

MAĞNETOTELÜRİK ALANIN YATAY TABAKALI ORTAMDA DAVRANIŞI

Behavior of Magnetotelluric Field in the Horizontally
Stratified Medium

O. M. İLKİŞİK (*)

ABSTRACT

A flow diagram has been prepared for numerical calculation of the surface impedance of electromagnetic waves which are propating into a medium that consists of n horizontally stratified layers each having an arbitrary thickness. By making reasonable assumptions the equations for the electromagnetic waves can also be used for the earth's magnetotelluric field. It is possible to investigate the stratified structure of earth's crust from the point of electrical properties by comparing the results calculated for various models of stratified medium with those obtained from the analysis of observed variations of the earth-current and geomagnetic field.

GİRİŞ

Tarihçe : Yerküre üzerinde elektrik akımlarının dolaştığı ilk olarak telgraf hatlarında farkedilmiştir (Barlow, 1849). Bu akımların yönü ve şiddeti devamlı olarak değişir ve uzun telgraf hatlarında bazan birkaç yüz volt mertebesinde voltaj farkına sebep olur. Yerakımları veya telürük akımlar ismi verilen bu olayın başka bir doğal olay, orora ile ilgili olabileceği ilk olarak Cement (1860) tarafından araştırılmıştır. Yer in mağnetik değişimler ile yerakımlarında görülen değişimlerin ilgisini inceleyen ilk makaleler ise (Walker, 1861 ve Lloyd, 1861) tarafından yazılmıştır. Yerakımlarını sürekli olarak kaydeden ilk devre 1865 de Greenwich gözlemevinde kurulmuşsa da daha sonra bozucu etkenlerin çok oluşu Avrupa'da bu tür gözlemlerden vazgeçilmesine yolaçmıştır. Bununla birlikte 1930 larda Batı Avustralya'da Waterloo ve Peru'da Huancaya gibi bozucu etkilerden uzak kalan bölgelerde yerakımlarını devamlı olarak kaydeden devreler Gish ve Rooney tarafından kurulmuş bulunuyordu. Cagniard (1953) de yayınladığı makalesinde yerakımlarını kullanarak yer in elektriksel yapısının araştırılması prensiplerinin 1920 lerde C. Schlumberger tarafından derlendiğini fakat hiçbir uygulama yapılmadığını yazmaktadır. Cagniard yine aynı makalesinde Kato ve Kikuchi (1950), Rikitake (1950, 1951) ve Tikhonov (1950) tarafından yer kabuğunun derin kısımlarının iletkenliğinin hesaplanmasında yerakımlarının kullanılabilceğinin önerildiğini ancak yer in mağnetik alanında ve yerakımlarındaki değişimlerin kullanılmasının bir jeofizik araştırma metodu olarak ilk defa kendisi tarafından ileri sürüldüğünü yazmaktadır.

Doğal Elektrik ve Mağnetik Alanlar Arasındaki Benzerlik ve İlişki :

Yer in mağnetik alanının zamanla değişimi sürekli olarak gözlemlendiğinde çok uzun periyotlardan çok kısa periyotlara kadar oldukça geniş bir spektrumda dağılan olaylarla karşılaşılır, (Whitham, 1960); (Şekil : 1). Değişen bir mağnetik alanın yer içinde indük-

(*) İstanbul Teknik Üniversitesi Maden Fakültesi Jeofizik Kürsüsü — İSTANBUL

siyon akımlarının doğmasına sebep olacağı düşünülmüştür. Yerin mağnetik alanına ait kayıtlar incelendiğinde alandaki değişimin «periyodiyimsi» olduğu görülür. Bu sebeble elektrik alanı değişimlerinde aynı karakteri taşıyacak ve heriki alan birlikte ele alınarak doğal bir elektromağnetik alanın varlığından bahsedilecektir. (Şekil : 2) de doğal elektrik ve mağnetik alan değişimlerinin yeryüzünde belli bir frekans bandı içinde alınan kayıtları görülmektedir. Değişimlerin birbirine uygunluğu açıktır. Yerkürenin doğal bir elektromağnetik alanının varlığı bize Cagniard'ın önerdiği yoldan bir elektromağnetik sondaj yapma imkânı sağlamaktadır.

	OLAYIN ADI	Tipik değişimi	Kayıt hızı	Esel değeri	Ölçme tipi
Periyot (sn)	kaydedilebilenin altında kalan değişim	0.01 %/s	özel mt.	0.001-0.005 %/mm.	RÖLÂTİF
			cok hızlı kay. 0.5-6 ^{mm} /sn		
	Mikropulsasyonlar	0.1 %	hızlı kay. 6 ^{mm} /dak.	0.05 %/s/mm	
	dev pulsasyonlar ani olaylar	10 % 20 %	standart 15-20 ^{mm} /h	1 %/mm x,y 0.1 %/mm z	
	↔ kroşeler ↔	20 %			
	↔ mağnetik körtzler ↔	100 %			
	günlük değişimler	30 %			
	↔ fırtına ani etkileri ↔	10 %			
	↔ 27 günlük olaylar ↔				
	↔ yıllık değişimler ↔	10 %			
↔ 11 yıllık güneş lekeleri etkisi ↔					
↔ seküler değişimler ↔	25 %/yl				
					Normal 2-5 %/mm
				Fırtına 30-50	

