

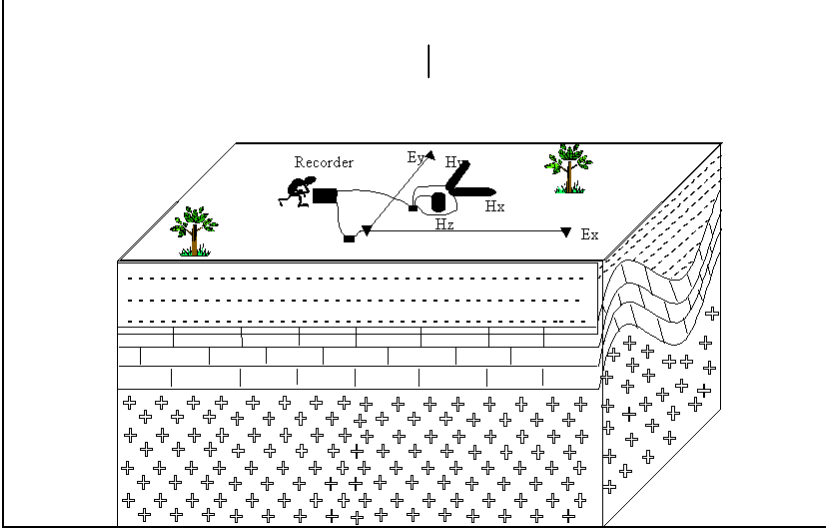
Şekil 1.2 Yermanyetik alanının değişimi

## 2.Yöntemin üstünlükleri ve zayıf noktaları

- Genel özdirenç yöntemleri ile özdirenci bulunmak istenen derinlik, ortama uygulanan akım miktarına bağlıdır. MT yönteminde doğada var olan tellurik akımları kullanılarak bu kısıtlama ortadan kaldırılmıştır.
- Uzun dönemli (long period) değişimler zayıf akımları indükler ve sönmülmenden daha derinlere nüfuz ederler. Bu yolla farklı frekanstaki alanlar incelenerek yeraltının farklı bölgeleri 'örneklenmiş' olur.
- Genel olarak diğer EM yöntemlerde EM alanın yalnızca bir bileşeni veya bu bileşenin türevi ölçülmektedir. MT yönteminde Hem E hem H alanları ölçüldüğünden diğer EM yöntemlerine göre daha fazla bilgi verir
- Ölçülen değerlerin çok küçük ( $\mu\text{V}$  veya  $\text{mV}$ ) olması ölçüm noktası etrafında gürültü kaynaklarının bulunması durumunda yöntemi kullanışsız yapmaktadır.

## 3.Ölçü alım teknikleri

Genelde elektrik alanın iki bileşeni ( $E_x$ ,  $E_y$ ) ve manyetik alanın üç bileşeni ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) ölçülür. Elektrik alan ölçümleri için DAÖ yöntemindekine benzer kutuplaşmayan (polarize olmayan) elektrodlar kullanılır. Elektrodlar arası uzaklık alan koşullarına göre 50-200m arasında değişir. Elektrik alanı ölçen algılayıcılarının ölçüm noktasının koşullarına uygun olarak L veya + şeklinde yerleştirilebilir. L düzeneğinde orta elektrod ortak nokta olarak diğer iki elektrodun her ikisinde bağlanır. Manyetik alan ölçümünde ise indüksiyon tipi üç adet manyetometre kullanılır.



Şekil 1.3. Elektrik ve manyetik alan algılayıcılarının arazideki konumu

### 3.1. Ölçülen büyüklükler

Elektrik alanın ölçümünde polarize olmayan elektrodlardan yararlanır. Manyetik alan ölçümünde ise indüksiyon tipi üç adet manyetometre kullanılır. Ölçülen değerler elektrod açıklığına göre  $\mu V$  veya  $mV$  arasında değişir. Ölçümler zamana karşı yapıldığından, frekans analizi yapabilmek için frekans ortamına dönüştürülmeleri gerekir. Bu işlem ayrık Fourier dönüşümleri ile yapılır.

$$X(f) = \sum_n x(n\Delta t) \exp(-i\omega n\Delta t)$$

Arazide zaman ortamında ölçülen E ve H değerleri frekans ortamında genlik ve faz kullanarak

$$E_x(f) = |E_x(f)| \exp(i\phi_E(f))$$

ve

$$H_x(f) = |H_x(f)| \exp(i\phi_H(f))$$

bağıntıları ile verilir.

