerdir. Eğer koordinatlar  $90^\circ$  daha döndürülürse  $Z_{ij}$  değerleri kendi aralarında değişmek üzere aynı özellikler ortaya çıkar. Koordinat eksenleri ile doğrultu arasındaki açı ne olursa olsun,

$$Z_{xx} = -Z_{yy} \quad (26)$$

olup bütün yönlerde

$$Z_{xy} = -Z_{yx} \quad (27)$$

değeri sabittir. Üç boyutlu yapılar için Sims ve Bostick (1969) uygun parametrelerle

$$Z_{xx} + Z_{yy} = 0 \quad (28)$$

değeri ile

$$Z_{xy} - Z_{yx} = 0 \quad (29)$$

değerini sabit olarak bulmuşlardır.

$Z_{ij}$  ilk olarak (22) ve (23) denklemlerinin çözülmesiyle dönüştürülen verilerden elde edilir. Bu, dört bilinmeyenli iki denklem kullanımını içerir. Bu görünür farklılık

$Z_{ij}$ 'nin frekans ile çok yavaş değiştiği gerçeği gözönüne alınarak çözülebilir [9].  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  ölçülmüş olan alan bileşenlerinin Fourier dönüşümünden elde edilen spektral değerler olsun.  $Z_{xx}$ ,  $Z_{xy}$ ,  $Z_{yx}$ ,  $Z_{yy}$  tensörel elemanları ile birlikte aşağıda verilen eşitlikler " $\langle$ " ve " $\rangle$ " spektral matrisleri yardımıyla yazılırsa her bir denklem

$$\langle E_x A^* \rangle = Z_{xx} \langle H_x A^* \rangle + Z_{xy} \langle H_y A^* \rangle \quad (30)$$

ve

$$\langle E_x B^* \rangle = Z_{xx} \langle H_x B^* \rangle + Z_{xy} \langle H_y B^* \rangle \quad (31)$$

halini alır. Buradaki  $A^*$  ve  $B^*$   $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_x$ , ve  $E_y$ 'nin herhangi ikisinin karmaşık eşleniği (complex conjugate) ve  $CD^*$  C ve D' nin çapraz ilişkisi olup herhangi bir  $\omega_1$  frekansı için

$$\langle CD^* \rangle(\omega_1) = \frac{1}{\Delta \omega} \int_{\omega_1 - (\Delta \omega/2)}^{\omega_1 + (\Delta \omega/2)} CD^* d\omega \quad (32)$$

(30) ve (31) ile verilen her bir denklemden elde edilen sonuçların paydaları

$$\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle \quad (33)$$

dir. Eğer  $A^*$  ve  $B^*$  değerleri çok büyük olursa paydadaki iki terim birbirine yakın olur. Bu formüllere dayanarak x ve y'ye bağlı empedans ifadeleri

$$Z_{xx} = \frac{\langle E_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle E_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle} \quad (34)$$

$$Z_{xy} = \frac{\langle E_x A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle E_x B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}{\langle H_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle H_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle} \quad (35)$$

$$Z_{yx} = \frac{\langle E_y A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle E_y B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle}{\langle H_x A^* \rangle \langle H_y B^* \rangle - \langle H_x B^* \rangle \langle H_y A^* \rangle} \quad (36)$$

$$Z_{yy} = \frac{\langle E_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle E_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle}{\langle H_y A^* \rangle \langle H_x B^* \rangle - \langle H_y B^* \rangle \langle H_x A^* \rangle} \quad (37)$$

şeklinde yazılabilir [2].

### 1.7.1. Uyumluluk (Coherancy)

Elektrik alanın yatay bileşenleri olan  $E_x$  ve  $E_y$  değerlerini hesap edebilmek için  $Z_i$  denklemleri (24) ve (25) denklemlerinde yerine konulabilir.  $H_x$  ve  $H_y$  değerlerinden kestirilebilen bu değerler yatay H alanına bağlıdır. Bu yüzden gözlenmiş ve kestirilen E arasındaki fark gürültü içeren E veya H' ye bağlıdır. Bu sonuçtan dolayı kestirilen ve gözlenen E ve H bileşenleri arasındaki koherans (uyumluluk) yüksek bir hassasiyetle gürültünün ölçümünü sağlar [10]. Bu ise gerçek değerlerine indirgenen MT verilerinin öz ve çapraz güç yoğunluğu spektrumları frekans ortamında kendilerinin veya karşıtlarının karmaşık eşlenikleri ile çarpılarak elde edilip gürültü içerebilen verilerin ayıklanması ve uyum gösteren veri çiftinin hazırlanması amacıyla

$$\text{coh } E_i H_j = \frac{\langle E_i H_j^* \rangle}{\left( \langle E_i E_i^* \rangle \langle H_j H_j^* \rangle \right)^{1/2}}$$

bağıntısı gereğince *uyumluluk analizi* yapılması ile sağlanır. Seçilen band içerisindeki bütün frekanslarda  $0 < \text{coh } E_i H_j < 1$  kuramsal şartı aranmasına rağmen gerçek verilerin uyumluluk analizi yapılırken  $\text{coh } E_i H_j$  değeri 0.8 ve bazen de 0.7 den küçük olan veri ikilileri işleme alınmayarak ayıklanırlar [11]. Normal ölçü noktalarında E bileşeninin uyumluluğu doğru bir görünür öz direnç bulabilmek için 0.95 veya daha yüksek olmalıdır.

### 1.7.2. Tipper

Arazi verisinden  $H_z$  ile en büyük uyumu gösteren magnetik alandaki yatay yönü bulmak istenir. İki boyutlu yapılarda bu yön sabit veya doğrultuya dik olabilir. Madden (1968, basılmamış) ' e göre  $H_z$   $H_x$  ve  $H_y$  ile doğrusal ilişkilidir ve her bir frekansta

$$H_z = A H_x + B H_y \quad (38)$$

dir. Burada A ve B bilinmeyen kompleks katsayılarıdır.



$$\begin{aligned} A &= A_r + iA_i \\ B &= B_r + iB_i \end{aligned} \quad (39)$$

Bütün bunlara dayanarak

$$\langle H_z H_x' \rangle = A \langle H_x H_x' \rangle + B \langle H_y H_x' \rangle \quad (40)$$

$$\langle H_z H_y' \rangle = A \langle H_x H_y' \rangle + B \langle H_y H_y' \rangle \quad (41)$$

yazılıp A ve B için çözülür. Bu katsayı çifti *tipper* olarak adlandırılır [7]. Her bir frekans bandında tipper' in büyüklüğü

$$|T| = \left[ |A|^2 + |B|^2 \right]^{1/2} = (A_r^2 + A_i^2 + B_r^2 + B_i^2)^{1/2} \quad (42)$$

olup fazı

$$\tan^{-1} \left[ (A_r^2 + B_r^2) / (A_i^2 + B_i^2) \right]^{1/2} \quad (43)$$

dir. A ve B' den ayrıca  $H_z'$  nin kestirimi hesaplanabilir ve ölçülen düşey bileşenle uyumu

$$\text{Coh} (H_z H_z^{\text{kes.}}) = \frac{A^* \langle H_z H_x^* \rangle + B^* \langle H_z H_y^* \rangle}{\langle H_z H_x^* \rangle^{1/2} \left[ AA^* \langle H_x H_x^* \rangle + BB^* \langle H_y H_y^* \rangle \right]^{1/2}} \quad (44)$$

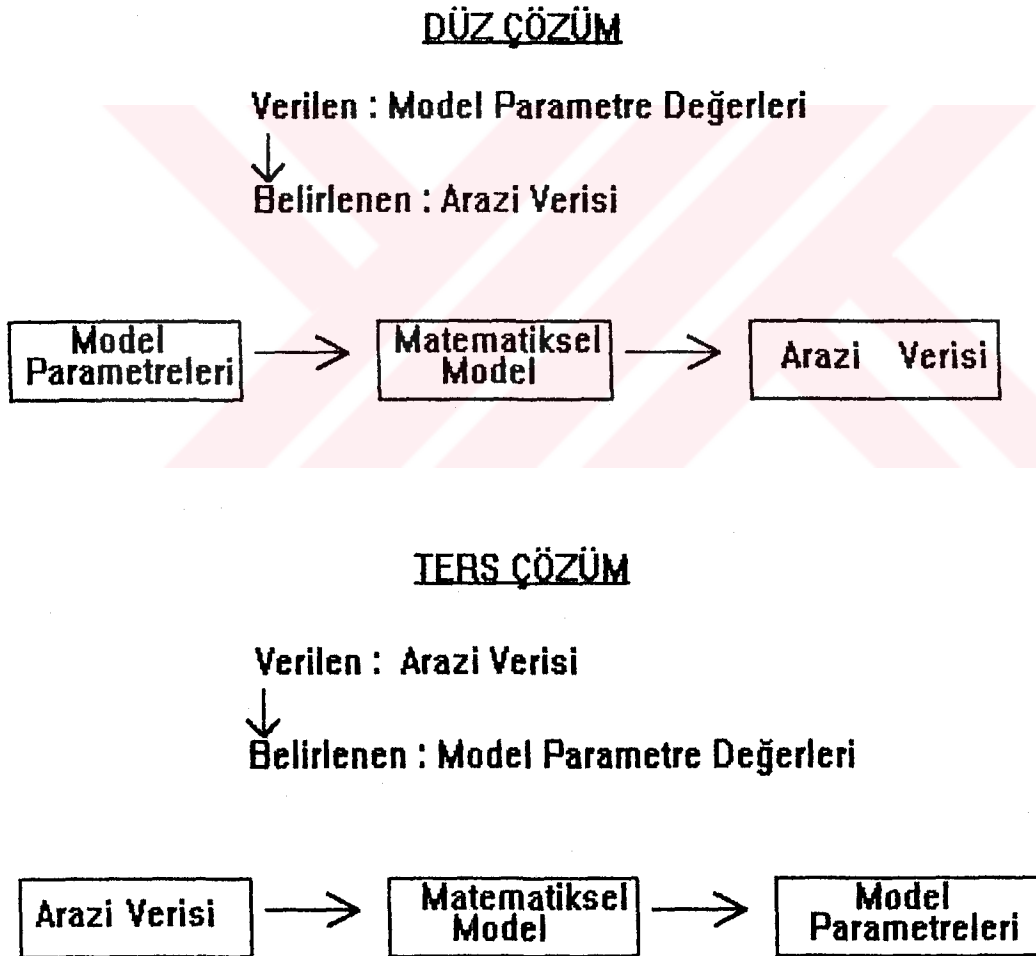
ile belirlenebilir. Bu ifadelerle  $H_z'$  nin iki yatay bileşenle ilişkisi belirlenebilir. Tipper iki boyutlu yapı modelleri için hesaplanan düşey/yatay alan oranlarıyla doğrudan kıyaslanabilir. Yine ayrıca tipper belli gürültü kaynaklarının hassas bir belirleyicisidir.

## 1.8. Ters Çözüm (Inversion)

### 1.8.1. Ters Çözüm Probleminin İrdelenmesi

Ters çözüm probleminin (Inverse Problem) anlamını kavrayabilmek için önce karşıtı olan düz çözüm problemini (Forward Problem) kavramak gerekir.

Kuramsal bir yer modeli için verilen bir takım parametre değerlerinden (tabaka sayısı, öz dirençleri ve kalınlıkları gibi) bir matematiksel model kullanılarak yine bir takım ölçülebilir değerler (görünür öz dirençler ve fazlar gibi) türetilir [12]. Bu işlem düz çözüm yaklaşımını ifade eder (Şekil 6).



Şekil 6 : Ters ve düz çözüm şeması [12].

Ters çözüm yaklaşımında ise bir takım arazi veya deneysel verilerden (görünür öz direnç ve fazlar gibi) yine bir matematiksel model kullanılarak varsayılan yer modelinin parametreleri (tabaka sayısı, öz dirençleri ve kalınlıkları gibi) türetilir.

Çeşitli araştırmacılar [13], [14], [15], [16] çeşitli ters çözüm algoritmaları geliştirmişlerdir. Fakat temelde bütün elektrik sondalama metodlarında problemin çözümü benzerdir.

Ters çözüm işlemi kabaca şu şekildedir: Ölçülen arazi verisine bakılarak bir öz direnç-derinlik modeli seçilir. Bu modelin düz çözüm eğrisi hesaplanır, daha sonra hesaplanan düz çözüm değerleri ile arazi değerleri karşılaştırılır. İki eğri arasındaki fark, seçilen başlangıç modelinde yapılan hata miktarının bir göstergesidir. Çözüm yolu, bu hata miktarını azar azar değiştirerek kabul edilebilir bir seviyeye indirebilecek bir yöntem bulmaktır. Bu deneme yanılma yada uygun bir algoritma ile hata miktarı kabul edilebilir bir seviyeye gelinceye kadar işlem yürütülerek yapılır [11].

Pratikteki jeofizik problemlerin tabiatının doğrusal olmamasına karşın bu problemlerin çözümünde, çözüm kolaylığı nedeniyle genellikle doğrusal çözüm teknikleri kullanılır. Bunun için genellikle doğrusal olmayan jeofizik problemler doğrusal hale dönüştürülerek ters çözüm teknikleri ondan sonra tatbik edilir. Bundan dolayı burada doğrusal veya doğrusallaştırılmış sistemlerle ilgilenilecektir.