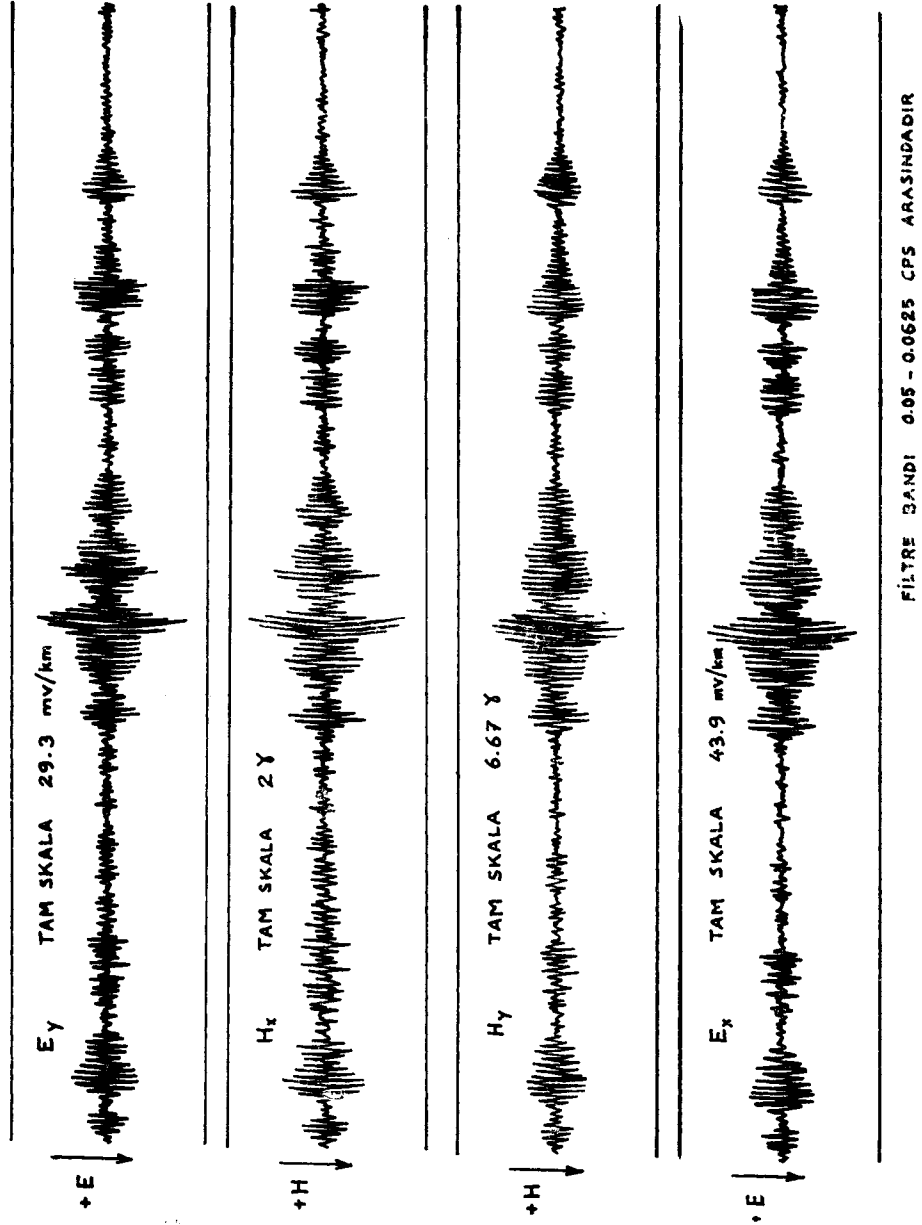
Şekil : 1 — Yerin mağnetik alanının zamana bağlı değişimleri, (Whitham, 1960)

Deri olayına göre belli bir frekanstaki elektromağnetik alan bir ortam içine doğru ilerliyorsa nüfuz derinliği,

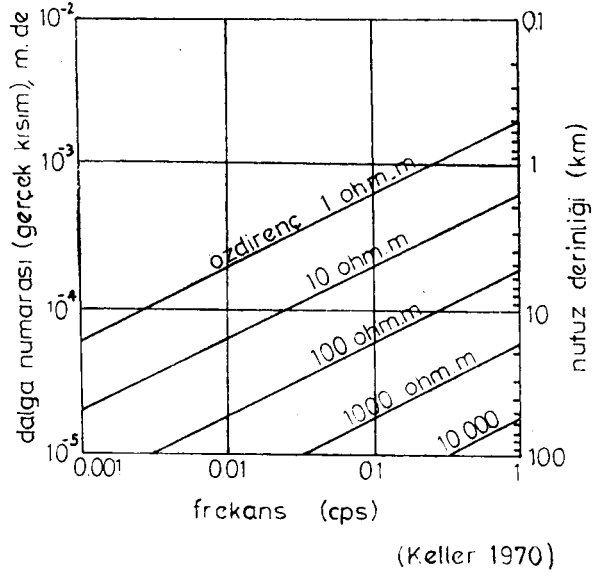
$$d_n = \left(\frac{2}{\omega \mu \sigma_1} \right)^{1/2}$$

formülü ile verilir. Burada μ , mağnetik geçirgenlik olup yer kabuğu için sabit kabul edilebilir. Görüleceği gibi bir elektromağnetik dalganın, iletkenliği σ_1 olan ortam içinde yayılabileceği derinlik dalganın frekansına bağlı olmaktadır. Şekil 3 de çeşitli frekanslarda, elektromağnetik dalgaların yerküre içine nüfuz derinliği görülmektedir.

Halbuki araştırmalar doğal elektromağnetik alanın veya daha çok kullanılan ismi ile mağnetotelirik alanın geniş bir frekans bandına sahip oldukça alçak frekanslı dalgardan meydana geldiğini göstermektedir. Şu halde yeryüzünde yani boşluk-yerküre sınırında her frekans için mağnetotelirik alanın empedansı hesaplanabilirse bu bize o frekanstaki dalganın nüfuz ettiği derinliğe kadar olan ortamın iletkenliği hakkında fikir verecektir. Çeşitli frekanslar için yapılacak bu tür bir analiz, bizim bir seri görünür iletkenlik değeri bulmamızı sağlayacaktır. Yatay tabakalı bir ortam sınırında yapılacak ölçülerle elde edilecek görünür iletkenlik eğrilerinden hareketle ortamı meydana getiren tabakaların iletkenliklerinin ve kalınlıklarının bulunması ikinci bölümde açıklanmaktadır.



Şekil : 2 — Yerin doğal elektrik ve mağnetik alanlarındaki değişimlerin beşzerliği,
(Smith ve diğ. , 1961).



