T.C.

İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

VLF YÖNTEMİNDE MODELLEME

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ferhat ÖZÇEP

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

(Yerfiziği Programı)

Danışman: Prof.Dr. O. Metin İLKIŞIK

OCAK-1994

ÖNSÖZ

VLF radyo dalgalarından iletişim (telekominikasyon) amacıyla yararlanma 1900'lü yıllarda başlar. Ancak bu dalgaların yer içinin fiziksel özelliklerini belirlemeye yönelik kullanımı yüzyılın ikinci yarısıdır. VLF yönteminin jeofizikçiler için; maden ve su araştırmalarından mühendislikte zemin ve kaya ortamı incelemelerine, arkeolojik araştırmalardan yerel tektonik problemlere ve günümüzde çevre sorunlarına kadar oldukça geniş bir uygulama alanı vardır.

Ülkemiz için oldukça yeni bir jeofizik yöntemi olan VLF yöntemi, kuramsal ve uygulamalı (model çalışmaları) yönüyle ağırlıklı olarak incelenmiştir.

Çalışmalarımda yönlendirici olan danışmanım Prof.Dr. O.Metin İlkışık'a , eşim jeofizik mühendisi Tazegül Aras Özçep'e ve yazım konusundaki önemli yardımları için Ar.Gör. Mümtaz Hisarlı'ya teşekkür etmek isterim.

İÇİNDEKİLER

ÖZ

VLF Yönteminde Modelleme

Bu çalışmada, VLF radyo dalgaları yönteminin ilkeleri incelenmiştir. Bu amaçla; verici kaynağı oluşturan antenler, radyo dalgalarının özellikleri, yayınımı, düzlem EM dalga ve yerdeğiştirme akımlarının etkileri ele alınmıştır. İkinci bölümde VLF yönteminde modelleme konusu analitik ve sayısal olarak incelenmiştir. Bazı basit modellerin irdelenmesi yanısıra arazi ölçümlerinde alınan örneklerin yorumlanması da yapılmıştır.

VLF yöntemi ile ana kaya üzerindeki üst katmanın elektrik özelliklerinin değişimleri oldukça etkili olarak haritalanabilir. Bu özelliklerdeki değişimlere bağlı olarak ta bir çok mühendislik ve bilimsel çalışmada bu yöntem kullanılabilir.

ABSTRACT

Modeling Techniques in VLF Methods

In this study, principles of VLF (Radio Waves) methods was investigated. For this aim, antennas as a source , properties of radio waves, plane electromagnetic wave, and influence of dielectri currents was studied. Some simple models such as dike, sphere, fault ets. was discussed, and some samples which are measured in Akyazı Turkey (İlkışık ve Bayrak, 1993) was interpretated.

VLF method could be use in investigation of the electrical properties of overburden very effectly. This technique can also be use in engineering geophysics projects.

NOTASYON LİSTESİ

Simge	SI Birim	Nicelik
B	T: weber/m^2	Manyetik İndüksiyon
D	kulon/m^2	Elektrik Yerdeğiştirme
c	m/sn	Işık hızı
d	m	Nüfuz derinliği
E	$V.m^{-1}$	Elektrik alan şideti
E_θ	$V.m^{-1}$	Küresel koordinatlarda yatay düzlem (θ) boyunca değişen elektrik alanı
f	Hertz	Frekans
H	$A.m^{-1}$	Manyetik alan şiddeti
H_ϕ	$A.m^{-1}$	Küresel koordinatlarda ϕ yönünde değişen manyetik alan
h ya da l	m	Dipol boyu ya da pratikte anten yüksekliği
$\vec{i},\vec{j},\vec{k}$		Birim vektörler
I	Amper	Elektriksel Akım
J	Amper/m^2	Akım yoğunluğu
K		Filtre katsayısı
k		EM dalganın yayınım sabiti
n		Yatay tabakalı ortamda tabakayı tanımlayan indis
P	Watt	Anten yayınım gücü

R .... m .... Yerküre'nin ortalama yarıçapı

r .... m .... Bir radyo dalgası kaynağı ile Alıcı noktası arası uzaklık

$\vec{S}$ .... watt/m^2 .... Poynting vektörü

Q .... Çok katmanlı ortamda tabakalanma ya da düzeltme faktörü

T .... saniye .... Peryod

t .... saniye .... Zaman

Z .... ohm .... Direnti

α .... Dalga eğimi (tilti)

ε .... Farad/m .... Mutlak dielektrik sabiti

ε_0 .... Farad/m .... Boşluğun dielektrik sabiti

ε .... Eliptiklik

ϕ .... Derece .... Faz farkı

$\phi(°)$ .... Derece .... Faz açısı

μ .... Henry/m .... Mutlak manyetik geçirgenlik

λ .... m .... Dalga boyu

μ .... Henry/m .... Mutlak manyetik geçirgenlik

μ_0 .... Henry/m .... Boşluğun manyetik geçirgenliği

π =3.14159 .... Pi sayısı

ρ .... ohm.m .... Özdirenç

ρ_a .... ohm.m .... Görünür özdirenç
$\omega=2\pi f$ .... rd/sn .... Açısal frekans
σ .... Siemens .... Elektriksel iletkenlik
∇ .... Nabla operatörü
$\nabla.\vec{A}$ .... A'nın diverjansı
$\nabla x\vec{A}$ .... A'nın rotasyoneli
θ_o .... Yeryüzeyine gelen bir EM dalganın geliş açısı
θ_1 .... Aynı dalganın kırılma açısı

ŞEKİL LİSTESİ

ÇİZELGE LİSTESİ

I. GİRİŞ

1.1. Tarihçe

Yer'in iç, dış ve yüzey koşullarının zaman ve mekan boyutunda incelenmesi için, Jeofizikçiler yerküre ile iki ayrı türden iletişim kurarlar; tek yönlü ve karşılıklı iletişim.

Tek yönlü iletişimde zaman ve mekan boyutunda değişimler gösteren; yerin çekim alanı, yerin manyetik alanı gibi doğal alanların taşıdıkları bilgilerle yer içinin yapısına ilişkin belirtiler elde edilmeye çalışılır.

Yerküre ile iletişimin bir başka türü olan karşılıklı iletişimde ise, yapay bir kaynakla uyarılan yerin buna tepkisi belirlenir ve tepkinin taşıdığı bilgiler saptanır (Canıtez,1984). Bu ikinci gruba giren radyo dalgalarının yayınımı uzun yıllardır kuramsal ve uygulamalı olarak incelenmektedir (Wait,1962). Uzun dalga ya da VLF radyo yayınları uzun ve ilginç bir tarihe sahiptir. VLF frekans bandında yayın ilk olarak 1910-1912 arasında denenmiştir. Günümüzde denizcilikte haberleşme amacıyla kullanılmaktadır.

Jeofizikte ise VLF yöntemi, çok alçak frekanslı radyo yayınlarını kaynak olarak kabul eden elektromanyetik bir indüksiyon yöntemidir. Kullanılan alıcının türüne göre EM alan bileşenlerinin değişimlerinin veya eğim açısının ölçülmesi ilkesine dayanır. Kaynak olarak 12-30 kHz frekans aralıklarında işleyen haberleşme amaçlı radyo istasyonları kullanılır.

VLF yönteminin ve teoride benzeyen manyetotelürik (MT) yönteminin ayrıntılı açıklaması ve denklemleri sırasıyla Wait (1962) ile Keller ve Frischknecht (1966) tarafından verilir.

Jeofizik açıdan elektromanyetik (EM) kuramın ilkeleri Straton (1940), Wait (1962) ile Lorrain ve Corson (1970)'de bulunabilir. VLF uygulamaları açısından EM ilkeler ise

Crossley (1981)'de açıklanmıştır. Yerdeğiştirme akımlarının etkileri ise Sinha (1977) tarafından ele alınmıştır.

Zamanla periyodik olarak değişen bir manyetik alan etkisi altındaki iletken bir kürenin davranışı Wait (1951) tarafından incelenmiştir. Doğal elektromanyetik alanlar için fay modeli ise d'Ercevile ve Kunetzt tarafından incelenmiştir (1962). VLF yönteminde en çok uygulama sahası bulmuş modellerden biri olarak dayk modeli çeşitli araştırmacılar tarafından analog ve sayısal olarak incelenmiştir (Telford ve diğ.,1976; Saydam,1980; Kaikonen,1980; Sinha,1990 v.d.).

VLF istasyonlarından yayılan sinyaller jeofizik açıdan çeşitli amaçlar için kullanılabilir. Bunlar; maden araştırmaları, yeraltısuyu aramaları veya kirlenme çalışmaları, zemin incelemeleri, iyonosfer çalışmaları, meteorolojik çalışmalar, arkeolojik araştırmalar olarak sıralanabilir.

Bu çalışmada, VLF Radyo Dalgaları yönteminin ilkeleri ağırlıklı bir şekilde incelenecektir. Verci kaynağı oluşturan antenler, radyo dalgalarının genel ve özel yapıları,yayınımı (Hertz Dipolü, Düzlem EM Dalga İndüksiyonu),yer değiştirme akımlarının etkileri ele alınacaktır. Çalışmanın ikinci bölümünde; VLF yönteminde " Modelleme" konusu, anolog ve sayısal olarak hem kuramsal temelleriyle hem de pratikte uygulamalarıyla verilecektir.

1.2.Elektromanyetik Yöntemlere Genel bir Bakış

A. Yapay kaynaklı yöntemler, yeryüzünde uzun bir tele, bir bobine yada geniş bir halkaya (loop) verilen değişken bir akımla bir manyetik alan indüklenebilir. Yayılan manyetik alan içerisinde herhangi bir iletken varsa bu manyetik alana dik yüzeyler üzerinde kapalı halkalar şeklinde girdap (Eddy ya da Foucault) akımları oluşur. Bu akımlar da kendi manyetik alanlarını indüklerler. Yeryüzünde ölçülecek manyetik alan, vericiden gelen alan ve varsa girdap akımlarından akımlarından indüklenen son alananın bileşkesi olacağından birincil alan bozulmaya uğrayacaktır. Genel olarak birincil alan vektörüyle ikincil alan vektörü benzer doğrultuda değildir. Ayrıca, eğer oluşursa birincil alanla ikincil alan arasında faz farkı vardır. Ancak ikincil alanın frekansı ile birincil alanın frekansı eşittir. Genellikle birincil alanla (Hp) ikinci alanın (Hs) genlikleri ve fazları birbirinden farklı olacağından bileşke vektörün ucu boşlukta elips çizer buna "Polarizasyon Elipsi" denir.

$$Hp = A \operatorname{Sin}(\omega t) \quad \text{ve} \quad Hs = B \operatorname{Sin}(\omega t - \phi)$$

olmak üzere elipsin denklemi,

$$\frac{H_p^2}{A^2} + \left(\frac{H_s^2}{B^2}\right).\sin(\phi) = \cos^2\phi \qquad (1)$$

olur. $\phi = \pi/2$ durumunda B Hp − A Hs =0 elde edilir. Bu eşitlik B/A eğimine sahip bir doğrunun denklemini verir. $\pi/2$ için $\tan\pi/2 = \infty$ olması için rs=0 (ϕ = tan wLs/rs) olması gerektiği için bu durum "çok iyi bir iletkene" karşılık gelir, burada wLs indüktanslı iletkenin etkin empedansı ve rs rezistansıdır. ϕ = 0 ise

$$\left(\frac{H_p^2}{A^2}\right) + \left(\frac{H_s^2}{B^2}\right) = 1 \qquad (2)$$

bir daire denklemini tanımlar. ϕ = 0 olduğunda rs $\gg$ wls olduğu için kötü iletkeni simgeler.