### 1.8.2. Doğrusal ve Doğrusallaştırılmış Sistemlerde En Küçük Kareler (E.K.K) Çözümü

Doğrusal ve doğrusallaştırılmış sistemlerde ters çözüm çeşitli yöntemler kullanılarak yapılabilir. En küçük kareler yaklaşımı, özellikle istatistik literatüründe yaklaşık bir yüzyıldan bu yana bilinen bir yaklaşımdır. Doğrusal bir sistem

$$y = A x + e \quad (45)$$

şeklindeki bir matris denkleminde verilir. (45) denkleminde A matrisinin rankının (r) tam ( $r = m$ ) ve  $m < n$  olarak yani aşırı tanımlı bir sistem (over determined), olarak düşünülürse sözü geçen denklemin hatasının minimum yapılması halinde,

$$A^T (y - A x_{ekk}) = 0$$

denklemine ve buradan EKK ' in normal denklemi olarak bilinen

$$A^T A x_{ekk} = A^T y \quad (46)$$

denklemini ve nihayet EKK genel denklemi

$$x_{ekk} = (A^T A)^{-1} A^T y \quad (47)$$

veya

$$x_{ekk} = A^{-g} y \quad (48)$$

olarak yazılabilir [9]. Bu çözüme genelleştirilmiş ters çözüm veya temsili (pseudo) ters çözüm denir.

### 1.8.3. Genelleştirilmiş Ters Çözüm

Eğer  $A \in R^{n \times n}$  , tekil (singular) değerler içermeyen bir matris ise,  $Ax = y$  denkleminin çözümü kolayca

$$x = A^{-1} y$$

olarak yazılabilir. Burada  $A^{-1}$ , A matrisinin tekil olmayan tersidir ve bulunan sonuç *bir tek* (unique) dir [12].

Bununla birlikte bir önceki bölümde görüldüğü gibi (45) nolu aşırı tanımlı denklem sisteminin bir tek çözümü olmadığını ve bunun nedeninin A matrisinin tersinin alınamayışı olduğu bilinmektedir. Bu matrisin ancak Genelleştirilmiş (generalized-inverse) yada temsili ters (pseudo-inverse) anlamında tersi vardır. Bu matrisin bir tek anlamında tersinin alınabilmesi o matrisin kare matris olması ve özdeğerlerinin sıfır yada sıfıra yakın olmaması ile mümkündür. Jeofizikte karşılaşılan problemlerin tabiatı düşünülürse, gerek denklem sistemindeki matrisin tekil oluşu gerekse gözlem sayısının bilinmeyen sayısından fazla oluşu (aşırı tanımlı sistemler) dikkate alınırca genelleştirilmiş matrisin jeofizik problemlerin çözümünde çok önemli olduğu ortaya çıkar. Bu nedenle genelleştirilmiş matrisin tersinin

alınabilmesi için çeşitli genelleştirilmiş tersler tanımlanmıştır. Bunlardan biri de *Tekil Değer Çözümlemesi* (Singular Value Decomposition 'SVD') dir.

#### 1.8.4. Tekil Değer Çözümlemesi (SVD)

Bir matrisin (A) genelleştirilmiş tersinin hesaplanmasında, en güçlü yöntemlerden birisi de o matrisin tekil değer çözümlemesi ile elde edilir.  $A \in \mathbb{R}^{m \times n}$  ve  $\text{rank}(A) = r < \min(m, n)$  olan bir matrisin tekil değerlerinin ayrıştırılması ile elde edilen matris

$$A = U \Delta V^T \quad (49)$$

olarak tanımlanabilir. Burada  $U \in \mathbb{R}^{m \times m}$  gözlem uzayı ile ilgili  $(AA^T)$  normalize öz (eigen) vektörlerinden oluşan ortogonal matris ( $U^T = U^{-1}$ ) olup  $UU^T = U^TU = I$  dir.  $V \in \mathbb{R}^{n \times n}$  parametre uzayı ile ilgili  $(A^TA)$  normalize öz vektörlerinden oluşan ortogonal matris ( $V^TV = I$ ) olup  $VV^T = V^TV = I$  dir.  $\Delta$ ,  $(A^TA)$  matrisinin pozitif öz değerlerinden oluşan  $\Delta \in \mathbb{R}^{m \times n}$  matristir. Bu matriste özdeğerler azalan bir sıra ile devam ederler. Bu özdeğerlerden bir kısmının sıfır veya sıfıra çok yakın olması halinde,  $\Delta$  matrisini  $p$  boyutlu sıfır olmayan tekil değerlerden oluşan alt matrisi cinsinden dekompoze eder ve bu matrisin genelleştirilmiş tersi tanımlanırsa izleyen matris elde edilir [12].

$$A^{-g} = V_p \Delta_p^{-1} U_p^T \quad (50)$$

Bu dekompozisyonun ışığında, tekil değer çözümlemesi ters çözümü izleyen bağıntı ile tanımlanabilir.

$$x_{td\check{c}} = V_p \Delta_p^{-1} U_p^T y = A^{-1} y \quad (51)$$

### 1.8.5. Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi (Ridge Regression Yöntemi)

Doğrusal denklem sistemlerinin E.K.K tekniği ile çözümü yanılıgı karelerinin toplamını en küçük yapmayı amaçlayan bir yöntemdir. Ancak E.K.K yöntemi bu yalın biçimiyle kullanıldığında çözümü garantileyememektedir. Özdeğerlerin sıfır yada sıfıra yakın olması durumunda ya hiç çözüm bulunamamakta, yada çözüm sırasında belirsizlik oluşmaktadır. Bu sorunun üstesinden gelmekte kullanılan Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi (S.E.K.K) de bu amaçla çok sık kullanılan bir yöntemdir [17].

S.E.K.K yöntemi kısaca E.K.K' in normal denklemlerinde,  $A^T A$  matrisinde ana diyagonal üzerine negatif olmayan bir sabit eklemeyi gerektirir. O zaman yukarıda tanımlanan E.K.K denklemi,  $x^T x = x_0^2$  kısıtı ile  $e^T e$  çarpımının minimize edilmesi şartının sağlandığı bir lagrange çok terimlisi problemine dönüşür. Bundan dolayı,  $x$  parametresi  $S(x, \beta)$  amaç fonksiyonunu minimum yapacak şekilde seçilir. Öyleki o zaman amaç fonksiyonu  $S(x, \beta)$ ,

$$S(x, \beta) = e^T e + \beta(x^T x - x_0^2) \quad (52)$$

olarak gösterilir. Burada  $\beta$  lagrange çok terimlisidir. Amaç fonksiyonunun  $x$  parametresi üzerinden türevi alınırsa önce,

$$(A^T A + \beta I) x = A^T y \quad (53)$$

ve

$$x_{\text{sekk}} = (A^T A + \beta I)^{-1} A^T y \quad (54)$$

bağıntıları elde edilir. Eğer  $m^0$  şeklinde bir başlangıç modeli kabul edilirse SEKK yönteminde kullanılan

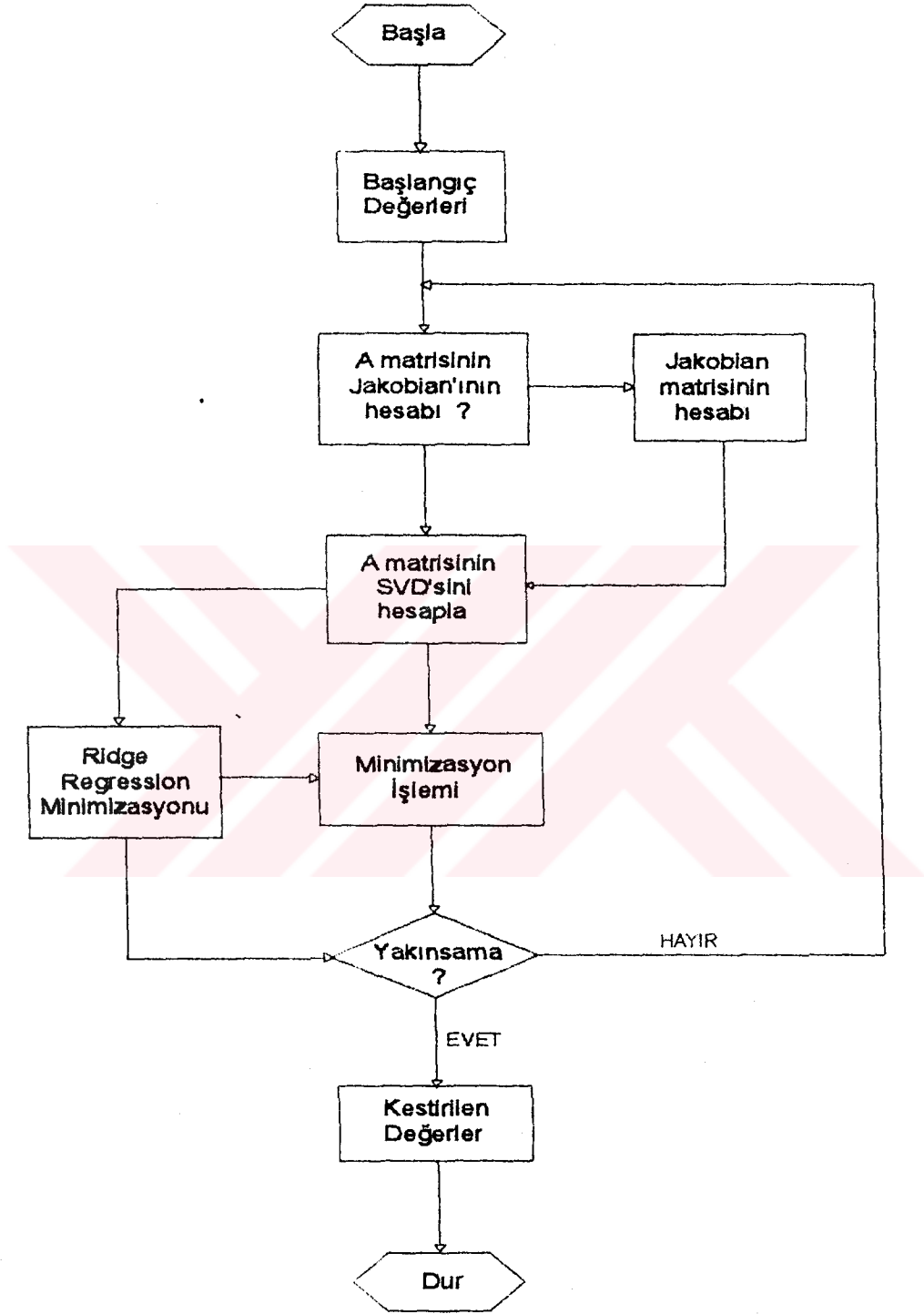
$$m^{k+1} = m^k + (A^T A + \beta I)^{-1} A^T y \quad (55)$$

iteratif formülü elde edilir [18]. Burada  $k+1$  iterasyon için

$$m^k = (m_0 + x_{\text{sekk}}^k + x_{\text{sekk}}^{k-1} + x_{\text{sekk}}^{k-2} + \dots + x_{\text{sekk}}^1)$$

şeklindedir. Bu yöntem aynı zamanda Ridge Regression yöntemi olarak da bilinir. Burada ATA matrisine bir sabit eklendiği zaman, bu matrisin tüm özdeğerlerine bir trend eklenmiş olur, dolayısıyla bu matristeki tekil değerler ortadan kaldırılmış olur. Matrisin ana köşegeni üzerine eklenecek bu sabit ( $\beta$ ) *sönüm faktörü* (damping factor) olarak adlandırılır. Sönümlü En Küçük Kareler Yönteminin algoritması aşağıdaki şekilde verilmiştir.





Şekil 7 : Sönümlü en küçük kareler yönteminin algoritması

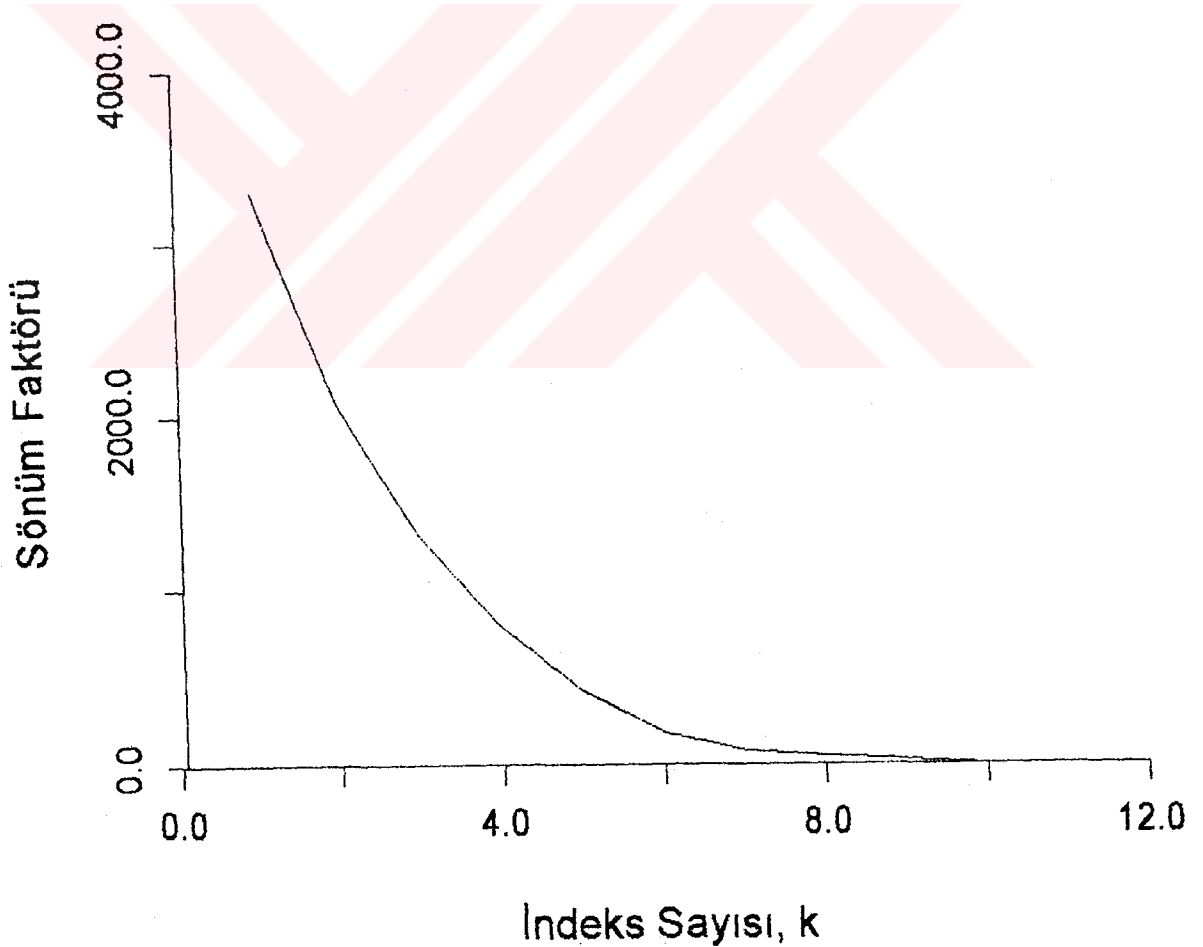


### 1.8.5.1. Sönüm Faktörünün ( $\beta$ ) Belirlenmesi

Ridge Regression yönteminde sönüm faktörü her bir iterasyonda minimizasyon amacıyla kullanılır (Şekil 8). Sönüm faktörünün belirlenmesi için önce problemin en büyük ve en küçük özdeğerlerinin ( $\lambda_1$  ve  $\lambda_s$ ) bulunması gerekir. Bu bulunan en büyük ve en küçük özdeğerler sırasıyla 10 ve 0.1 ile çarpılarak  $q_1$  ve  $q_s$  değerleri elde edilir. Başka bir deyişle  $q_s = \lambda_s/10$  ve  $q_1 = 10 \lambda_1$  dir. Bunlar 10 aralıklı  $q_k$  yardımcı faktöründen şekildeki parabol katsayılarını belirlemek için bulunur.

$$q_k = \frac{[(100 q_s - q_1) + (q_1 - q_s) k^2]}{99}, \quad k = 1, 2, 3, \dots, 10$$

$q_k$  faktörünün kareleri (55) iteratif formülüne dayalı olarak  $\beta_k$  değerlerini verir.