Elektromagnetik alanlar için (km) cinsinden
nüfuz derinliği

f (cps)	iletkenlik (mho m ⁻¹)					T (sn)
	10	10	10	1	10	
1	15.9	5.0	1.59	0.5	0.16	1
10 ⁻¹	50.	15.9	5.0	1.59	0.5	10
10 ⁻²	159.	50.	15.9	5.0	1.59	10 ²
10 ⁻³	503.	159.	50.	15.9	5.0	10 ³
10 ⁻⁴	1590.	503.	159.0	50.	15.9	10 ⁴
10 ⁻⁵		1590.	503.	159.	50	10 ⁵
10 ⁻⁶			1590	503.	159.	10 ⁶
	1000	100	10	1	0.1	
	özdirenc (ohm.m)					

(Madden ve diğ., 1969)

Şekil : 3 — Elektromagnetik dalgaların değişik frekanslar için yerküre içine nüfuz derinlikleri, (Keller, 1970; Madden ve diğ., 1969)

Mağnetotelürik Alanın Kaynağı :

Yerin doğal elektromağnetik alanının mağnetosferde ve onun sınırlarında meydana gelen Alfvén dalgalarının ionosferdeki dinamo etkisi ile ve yerin mağnetik alanına kapılan iyonize partiküllerin hareketleri ile veya ayrıca mağnetosferik elektrik alanları tarafından meydana getirildiği hakkında birçok emareler vardır, (Madden ve Swift, 1969). Hesaplarımız sırasında kaynağın ionosferde veya daha uzakta bulunduğu ve elektromağnetik dalgalanmanın yeryüzüne bir düzlem dalga şeklinde ulaştığı kabul edilecektir. İstasyon kaynağa uzaksa, incelenen dalgalar çok uzun periyotlu değilse — ay veya yıl mertebesinde— ve dalganın geliş açısı küçükse bu kabulün geçerliği artar. Bir kaynak sabitinin işin içine girmesi veya birkaç kaynağın aynı anda mevcut olabilmesi aslında teorik çözümlü biraz daha zorlaştırırsada araştırmalar sırasında yapılan bu kabulün genellikle geçerli olduğu görülmüştür.

TEORİ :

Kullanılan Semboller :

ω	: açısal hız
i	: $\sqrt{-1}$
μ	: mağnetik geçirgenlik (permeabilite)
ϵ	: dielektrik sabiti
c	: öziletkenlik
\vec{H}	: mağnetik alan şiddeti
\vec{B}	: mağnetik indüsyon ($\vec{B} = \mu \vec{H}$)
\vec{E}	: elektrik alan şiddeti
\vec{D}	: elektrik yerdeğiştirme ($\vec{D} = \epsilon \vec{E}$)
$\vec{\nabla} \wedge \vec{A}$: A'nın rotasyoneli
$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$: A'nın diverjansı
∇^2	: laplasiyen

«n» Yatay Tabakalı Ortamda Empedansın Çözümü :

İçinde serbest elektrik yükü bulunmayan iletken bir ortamda Maxwell denklemleri;

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 ; \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 ; \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (4)$$

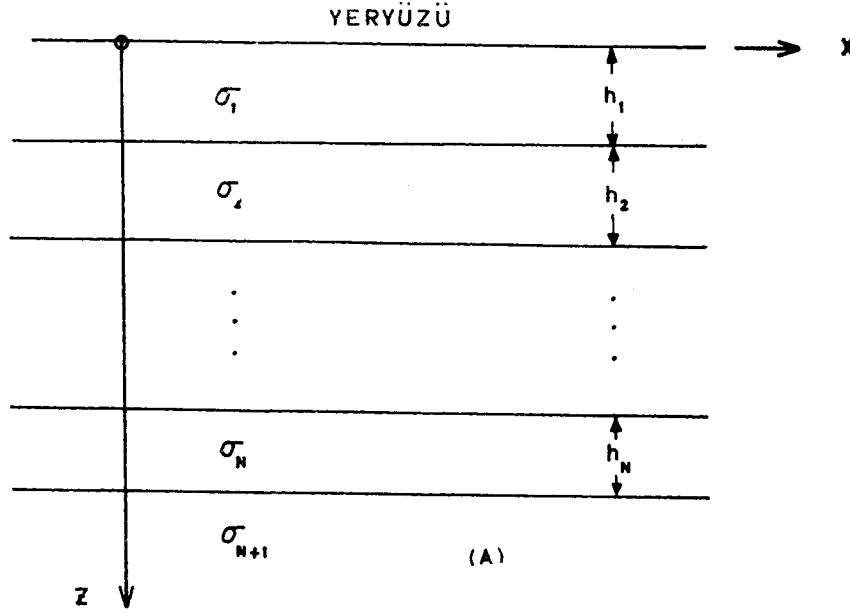
şeklinindedir. Seçilen ortam içinde yayılan monokromatik bir elektromağnetik dalga

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (5)$$

bağıntısını sağlayacaktır. Konumuzu teşkil eden mağnetotelürük alan büyük bir yaklaşıklıkla polarize bir elektromağnetik alan olup yerin n sayıda yatay tabakalı ortamı içine doğru ilerlemektedir. Tabakaları elektrik özellikleri açısından homojen ve tabaka sınırını teşkil eden yüzeyleri düzlem kabul edelim. Ele alınan ortam Şekil 4 de görülmektedir. Hesaplamalar sırasında yerkabuğunu teşkil eden maddelerin mağnetik permeabilitesi sabit ve boşluğun permeabilitesi μ_0 a eşit alınacaktır. İlâve olarak ortam içinde ilerliyen alçak frekanslı bir elektromağnetik dalga'nın meydana getireceği yerdeğiştirme akımı ortaya çıkacak iletkenlik akımı yanında çok küçük kalacağından ihmal edilmektedir. Bu durumda (5) formülü

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (5b)$$

şekline girecektir.



Şekil : 4 — Yatay tabakalı ortam modeli.

Yeraltının homojen olması hali için, kaynağın uzak olduğu ve doğal elektromağnetik alanın yeryüzüne dik olarak ulaştığı gözönünde tutularak, koordinat eksenleri uygun yönlerde seçilirse

$$E_x = |\vec{E}| \quad ; \quad E_y = 0 \quad ; \quad E_z = 0$$

olması sağlanabilir. Bu durumda elektrik alan vektörünü

$$\vec{E} = \vec{i} E_x(z, t)$$

şeklinde yazabiliriz. E_x hem derinlikle, hem de zamana bağlı olarak değiştiğinden

$$E_x(z, t) = A Z(z) T(t)$$

şeklinde iki fonksiyonun çarpımına eşittir. Zamana bağlılığı $T(t) = e^{i\omega t}$ şeklinde ifade edersek

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = A Z(z) (i\omega) e^{i\omega t} = i\omega E_x(z, t)$$

olur. Bu sonuç (5 b) formülünde yerine konursa

$$\nabla^2 E_x = i \omega \mu \sigma E_x$$

elde edilir. Burada $i \omega \mu \sigma$ yerine γ^2 dersek ve formülün sol tarafını açık bir şekilde yazarsak

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \gamma^2 E_x \quad (6)$$

şekline girer. Bu durumda E_x elektrik alan vektörünün ifadesi

$$E_x = (A e^{-\gamma z} + B e^{\gamma z}) e^{i \omega t}$$

dir. H_y mağnetik alan vektörü içinde benzeri bir ifade yazılabilir. Gerçekte yerküre içine ilerliyen bir elektromağnetik dalganın enerjisi gittikçe azalır ve $z = \infty$ için sıfır olur. Bu sebeble $e^{\gamma z}$ in katsayısı sıfıra eşit alınır. Bu durumda elektrik ve mağnetik alan bileşenleri

$$E_x = E_m e^{-\gamma z + i \omega t} \quad (7 a)$$

$$H_y = H_m e^{-\gamma z + i \omega t} \quad (7 b)$$

şeklinde ifade edilir.