Birinci ve ikinci alanlar arasındaki faz farkı:

$\phi p - \phi s$ = arctan (wls/rs)

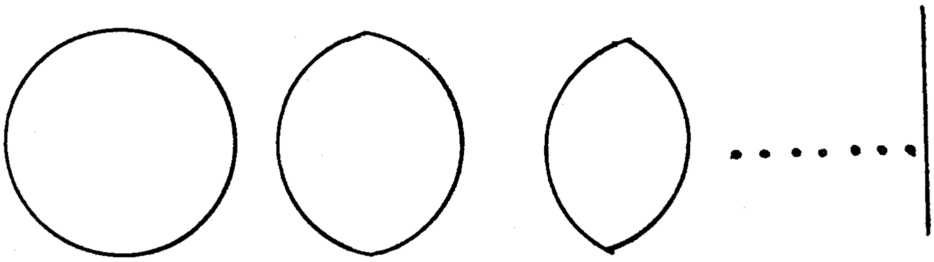
$\phi p - \phi s = \phi$ (Bozucu kütleden ileri gelen faz)

olur.

Yerden yapılan ölçümlerde ölçülen bazı büyüklükler şunlardır;

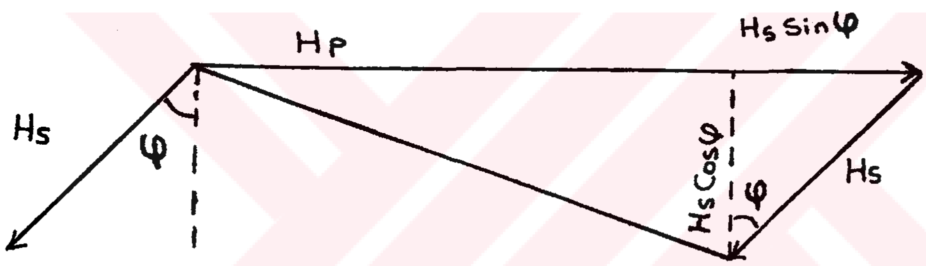
Eğim Açısı (Dip): Polarizasyon elipsinin büyük ekseninin yatayla yapmış olduğu açıdır.

Şiddet ölçüsü : Vericiden yayılan manyetik alanın bir iletken tarafından bozulmaya uğratılması bir kaç ayrı noktada alan şiddetini ölçerek belirlenebilir.



Kötü İletken İyi İletken

Şekil 1. Polarizasyon elipsinin biçimine göre ortamın iletkenlik veya yalıtkanlığı (Özçep, 1991).



Şekil 2. Birincil (Hp) ve İkincil alan (Hs) arasındaki faz ilişkileri (Özçep, 1991)

Faz Bileşenleri : Bileşke manyetik alan biricil ile aynı fazda değildir. İki alan arasındaki faz farkının jeofizik değerlendirmede birinci derecede önemi vardır. Zira ortamın ortalama iletkenliği hakkında ortalama bilgi verir (Öztürk,1986).

Ölçülerin alınma biçimine bağlı olarak elektromanyetik yöntemler

a)Paralel Hat Yöntemi

b) Sabit Verici Yöntemi

c) Shoot-Back Yöntemi

d) VLF Yöntemi

e) Yatay Loop (Halka) Yöntemi

f) Uzun Tel (Oran Bulma) Yöntemi

olarak sınıflanabilir.

B. Doğal kaynaklı yöntemler;

Yeryüzünde yatay olarak dolaşan yer akımlarının bulunduğu çok eskiden beri bilinmektedir (İlkışık,1980). Bunlara telürik akımlar denir.

Yeryüzünde ölçülen manyetik ve elektrik alanların incelenmesine dayanan manyetotelürik yönteminde problem Maxwel denklemlerinin çözümünü gerektirir (İlkışık,1987; Ergin,1985). Bir boyutlu ortam için çözümler Wait (1962), Rokityansky (1982) ile Keller ve Frischnecht (1966) gibi bir çok araştırıcı tarafından verilmiştir.

Meyil (eğim) açısı teknikleri içinde de incelenebilen Afmag yönteminde (yüksek frekanstaki manyetik titreşimler) ise doğal manyetik gürültüler verici olarak kullanılırlar. Bu frekanslarda doğal enerji dağılımı gelişigüzeldir.

Afmag yönteminde kullanılan frekanstaki dalgalar, kaynağı yer ile iyonosfer arasında bulunan çok alçak frekanslı (örneğin 510-150 Hz) sinyallerdir. Bunların kökeni atmosferdeki elektrik boşalımları, yıldırımlar, şimşekler, v.b. dir.

II. MATERYAL VE METOD

2.1. Kaynak Dalga

Bu bölümde VLF radyo dalgalarının atmosfer ve yerkabuğu ortamı içinde kırılmaları ve yansımaları anlatılacaktır.

VLF radyo dalgalarının yayınımı iki ayrı açıdan ele alınabilir. İlki, bir EM kaynağın (antenin) herhangi bir alıcı noktasında oluşturacağı potansiyelden yola çıkarak o noktadaki alan şiddeti değerini hesaplamak, ikincisi ise Maxwell denklemlerinin çözümünü gerektiren düzlem EM dalganın indüksiyonudur.

Yerdeğiştirme akımlarının etkileri ve nufuz derinliği sorunu daha sonra tartışılacaktır.

2.1.1. Antenler ve Radyo Dalgalarının Genel Özellikleri

Zamanla değişen elektrik akım enerjisini elektromanyetik dalga enerjisine dönüştüren veya bunun tersini yapan düzenlere anten denir.

Fizik bakımdan antenler aynı temele sahiptir. Geometrik biçimlerinin farklı olması bunların açıklandığı matematik bağıntıların farklı olmasını yol açar. En basit geometriye sahip antenler, dipol antenler (elektrik dipol, manyetik dipol) ve çok ince bir doğru parçasından ibaret olan "doğrusal" antenlerdir (İdemen,1987).

Elektromanyetik dalgalar ile yapılan araştırmalarda son zamanlarda kullanılan diğer bir yapay kaynak, daha çok hava ve deniz haberleşmesi için geliştirilen frekansı 5-30 kHz arasındaki yüksek güçlü VLF vericileridir. VLF anteni topraklanmış bir kaç yüz metre yüksekliğindeki düşey bir teldir. Anten boyları aslında gönderilen dalga uzunluğundan çok kısadır.

Radyo dalgaları, dalga boylarına (λ)göre aşağıdaki şekilde sınıflandırabilir:

1) Kilometrik Dalgalar: Uzun dalgalar diye adlandırılan (λ>3000 m yada 100 kHz>f) bu dalgalar, gündüz olduğu gibi gece, yazın olduğu gibi kışın da aynı biçimde davranırlar. Büyük uzaklıklara yayım yapılmasını sağlarlar ama yüksek güçlerin (500-1000 kW) kullanılması gerekir. 200-250 m yüksekliği olan bir çok direkle desteklenmiş örtü biçiminde geniş antenler gerektirirler. Jeofizikte EM arama yöntemi olarak kullanılan VLF'de bu tür dalgalar sözkonusudur.

2) Hektometrik Dalgalar: Orta dalgalar (300>λ>2000 m yada 100 >f>1500 kHz) dır. Verici anten çevresinde sınırlı bir alan için yayılma gece ve gündüz aynıdır. uzakta ise gece ve gündüz yayımı arasında büyük bir fark bulunur.

3) Dekametrik Dalgalar: Kısa dalgalar (50 m >λ>10 m yada 6 >f>6 MHz) dır. Bazı koşullarda büyük uzaklıklara düzenli hizmet verilmesini sağlarlar. Dolaylı olarak büyük uzaklıklara ulaşabilirler ama saat ve mevsim koşullarının da rol oynadıklarını unutmamak gerekir.

4) Metrik Dalgalar: Çok kısa dalgalar (10 m>λ>1 m yada 6>f>30 MHz) dır. Ancak doğrudan ulaşımda düzenli bir yayın sağlarlar. Yayın anteni ile alıcı anten arasında hiç bir engel bulunmamalıdır. Çok kısa ulaşımlara karşın bu dalgalar (televizyon, frekans modülasyonu gibi) geniş bandların aktarımlarında kullanılırlar.

Bu tür dalgalardan 1. gruba giren düşük frekanslı olanları (VLF) yer iletkenliğinin araştırılmasında kullanılır.

Yeryüzünde rastgele dağılmış bulunan kaynakların yaratmış olduğu dalgaların yapısı çok basit haller dışında son derece karmaşıktır. Bu karmaşıklık dalgaları yakından tanımlamamızı ve bunlara ilişkin teknik problemlere çözüm bulabilmemizi olanaksızlaştırır. Bununla birlikte kaynaklardan uzaklara gidildikçe bazı terimler diğerleri yanında ihmal edilebilecek kadar küçülürler ve dalgaların oldukça basit görünüm kazanmasına neden olurlar. Bu basit yapı alanın genel ifadesinde "uzak alan" ifadesi olarak adlandırılır (İdemen,1987). Alıcının kaynaktan olan uzaklığı dalga boyundan büyük olduğu durumlar $r>6\lambda$ uzak alan, kaynak alıcı uzaklığının küçük olduğu durumlar $0.6\lambda>r$ yakın alan, $6>r/\lambda>0.6$ olduğu durumlar ise orta alan olarak kabül edilir Ercan, 1985).