Şekil 8 : Sönüm faktörü ( $\beta$ )

## 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemini deneyebilmek için kullandığımız arazi verileri İngiltere' nin Leicester Üniversitesinden Maxwell MEJU' dan sağlanmıştır. Söz konusu arazi çalışması İtalya' nın Travale-Radicondoli sahasında jeotermal amaçla yapılmış olup bu arazi çalışmasından 5 adet MT sondajı (S115, S113, S114, S112 ve S104) içeren bir profil (A-B profili) kullanılmıştır [19].

Bu sahaya ait jeoloji Şekil 9' da gösterilmektedir. Şekil 10' da ise profildeki ölçü noktalarının lokasyonu verilmektedir. Şekil 11, 12, 13, 14 ve 15 de de bu profildeki yukarıda adları geçen ölçü noktalarından elde edilen arazi görünür özdirençleri ve fazları ile bunların Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi (Ridge Regression) ile ters çözümünden elde edilen uygun model eğrileri ve nihayet yapı kesitleri verilmiştir. Şekil 16' da ise bu sonuçlardan elde edilen yapı modeli verilmektedir.

### 2.1. Sahanın Jeolojisi

Çalışma sahasının kuzeydoğu (KD) ve güneybatısında (GB) yer alan fliş formasyonları pliyosen formasyonlarıyla yaklaşık kuzeybatı (KB) - güneydoğu (GD) doğrultulu kırık sistemleriyle sınırlanmıştır. Bu fliş formasyonları arasında kalan bölgenin büyük bir kısmını pliyosen formasyonlarına ait 4 nolu birim (kilitaşı) oluşturmaktadır. Bu birim yaklaşık KB - GD doğrultulu oldukça kırıklı bir yapıya sahiptir. Bu birimin aşınmasıyla sahada yer yer 3 nolu birim (kumtaşı) görülmektedir. Çalışma bölgesinin yaklaşık güneyinde en yaşlı birimler olan 7 ve 8 nolu birimler (kireçtaşı ve volkanik kayalar) yer almaktadır. Fliş formasyonları bu birimler üzerine bindirmektedir. Sahanın GB' sinda fliş formasyonları arasında faylarla sınırlı olarak 6 nolu ("Macigno", "Scaglia") olarak adlandırılan formasyon yer almaktadır. Ayrıca tüm sahada yer yer 1 nolu birimler (alüvyon) görülmektedir.

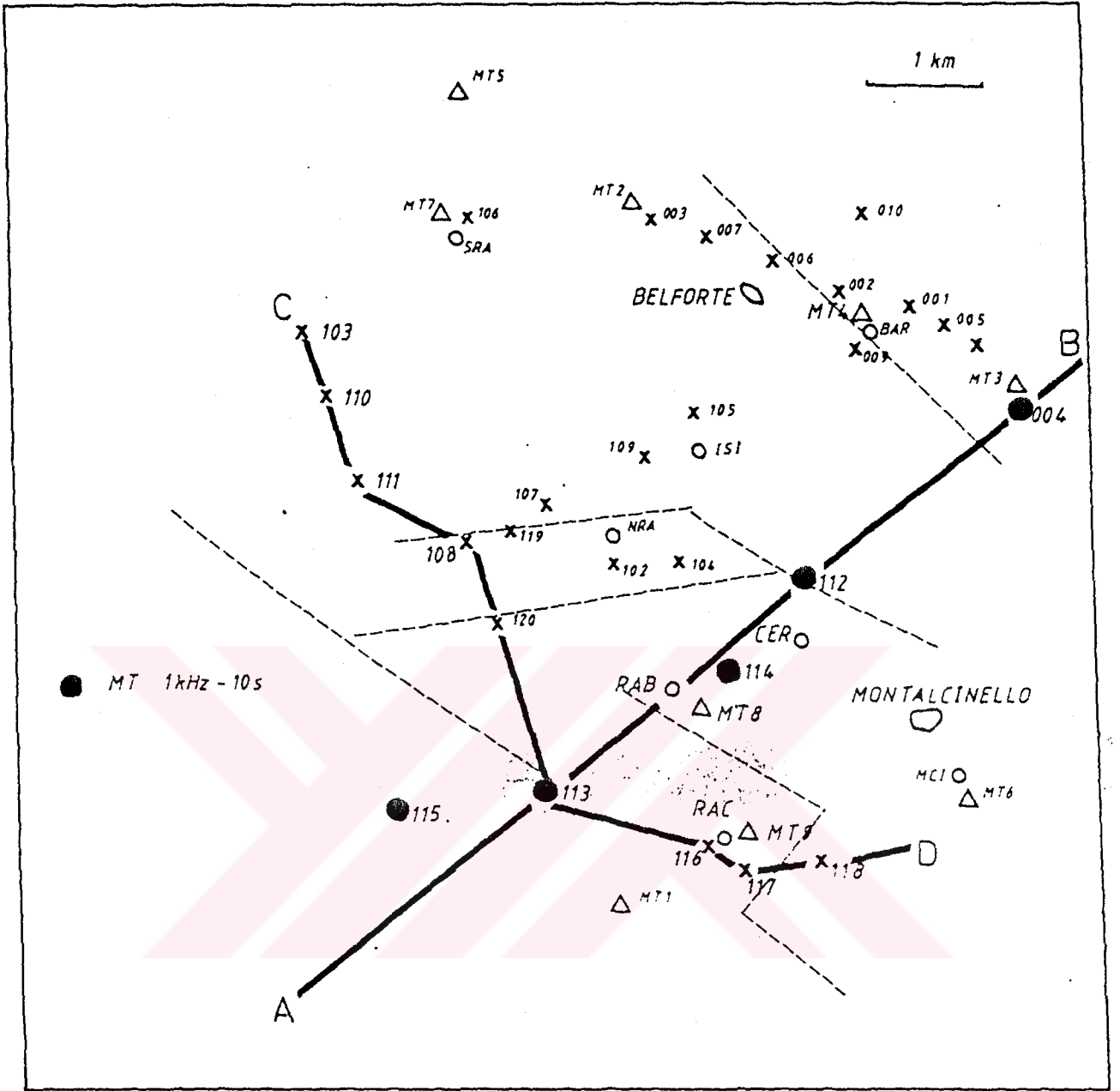
## 2.2. MT Ölçü Noktalarının Lokasyonları

Yukarıda jeolojisi verilen saha üzerinde 5 adet MT derinlik öz direnç sondajı yapılmış olup bu sondaj noktaları KD - GB doğrultulu bir profil (AB profili) üzerindedir. Bu profil, sahada yer alan iki fliş formasyonunu birbirine bağlayacak ve aradaki bölgeyi tarayacak şekilde planlanmıştır. Profil üzerindeki ölçü noktalarından S113, S114, S112 ve S105 hemen hemen profil üzerine denk düşmekte ise de S115 noktası Şekil 10' da da görüldüğü gibi profil üzerinden bir miktar kaymıştır.





Şekil 9 : Çalışma sahasının jeoloji haritası [19]. Lejand : 1-4 : Pliyosen formasyonları, 5 : Fliş, 6 : "Macigno", "Scaglia", 7 : Kireçtaşı, 8 : Volkanik kayaç

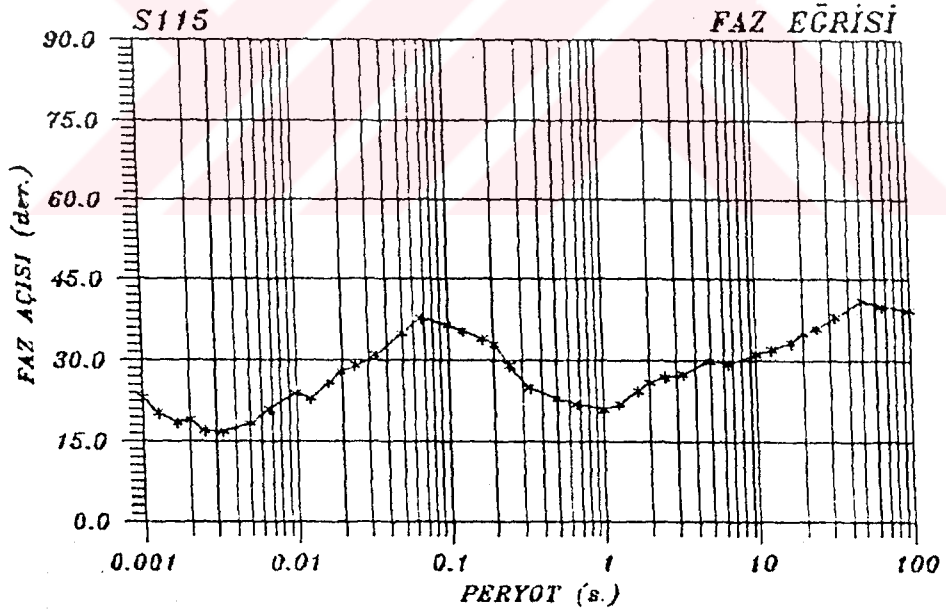
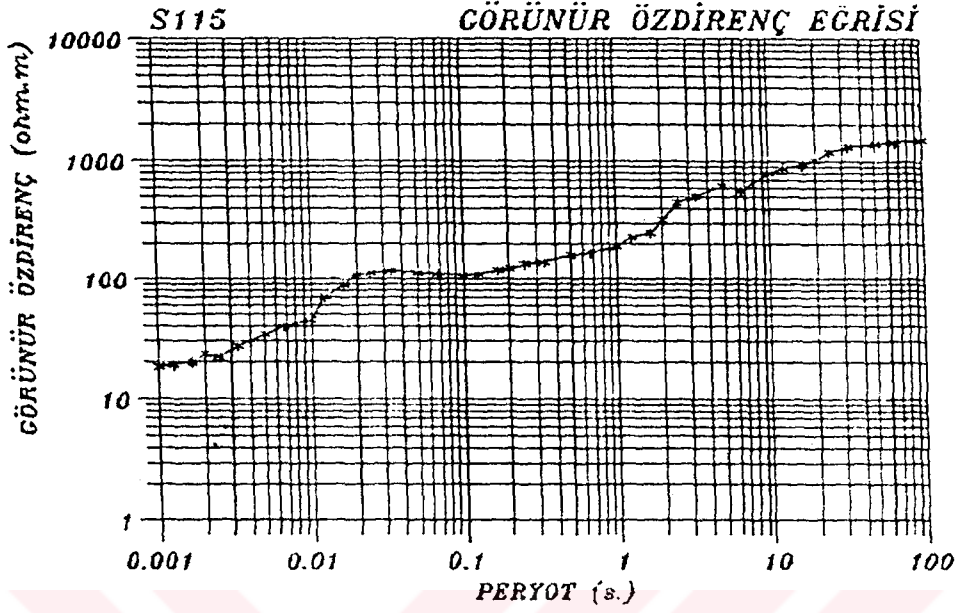


Şekil 10 : MT sondaj noktalarının lokasyonu [19].