$\vec{E} = i E_x$ ve $\vec{H} = j H_y$ olduğundan 2. Maxwell denklemi

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (8)$$

şeklinde yazılabilir. Türevlerin değerleri ise

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\gamma E_m e^{-\gamma z + i \omega t} = -\gamma E_x$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = i \omega H_m e^{-\gamma z + i \omega t} = i \omega H_y$$

olup, (8) de yerlerine konursa

$$-\gamma E_x = -i \omega \mu_0 H_y$$

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{i \omega \mu_0}{\gamma}$$

yazılır. γ nın açık ifadesi yerine konur ve gerekli sadeleştirmeler yapılırsa yerin içine doğru yayılan bir elektromağnetik dalganın empedansı

$$Z = \frac{E_x}{H_y} = \left(\frac{i \omega \mu_0}{c} \right)^{1/2}$$

bulunur. Yeraltı homojen değilse «n» tabakadan oluşmuş ise formüldeki σ yerine yeraltının görünür iletkenliği σ_a yazılır,

$$\frac{E_x}{H_y} = \left(\frac{i \omega \mu_0}{\sigma_a} \right)^{1/2} \quad (9)$$

veya iletkenlik yerine görünür özdirenç kullanırsak

$$\frac{E_x}{H_y} = (i \omega \mu_0 \rho_a)^{1/2}$$

buradan

$$\rho_a = \frac{1}{\omega \mu_0} \left[\frac{H_y}{E_x} \right]^2 \quad (10)$$

bulunur. Şu halde empedans değerine bağlı olarak görünür öz direncin veya görünür iletkenliğin hesaplanması mümkündür.

İleriyen bir elektromagnetik alanın iki farklı ortam içindeki teğetsel bileşenleri tabakaları teşkil eden sınırdaki birbirine eşit olacağından

$$\begin{bmatrix} H_{m-1,y} = H_{m,y} \\ E_{m-1,x} = E_{m,x} \end{bmatrix} Z_m$$

veya 1. Maxwell denkleminden yararlanarak

$$E_{m,x} = -(\sigma_m)^{-1} \frac{\partial H_{m,y}}{\partial z}$$

koymak suretiyle sadece magnetik alan cinsinden

$$\begin{bmatrix} H_{m-1,y} = H_{m,y} \\ (\sigma_{m-1})^{-1} \frac{\partial H_{m-1,y}}{\partial z} = (\sigma_m)^{-1} \frac{\partial H_{m,y}}{\partial z} \end{bmatrix} Z_m$$

yazılabilir. Yeryüzünden başlayarak sırasıyla her ortam sınırındaki elektromagnetik alan empedansı hesaplanırsa yeryüzündeki Z empedansını bulmak mümkündür. n tabakalı

ortam için $\sigma_a = \frac{\sigma_1}{Q_1^2}$ yazılırsa (9) formülü

$$Z = \left(\frac{i \omega \mu_0}{\sigma_1} \right)^{1/2} Q_1 \left(\sqrt{\sigma_1 \mu_0 \omega} h_1 ; \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \dots \frac{\sigma_n + 1}{\sigma_1} ; \frac{h_1}{h_2} \dots \frac{h_{n-1}}{h_n} \right)$$

şeklini alır. Burada

$$Q_1 = \frac{(\sigma_2/\sigma_1)^{1/2} + Q_2 \operatorname{th} [(i \omega \mu_0 \alpha_1)^{1/2} h_1]}{Q_2 + (\sigma_2/\sigma_1)^{1/2} \operatorname{th} [(i \omega \mu_0 \alpha_1)^{1/2} h_1]} \quad (11)$$

$$Q_n = \frac{Q_{n+1} + (\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} \operatorname{th} [(i \omega \mu_0 \alpha_n)^{1/2} h_n]}{(\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} + Q_{n+1} \operatorname{th} [(i \omega \mu_0 \alpha_n)^{1/2} h_n]}$$

$h_{n+1} \rightarrow \infty$ için $Q_{n+1} = 1$ olmaktadır (Wait, 1962). Tek tabakalı ortam için $Q_1 = 1$ olacağından

$$Z = \left(\frac{i \omega \mu_0}{\sigma_1} \right)^{1/2} ; \dots ; \dots$$

olur.

Daha evvelki bölümde açıklandığı gibi magnetotelürik alan yerküre etrafında yeralan doğal bir elektromagnetik alanın ismidir. Elektromagnetik dalgalar için geçerli olan bu çözümler uygun kabuller yapılarak ve büyükbir doğrulukla yerin magnetotelürik alanı için de geçerli olmaktadır. Yeryüzünde magnetotelürik alanın elektrik ve magnetik alan bileşenlerini uygun yöntemler kullanarak kaydetmek mümkündür. Birbirine dik doğrultularda kaydedilen bu E_i elektrik ve H_i magnetik alan bileşenlerini (10) bağıntısına göre

değerlendirerek çeşitli frekanslar için bir seri görünür özdirenç hesaplanır. Deneysel olarak bulunan bu görünür özdirenç eğrisi, (11) formülünü kullanarak çeşitli yeraltı modelleri için hesaplanan empedans değerleri ile kıyaslanır. Böylece deneysel bulgulara en uygun sonucu veren yeraltı modeli tesbit edilebilir.