2.1.2. Yayınım Ortamı

Bir yayınım noktasından bir algılama noktasına kadar dalgalar üç değişik yörünge izleyebilirler (Şekil 3.) ve bu da üç değişik dalga çeşidinin ayırdedilmesine yol açar:

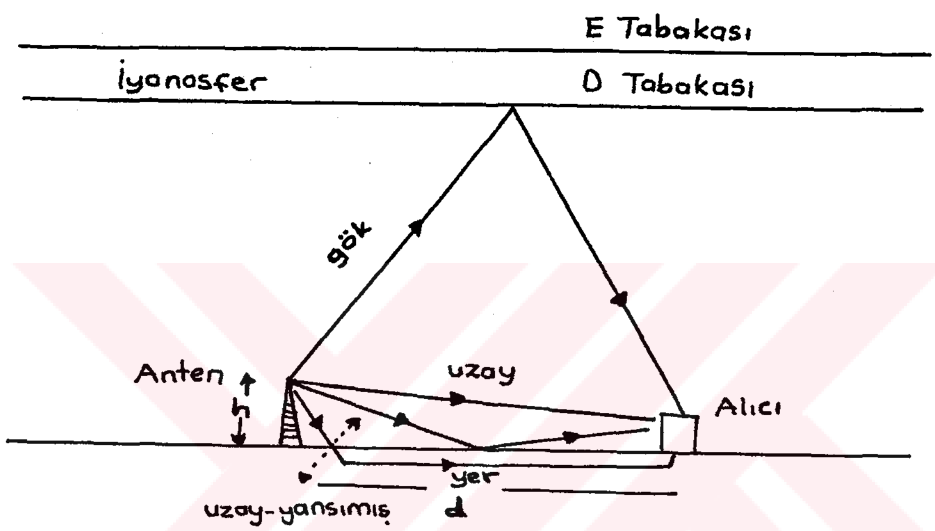
1) **Uzay Dalgası:** İletken bir ortam olmayan aşağı atmosfer elektromanyetik dalga için saydam bir davranış gösterir. Doğru biçiminde bir yörünge izleyerek verici noktasından alıcı noktasına enerji aktarılır. Bazen doğrusal dalga ile topraktan (iletken ortam) yansıyan dalga çakışır. Toprak EM dalga için geçirgen olmayan ortam gibi davranır. Dalga ışığın metal üzerinde yansıması gibi yansır. Bununla birlikte dalganın büyük bir bölümü yansısa bile az bir bölümü toprağa sızar ve soğurulur.

Uzay dalgasından (doğru ve yansıyan dalga) kaynaklanan enerji, dalga boyuna, yansımanın niteliğine ve antenlerin yerden yüksekliğine bağlıdır.

2) **Yüzey Dalgası:** Kırınım (difraksiyon) olayından kaynaklanır. Dalgaların engellerin çevresini dolaşması da bu kırınım sayesinde gerçekleşir. Bu dalgayla (Şekil 3'de yer dalgası) karşılaşılan engelin her noktası ikinci bir kaynak gibi davranır ve kendi çevresinde her doğrultuda yayın yapar. Yüzey dalgası; verici yakınlarında vericinin gücü, dalga boyu, yer iletkenliğine bağlı olarak değişim gösterir.

3) **Gök Dalgası:** Bazı durumlarda başlangıçta gökyüzüne doğru yayımlandığında yukarı atmosferin bazı tabakalarında yansımaya uğrayan bir dalga alınabilir, bu gök dalgasıdır.

Şekil.3'de EM dalganın anten ve alıcı arasındaki olası yayınım yolları görülmektedir. Antenden 50 kmden az uzaklıkta gök dalgası bileşeni önemsemeyebilir. h elektrik dipol antenin yüksekliğini ve d bir alıcıya olan uzaklığı göstermektedir. Yansıma iyonosferik D tabakası (90 km) altından olmaktadır. Uzay ve uzay-yansımış dalgalar h < 0.05 d ise * faz farkı vardır (burada h anten yüksekliği). Gök dalgası yalnız alıcıya olan uzaklık d > 50 km ise görülür Uzay ve uzay-yansımış dalgaları ise bir kaç km'den daha büyük bütün uzaklıklarda kaybolur (Arslanpay,1981; Crossley,1980). Arcone (1979) vericiden 800 km'nin üzerindeki uzaklıklar için ilk gök dalgası "sıçraması"nın (ilk yansıma) VLF alan şiddetinin belirlenmesi için önemli olduğuna işaret etmektedir.



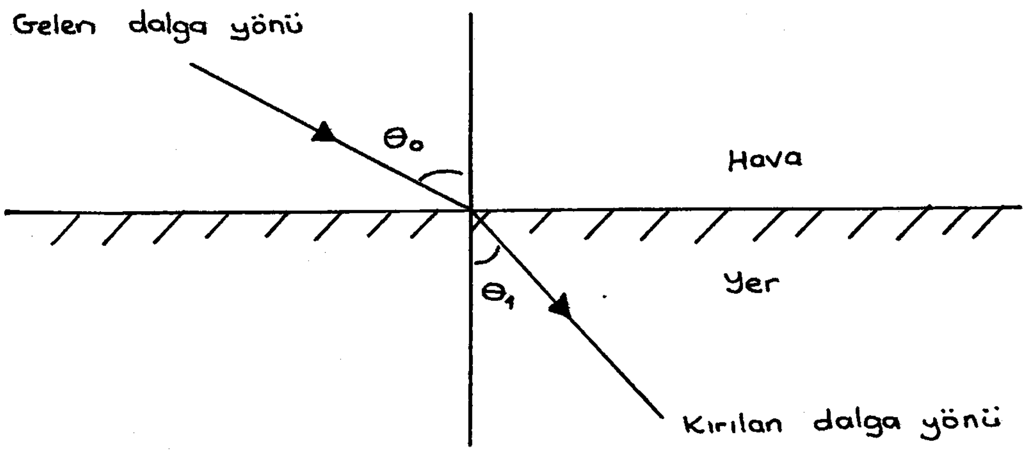
Şekil 3. VLF radyo Dalgaları için olası yayılma yörüngeleri. (Crossley, 1981).

Bir Zenneck dalgası hava yer arayüzeyi üstünde genliğin üstel olarak azalmasıyla karekterize olur. Bu kompleks Brewstr açısı olarak bilinen homojen olmayan düzlem dalga geliş açısına eşdeğerdir. Bu durumda herhangi bir yansımış dalga yoktur ve θ_0 kırılma açısıyla gelen dalga ve θ_1 kırılan dalga arasındaki ilişki,

$\cos\theta_0 = (\mu k_0 / \mu_0 k1) \cos\theta_1$ (3)

olup burada k_0 ve k_1 yayınım sabitleridir. Stratton (1941) gösterir ki yer iletkenliği arttıkça bu durum gelen ve kırılan dalgayı etkiler ve dalgalar giderek paralel ve arayüzeye düşey yayılırlar.

Şekil 4'de kritik açıda gelen dalga ve kırılan dalga sözkonusudur.



Şekil 4. Bir Zenneck yüzey dalgasının yeryüzeyine gelişi ve diğer ortama aktarılışı (Crossley, 1981)

2.1.3. VLF Radyo Dalgasının Yayınımı

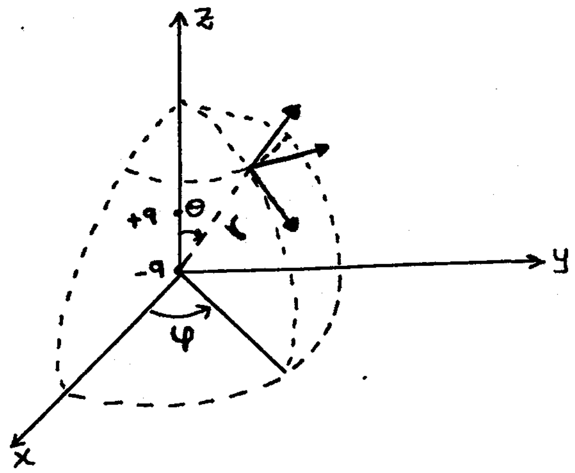
VLF radyo dalgalarının yayınımı, Hertz dipolü ve düzlem elektromanyetik dalga indüksiyonu olarak düşünülebilir. Bu yüzden bu konuların ağırlıklı incelenmesi gerekmektedir.

2.1.3.1. Hertz Dipolü ve İlişkili Kavramlar

Aralarında çok küçük bir l uzaklığı bulunan iki noktaya uygulanmış +q ve −q elektrik yüklerini alalım. Böyle bir düzene Hertz Dipolü adı verilir (Şekil.5). M=ql dipolün momentidir. İki elektrik yükünü birleştiren iletken boyunca akan akım I=dq/dt dir. Elektrik yükleri sinüsoidal değişiyorsa q=Qo Sin ω t aynı şekilde M=Mo Sin ω t ve bu durumda

$$I= \omega Q_o \cos \omega t \qquad (4)$$

yazılır.Maksimum moment ise



Şekil 5. Boşlukta, x y z eksen sisteminin başlangıç noktasındaki bir Hertz dipolü (Ataman, 1975).

$$M_o=\frac{I_o l}{\varpi} \tag{5}$$

dir. Şimdi bu dipolü (x,y,z) koordinat merkezine ve z ekseni boyunca yerleştirelim (Şekil 5). 0 noktasından r uzaklığındaki bir P noktasında oluşacak vektör potansiyelini hesaplayalım (Ataman,1975). Dipolün kalınlığının olmadığı (çok ince telden yapıldığı) kabul edilirse $\vec{A}$ (potansiyel)'yı veren hacim integrali yerine bu dipol boyunca alınan integral konulabilir. Böylece;

$$\vec{A}=1/(4\pi)\int_z \vec{I}((t-\frac{r}{v})/r)dz \tag{6}$$

yazılır. Fakat dipol boyunca akımın değeri değişmediğinden $\vec{A}=I.l/4\pi$ ve I akımını 0_z ekseni boyunca aktığından

Ax = 0, (7a)