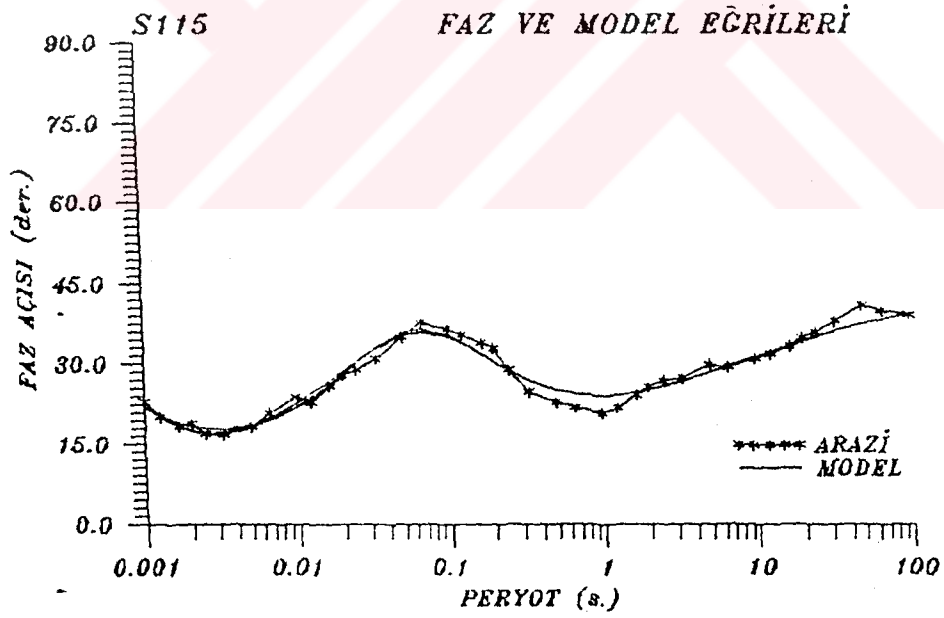
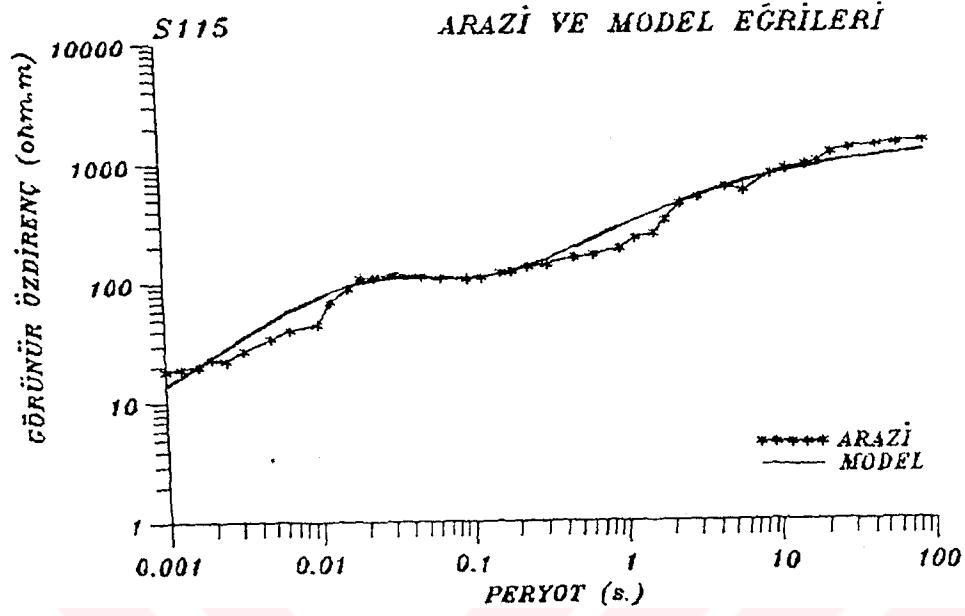
### 2.3. Arazi Eğrilerinin Yorumlanması

Arazi çalışmasından elde edilen MT derinlik sondaj verileri, Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemini kullanan bir bilgisayar programı yardımıyla değerlendirilmiştir. Bu amaçla, araziden sağlanan her bir görünür öz direnç ve faz değerleri dört farklı model yardımıyla değerlendirilmiş olup arazi verilerine uyum sağlayan modellerin öz direnç ve derinlik değerlerini içeren genel yapı modelleri çıkartılmış ve izleyen şekillerde sunulmuştur. Daha sonra bu yapı modellerinin ölçü profili üzerinde ölçeklerine uygun olarak dizilmesiyle sahanın elektriki yapı modeli elde edilmiştir. Bu modeldeki tabakaların öz dirençlerini, arazide bulunan jeolojik birimlerin verebilecek oldukları öz direnç değerleriyle eşleştirerek, bu elektriki yapı modeli jeofiziğin görebildiği bir jeolojik kesit haline gelmiştir.



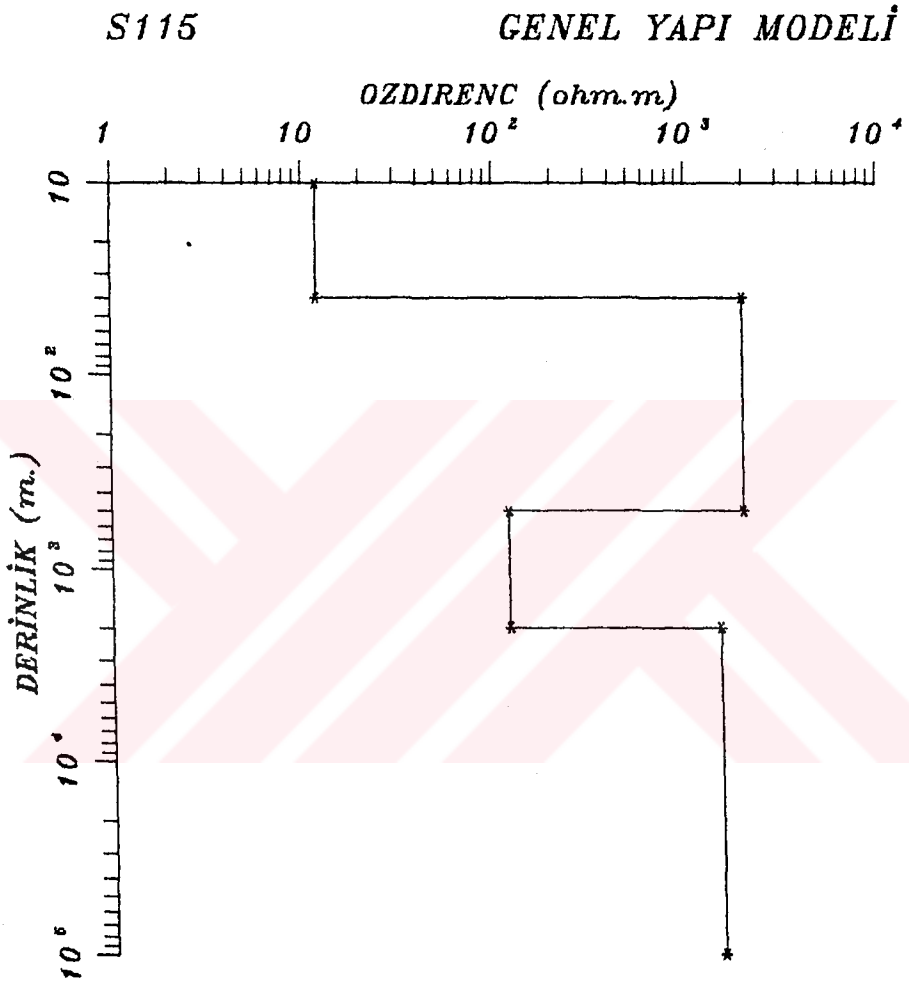


Şekil 11a : S115 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi

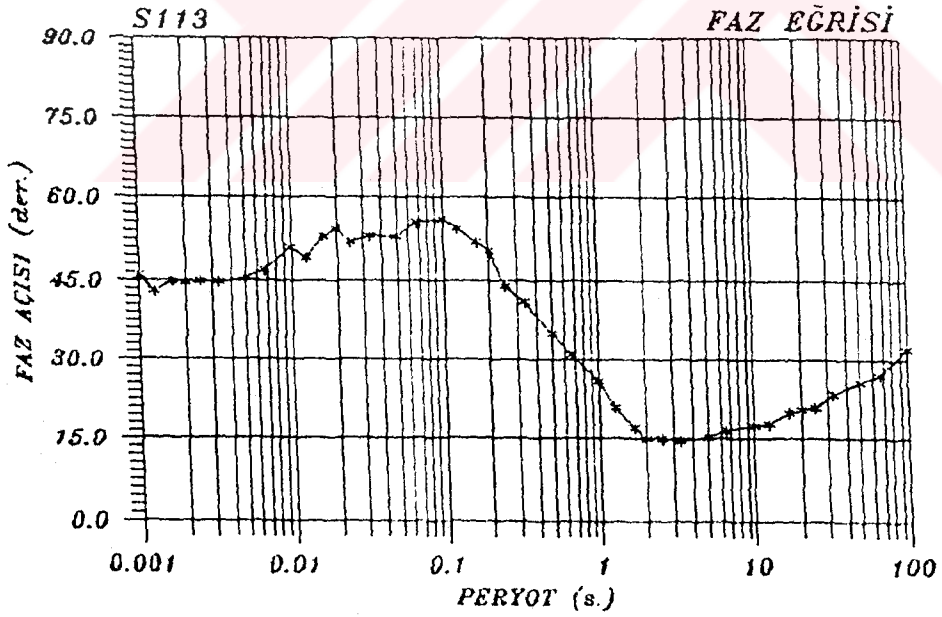
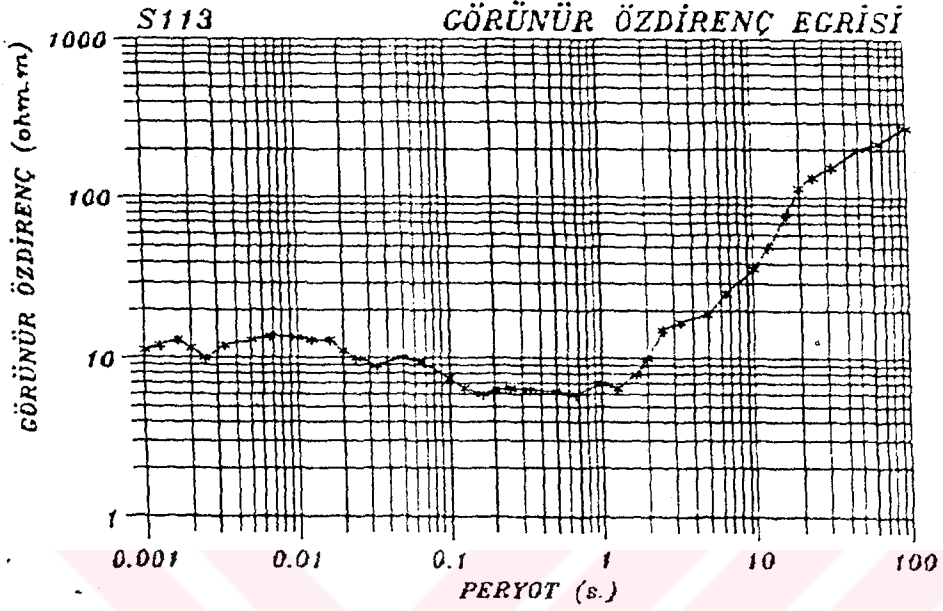


Şekil 11b : S115 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu

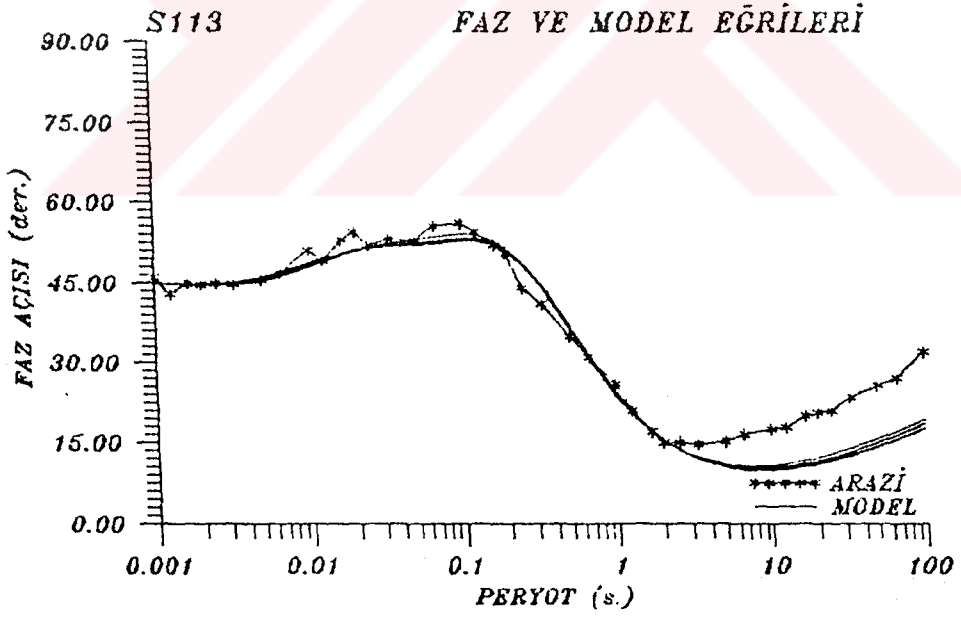
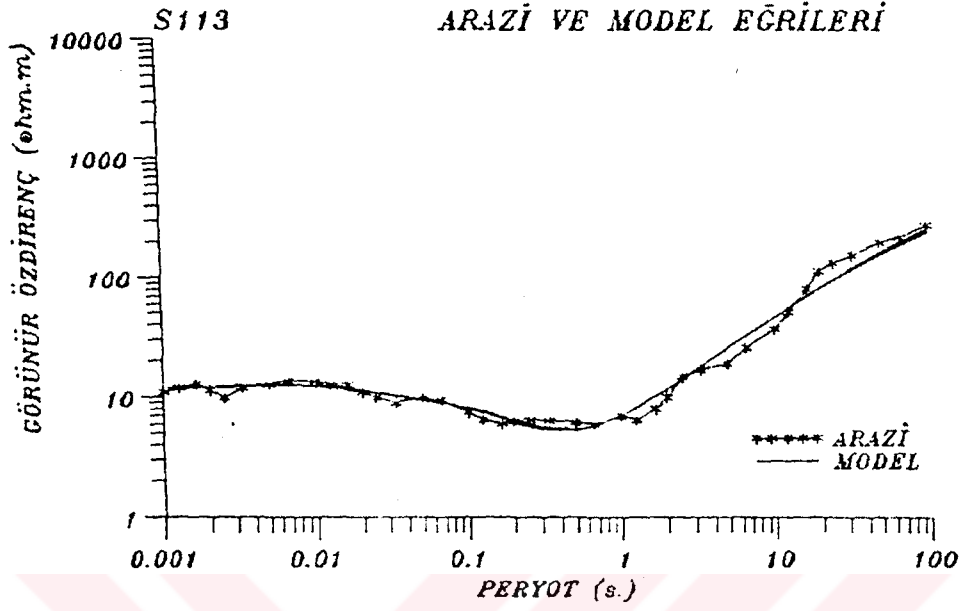