Elektromanyetik dalga empedansı bir yöndeki elektrik alanın kendisine dik yöndeki elektromanyetik alana oranı olarak tanımlanabilir.

$$Z = E / H$$

Empedans bağıntısı kullanılarak E ve H in değişimleri ve yer yuvarını oluşturan jeolojik birimlerin öz dirençleri arasında bir ilişki kurulabilir.

#### 4. Manyetotellürük (MT) Kuram

##### İletken Ortamda İndüksiyon

Maxwell denklemlerinde elde edilen dalga denklemini düzlem dalga için çözelim. Genel durum için gelen dalgayı

$$E_x = A e^{i\omega t} e^{kz} + B e^{i\omega t} e^{-kz} \quad (1)$$

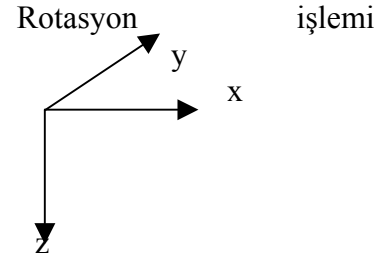
ile tanımlayalım. Burada A ve B bilinmeyen sabitlerdir. Kabul edilebilir çözüm sağ tarafta bulunan iki terimin doğrusal bileşimi (linear combination) olacaktır.

I. Maxwell denkleminde iletken içinde akan akım bir manyetik alan yaratır ve her iki alan arası ilişki

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\partial \mathbf{b} / \partial t$$

bağıntısı ile verilmişti.

$$\nabla \times \mathbf{e} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z \\ e_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \mathbf{j} (\partial e_x / \partial z)$$



ile gösterilebilir. y yönünde vektör  $(\partial e_y / \partial x) = 0$  böylece

$$\mathbf{j} (\partial e_x / \partial z) = -\partial \mathbf{b} / \partial t$$

veya

$$(\partial e_x / \partial z) = -\mu (\partial h_y / \partial t) \quad (2)$$

Sinusoidal değişim varsayılırsa

$$H_y = H_0 e^{i\omega t}$$

$$\Im[(\partial h_y / \partial t)] \rightarrow i\omega H_y = i\omega H_0 e^{i\omega t}$$

böylece

$$-\partial E_x / \partial z = \Im[-\mu(\partial h_y / \partial t)] \rightarrow -i\omega \mu H_y \quad (3)$$

$E_x$  için bulunan genel çözümden

$$\partial E_x / \partial z = A k e^{i\omega t + kz} - B k e^{i\omega t - kz}$$

ve buradan  $\partial E_x / \partial z$  bulunup  $i\omega H_y$  ye eşitlenirse

$$H_y = -k/i\omega\mu [Ak e^{i\omega t + kz} - Bk e^{i\omega t - kz}]$$

elde edilir. Dalga empedansı, Z;

$$Z = E_x / H_y$$

Bağıntısı ile tanımlanmıştır. Bu durumda  $E_x$  ve  $H_y$  den

$$Z = -i\omega\mu/k [Ak e^{i\omega t + kz} + Bk e^{i\omega t - kz} / Ak e^{i\omega t + kz} - Bk e^{i\omega t - kz}]$$

Elde edilir veya

$$Z = -i\omega\mu/k [Ak e^{kz} + Bk e^{-kz} / Ak e^{kz} - Bk e^{-kz}] \quad (4)$$

yazılabilir. 4. bağıntıyı  $(AB)^{1/2}$  ile bölüp  $(A/B)^{1/2} = \exp(\ln (A/B)^{1/2})$  özelliğini kullanarak

$$Z = -i\omega\mu/k [(A/(AB)^{1/2})e^{kz} + (B/(AB)^{1/2})k e^{-kz} / (A/(AB)^{1/2})k e^{kz} - (B/(AB)^{1/2})k e^{-kz}]$$

$$Z = -i\omega\mu/k [((A/B)^{1/2})e^{kz} + (B/A)^{1/2})k e^{-kz}] / [(A/B)^{1/2})k e^{kz} - (B/A)^{1/2})k e^{-kz}]$$