Ay = 0, (7b)

$$A_z = \frac{(I_0 l \cos\omega t(t-r/v))}{(4\pi r)} \qquad (7c)$$

olur. Burada l dipolün boyu yada pratikte anten boyu olmak üzere r >> l olduğundan dipol boyunca alınan integralde r'nin değişmediği kabul edilmiştir. öte yandan dipol boşlukta olduğundan v (dalganın yayınım hızı) = c (c =300.000 km/sn) vektör potansiyelinin küresel koordinatlardaki bileşenlerini bulursak,

$$A_r = A_z Cos\theta = \frac{I_0 l \cos\theta}{4\pi r}.[\cos\omega(t-r/c)] \qquad (8a)$$

$$A_\theta = A_z Sin\theta = \frac{-Il\sin\theta}{4\pi r}.[\cos\omega(t-r/c)] \qquad (8b)$$

$$A_\phi = 0 \qquad (8c)$$

olur. öte yandan manyetik alan $\vec{H} = \nabla\vec{A}$ olduğundan bileşenler,

$$H_r = \frac{1}{rSin\theta}[(\frac{\partial}{\partial\theta}(Sin\theta A_\phi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial\phi}] \qquad (9a)$$

$$H_\theta = \frac{1}{(rSin\theta)}\frac{\partial A_r}{\partial\phi} - \frac{1}{r}\frac{\partial(rA_\phi)}{\partial r} \qquad (9b)$$

$$H_\phi = \frac{1}{r}[\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial\theta}] \qquad (9c)$$

yazılır. $A\phi$ = 0 ve Ar ile $A\theta$,ϕ den bağımsız olduklarından iki bileşen sıfıra eşittir. H_r = 0, $H\theta$ = 0 olduğundan, $\partial(rA_\theta)/\partial r$ ve $\partial A_r/\partial\theta$ 'yı hesaplayıp H_ϕ bağıntısında yerine koyarsak;

$$H_\phi=\frac{I_0 l Sin\theta}{4\pi}\left[\frac{\cos\omega(t-r/c)}{r^2}-\frac{\omega Sin\omega(t-r/c)}{rc}\right] \quad (10)$$

elde edilir. Elektrik alanın değeri ise,

$$E=-\nabla V-\mu\partial\vec{A}/\partial t \quad (11)$$

olduğu bilinir (Ataman,1975). P noktasında iletkenlik akımı bulunmadığından;

$$\nabla\vec{H}=\epsilon\left(\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right) \quad (12)$$

olduğu için

$$\vec{E}=\frac{1}{\epsilon}\int\nabla\vec{H}dt \quad (13)$$

olarak hesaplanır. Böylece elektrik alan bileşenleri;

$$E_r=\frac{2I_0 l\cos\theta}{4\pi\epsilon}\left[\frac{Sin(t-r/c)}{\omega r^3}+\frac{Cos(t-r/c)}{r^2 c}\right] \quad (14a)$$

$$E_\theta=\frac{I_0 l Sin\theta}{4\pi\epsilon}\left[\frac{Sin\omega(t-r/c)}{\omega r^3}+\frac{Cos\omega(t-r/c)}{r^2 c}-\frac{\omega Sin\omega(t-r/c)}{rc^2}\right] \quad (14b)$$

$$E_\phi=0 \quad (14c)$$

olarak elde edilir. Eksenel simetri dolayısıyla elde edilen alan ϕ'den bağımsızdır (Ataman,1985). Görüldüğü gibi alanların sırasıyla 1/r, 1/r2, 1/r3 şşeklinde uzaklığa bağımlılık gösteren üç terimin toplamından oluşmaktadır. Bu bileşenlerin anlamları ise;

(1) r ile ters orantılı kısım "ışıma" (radyasyon) alanıdır. Bu terimle ilişkili olan elektromanyetik alan büyük uzaklıklara (binlerce km) yayınım yapar ve gemiler denizaltılar için bir iletişim sistemi kurulmasında kullanılır.

(2) 1/r2 ile orantılı kısma "indüksiyon" alanı denir. Bu

kısım alçak frekanslarda görülen alandır. Antenden en çok 10 km uzaklıklarda önemsenebilir.

(3) r3 ile ters orantılı kısımda ise elektrik alan bileşenlerinde vardır. Bu kısım statik alan olup zamanla değişmeyen yükler dikkate alındığında elde edilen alanın benzeridir. Bütün jeofizik araştırmalarında bu bileşen ihmal edilebilir.

Küçük uzaklıklarda statik alan ve indüksiyon alanı baskındır. Fakat, r> c/w olduğu zaman ışıma alanı daha büyük olur. Bu durumda dipolden yeteri kadar uzaklıkta yalnızca 1/r ile orantılı ışıma alanı (1) bulunacak ve diğerleri bunun yanında ihmal edilecektir. Bu alanın bileşenleri;

$$Er=0 \tag{15a}$$

$$E_\theta=-\frac{\omega I_0 l Sin\theta}{4\pi r c^2 \epsilon} Sin\omega(t-r/c) \tag{15b}$$

$$E\phi=0 \tag{15c}$$

$$Hr=0 \tag{15d}$$

$$H\theta=0 \tag{15e}$$

$$H_\phi=\frac{\omega I_0 i Sin\theta}{4\pi r c} \sin\omega(t-r/c) \tag{15f}$$

olur. Bu durumda dipolün $H\phi$ yayınıma dik yönde $E\theta$ bileşeni vardır. Bunların boşluktaki oranı dalga direntisi (empedansı) olup $\mu_o=1.26x10^{-6}$ ve $\epsilon_o=8.85x10^{-12}F/m$ olmak üzere,

$$Z=E_\theta/H_\phi=1/c\epsilon_o=376 ohm \tag{16}$$

olur (Crossley,1981). Elektromanyetik dalgalar için birim alandan birim zamandaki toplam enerji akışı ilk kez Poynting tarafından incelenmiştir. E.J birim hacim başına tüketilen (m3 başına watt) gücün boyutlarına sahiptir (Stratton, 1941). İkinci Maxwel denkleminde E.J oluşturursak,

$$\vec{E}.\nabla\times\vec{H}-E.(\partial D/\partial t)=\vec{E}.\vec{J} \quad (17)$$

elde edilir. Benzer şekilde birinci maxwel denklemini H ile çarparsak,

$$\vec{H}.\nabla\times\vec{E}+\vec{H}.(\partial\vec{B}/\partial t)=0 \quad (18)$$

elde edilir. bu iki denkleme aşağıdaki (19) vektör eşitliğini uygularsak,

$$\nabla.(\vec{E}x\vec{H})=\vec{H}.\nabla\vec{E}-\vec{E}\nabla x\vec{H} \quad (19)$$

$$\nabla.(\vec{E}x\vec{H})+\vec{E}.\vec{J}=-\vec{E}(\partial\vec{D}/\partial t)-(\vec{H}\partial\vec{B}/\partial t) \quad (20)$$

elde edilir. Bu diferansiyel denklemi çözersek (Stratton, 1941)

$$\int_s(\vec{E}x\vec{H})\,nda+\int_v(\vec{E}.\vec{J}dv)=\int_v(\vec{H}(\partial\vec{D}/\partial t)+\vec{H}(\partial\vec{B}/\partial t))\,dv \quad (21)$$

sonucuna ulaşırız. Bu sonuç ilk kez Poynting tarafından türetilmiştir. Burada E x H birim zamanda, birim alandan toplam enerji akışı olarak tanımlanır. Denklemin sağ yanı hacim içinde depolanan manyetik ve elektrik enerjinin azalış oranı (zamanla ısıya dönüşen enerji) olarak belirtilir. Sol taraftaki terimlerle mevcut depolanan enerji kaybı sınırlandırılır. Böylece,

$\int_s Snda=\int_s(\vec{E}x\vec{H})\,nda$ 'dan Poynting vektörü

$$\vec{S}=\vec{E}x\vec{H} \quad (\text{watt/m}^2) \quad (22)$$

yada bunu biraz açarsak,

$$\vec{S}=Re(\vec{E})xRe(\vec{H})=1/2(Re(ExH^{*}) \quad (23)$$

(H^{*} imajinel olmak üzere) elde edilir (Stratton, 1940). Eğer biz anteni etkin yayınma gücü P ile ifade edersek, o vakit merkezi anten olan bir yarım küre için ,

$$P=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}\vec{S}r^2 Sin\theta d\theta d\phi \qquad (24)$$

olur. Ayrıca Crossley (1981), S'yi

$$S=1/2\sqrt{\epsilon_o/\mu_o} \qquad (25)$$

olarak vermektedir. (24) denkleminde integral alırsak sonuçta,

$$P=2\pi Sr^2 \qquad (26)$$

buluruz. (16) ve (25) denklemlerini (26) denkleminde yerine koyarsak ve E_θ'yı P akış gücüne bağlı olarak çekersek,

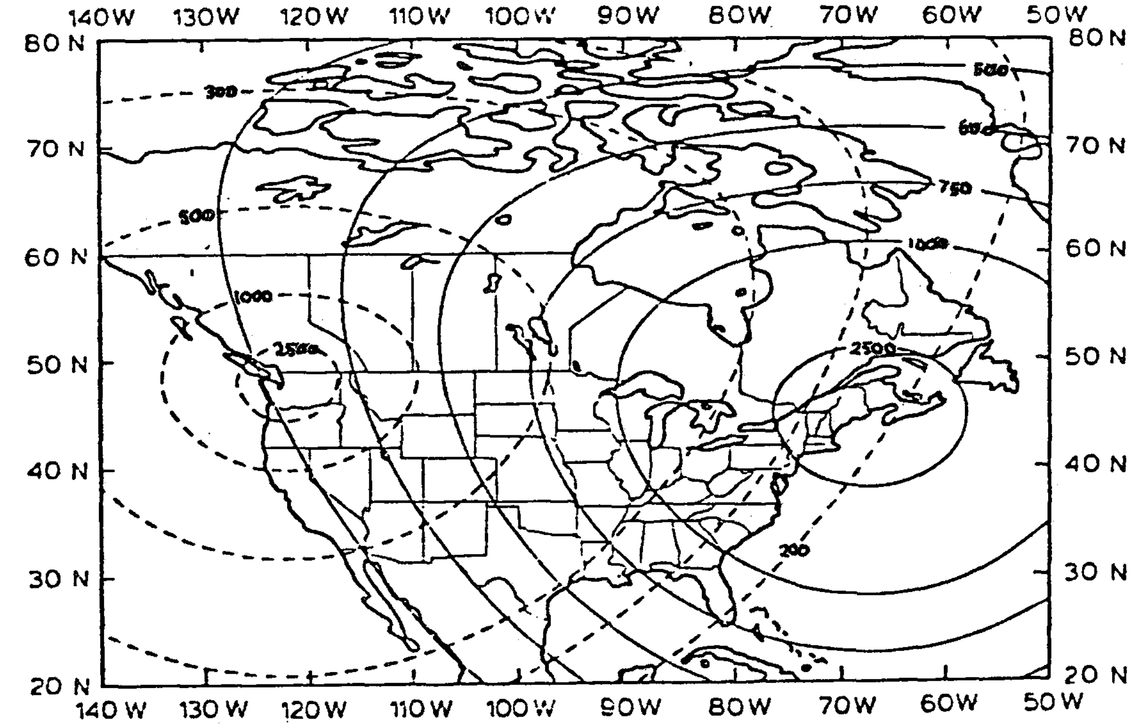
$$E_\theta=\frac{P\times 376.7}{\pi r^2} \qquad (27)$$

ifadesine ulaşırız. Biz, r'yi herhangi bir arazi noktası (l,L) ile (l_o,L_o) enlem ve boylamındaki bir anten arasındaki en büyük daire uzaklığı olarak alırsak değeri,