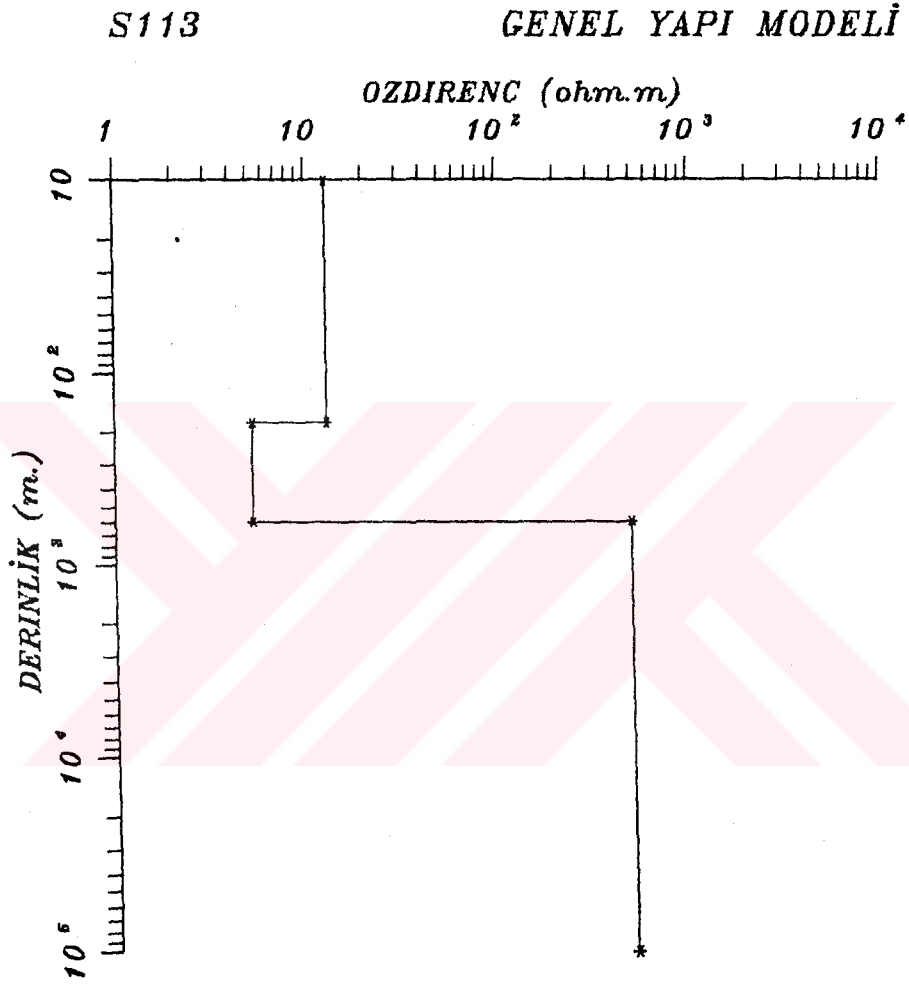
Şekil 11c : S115 MT sondajının model yapı kesiti



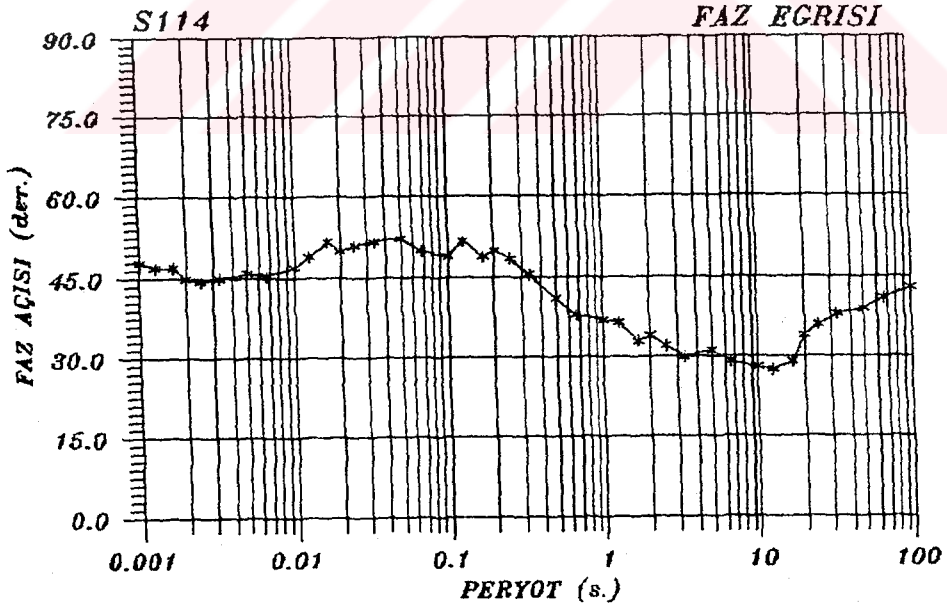
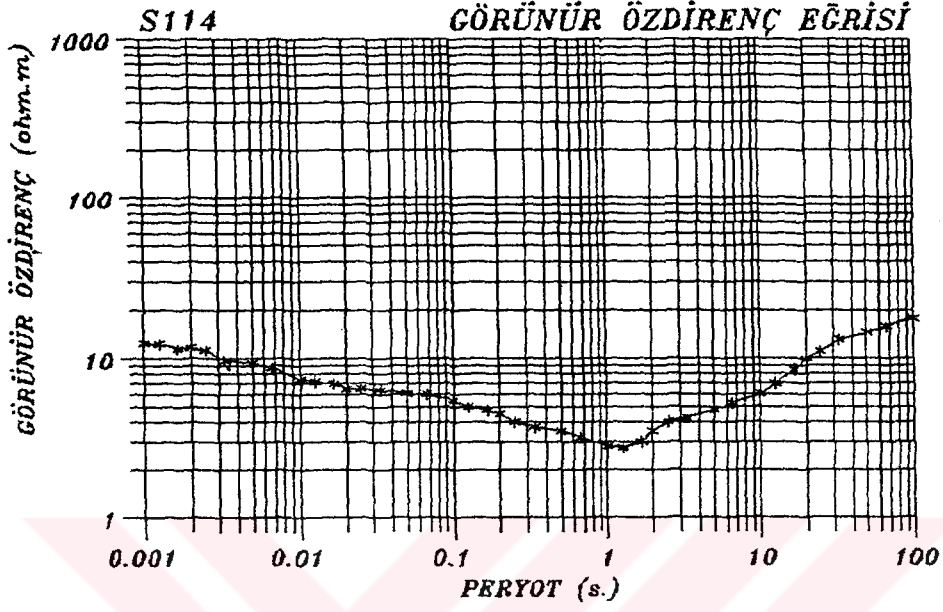
Şekil 12a : S113 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi



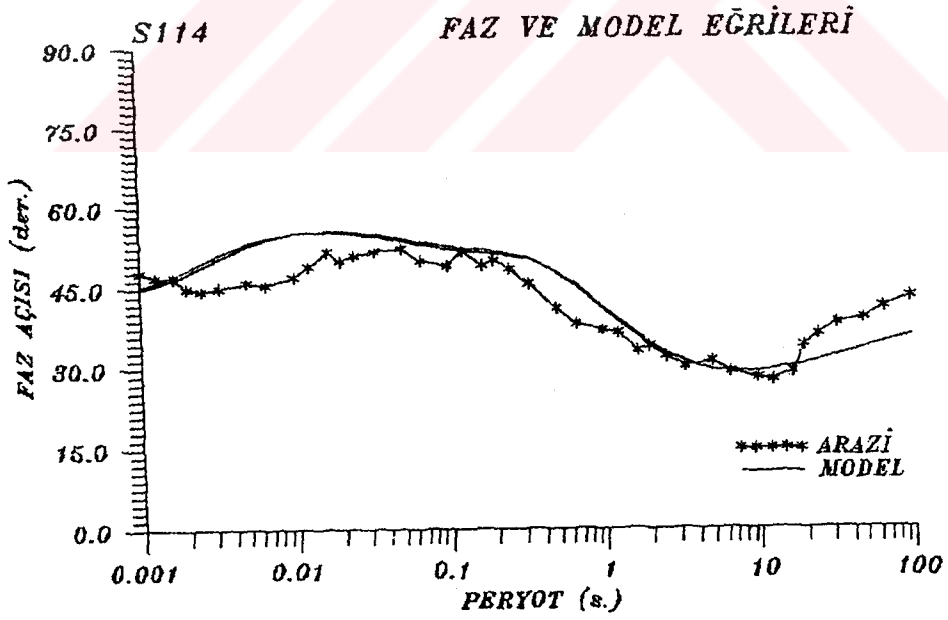
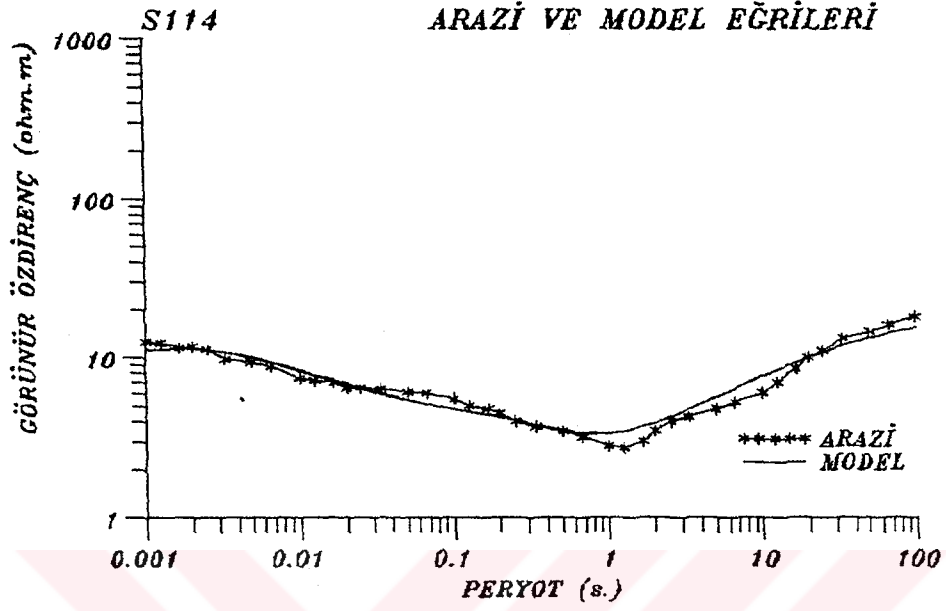
Şekil 12b : S113 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu



Şekil 12c : S113 MT sondajının model yapı kesiti



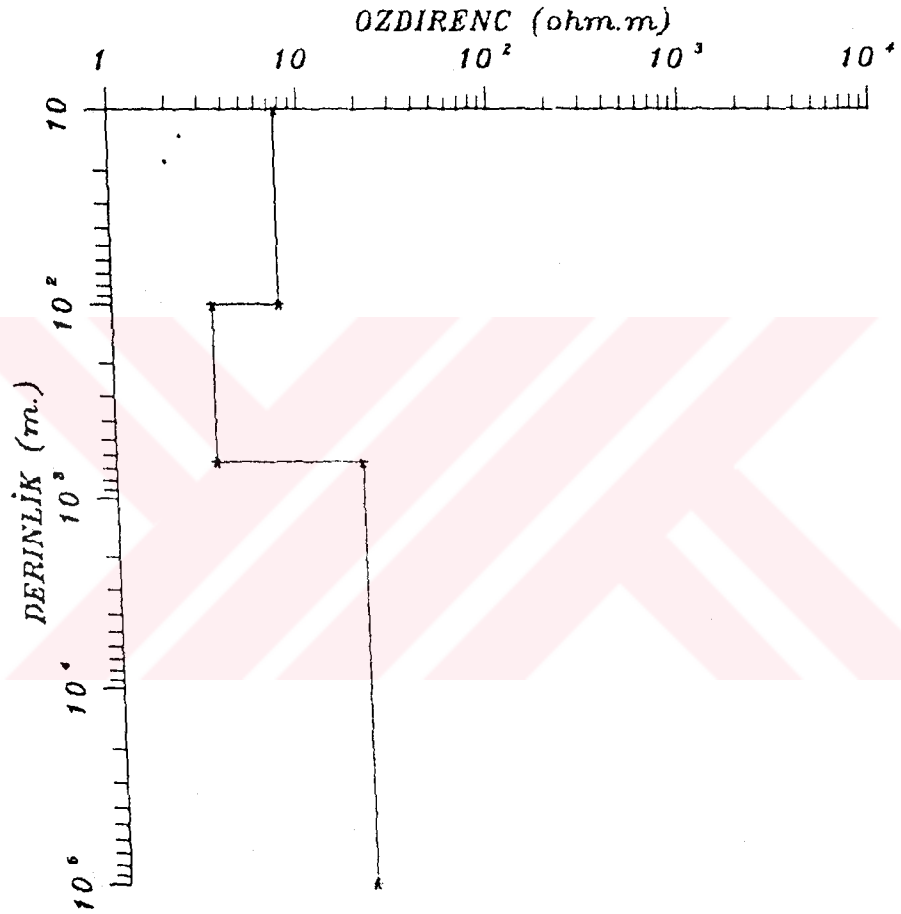
Şekil 13a : S114 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi



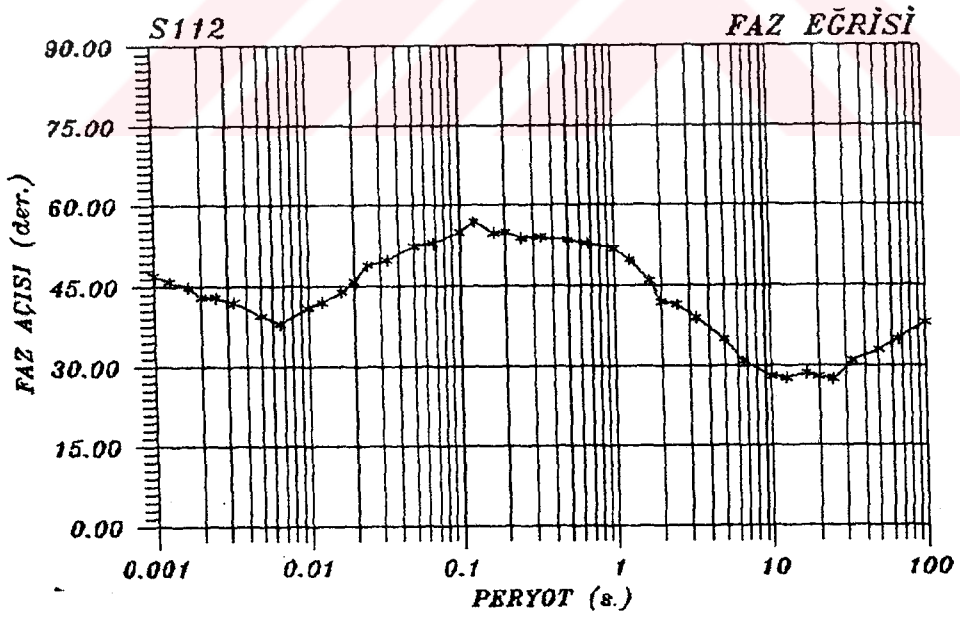
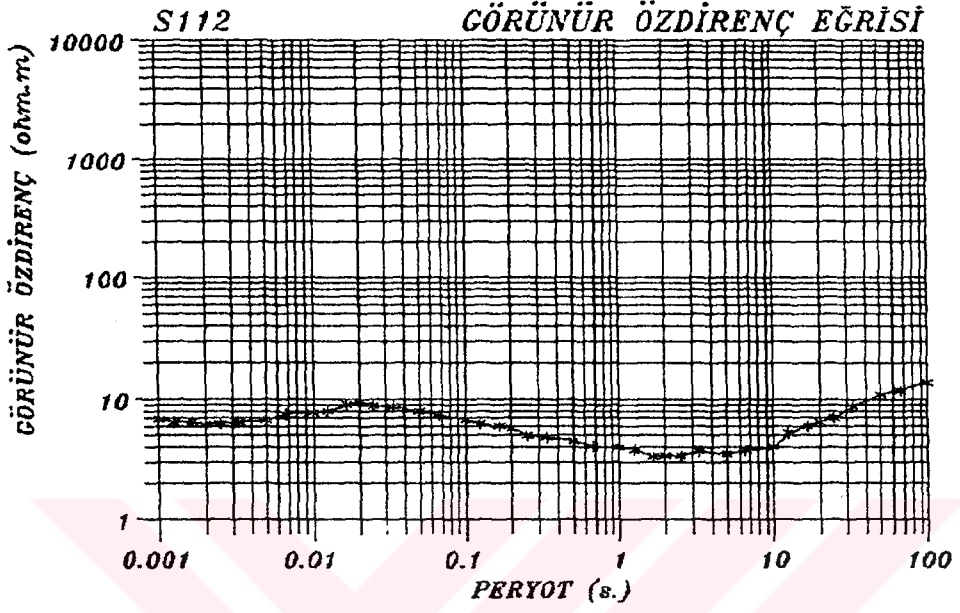
Şekil 13b : S114 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu

S114

GENEL YAPI MODELİ

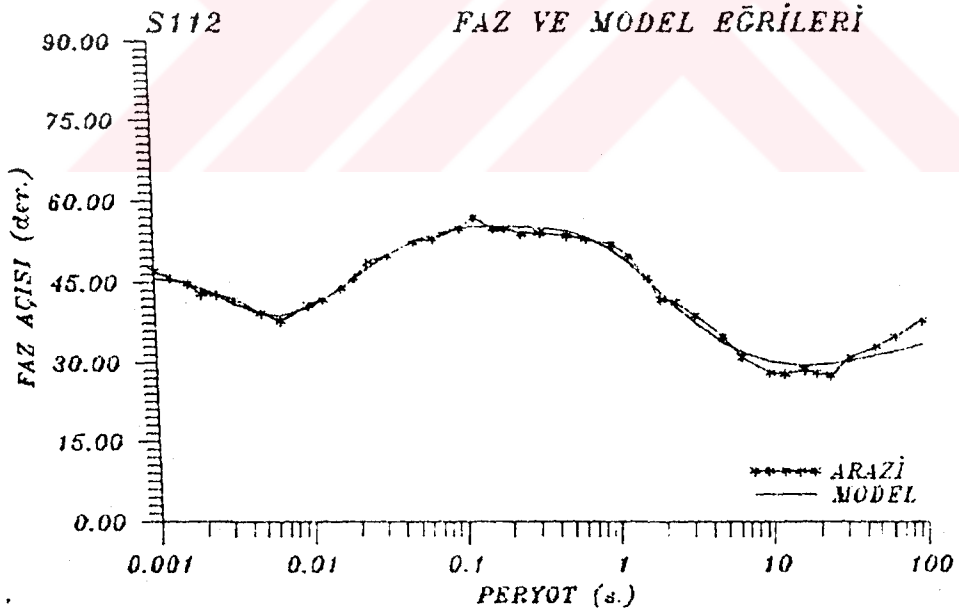
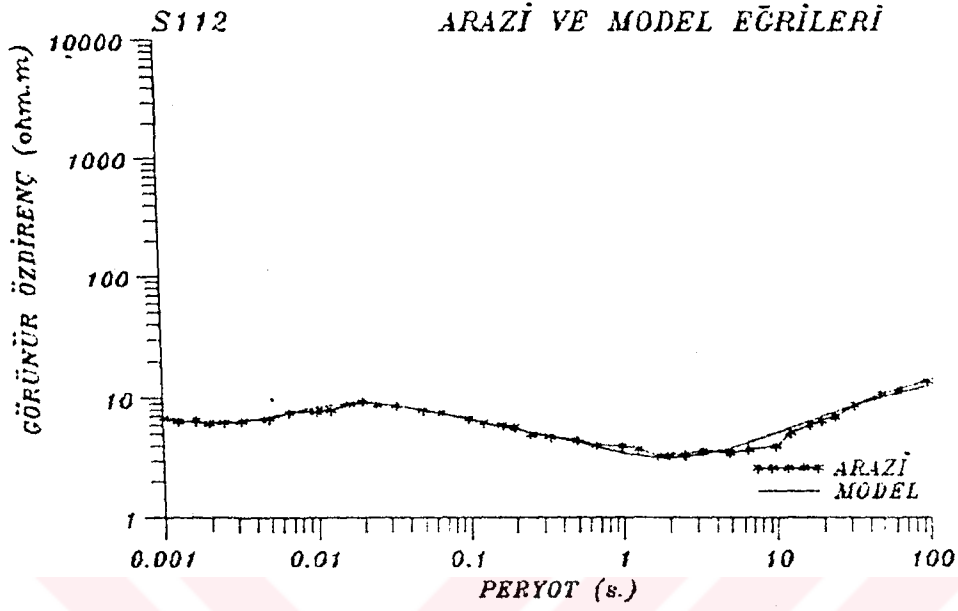


Şekil 13c : S114 MT sondajının model yapı kesiti

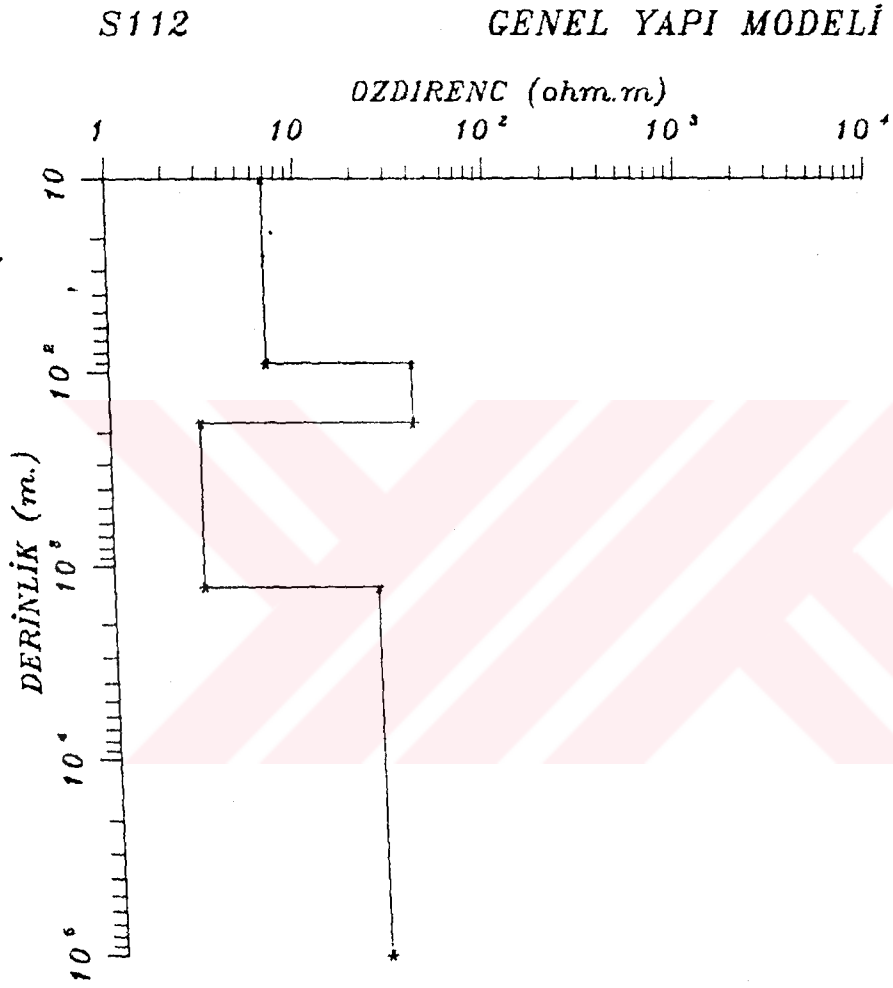


Şekil 14a : S112 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi

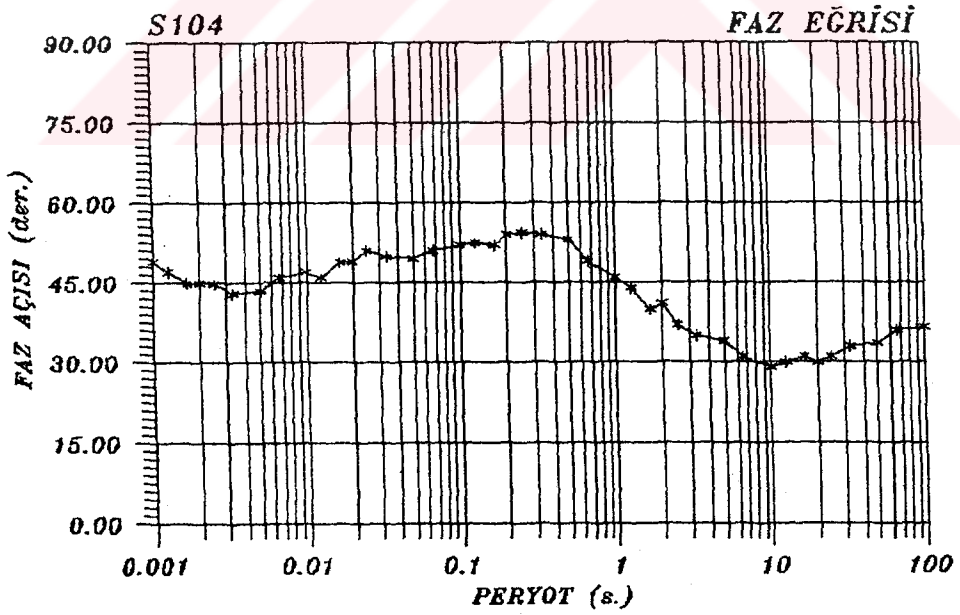
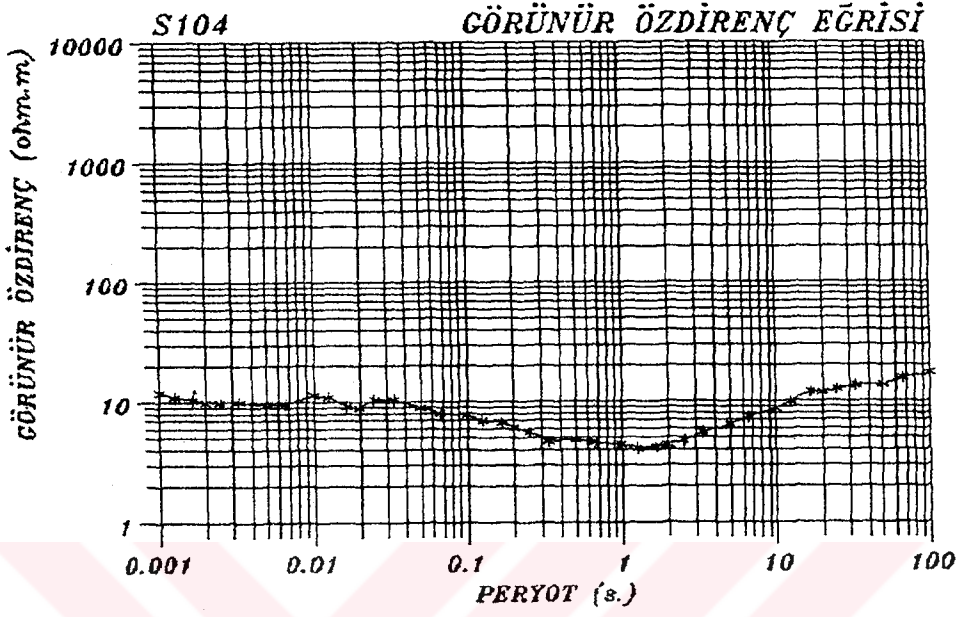