Empedans hesabına ait akış diyagramı :

(11) formülünde kompleks bir nicelik olan Q,

$$Q = |Q| e^{i\Phi}$$

şeklinde düşünülürse «n tabakalı bir ortam için» Q'nun modülünü ve fazını (Φ) nümerik olarak hesaplamak mümkün olur. Bu hesap sırasında σ_1 ve h_1 modele göre belli olduğundan değişken aslında sadece frekans olacaktır. Ancak Q nun modülünü ve Φ faz açısını $(\sigma_1 \mu_0 \omega)^{1/2} h_1$ değerinin fonksiyonu olarak hesaplamak ileride yapılacak değerlendirmeler için kullanışlı olmaktadır.

$$\text{th}[(i\sigma_n \mu_0 \omega)^{1/2} h_n] = |T_n| e^{i\theta_{T_n}}$$

dönüşümünü (11) de yerine koyarsak Q_n aşağıdaki gibi ifade edilir

$$Q_n = \frac{|Q_{n+1}| e^{i\theta_{Q_{n+1}}} + (\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} |T_n| e^{i\theta_{T_n}}}{(\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} + |Q_{n+1}| e^{i\theta_{Q_{n+1}}} |T_n| e^{i\theta_{T_n}}}$$

burada gerekli işlemler yapılarak Q'nun modülü,

$$|Q_n| = \left[\frac{|Q_{n+1}|^2 + (\sigma_{n+1}/\sigma_n) |T_n|^2 + 2(\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} |Q_{n+1}| |T_n| \cos(\theta_{Q_{n+1}} - \theta_{T_n})}{(\sigma_{n+1}/\sigma_n) + |Q_{n+1}|^2 |T_n|^2 + 2(\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} |Q_{n+1}| |T_n| \cos(\theta_{Q_{n+1}} + \theta_{T_n})} \right]^{1/2} \quad (12)$$

formülü kullanılarak bulunur. θ faz açısı ise,

$$\theta_n = \arctg \frac{|Q_{n+1}| \sin \theta_{Q_{n+1}} + (\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} |T_n| \sin \theta_{T_n}}{|Q_{n+1}| \cos \theta_{Q_{n+1}} + (\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} |T_n| \cos \theta_{T_n}} - \arctg \frac{|Q_{n+1}| |T_n| \sin(\theta_{Q_{n+1}} + \theta_{T_n})}{(\sigma_{n+1}/\sigma_n)^{1/2} + |Q_{n+1}| |T_n| \cos(\theta_{Q_{n+1}} + \theta_{T_n})} \quad (13)$$

olarak bulunur. Burada,

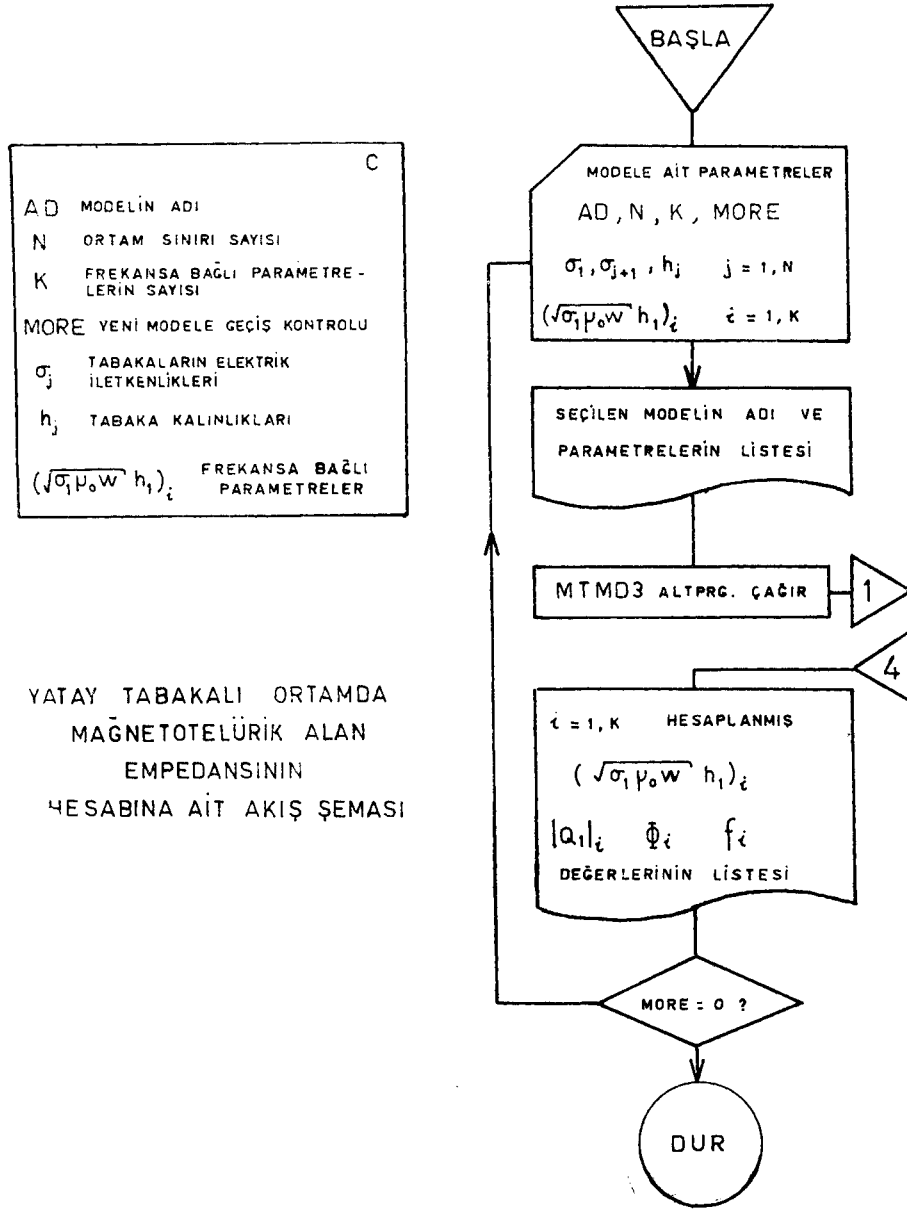
$|Q_i|$; Q_i kompleks niceleklerin modülü