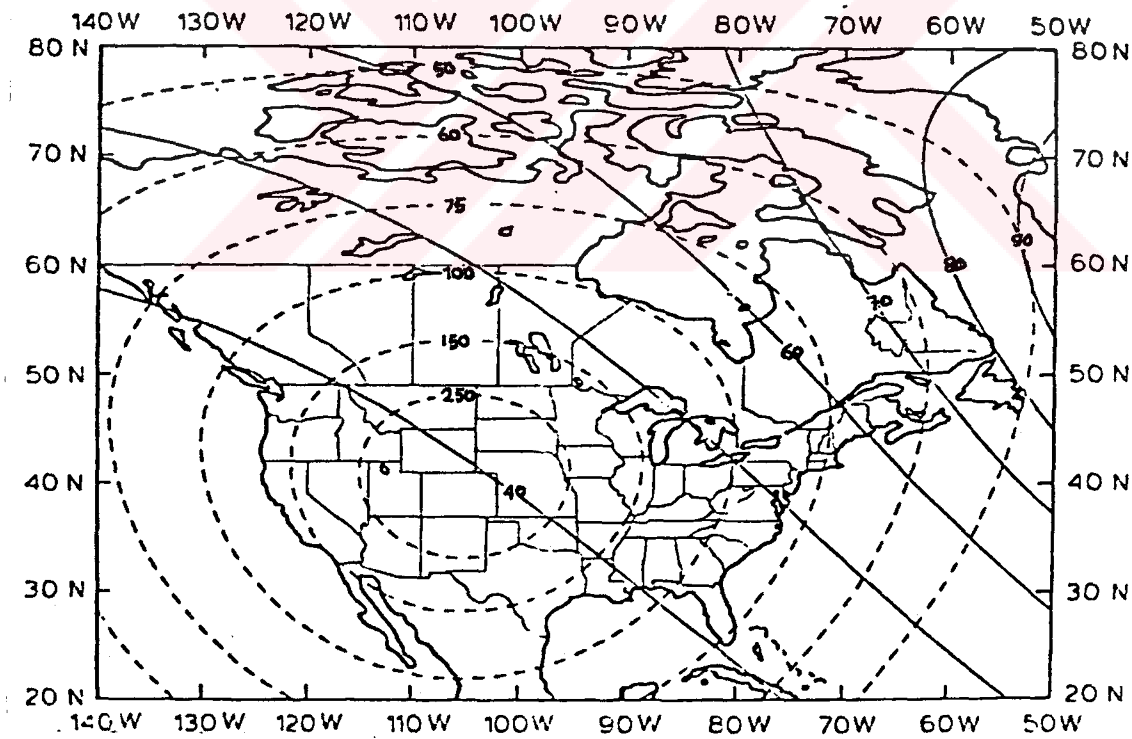
$$r=R\times arccos(Sinl Sinl_o+Cosl Cosl_o Cos(L-L_o)) \qquad (28)$$

olarak verilir. Burada R yerkürenin ortalama yarıçapıdır ve enlem ile boylam ekvatorun güneyinde ve Greenwich'in doğusunda ise eksi değerli olarak hesaba katılır.

Bir örnek olarak, Kuzey Amerika'daki iki VLF istasyonu (Cutler, Main ve Jim Creek, Washington) için E_θ 'nın konturları Şekil.6'de gösterilmiştir. Sürekli yayında bulunan uygun VLF vericilerin kısa bir listesi ise Çizelge.1'de gösterilmiştir. İki LF istasyonu için (WWVB, Fort Collins,Colorado ve MSF Rugby İngiltere) benzer verileri ise Şekil.7'de gösterilmiştir. E alanı için yukarıdaki (3.1.6) bağıntısı yer direncinin artışı ile yer içine yayılan dalga enerjisinin de artışını dikkate almaz. Sonuç olarak Şekil.7 ve 8'de elektrik alan şiddeti 0.33 katsayısıyla çarpılmış olup WWVB için 100 v/m eğrisinin kuramsal ve arzide ölçülmüş yerleri arasında bir uyum sağlanmıştır (Kamas,1977). Şekil.6



Şekil 6. İki VLF istasyonu (17.8 kHz, düz çizgi Cutler, Maine; 18.6 kHz, kesikli çizgi Jim Creek, Washington) için eş elektrik alan şiddeti eğrileri.



Şekil 7. İki LF istasyonu için (6 kHz, kesikli çizgi Fort Colins, Colarado ve 60 kHz, düz çizgi, Rugby İngiltere) eş elektrik alan eğriler.

Çizelge.1. Yüzey Dalgası direnti ölçümleri için VLF ve LF istasyonları (Crossley, 1981)

VLF İstasyonları	Frekans (kHz)	Radyan Dalga Boyu (km)	Güç (kw)	Enlem	Boylam
FVO, Bordeaux, Fransa	15.1	19.9	500	+44°50'	+0°34'
GBR, Rugby, İngiltere	16.0	18.8	750(a) 60(b)	+52°20'	+1°11'
JXZ, Heligoland, Norveç	16.4	18.3	350		
JMS, Moscova, S.S.C.B.	17.1	17.5	1000	+55°19'	-38°41'
NDT, Japan	17.4	17.2	50	+32°58'	-137° 1'
NAA, Cutler, Maine	17.8	16.9	2000(a) 1000(b)	+44°38'	+67°16'
NLK, Jim Creek, Washington	18.6	16.1	1200(a) 250(b)	+48°12'	+121°55'
NSS, Annapolis, Maryland	21.4	14.0	85(b)	+38°59'	+76°27'
NWC, Exmouth, Australia	22.3	13.4	1000	-21°48'	-114° 9'
NPM, Lualualei, Hawaii	23.4	12.8	1000(a)	+21°25'	+158° 9'
LF İstasyonları	**Frekans (kHz)**	**Radyan Dalga Boyu (km)**	**Güç (kw)**	**Enlem**	**Boylam**
JG2AS, Chiba, Japonya	40.0	7.5		+35°38'	-140° 4'
CMA, Podebrady, Çekoslavakya	50.0	6.0	5(a)	+50° 9'	- 15° 8'
RTZ, Irkutsk, S.S.C.B.	50.0	6.0		+52°18'	-104°18'
MSF, Rugby, England	60.0	5.0	50(a)	+52°22'	+ 1°11'
WWVB, Fort Collins, Colorado	60.0	5.0	13(b)	+40°40'	+105° 3'
RBU, Moscova, S.S.C.B.	66.67	4.5		+55°19'	-38°41'
HBG, Parangins, İsviçre	75.0	4.0		+46°24'	-6°15'
DCF77, Mainflingen, Almanya, FDR	77.5	3.9	38(a)	+50° 1'	-9° 0'
NSS, Annapolis, Maryland	88.0	3.4		+38°59'	+76°27'
FTA91, St. Andre-de-Corcy, Fransa	91.15	3.3		+45°55'	-4°55'

(a) Anten gücü

(b) Efektif (etkin) yayınma (radyasyon) gücü ve 7'de alan şiddeti yalnızca yaklaşık olarak verilmekle birlikte eğriler alan yönelimini her durumda iyi bir şekilde gösterirler. Çizelge 1'de ise yüzey dalgası direnti ölçümleri için kullanılabilir VLF ve LF istasyonlarının listesi görülmektedir.

2.1.3.2. Düzlem Elektromanyetik Dalga İndüksiyonu

Elektromanyetik dalgaların yayınımını jeofizik açıdan açıklayacak olan denklemlerle başlayalım. Çoğu kez yer, her biri içinde elektrik ve manyetik özelliklerin değişmediği homojen, izotrop materyallerden oluşan bölünmüş düşey ve yatay tabakalardan oluşuyormuş gibi düşünülür.

Günümüzde bir EM alan E, B, D, H, ve J den oluşan 5 (beş) vektör ortamında tanımlanır. Bu vektörler Maxwell bağıntıları olarak bilinen şu dört difaransiyel bağıntıyı gerçekler:

$$\nabla x \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \qquad (29)$$

$$\nabla x \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \bar{J} \qquad (30)$$

$$\nabla . \vec{B} = 0 \qquad (31)$$

$$\nabla . \vec{D} = \rho_q \qquad (32)$$

(Stratton,1940; sayfa:2). SI birim sisteminde bu alan nicelikleri; E, elektrik alan şiddeti (V/m), B manyetik indüksiyon (tesla,T), H manyetik alan şiddeti (A/m), D elektrik yerdeğiştirme (c/m2) ve J yüzey akım yoğunluğu (A/m^2).

Homojen izotrop ortamlarda şu ek bağıntılarda sağlanır;

$$\vec{D}=\epsilon\vec{E} \tag{33}$$

$$\vec{B}=\mu\vec{H} \tag{34}$$

$$\vec{J}=\sigma\vec{E} \tag{35}$$

Burada, ϵ = dielektrik geçirgenlik (F/m); μ = manyetik geçirgenlik (H/m) ve σ = elektriksel iletkenlik (S/m) dir. Eğer ortam yönbağımlı ise, ozaman bu ortam nicelikleri tensördür ve doğrusal olmayan durumlarda karmaşık olarak hesaplanır.

(29) Maxwell denkleminin her iki tarafını rotasyonelini alırsak,

$$\nabla x(\nabla x\vec{E})=-\frac{\nabla x\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{36}$$

ve (34) eşitliği hatırlanırsa,

$$\nabla x(\nabla x\vec{E})=-\mu\frac{\partial}{\partial t}(\nabla x\vec{H}) \tag{37}$$

elde edilir. (30) Maxwell denkleminde, (33) ve (35) nolu bağıntılar yerine konularak aşağıdaki biçimde sonuca ulaşırız;

$$\nabla x\vec{H}=\sigma\vec{E}+\epsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \tag{38}$$

Bu ifade (37) de yerine konulursa,

$$\nabla x(\nabla x\vec{E})=-\mu\frac{\partial}{\partial t}(\sigma\vec{E}+\epsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}) \tag{39}$$

bulunur. Burada,

$$\nabla x(\nabla x\vec{E})=\nabla(\nabla.\vec{E})-\nabla^2\vec{E} \tag{40}$$

vektörel eşitliği kullanılarak,

$$\nabla(\nabla.\vec{E})-\nabla^2\vec{E}=-\mu\epsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}-\mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (41)$$

olur. (32 ve 33) kullanılarak,

$$\nabla.\vec{E}=\frac{\rho_q}{\epsilon} \qquad (42)$$

yazılabilir. Göstermek mümkündür ki serbest uzayda veya iletken bir ortamda ρ_q serbest y ük dağılımı uygulanan alan dağılımından bağımsızdır ve sıfıra eşit alınabilir.
Bu durumda (41) bağıntısı

$$\nabla^2\vec{E}=\mu\epsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}+\mu\sigma\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (43)$$

olarak elde edilir. Maxwell denklemlerinden H yerine E giderilirse benzer biçimde,

$$\nabla^2\vec{H}=\mu\epsilon\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}+\mu\sigma\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \qquad (44)$$

elde edilir ki (43) ve (44) denklemleri vektörel biçimde genel dalga denklemleridir.
Periyodik E elektrik ve H manyetik alan değişimleri zamana bağlı olarak,

$$\vec{A}=\vec{A}(x,\omega)e^{i\omega t} \qquad (45)$$

şeklinde ifade edilebilir.
(43) ve (44) denklemlerinde bunların türevleri yerine konulursa,

$$\nabla^2\vec{E}=i\mu\sigma\omega\vec{E}-\epsilon\mu\omega^2\vec{E} \qquad (46)$$

$$\nabla^2\vec{H}=i\mu\sigma\omega\vec{H}-\epsilon\mu\omega^2\vec{H} \qquad (47)$$

biçimine dönüşür. Burada,

$$k^2=i\varpi\mu\sigma+\varpi^2\epsilon\mu \tag{48}$$

her iki denklemde yerine konularak,

$$\nabla^2\vec{E}=k^2\vec{E} \tag{49a}$$

$$\nabla^2\vec{H}=k^2\vec{H} \tag{49b}$$

elde edilir.