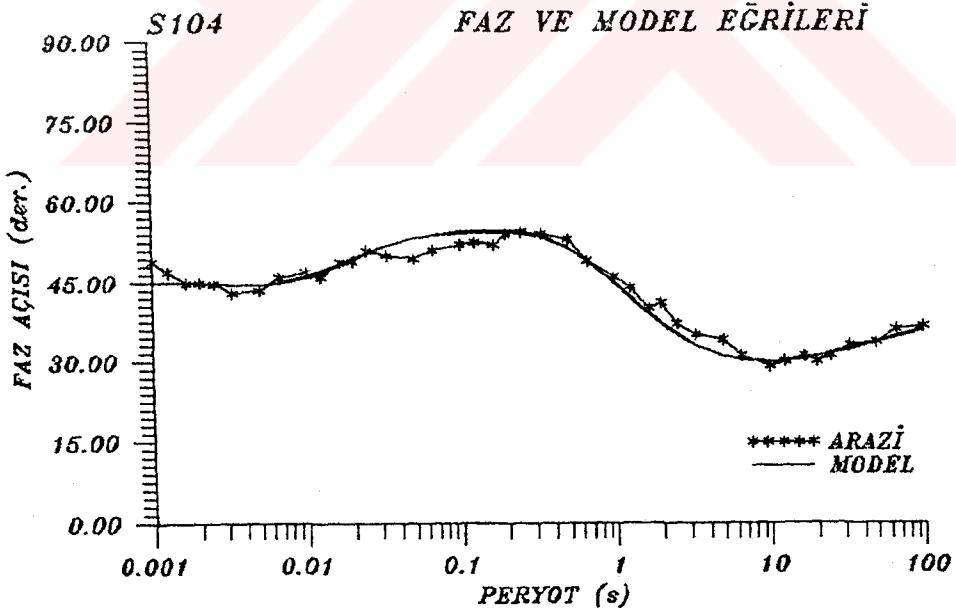
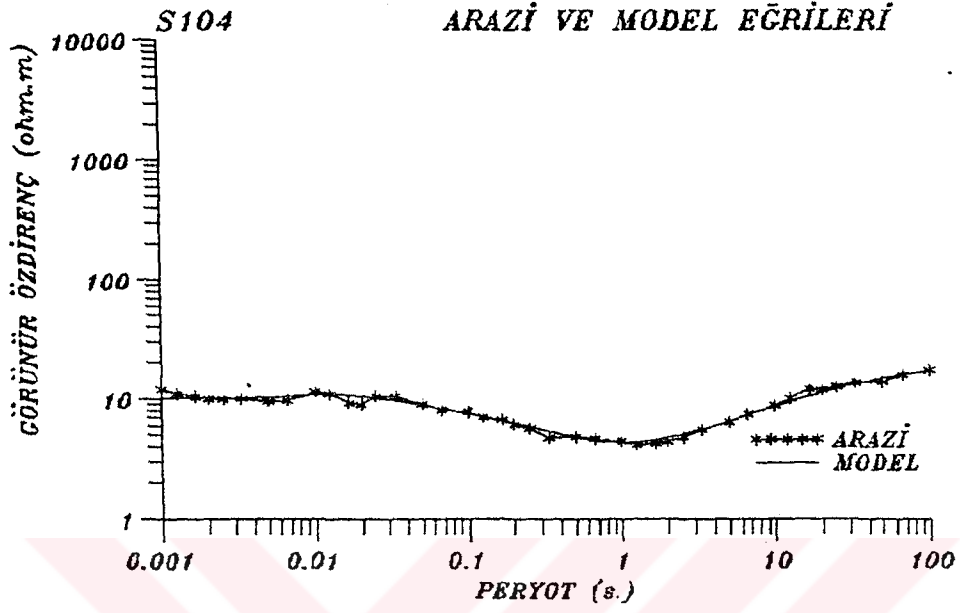
Şekil 14b : S112 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu



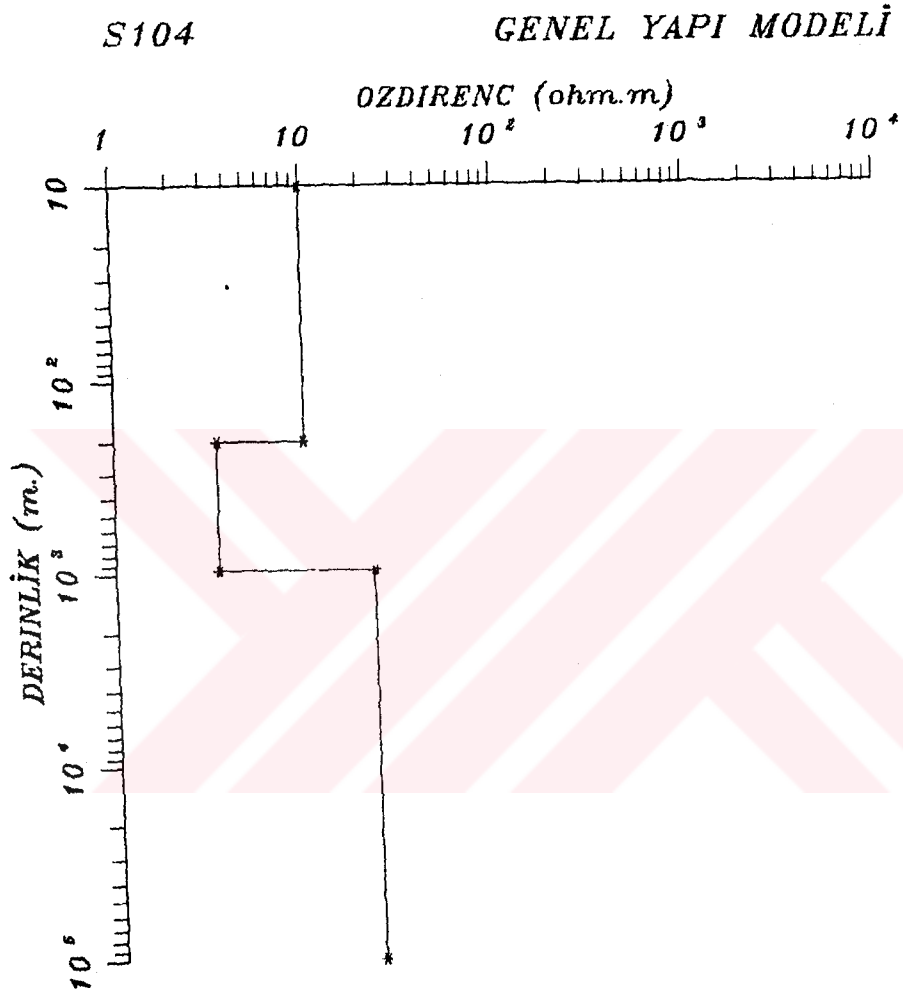
Şekil 14c : S112 MT sondajının model yapı kesiti



Şekil 15a : S104 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrisi



Şekil 15b : S104 MT sondajına ait görünür öz direnç ve faz eğrilerinin model eğrileri ile uyumu



Şekil 15c : S104 MT sondajının model yapı kesiti

### 3. BULGULAR

MT özdirenç derinlik sondaj değerleri, 0.001 sn. ile 100 sn.' lik peryot aralığında, bir başka deyişle 1000 Hz. ile 0.01 Hz. frekans aralığında ölçülerek elde edilmiştir. Elde edilen görünür özdirenç ve faz değerleri S115 eğrisi hariç, yaklaşık aynı karakterdedir.

S115 görünür özdirenç eğrisi bir dört tabaka eğrisi olup diğer görünür özdirenç eğrilerine nazaran daha yüksek özdirenç değerlerine sahiptir. Bu farklı karaktere sahip olmanın nedeni, sondaj noktasında yer alan fişin altında bulunan kireçtaşı ve volkanik kayaç bloklarıdır. Bu eğrinin değerlendirilmesi ile, yaklaşık 10 ohm.m özdirencine sahip ve 40 m. derinliğe inen bir tabaka (fiş), onun altında yaklaşık 2000-ohm.m özdirencine sahip ve 400 m. derinliğine inen yüksek özdirençli bir tabaka (kireçtaşı), bunun da altında 100 ohm.m özdirencine sahip ve 2000 m. derinliğe inen nispeten düşük özdirençli bir tabaka (macigno-scaglia) ve nihayet en sonda yaklaşık 1700 ohm.m özdirencine sahip yüksek özdirençli bir başka birim (volkanik kayaç) yer almaktadır.

S113 görünür özdirenç eğrisi ise bir üç tabaka eğrisi şeklindedir. Bu eğri 1 sn.'lik ölçüm periyodundan yani 1 Hz.'lik ölçüm frekansından itibaren yükselmeye başlamaktadır. Bu yükselim noktası özdirenç sondajının fişe girmeye başladığı noktadır. Bu eğrinin değerlendirilmesi ile yaklaşık 10 ohm.m özdirencine sahip ve 20 m. derinliğe uzanan bir tabaka (fiş), onun altında 5 ohm.m özdirencine sahip ve 60 m. derinliğe inen bir başka tabaka (kilitaşı) ve son olarak 500 ohm.m özdirencine sahip bir tabaka (fiş) yer almaktadır. Buradaki 10 ve 500 ohm.m değerleri farklı olmalarına rağmen jeolojiye de dayanarak bunlar aynı tabaka (fiş) olarak değerlendirilmişlerdir. Bu değerlerin farklı çıkmalarının bir nedeni de bu ölçü noktasının hemen GB' sında yer alan kireçtaşı formasyonunun değerleri bozucu yönde etkilemesi olabilir. Ayrıca bu farklı değerler fişin verebileceği özdirenç değerleri skalası içerisinde yer alır.

Benzer şekilde S114 noktası da bir üç tabaka eğrisi olup yine 1 Hz. frekansından itibaren yükselmeye başlamaktadır. Burada 8 ohm. m özdirencine ve 100 m. derinliğe sahip bir tabaka (kumtaşı), onun altında 3 ohm.m özdirencine ve 600 m. derinliğe sahip bir başka tabaka (kilitaşı) ve onun da altında 20 ohm.m özdirencine sahip fiş yer almaktadır.

S112 özdirenç eğrisi ise yükselişe 10 sn.'lik ölçüm periyodunda yani 0.1 Hz. frekansında başlamaktadır. Bu eğri dört tabaka eğrisi olup genel yapı modelinden de görülebileceği gibi, tabakaların özdirençleri 7, 40, 3 ve 25 ohm.m olarak bulunmuştur. Buradaki dizilim S114' ten farklı olarak kumtaşının altında bir başka formasyon barındırmasıdır. 40 ohm.m özdirençine sahip bu formasyon jeolojik olarak isimlendirilememiş ve muhtemelen bir taşınma sonucunda oraya gelen bir blok şeklinde algılanmıştır.

Son olarak S104 özdirenç eğrisi yine 1 Hz. frekansında yükselmeye başlamış ve ortamın genel karakteristiğini göstermektedir. Ölçüm değerlerinin değerlendirilmesi ile 10, 3 ve yaklaşık 20 ohm.m özdirençlerine sahip üç tabaka bulunmuştur. Bu noktanın S113 ve S114 noktalarından tek farkı yüzeyde de görülen ilk tabakanın alüvyon olmasıdır.



#### 4. İRDELEME VE DEĞERLENDİRME

Magnetotellürik Yöntem, sismik yöntemin verimli olamadığı yüksek hızlı, kalın volkanik ve metamorfik veya çok kalın kum ve çakıl ile örtülü sahalarda olumlu sonuçlar verebilmektedir. Magnetotellürik yöntem çok yüksek nüfuz derinliği ile diğer jeofizik yöntemlere nazaran bir avantaj sağlamaktadır. Günümüzde magnetotellürik çalışmalara yönelik bilgisayar donanımı ve yazılımı konusundaki çalışmalar oldukça gelişmiş düzeyde olup giderek artan bir ivme kazanmaktadır.

Magnetotellürik yöntemin uygulanmasıyla elde edilen düşey elektrik sondajlarında, diğer jeoelektrik yöntemlerde olduğu gibi volkanik ve kireçtaşı gibi formasyonlar yüksek öz direnç verirken, sedimanter formasyonlar düşük öz direnç değerleri vermektedir.

Günümüzde magnetotellürik arazi verilerin ters çözümleri için iki ve üç boyutlu çalışmalar yapılmakta ise de, pratikte araziden elde edilen magnetotellürik verilerin bir boyutlu ters çözümü yorumlama açısından yeterli olabilmektedir. Bu, aynı zamanda hem etüd maliyeti ve hem de zaman açısından önem taşımaktadır.

Jeofizik verilerin ters çözümü amacıyla kullanılan En Küçük Kareler Yöntemi, bilindiği gibi problemin özdeğerlerinin sıfır yada sıfıra yakın olması durumunda sonuç vermemektedir. Bu sorunu aşabilmek için Sönümlü En Küçük Kareler Yönteminin kullanılması gerekir. Günümüzdeki ters çözüm tekniklerinin hemen hemen tümü birkaç küçük farklılıkla S.E.K.K Yöntemini çekirdek olarak kullanmaktadır.

S.E.K.K algoritması bu çalışmada olduğu gibi magnetotellürik verilerine uygulandığı gibi, Transient Elektromagnetik (TEM), Doğru Akım (Direct Current; DC) Öz direnç, Akım Kaynağı Kontrollü Yüksek Frekanslı Magnetotellürik (Controlled Source Audiofrequency Magnetotelluric, CSAMT) sondaj verilerine uygulanabilir. Ayrıca son zamanlarda sismik tomografi alanında da uygulama alanı bulmaktadır.