θ_{Q_i} ; Q_i kompleks niceliklerin fazı

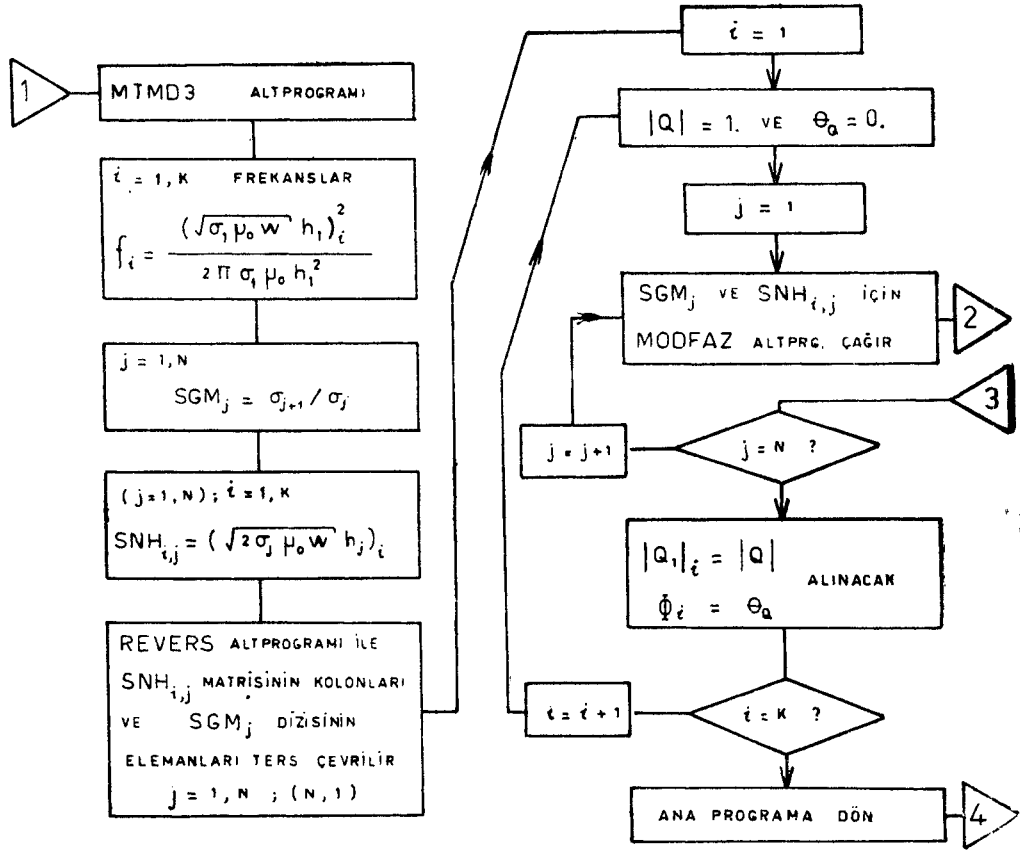
$|T_i|$; kompleks argümana sahip th fonksiyonunun modülü

θ_{T_i} ; kompleks argümana sahip th fonksiyonunun fazıdır.

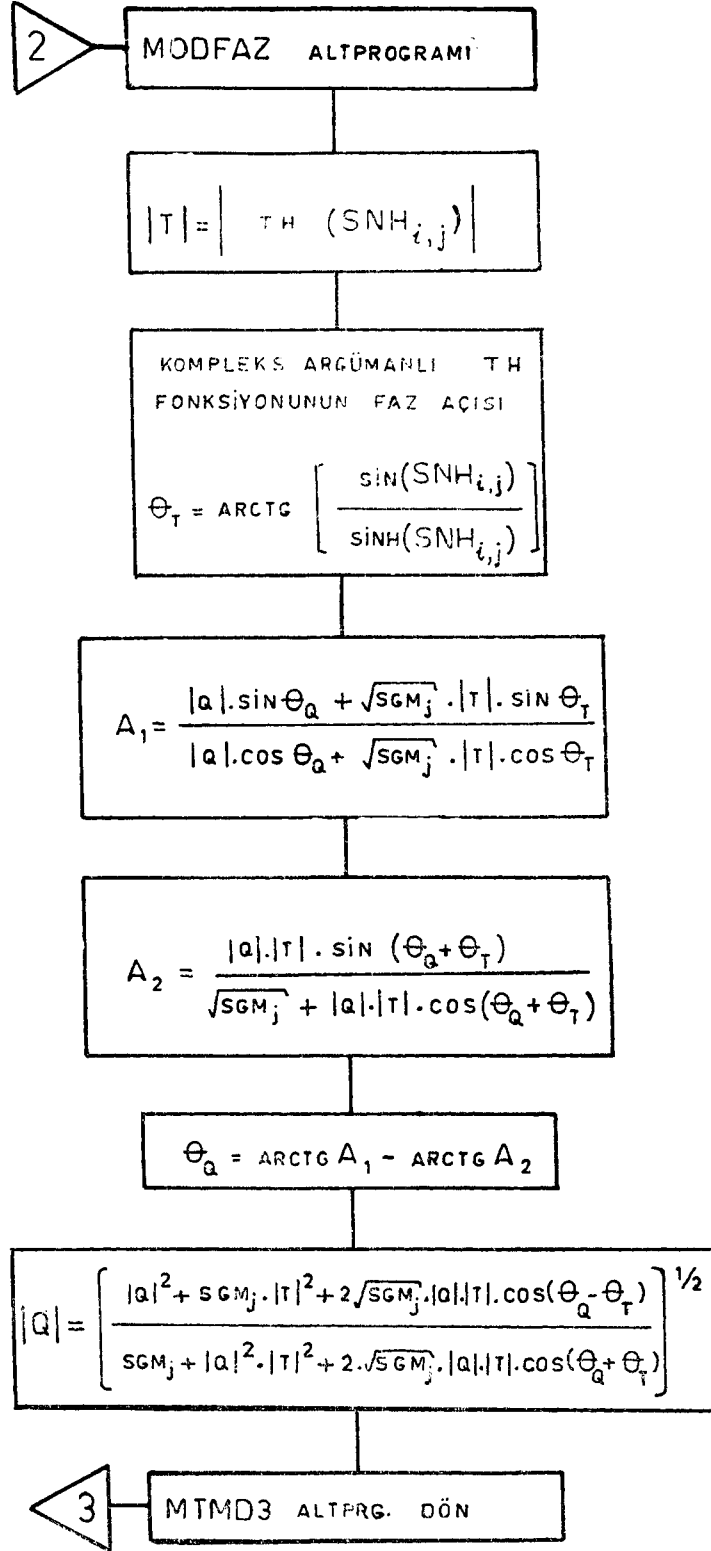
Elektromağnetik dalganın empedansının hesaplanabilmesi için gerekli olan Q niceliğinin modülü ve fazının bulunması gayesi ile hazırlanan programın akış şeması Şekil 5 a, 5 b ve 5 c de görülmektedir.