Yukarıda anlatılan gelişme ile (29) ve (30) denklemleri,

$$\vec{H}=\frac{1}{i\varpi\mu}\nabla x\vec{E} \tag{50}$$

$$\vec{E}=\frac{1}{\sigma+i\varpi\epsilon}\nabla x\vec{H} \tag{51}$$

olarak basitleştirilebilir. Ei elektrik alan bileşeninin H_j (i,j = x,y,z) manyetik alan bileşenine oranı karmaşık tensör bir nicelik olup, dalga direntisi olarak bilinir:

$$Z_{ij}=\frac{E_i}{H_j} \tag{52}$$

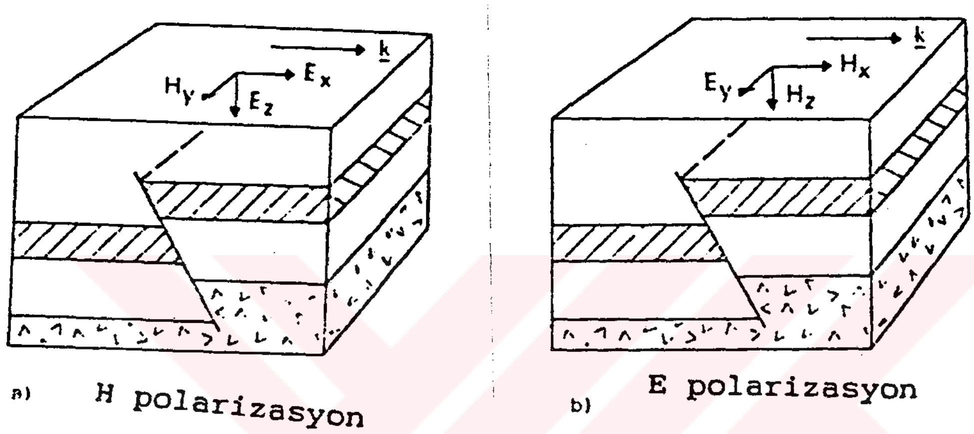
zij'nin genlik ve fazı, ortamın elektrik özelliklerinin bir göstergesidir. İlişki kurulan diğer bir nicelik dalga eğimi olup, dalganın elektrik yada manyetik yatay ve düşay bileşenlerinin oranı olarak açıklanır:

$$\alpha_{iz}=\frac{E_i}{E_z} \quad \text{yada} \quad \frac{H_i}{H_z} \tag{53}$$

burada (i =x,y)'dir.

Elektrik alan bileşenleri jeolojik uzanıma dikse "H Polarizasyonu, E dik " denir veya paralelse "E Polarizasyonu, E paralel" denir. Şekil.8'da daha önce gösterildiği gibi MT tepkiler her iki polarizasyondan oluşabilirler, oysa önceki bölümde incelenen bağıntıların işaret ettiği gibi herhangi bir düşey elektrik dipolün VLF-LF sinyalleri sadece H polarizelidir.

H ve E polarizasyonun daha iyi anlaşılması için aşağıdaki vektörel ilişkilerden yararlanılır. Herhangi bir



Şekil 8. Ölçülen elektrik alanın jeolojik doğrultuya dik ve paralel olması durumunda EM alan bileşenleri (Crossley, 1981).

düzlem dalga TE (sadece yatay elekrik alanı yani E paralel) veya TM (sadece yatay manyetik alan yani E dik) modlarında ayrı ayrı incelenebilir. Alan bileşenleri H polarizasyon (E dik) için;

$$H_x = H_z = 0$$

(50) denkleminin her iki tarafının rotasyonelini alırsak (İlkışık, 1980),

$$\nabla x(\nabla x\vec{H}) = \nabla x(\sigma + i\omega\epsilon)\vec{E} \tag{54a}$$

$$= \vec{i}\left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) - \vec{j}\left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z}\right) + \vec{k}\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right) \tag{54b}$$

$$\frac{-\partial H_y}{\partial z}\vec{i}+\frac{\partial H_y}{\partial x}\vec{k}=(\sigma+i\omega\epsilon)\,(\vec{i}E_x+\vec{j}E_y+\vec{k}E_z) \qquad (54c)$$

olur. Bu durumda;

$$E_x=-\frac{1}{\sigma+i\omega\epsilon}\frac{\partial H_y}{\partial z} \qquad (55a)$$

$$E_z=\frac{1}{\sigma+i\omega\epsilon}\frac{\partial H_y}{\partial x} \qquad (55b)$$

Ey=0 (55c)

$$\vec{E}=E_x\vec{i}+E_z\vec{k} \qquad (55d)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)H_y=k^2H_y \qquad (55e)$$

olur. Ayrıca ve E polarizasyonu için, (51) denkleminin her iki tarafının rotasyonelini alırsak,

$$-\vec{i}\frac{\partial E_y}{\partial z}+\vec{k}\frac{\partial E_y}{\partial x}=-i\,\omega\mu(\vec{i}H_x+\vec{j}H_y+\vec{k}H_z) \qquad (56)$$

elde ederiz. Bu durumda,

$$\vec{H}=H_x\vec{i}+H_z\vec{k} \qquad (57a)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)E_y=k^2E_y \qquad (57b)$$

$$H_x=\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial z} \qquad (57c)$$

$$H_z=\frac{1}{i\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial x} \qquad (57c)$$

Hy=0 (57d)

(55) ve (57) denklemlerinin çözümünden, TE modu için,

$$k_z E_y = -i\omega\mu H_x \qquad (58a)$$

$$-k_x E_y = -i\omega\mu H_z \qquad (58b)$$

TM modu için ise,

$$k_z H_y = (\sigma + i\omega) E_x \qquad (59a)$$

$$k_x H_y = (\sigma + i\omega) E_z \qquad (59b)$$

bulunur. Her iki mod için empedanslar (58a) ve (59a) denklemleri kullanılarak ve VLF uygulamalarında kz=k varsayımıyla,

$$Z_{dik} = Z_{paralel} = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma}} \qquad (60)$$

ya da direntinin fonksiyonu olarak ortamın özdirenci,

$$\rho = \frac{1}{\mu\omega} |Z|^2 \qquad (61)$$

olur. Buradan bulunacak ρ belirli bir frekansta tekdüze ortam için gerçek özdirenci, heterojen ortamlarda ise nufuz derinliğine kadar olan bölgenin görünür özdirencini verecektir. Denklemdeki sabitler SI birim sisteminde yerine konduğunda (61) eşitliği,

$$\rho_a = 0.2T \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2 \qquad (62a)$$

biçiminde yazılabilir (burada ρa görünür özdirenç, ω açısal frekans, μ manyetik geçirgenlik, Z ortamın direntisidir) ve fazı,

$$\phi = \tan^{-1} \left| \frac{Im(E_y/H_x)}{Re(E_y/H_x)} \right| \qquad (62b)$$

olup Hy'nin Ex den geri kalma miktarıdır.

Bundan sonraki adım Hy yada Ex alan bileşenlerinin her biri için çözüm aramaktır. Kartezyen koordinat sisteminde skaler Helmholtz denkleminin en genel çözümü;

$$(\nabla^2-k^2)\phi=0 \tag{63}$$

olup

$$\phi=(c_1e^{-uz}+c_2e^{uz})(c_3e^{-lx}+c_4e^{lx}) \tag{64}$$

eşittir. (63) denklemini biraz açarsak;

$$\nabla^2\phi=+k^2\phi \tag{65}$$

olur.Bu denklemin çözümü sonucunda

$$\vec{E}.veya.\vec{H}=(\vec{H}_o.veya.E_o)\,e^{i\omega t\mp kz} \tag{66}$$

Kaynaktan uzaklaştıkça şiddet azalacağı için Z aşağı doğru (+) seçilerek e^{-kz} gerçek çözüm aranır (İlkışık,1987).

Burada u ve l sırasıyla yatay ve düşey dalga sayıları olmak üzere, $u^2+l^2=k^2$ 'ye eşittir. Gene biz Re(u) > 0 ve Re(l)>0 kabul etmekteyiz. (55) ve (57) den yararlanarak;

$$H_y=(Ae^{-uz}+Be^{uz})\,e^{-lz} \tag{67a}$$

$$E_y=(Ae^{-uz}+Be^{uz})\,e^{-lx} \tag{67b}$$

yazabiliriz. Bunlar H ve E polarizasyon için en genel çözümdür.

Sınır Koşulları

Sınır koşulları altında A ve B sabitleri belirlenir. Teğetsel E ve H bileşenleri sınırda süreklidir;

$$\vec{n}x(\vec{E}_2-\vec{E}_1)=0 \tag{68}$$

(arayüzeye teğet elektrik alan süreklidir) ve

$$\vec{n}.(\mu\vec{H}_2-\mu\vec{H}_1)=0 \tag{69}$$

(arayüzeye dik manyetik alan süreklidir) ve teğetsel H ile dik D arasındaki koşullara J de katılarak (Jq = olası akım yoğunluğu, ρq =yüzey yük yoğunluğu olmak üzere);

$$\vec{n}x(\vec{H}_2-\vec{H}_1)=\vec{J}_q \tag{70}$$

$$\vec{n}.(\vec{D}_2-\vec{D}_1)=\rho_q \tag{71}$$

olur. (1) ve (2) indisleri farklı iki ortamı ve n ise yüzeye dik birim vektörü gösterir. Her iki ortam sonlu iletkenliğe sahip olduğundan Jq'in kaybolduğunu Stratton(1941) anlatır. Öte yandan ortam dielektrik olduğundan serbest yük yoğunluğu ρs de kaybolur (Lorrain ve Carson,1970).