$\alpha = \log(A/B)^{1/2}$  tanımı yapılırsa

$$Z = -i\omega\mu/k [e^{kz+\alpha} + e^{-kz-\alpha} / e^{kz+\alpha} - e^{-kz-\alpha}]$$

$$Z = -i\omega\mu/k \coth(kz+\alpha) \quad (5)$$

Herhangi bir ortamda ve herhangi  $z=z_1$  ve  $z=z_2$  derinliğinde

$$Z_1 = -i\omega\mu/k \coth(kz_1+\alpha) \quad (6a)$$

$$Z_2 = -i\omega\mu/k \coth(kz_2+\alpha) \quad (6b)$$

A ve B sabitleri başlangıç ve sınır değerleri gözönüne alınarak veya iki farklı konumdaki dalga empedansının oranlarını kullanarak eşitliklerden çıkarılabilir.

$$\coth^{-1}(-k Z_1 / i\omega\mu) = kz_1 + \alpha$$

Böylece

$$\alpha = \coth^{-1}(-k Z_1 / i\omega\mu) - kz_1$$

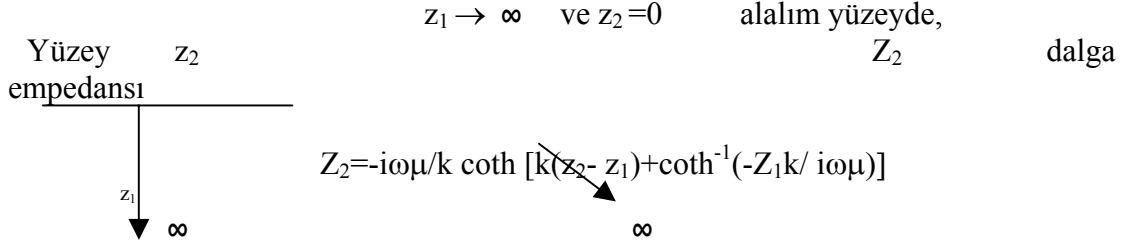
ve buradan

$$Z_2 = -i\omega\mu/k \coth(k z_2 - k z_1 + \coth^{-1}(-Z_1 k / i\omega\mu)) \quad (7)$$

Bağıntısı ile elde edilir.

#### 4.1 Yarı sonsuz tekdüze ortam

Şekilde verilen yer modelini gözönüne alalım.



Hatırlatma:  $\coth(x) = (e^x + e^{-x}) / (e^x - e^{-x})$

$$x \rightarrow \infty \quad \coth x \rightarrow 1$$

bu durumda yarı sonsuz ortamda ( $z_1$  sonsuzda)

$$Z_2 = Z_{\text{yüzey}} = i\omega\mu/k = i\omega\mu / (i\omega\mu\sigma)^{1/2} = (i\omega\mu/\sigma)^{1/2} = |E_x / H_y|_{\text{yüzey}} \quad (8)$$

veya

$$Z_{\text{yüzey}} = (i\omega\mu/\sigma)^{1/2} = |E_x / H_y| \quad (9)$$

Bu çözüm için çıkarılan sonuçlar

- 1) yüzeyde ölçülen dalga empedansı derinliklerdeki iletkenlik dağılımı hakkında bilgi verir.
- 2)  $(i)^{1/2} E_x$  ve  $H_y$  arası faz farkının  $45^\circ$  olduğunu gösterir.
- 3)  $Z_{\text{yüzey}}^2 = |E_x / H_y|^2 = (i\omega\mu/\sigma) = i\omega\mu\rho$  ( $\rho$  ortamın özdirenci)

$$\rho = 1/2\pi\mu f |E_x / H_y|^2$$

son eşitlik MT yönteminin temelidir. Eğer  $\rho$   $\Omega\text{m}$  ise  $E_x$   $\text{mv/km}$  ve  $H_y$   $\text{nT}$  birimlerinde olur.

$$\rho = 0.2/f |E_x / H_y|^2 \quad \rho = 0.2/f |E_y / H_x|^2$$

yukarıdaki bağıntılar Cagniard denklemleri olarak bilinirler. Özet olarak ; yüzeyde herhangi birbirine dik  $E$  ve  $H$  alanın oranı bilinirse  $\rho$  özdirenci bulunabilir.