Şekil : 5 a — Yatay tabakalı ortamda mağnetotelürük alan empedansının hesabı.



Şekil : 5 b — Yatay tabakalı ortamda mağnetotelürik alan empedansının hesabı.



Şekil : 5c — Yatay tabakalı ortamda magnetotelirik alan empedansının hesabı.

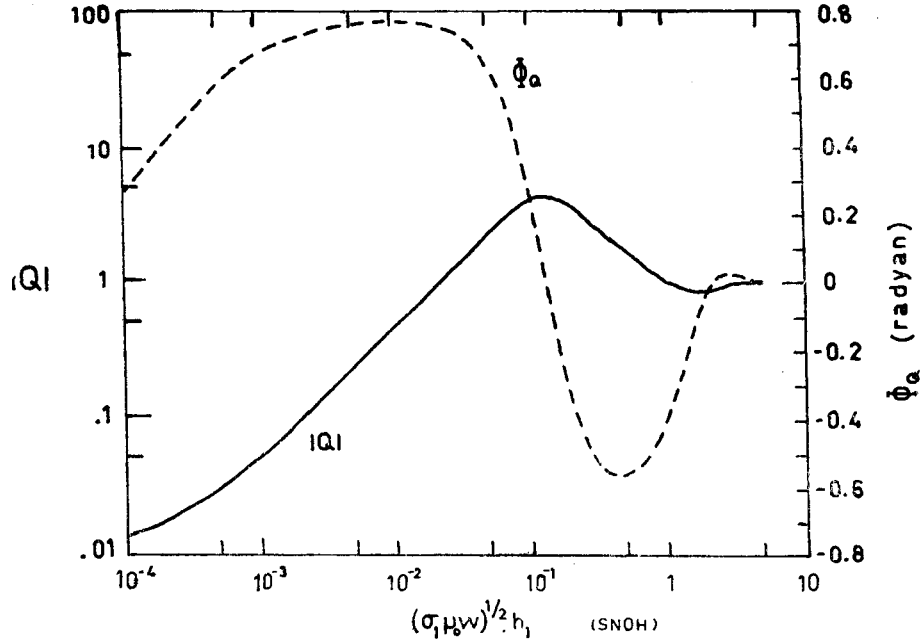
SONUÇLAR

Çeşitli Modeller İçin Hesaplanan $|Q|$ ve Faz Eğrileri :

Şekil 5 de verilen akış şemasına göre yazılan MTMD4 programını kullanarak çeşitli modeller için Q nun modülünü ve fazını hesaplamak mümkün olmaktadır. Seçilen üç örnek için bulunan sonuçlar sırasıyla Şekil 6, 7 ve 8 de görülmektedir. Herbir modelin hesaplanması için geçen zaman modern hesap makineleri kullanıldığında oldukça kısa olup 2-3 saniye civarındadır. Model seçiminde alınan tabaka sayısının teorik olarak sınırı yoktur. Ancak ortamların iletkenlik farkları az ise veya bazı tabakalar çok ince ise buğların sonuçlar üzerindeki etkisini gözlemek güç olmaktadır.

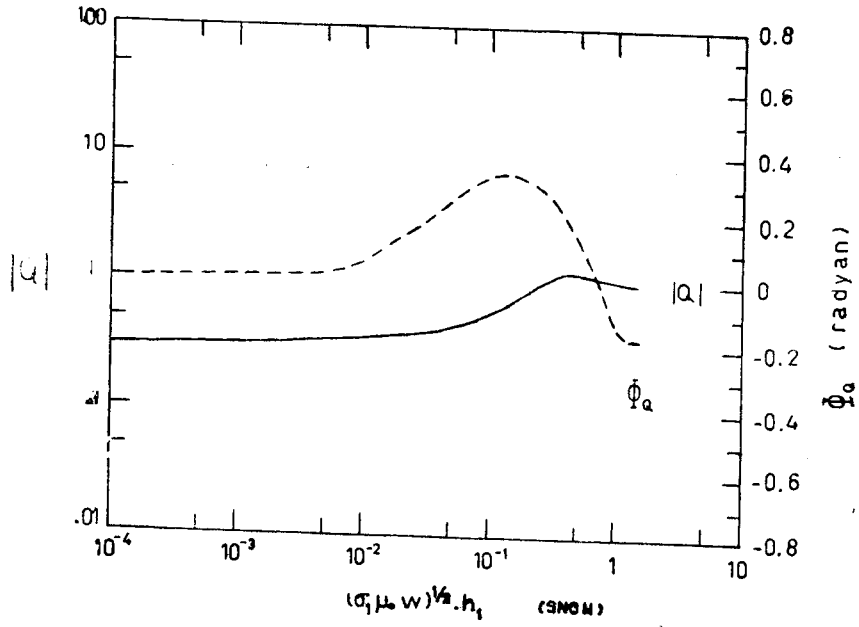
ÜÇ YATAY TABAKALI ORTAM İÇİN MAGNETOTELÜRİK MODEL

σ (mho.m ⁻¹)	h (km)
10^{-2}	0.2
10^{-4}	10.0
10^{+2}	

Şekil : 6 — Üç yatay tabakalı ortam için Q niceliğinin modülü ve fazı.

ÜÇ YATAY TABAKALI ORTAM İÇİN MAĞNETOTELÜRİK MODEL (YERKABUĞU)