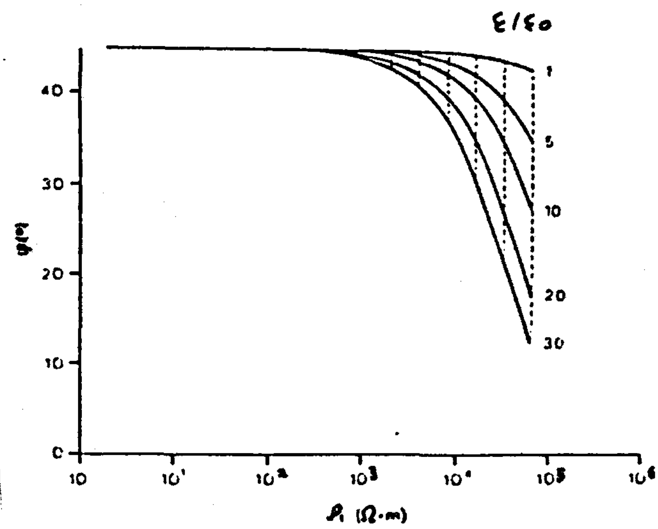
2.1.4. Yerdeğiştirme Akımlarının Etkileri

ρ_a ve ϕ için bağıntılar türetilirken (bak. Bölüm 3.1.3.) çözümü basitleştirmek için yerdeğiştirme akımları ihmal edilir. Sözü edilen konu frekansın < 5 kHz olduğu durumlar için makul görülebilir. Frekans arttıkça yayınım (48) denkleminde $\omega^2.2\epsilon\mu$'lü terimin ($\omega=2\pi f$) etkisini arttırır.

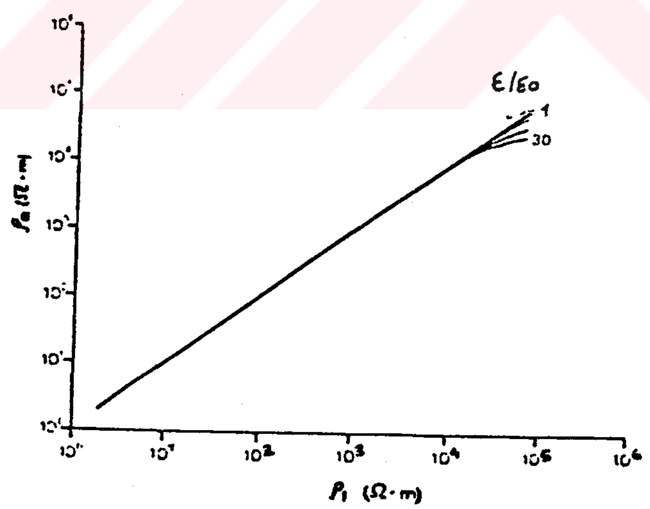
Kuramsal olarak yerdeğiştirme akımlarını içeren terimin eklenmesi yayınım denklemini değiştirir ve yayınım sabiti aşağıdaki denklemlerden oluşur:

$$k=\mp\sqrt{i\omega\mu\sigma-\omega^2\epsilon\mu} \tag{72}$$

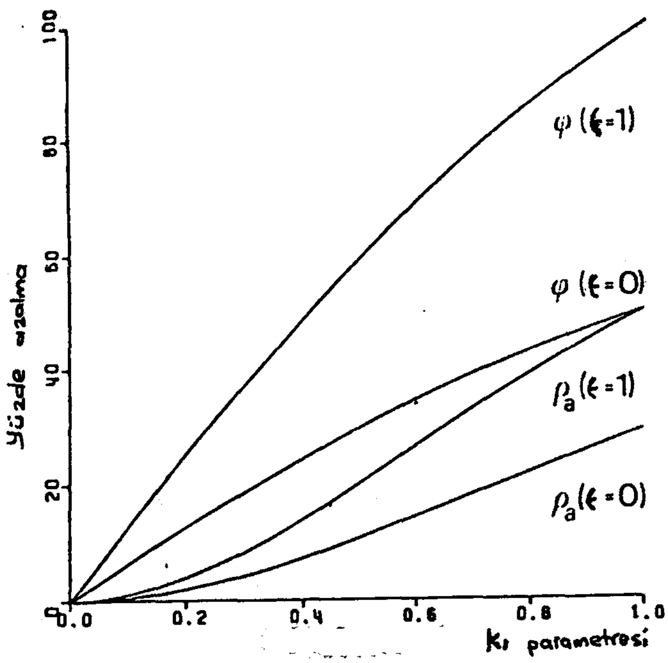
Dielektrik sabitlerin değişik değerleri ve homojen yer için özdirencin fonksiyonu olarak faz açısı değerleri Şekil 9 da ve görünür özdirencin ortam özdirencine bağlı değişmi Şekil



Şekil 9. Dielektrik sabitin değişik değerleri ve homojen yer için özdirencin fonksiyonu olarak faz açısının değerleri (Jones ve Telford, 1981)



Şekil 10. Dielektrik sabitin değişkenliğine bağlı olarak görünür özdirencin ortam özdirenciyle değişimi



Şekil 11. Dielektrik sabitin değişik değerleri için ortam özdirenciyle görünür özdirencin değişimi.

10 da görülmektedir. Bu grafikler dielektrik sabitin farklı değerlerinden faz açısının daha çok etkilendiğini göstermektedir. Daha ayrıntılı bilgi Crossley (1981) de bulunabilir. Ayrıca ϵ = 0 ve 1 'in her iki değeri için $k_1=\omega^2\epsilon_1\rho_1$ 'in bir fonksiyonu olarak ρa ve ϕ deki azalma Şekil.11 de görülmektedir. Burada **k1** çok katmanlı bir ortamda ilk katmandaki dielektrik sabite, özdirence ve açısal frekansa bağlı yayınım sabitidir. $\phi(\epsilon=1)$ eğrisinden de görüleceği gibi ortamın dielektrik özelliklerine faz açısı (ϕ), görünür özdirenç (ρa) dan daha duyarlıdır. Ortamın dielektrik özellikleri ile de ilişkili yayınım sabiti **k1** arttıkça ϕ de azalma özdirence göre daha fazla olmaktadır. Bu ilişki yaklaşık ifadelerle aşağıdaki gibi verilir (Crossley, 1981):

$\rho a=\rho 1(1-k1)$,

$\phi=\pi/4 - k1$.

Bu formüllerle de yukarıdaki fiziksel sonuca ulaşabiliriz.

2.1.5. Nüfuz Derinliği

Dalga bir boşlukta değil de sonlu bir iletkenliğe sahip kayaçlar içinde ilerliyorsa elektromanyetik dalganın genliğinin derinlikle üstel bir şekilde azaldığı görülür (bak bölüm 2.1.3.2. Düzlem Elektromanyetik Dalga İndüksiyonu). Bu deri olayı olarak bilinir. (48) denkleminde k^2'nin ikinci terimini ihmal ettiğimizde,

$$k=(i\omega\mu\sigma)^{\frac{1}{2}} \tag{73}$$

buradan da,

$$k=\left(\frac{\omega\mu\sigma}{2}\right)^{\frac{1}{2}}(1+i)$$

yazarsak

$$k=\left(\frac{\omega\mu\sigma}{2}\right)^{\frac{1}{2}}+i\left(\frac{\omega\mu\sigma}{2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$|k|=(\omega\mu\sigma)^{\frac{1}{2}} \tag{74}$$

olur. Bu denklem EM dalga genliğinin derinlikle üstel olarak azaldığını göstermektedir. Elektromanyetik alan şiddetinin başlangıç değerinin 1/e katına indirgendiği değere nüfuz derinliği denir.

$-1 = - k.z$

$$\frac{1}{|k|}=z=d$$

kabul ederiz ve sonuçta sabit değerler yerine konduğunda;

$$d=503.3\left(\frac{\rho}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{(m)} \tag{75}$$

olarak nüfuz derinliği bağıntısına ulaşırız. Çizelge 2'de Türkiye'ye yakın VLF istasyonlarının frekansları kullanılarak nüfuz derinlikleri çeşitli özdirenç değerleri için hesaplanmıştır.

Çizelge 2. Türkiye'da kullanılabilecek VLF istasyonlarının çeşitli özdirenç değerleri için nüfuz derinlikleri (Yerdeğiştirme akımları dikkate alınmamıştır).

VLF İstasyonu	Frekans (kHz)	özdirenç (ohm.m)	Nüfuz Derinliği (m)
FVO, BORDEAUX	15.1	10 100 1000 10000 100000	12.9 40.9 129.4 409.0 1294.0
GBR, RUGBY	16.0	10 100 1000 10000 100000	12.5 39.7 125.7 409.0 1294.0
JXZ, HELİGOLAND	16.4	10 100 1000 10000 100000	12.4 39.2 124.2 392.7 1242.0
JMS, MOSKOVA	17.1	10 100 1000 10000 100000	12.1 38.4 121.6 384.6 1216.3

III. BULGULAR

3.1. VLF Yönteminde Modelleme

Jeofizik problemlerin çözümünde genel erek, yer içini yada bir jeofizik belirtiye neden olan kaynağı modellemeye çalışmaktır (Canıtez,1992).

İster tanımsal olsun ister stokastik jeofizikte modellemede problem çözümü iki yönlüdür. Bunlardan birincisinde jeolojik modelin vereceği jeofizik belirti hesaplanmaya çalışılır. Bu yaklaşım düz problem (forward) çözümü olarak bilinir. İkinci yaklaşımda ise bu jeofizik belirtiden kalkarak jeolojik modelin parametreleri bulunmaya çalışılır. Bu ters problem (invers) çözümüdür.

Düz problem çözümlerinde amaç, yapılacak tasarlanan ortamın tepkisini saptamaktır. Analitik çözümler düz problem çözümünün bir alt dalıdır. Ayrıca sayısal modelleme de diğer bir modelleme türüdür. Modelleme; ayrıca yeraltının "boyut" ölçeği dikkate alınarak 1, 2 ve 3 Boyutlu Modelleme olarak sınıflandırılabilir. VLF yönteminde labratuar modelleri de yapılabilir. Bu konuda örnek çalışmalar için Coney (1977) ; Bykers ve Myers (1979) v.b. araştırıcıların yaptıkları çalışmalara bakılabilinir.

3.2. Bazı Basit Modellerin Analitik Çözümleri

Bu bölümde küre, silindir, fay, dayk ve yatay katman modelleri için matematiksel çıkış noktaları ve jeofizik tepkileri sunulacaktır.