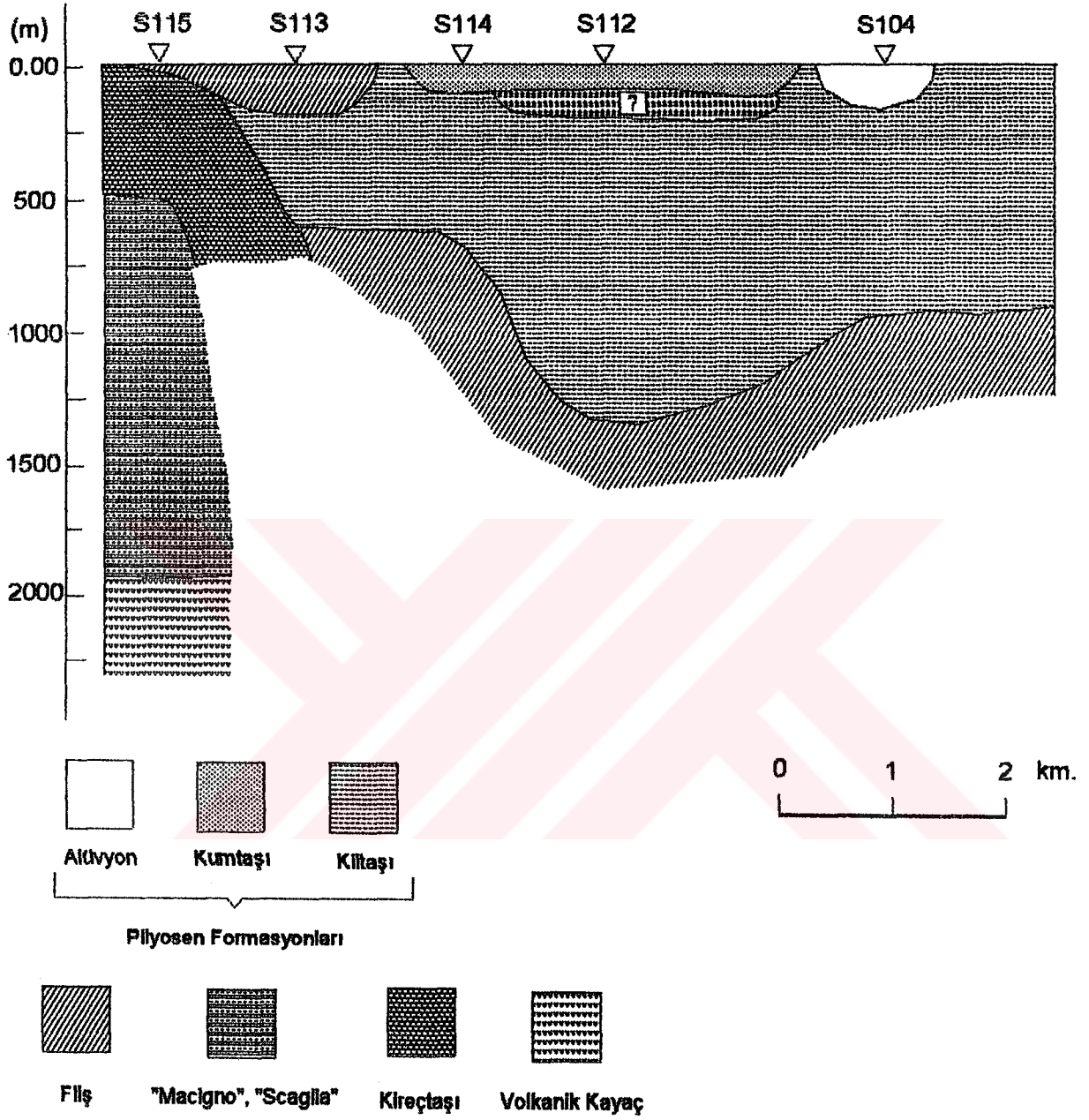
S.E.K.K yönteminde, problemin A matrisinin bir tek anlamında tersinin alınabilmesi için önce matrisin tekil değerleri ayrıştırılır. Daha sonra bu matrisin tersi alınıp bu matrisin ana diyagonalı üzerine bir sönüm sabiti eklenir. Bu şekilde çoğu jeofizik yöntemin ters çözümü başarı ile gerçekleştirilebilir. Bu yöntemi denemek için İtalya'nın Travale Radicondoli sahasında, önceden yapılan magnetotellürik



arazi verileri kullanılmıştır. Magnetotellürik sondajların frekans skalaları 1000 Hz. ile 0.01 Hz. arasındadır.

Magnetotellürik ölçüm profilinin ilk noktasının (S115), üzerinde bulunduğu yüksek özdirençli jeolojik birimler ile son dört noktanın üzerinde bulunduğu düşük özdirençli jeolojik birimlerin farklılığı elde edilen sondaj eğrilerinde ortaya çıkmıştır. Bu özdirenç kontrastının yakalanmasını istemek, magnetotellürik yöntemin tercih edilmesinde en büyük etkenlerden birisidir.





Şekil 16 : A-B profilinin yapı kesiti

## 5. SONUÇLAR

Bu çalışmada, magnetotellürik arazi verilerinin bir boyutlu ters çözümü yapılarak yeraltının litolojisi ortaya konmuştur. Bir boyutlu ters çözüm için, iteratif bir yöntem olan Sönümlü En Küçük Kareler Yönteminin algoritması kullanılmış olup, elde edilen model eğrileriyle araziden elde edilen düşey elektrik sondaj görünür öz direnç eğrileri ile kıyaslanmıştır.

Bu yöntemi deneyebilmek için ele alınan profildeki her bir magnetotellürik sondaj noktası için dört farklı model parametreleri (tabaka derinliği ve öz direnci) denenmiş ve arazi verisi ile uyumu test edilmiştir. Her bir model için, farklı tabaka parametre değerleri verilerek, ters çözüm programının işleyişi sonunda, modellerin görünür öz direnç eğrileri profilin ilk noktası (S115) hariç sahadan elde edilen görünür öz direnç eğrileriyle iyi bir uyum sağlamıştır. Nispeten S115 eğrisinde var olan uyumsuzluk, iki yüksek öz dirençli tabaka arasında yer alan düşük öz dirençli tabakadan kaynaklanmaktadır.

Modellerden elde edilen faz eğrileri ile araziden sağlanan faz eğrileri arasındaki uyum da fena değildir. Arazi faz eğrilerine dikkat edilirse yine profilin ilk noktasının faz eğrisinin başlangıcı  $22^\circ$  iken diğer fazların başlangıçları  $45^\circ$  civarlarında olup ilk faz eğrisi hariç diğer faz eğrileri aynı karakterdedir.

Arazi verilerinin ters çözümüyle elde edilen görünür öz direnç ve faz eğrileri yardımıyla her bir magnetotellürik sondaj için ortaya konan dört modelin ortalaması alınarak bir genel yapı modeli meydana getirilmiştir. Bu genel yapı modelleri o ölçüm noktası için yeraltının elektriksel yapısını göstermektedir. Son olarak genel yapı modellerinin magnetotellürik sondaj noktalarının lokasyonlarına uygun olarak bir kesit haline getirilip sahanın jeolojisiyle denkleştirilmesiyle Şekil 16' da verilen AB profilinin yapı kesiti ortaya konmuştur.

İtalya' nın Travale-Radicondoli sahasından elde edilen beş magnetotellürik sondajın değerlendirilmesi S.E.K.K algoritması kullanılarak yapılmış olup elde edilen sonuçlar şu şekildedir: Her bir sondaj eğrisinden elde edilen yapı modelinde yer alan tabakaların öz dirençleri, o tabakaya karşılık gelen jeolojik birimin verebileceği öz direnç sınırları içerisinde dir. Yani, jeoelektrik yapı ile jeolojik yapı uyum içerisinde dir. Magnetotellürik ölçüm profilinin ilk noktasının (S115) üzerinde bulunduğu formasyonların, diğer ölçüm noktalarının üzerinde bulunduğu formas-

yonlardan olan farklılığı, görünür öz direnç eğrilerinin karakterlerinden hemen anlaşılabilir. Diğer dört görünür öz direnç eğrisi yaklaşık 1 Hz. civarlarından itibaren yükselmeye başlamaktadır. Bu yükselim kilitli-flaş sınırına karşılık gelmektedir. Bu dört magnetotellürik sondajda flaş kalınlığı çok yüksek çıktığından, magnetotellürik sondaj derinliği flaşın alt sınırını ortaya çıkarmaya yetmemiştir.



## 6. ÖNERİLER

MT yöntem, diğer jeofizik yöntemler arasında kullanım sıklığı bakımından düşük seviyelerde yer almaktadır. Bu yöntemle petrol kapanlarının bulunmasına yönelik büyük jeolojik yapıların, büyük kalınlıklara sahip tortul havzaların araştırılabilmesi ve özellikle de çok büyük derinliklere nüfuz edebilme özelliğinden dolayı yer kabuğu araştırmalarında kullanılması mümkündür.

Bu gibi özelliklere sahip olan bu yöntemin arazi verilerinin sıhhatli bir şekilde değerlendirilmesi de oldukça önemlidir. Bu amaçla da teorisi 1970' li yıllarda ortaya konan Sönümlü En Küçük Kareler Yöntemi MT arazi verilerinin değerlendirilmesinde sıkça kullanılır. Bu çalışmanın MT yöntem üzerine yapılan çalışmalara bir destek olacağı ve bu yöndeki çalışmalarını teşvik edici olacağı umulur.

## 7. KAYNAKLAR

- [1]. Cagniard, L., Basic Theory of Magneto-telluric Method of Geophysical Prospecting, Geophysics, 18 (1953) 605-635.
- [2]. Vozoff, K., The Magnetotelluric Method in the Exploration of the Sedimentary Basins, Geophysics, 37 (1972) 98-141.
- [3]. Marquart, D. W., Generalized Inverse, Ridge Regression, Biased Linear Estimation, and Non Linear Estimation, Technometric, 12 (1970) 591-612
- [4]. Levenberg, G., A Method for The Solutions of Certain Non Linear Problems in Least Squares. Quart. Appl. Math., 2 (1944) 1907-1918.
- [5]. Porstendorfer, G., Principles of Magnetotelluric Prospecting, Geoscience of Mining Academy Freiberg/SA., GDR, 1975.
- [6]. Telford, W. M., Geldart, L. P., Sheriff, R. E., Keys, D. A., Applied Geophysics, 3. Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
- [7]. Geosystem Application of Magnetotelluric to Hydrocarbon Exploration, Milano-Italy, 1990.
- [8]. İlkışık, O. M., Trakya' da Yer kabuğunun Magnetotellürik Yöntemle İncelenmesi, Doktora Tezi, İ.T.Ü Maden Fakültesi, İstanbul, 1980.
- [9]. Çağlar, İ., Gölpaazarı - Taraklı - Geyve Sahasındaki Magnetotellürik Araştırmadan Üst Manto İçin Elde Edilen Yüksek İletkenlik Bir Jeotermal Belirtiyi mi İşaret Ediyor?, Türkiye 10. Petrol Kongresi, Ankara, 11.4. 1994, Bildiriler Kitabı, 117-196

- [10]. Kaufmann, A. A., ve Keller, G. V., The magnetotelluric Sounding Method, Elsevier Scientific Publishing Company, 1981.
- [11]. Korkmaz, Z., Magnetotellürik Yöntemin Petrol Aramalarına Uygulanması, Yüksek Lisans Tezi, K.T.Ü Fen Bilimleri Enst., Trabzon, 1991.
- [12]. Meju, M. A., Data Analysis (Inverse Methods in Geophysics), Course Notes, Leicester, 1994.
- [13]. Inman, J. R., Ryu, J. Jr. ve Ward, S. H., Resistivity Inversion, Geophysics, 38 (1973) 1088-1108.
- [14]. Spies, B. R., Depth of Investigation in Electromagnetic Sounding Methods, Geophysics, 54 (1989) 872-888.
- [15]. Pedersen, J., Hermance, J. F., Least Squares Inversion of One-Dimensional Magnetotelluric Data: An Assesment of Procedures Employed by Brown University, Survey in Geophysics, 8, 2 (1986) 187-231.
- [16]. Meju, M. A., Hutton, V. R. S., Iterative Most Squares Inversion :Application to Magnetotelluric Data, Geophys. J. Int., 108 (1992) 758-776.
- [17]. Kaya, C., Magnetotellürik ve Yapay Kaynaklı Magnetotellürik Frekans Sondajı Eğrilerinden Katman Parametrelerinin Doğrudan Yorumu, Yüksek Lisans Tezi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara, 1992.
- [18]. Meju, M. A., An Effective Ridge Regression Procedure For Resistivity Data Inversion, Computers and Geosciences, 18 (1992) 99-118.
- [19]. Devlin, T., A Broadband elektromagnetik Induction Study of The Travale Geothermal Field, Phs. of Dr., University of Edinburgh Department of Geophysics, Edinburgh , 1983.

## 8. ÖZGEÇMİŞ

Kürşad Bekar 1968 yılında Trabzon ' un Arsin İlçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Trabzon' da tamamladı. 1986 yılında girdiği K.T.Ü Jeofizik Mühendisliği Bölümünü, M.T.A Genel Müdürlüğü adına burslu okuyarak 1990 yılında tamamladı. Aynı yıl, Orta Anadolu II. Bölge Müdürlüğünde (Konya) jeofizik mühendisi olarak göreve başladı.

1992 yılından itibaren M.T.A Genel Müdürlüğü, Doğu Karadeniz Bölge Müdürlüğünde (Trabzon) görevine devam etmekte olan Kürşad Bekar evli ve bir çocuk babasıdır.

Eylül, 1994

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**