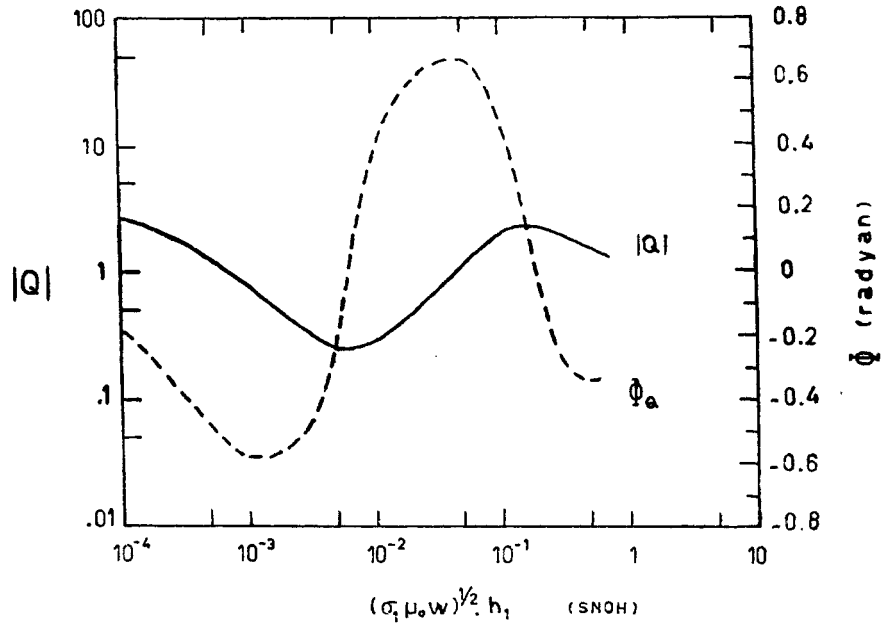
σ (mho.m ⁻¹)	h(km)
10 ⁻³	10.0
10 ⁻⁴	20.0
10 ⁻²	



Şekil : 7 — Üç yatay tabakalı ortam için Q niceliğinin modülü ve fazı.

DÖRT YATAY TABAKALI ORTAM İÇİN MAĞNETOTELÜRİK MODEL

σ (mho.m ⁻¹)	h (km)
10 ⁻³	0.5
10 ⁻⁴	10.0
10 ⁻¹	5.0
10 ⁻⁴	



Şekil : 8 — Dört yatay tabakalı ortam için Q niceliğinin modülü ve fazı.

Model Eğrilerin Kullanılması :

Yeryüzünde kaydedilecek E_x ve H_y değerleri (veya ters indisli değerler) kullanılarak arzulanan frekans bandı için görünür özdirenç değerleri hesaplanır. Deneysel olarak bulunan bu değerleri kullanarak logaritmik kâğıt üzerine $|\rho_a|^{1/2} = f(\omega^{1/2})$ grafiği çizilir. Bu eğri daha evvel seçilen modellere göre hesaplanmış $|Q|$ eğri grubu ile karşılaştırılır ve hangisine uygun olduğu tesbit edilir. Metodun bundan sonraki kısmı bir uygulamalı jeofizik metodu olan elektrik özdirenç sondajını andırır (Ergin, 1973). Örneğin iki tabakalı bir ortama ait modelden hesaplanan en uygun $|Q|$ eğrisi ile deneysel $|\rho_a|^{1/2}$ eğrisinin çakıştığı durumda ordinatlar R, apsisler S kadar farklı olacaktır. Bu durumda

$$\sigma_1 = R^2$$

$$h_1 = S/(\mu_0 \sigma_1)^{1/2}$$

bulunur. Modeliğin seçimindeki σ_2/σ_1 oranı ise σ_2 yi hesaplamamıza yardım edecektir.

Sonuç olarak, yerin mağnetotelürük alanını yerin içine doğru ilerleyen elektromagnetik dalgalar şeklinde düşünerek; yatay tabakalı bir ortamdaki davranışı, ortamın elektrik özel-

liklerine bağlı olarak hesaplanabilmektedir. Böylece arazide yapılan deneylerle bulunan görünür öz direnç eğrilerini çeşitli modeller için bulunacak sonuçlarla kıyaslayarak değerlendirmek mümkün olmaktadır.

TEŞEKKÜR : Bu çalışmayı yöneten sayın hocam Prof. Dr. Kâzım Ergin'e ve nümerik hesapların yapılabilme olanağını sağlayan İTÜ Elektronik Hesap Bilimleri Enstitüsüne teşekkürü borç bilirim.

Ayrıca, çalışmamı açıkladığım 3. Jeofizik Bilimsel ve Teknik Kongresinin düzenleyicisi olan Türkiye Jeofizikçiler Derneğine teşekkür ederim.

YARALANILAN KAYNAKLAR

- Barlow, W. H. , 1849; On the spontaneous electrical currents observed in the wires of the electric telegraph. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 139, 61.
- Cagniard, L. , 1953; Basic theory of the magneto - telluric method of geophysical prospecting. Geophysics, 18, 3, 605 - 635.
- Clement, K. T. , 1860; Das Grosse Nordlicht in der nacht zum 29 Aug. 1859 und die Telegraphenverwirrung in Nord - Amerika und Europa. Hamburg, 121 p.
- Ergin, K. , 1973; Uygulamalı Jeofizik. İTÜ Ktph. No. 935, İstanbul.
- Gish, O. H. ve W. J. Roney, 1928; on earth - current observations at Watheroo magnetic observatory 1924 - 1927. Terr. Magn. , 33, 79 - 90.
- Gish, O. H. ve W. J. Rooney, 1930; Results of earth - current observations at Huancayo magnetic observatory 1927 - 1929. Terr. Magn. , 35, 213 - 224.
- Kato, Y. ve T. Kikuchi, 1950; Sci. Rep. Tôhoku Univ. Ser. V. Geophysics, 2, 139,
- Keller, G. V. , 1971; Natural - field and controlled - source methods in electromagnetic exploration. Geoexploration, 9, 2 - 3, 99 - 147.
- Lloyd, H. , 1861; On earth - currents and their connexion with the diurnal changes of the horizontal magnetic needle. Trans. Roy. Irish Acad. , 24, 115 - 141.
- Madden, T. R. ve C. M. Swift Jr. , 1969; Magnetotelluric studies of the electrical conductivity structure of the crust and upper mantle. The Earth's Crust and Upper Mantle, Am. Geophys. Union, 469.
- Rikitake, T. , 1950; Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ. , 28, 45 - 219.
- Rikitake, T. , 1951; Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ. , 29, 61 - 271.
- Smith, H. W. ve diğ. , 1961; Directional properties and phase relations of the magneto - telluric fields at Austin, Texas. J. Geophys. Res. , 66, 3, 879.
- Tikhonov, A. N. , 1950; Determination of the electrical characteristics of the deep strata of the earth's crust. Akad. Nauk USSR Doklady, 73, 2, 295 - 301.
- Wait, J. R. , 1962; Theory of magneto - telluric fields. J. Res. NBS, 66 D (5), 509 - 541.
- Walker, C. V. , 1861; On magnetic storms and earth - currents. Phil. Trans. London. , 89 - 131.
- Whitham, K. , 1960; Measurements of the geomagnetic elements. Methods and Techniques in Geophysics, New York, 109 - 167.