Bu temel orandan hareketle farklı empedans bağıntıları üretmek mümkündür. Örnek olarak Basokur (1994) tarafından önerilen FNI (frequency normalized impedance)

$$Y=Z/(i\omega\mu)^{1/2}$$

Schmucker (1987) tarafından önerilen C bağıntısı

$$C=Z/i\omega\mu$$

Veya Wait ve Spies (1980) tarafından tanımlanan

$$S= Z/i\omega\mu\sigma$$

bağıntıları verilebilir. Uygulama açısından bakıldığında tekdüze yarı sonsuz bir ortamı doğa da bulmak imkansızdır Aşağıda verilen bölümlerde de görüleceği gibi daha uygun olan tabakalı ortam tanımları yapılabilir. Tabakalı ortamlarda dalga empedansı gene E ve H in birbirine oranı ile bulunur fakat

$$\rho=1/2\pi\mu f \left| E_x / H_y \right|^2$$

bağıntısı ile bulunan  $\rho$  öz direnci ortamda bulunan bütün öz dirençlerin bileşiminden oluşur bu nedenle görünür öz direnç (GÖ) olarak adlandırılır ve  $\rho_a$  ile gösterilir.

$$\rho_a=1/2\pi\mu f \left| E_x / H_y \right|^2$$

GÖ, tekdüze yarısonsuz ortam gözönüne alındığında ortamın öz direncini veren herhangi bir bağıntı olarak tanımlanabilir. Bu tanımdan hareketle Cagniard empedans bağıntısından veya türetilen diğer empedans bağıntılarından yararlanılarak farklı GÖ ler tanımlamak mümkündür. Örnek olarak Y nin sanal ve gerçel bileşenleri kullanılarak

$$\rho_{FNI} = [(Y_r - \text{sign}(Y_s) Y_s) / \sqrt{Y_r^2 - Y_s^2}]^2$$

tanımlanabilir. Benzer şekilde Z veya C bağıntısının bileşenlerinden yararlanarak da yukarıda verilen  $\rho_{FNI}$  GÖ bağıntısı veya farklı GÖ bağıntılar elde edilebilir.

## 4.2 iki tabakalı ortam

1.tabaka

---

$h_1$

2.tabaka

---

$k_1 \sigma_1$

$h_2 = \infty$

$k_2 \sigma_2$

tabakalı ortamda sınırlardaki süreklilik koşulları yardımıyla yüzey empedansı aşağıdaki tabakaların empedansı cinsinden ifade edilebilir.

$$Z_{h(2.\text{tabaka yüzeyi})} = -i\omega\mu/k \coth[k_2(h-\infty) + \coth^{-1}(-Z_{\omega}k/ i\omega\mu)]$$

-1

ve sadeleştirmeden sonra

$$Z_h = i\omega\mu/k_2$$

yazılabilir.

Not: E ve H in tanjansiyel bileşenleri ara yüzeylerde sürekli olmalıdır, yani

$$Z_{h(1.\text{tabaka yüzeyi})} = Z_{h(2.\text{tabaka yüzeyi})} = |E_x / H_y|^2 = -i\omega\mu/k_2$$

1. tabakada empedans denklemini yazalım.

$$Z_{\text{yüzey}} = -i\omega\mu/k \coth[k_1(0-h_1) + \coth^{-1}(-Z_h k/ i\omega\mu)]$$

z=0 derinliğinde (yüzeyde)

$$Z_0 = -i\omega\mu/k \coth[(-k_1 h) + \coth^{-1}((-k_1/ i\omega\mu)(i\omega\mu/k_2))] \\ (Z_h \text{ (2.tabaka)})$$

$$\text{burada } k_1/k_2 = (i\omega\mu\sigma_1/ i\omega\mu\sigma_2)^{1/2} = (\sigma_1/\sigma_2)^{1/2} = (\rho_2/\rho_1)^{1/2}$$

sonuç olarak

$$Z_0 = -i\omega\mu/k_1 \coth[(-k_1 h) + \coth^{-1}(\rho_2/\rho_1)^{1/2}]$$

empedans bağıntısı elde edilir. N tabakalı ortam için benzer yolla

$$Z_n = -i\omega\mu/k_n \coth[(-k_n h_n) + \coth^{-1}(Z_{n+1} k_{n+1}/ k_n)]$$

Yazılabilir n (= 0,1,2..N) tabakalar için sayacıdır. N. tabaka için yarı sonsuz ortam bağıntısı kullanılır. Yukarıda tanımlanan normalleştirme işlemi kullanılırsa N tabakalı ortam için FNI bağıntısı ise

$$Y_n = P_n \tanh[(u h_n) + \tanh^{-1}(Y_{n+1} / P_n)]$$

burada  $P = (\rho)^{1/2}$  ve  $u = (i\omega\mu)^{1/2}$  olarak tanımlanmıştır.

Tabakalı ortam için GÖ

$$\rho_a = (1/ i\omega\mu) |Z_0|^2$$



veya FNI tanımından

$$\rho_a = (Y_0)^2$$

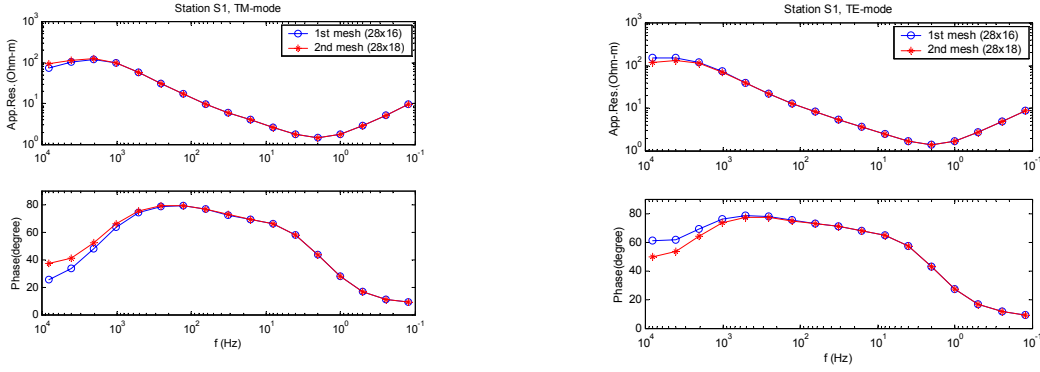
bağıntısı ile verilir

## 5. Veri sunumu

MT verileri genelde seçilen bir hat boyunca belirli aralıklarla toplandığından elde edilen veriler yapay kesitler olarak sunulur. Modelleme çalışmalarının sonuçları ise ölçüm noktalarının ayrı ayrı sunumu ile daha kolay değerlendirilir.

### a. GÖ lerin ayrık sunumu

Her bir ölçüm noktası için TE ve TM mod GÖ ve fazlar birlikte sunulur (Şekil 1.4).



Şekil 1.4 TE ve TM mod GÖ ve faz eğrilerine örnek.

### b. Derinlik dönüşümü yapılarak sondaj eğrisi olarak sunum

MT verilerin yorumunda basit dönüşümler yaygın olarak kullanılır. Bilinen dönüşümler içinde Bostick(1977) dönüşümleri ile

$$\rho = \rho_a ((90/\phi_a) - 1)$$

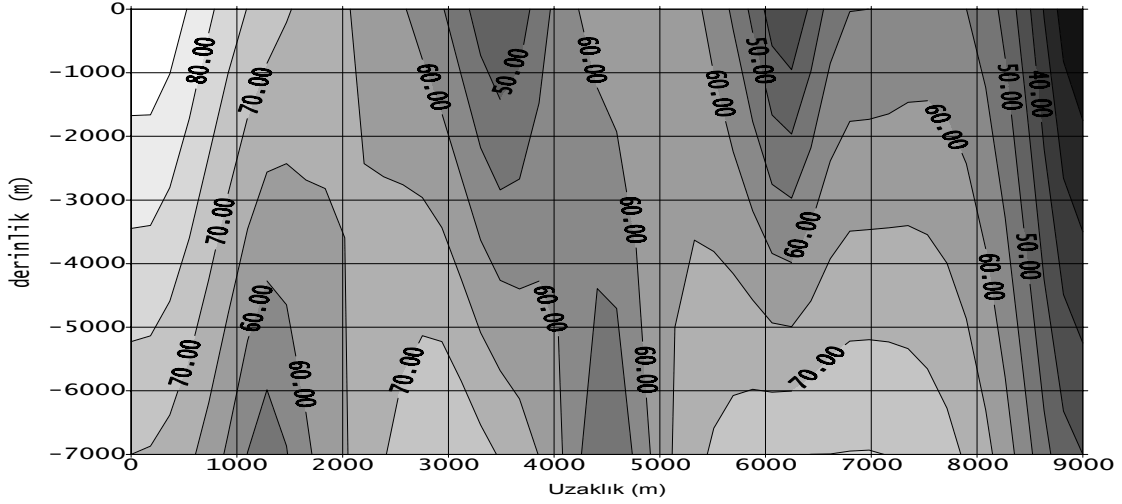
GÖ değerleri gerçek öz dirençlere, ve

$$d = (\rho / \mu_0 \mu)^{1/2}$$

bağıntısı ile de frekans değerleri derinliklere dönüştürülür. Burada  $\phi_a$  = faz değeri (derece),  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  ve  $w = 2\pi f$  dir.

### c. Yapay kesitler ile sunum

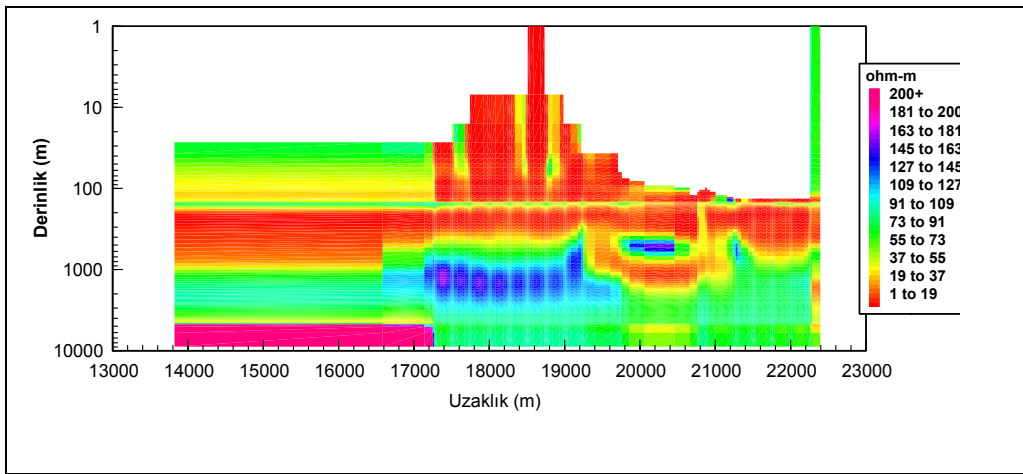
Aynı hat boyunca alınana ölçüler TE ve TM olarak ayrı ayrı kesite işaretlenir ve eşdeğer (kontur) haritaları çıkartılır. Düşey eksende frekans yerine Bostick dönüşümlerinden yararlanılarak derinlik değerleride kullanılabilir (Şekil 1.5).



Şekil 1.5 GÖ-derinlik yapay kesiti

### d. 2B veya 3B modelleme sonuçlarının gerçek öz direnç ve derinlik kullanarak yer-elektrik kesiti olarak sunumu.

Sonuç görünüşü olarak Şekil 1.5 da verilene benzer ancak değerler gerçek öz direnç ve gerçek derinlik olacaktır (Şekil 1.6).



Şekil 1.6 Gerçek Öz direnç- derinlik yer elektrik kesiti

## Kaynaklar

Bostick, F.X.,1977, A simple almost exact method of MT analysis. Workshop on Electrical Methods in Geothermal Exploration, U.S. Geol. Sur. Contract. No. 14080001-8-359.

Cagniard, L., 1953, Basic theory of the magneto-telluric methods of geophysical prospecting, Geophysics, **18**, P. 605-635.

---

## MT Çalışma Konuları

- 1) 2 tabakalı ortamda Y için yineleme bağıntısını bulunuz.
- 2) FNI bağıntısının gerçel ve sana bileşenleri ( $Y_r$  ve  $Y_i$ ) ni Cagniard Empedansının gerçel ve sanal bileşenleri ( $Z_r$  ve  $Z_i$ ) cinsinden tanımlayınız.
- 3) MT verilerin yorumunda basit dönüşümler yaygın olarak kullanılır. Bilinen dönüşümler içinde Bostick(1976) dönüşümleri

$$\rho = \rho_a \left( \frac{90}{\phi_a} - 1 \right)$$

$$d = (\rho / \mu_0 \mu)^{1/2}$$

bağıntıları ile verilir. Burada  $\phi_a$  = faz değeri (derece)  $\omega = 2\pi f$  ve  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  ekte verilen  $\rho_a$  ve  $\phi_a$  değerlerini kullanarak  $\rho - d$  grafiğini çizin ve ortam hakkında kısa yorum yapın

---