3.2.1. Küre Modeli

Zamanla değişen manyatik alanın atkisi altında nispeten zayıf iletken ortamdaki iletken bir küre durumunda ikincil manyetik alanlar Wait (1951) tarafından incelenmiştir. σ_1 iletkenliğine, μ_1 manyetik geçirgenliğe, ϵ_1 dielektrik sabitine sahip R yarıçaplı bir kürenin ρ_2, μ_2 ve ϵ_2 çevre ortamında olduğu varsayılmıştır. Küreye uygulanan birincil manyetik alan $H_0e^{i\omega t}$ biçimindedir. Kürenin merkezi küresel koordinat sisteminin merkezi alınır. z ekseni uygulanan alana paralel alınır. Manyetik alan bir F manyetik vektör potansiyeli terimleriyle açıklanabilir:

$$\vec{H}=-(\sigma+i\omega\epsilon)\vec{F}+I/i\mu\nabla(\nabla.\vec{F}) \tag{76}$$

(burada I akım) Manyetik vektör potansiyeli Fo birincil alan için,

$$\vec{F}_0=\vec{F}_{0z}=-(\sigma_2+i\omega\epsilon_2)H_0 \tag{77}$$

Küre içindeki manyetik vektör F, dışındaki manyetik vektör F2 için açılımlar o vakit,

$$\vec{F}_1=\vec{F}_{1z}=\sum\nolimits_o b_nI_n(\gamma_1r)P_n(\cos\theta)i\mu_1\omega \tag{78}$$

(79)

olur. Burada,

$I_n(z)=\sqrt{(\alpha z/2)}I_{n+\frac{1}{2}}(z)$, $K_n(z)=\sqrt{2z/\alpha}K_{n+\frac{1}{2}}(z)$ ve $I_{n+\frac{1}{2}}$ ile

$K_{n+\frac{1}{2}}$ Wattson tarafından geliştirilmiş Bessel fonksiyonları

P_n löjandr polinomları an ve bn ise katsayılardır. F_1 ve

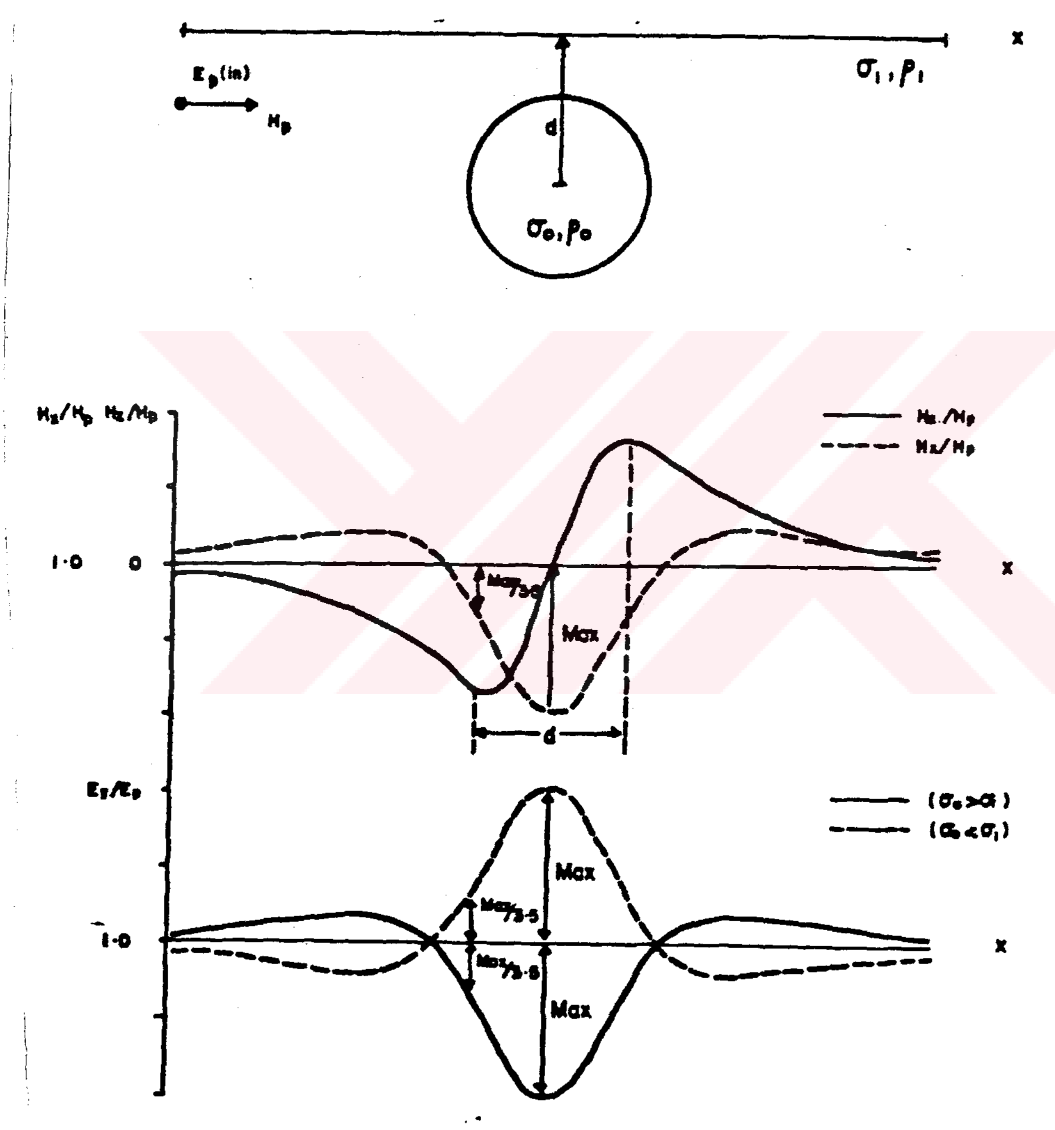
F_2 denklemi bazı sınır şartları altında çözülür (ayrıntı

için bk. Wait,1951) ve aşağıdaki sonuca ulaşılır:
Toplam dış manyetik alan

$$H_z(\omega) = -\frac{3}{2} R^3 H_0 (M+iN) \left(-\frac{I}{r^3} + \frac{3Z^2}{r^5}\right) + H_c \tag{80}$$

$$H_p(\omega) = \frac{3}{2} R^3 H_0 (M+iN) \frac{3Zp}{r^5} \tag{81}$$

operasyonları ile verilir. Faz



Şekil 12. Küre modelinin iletken ve yalıtkan olması ile buna karşılık gelen manyetik alan ve akım eğrileri (Wright, 1988).

vektörü M ve fazdışı bileşen iN dir. Deplesman akımları ihmal edilmiştir.

Prospeksiyon açısından düşündüğümüzde kürenin doğadaki eşdeğerinin masif sülfit maden yatağı ya da zemin ve kaya ortamındaki yerel düzensizlikler olduğu söylenebilir. H_z profilinin bükülme noktası (Şekil.13) ve H_x ile E_y profilinin pikleri küre üzerindedir. E_y profili; $\sigma_0 > \sigma_1$ ise düşük, $\sigma_1 > \sigma_0$ ise büyüktür. Küre için derinlik yaklaşık olarak H_z profili üzerindeki pikler arasındaki uzaklıktır ya da maksimum ve maksimum / 3.5 (H_x ve E_y profillerinde) arasındaki uzaklığın iki (2) katıdır. Küre ortama göre daha dirençli ise galvanik akım baskındır ve tepki eğrileri daha enlidir (Wright,1988).

3.2.2. Silindir Modeli

Bu model için eğrinin biçimini veren bağıntıya ulaşmak için küre modelinin bağıntılarından yararlanırız.

Silindir modeli için iki durum düşünülebilir:

a) **Birincil Manyetik Alana Dik Yatay Sonlu Silindir**

Modelin jeolojik eşdeğeri: üst katmanda çöküntü ya da tümsek veya masif sülfit yatağı olabilir.

Değerlendirme:

. İkincil alanlar H_y, E_y ya da E_x yoktur.

. Derinlik, H_z eğrisi üzerindeki pikler arasındaki uzaklığın yarısıdır ya da profil üzerindeki max ve max/2 noktaları arasındaki uzaklıktır.

. Girdap akımları için derinlik kestirimi H_x profili üzerindeki max ve max/3.5 noktaları arsındaki uzaklığın iki katıdır (Şekil 13).

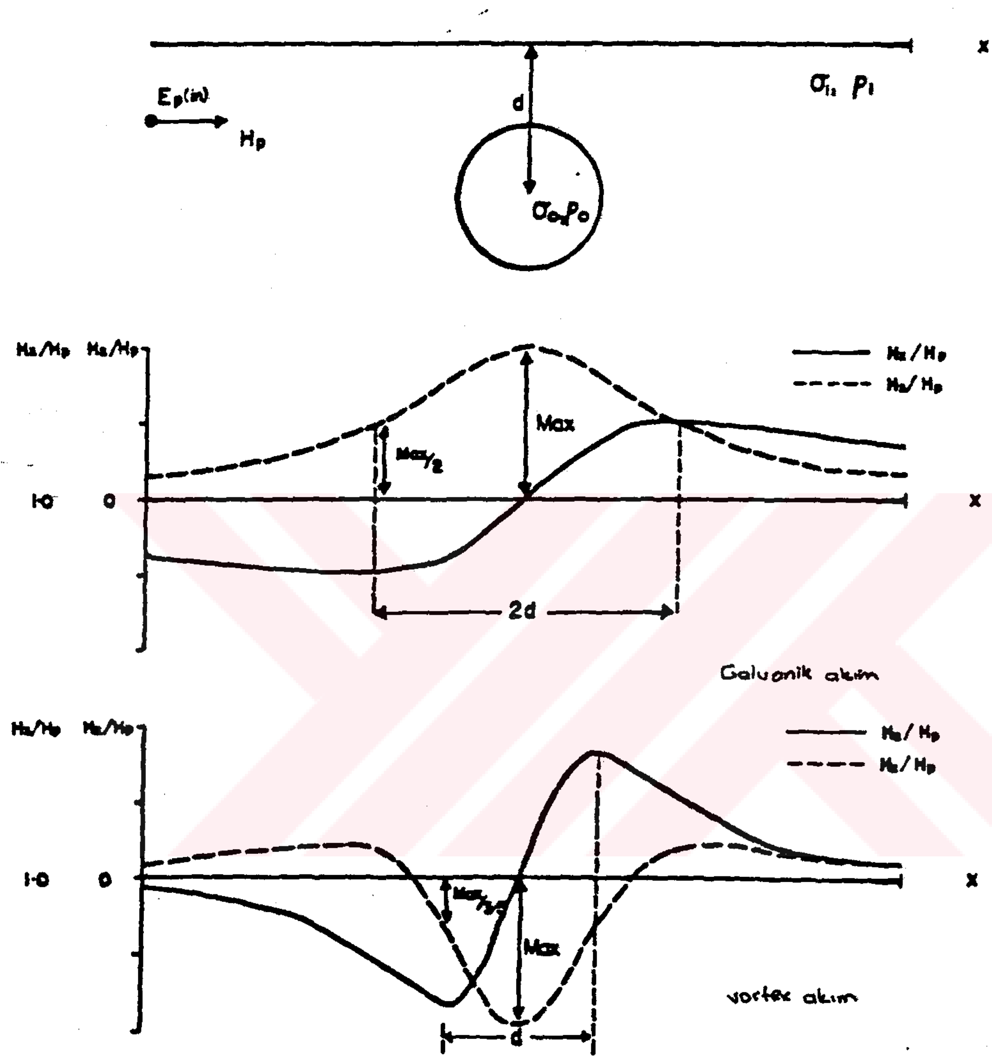
b) **Biricil Manyetik Alana Paralel Yatay Sonlu Silindir**

Modelin Jeolojik Eşdeğeri (a) bölümünün benzeridir.

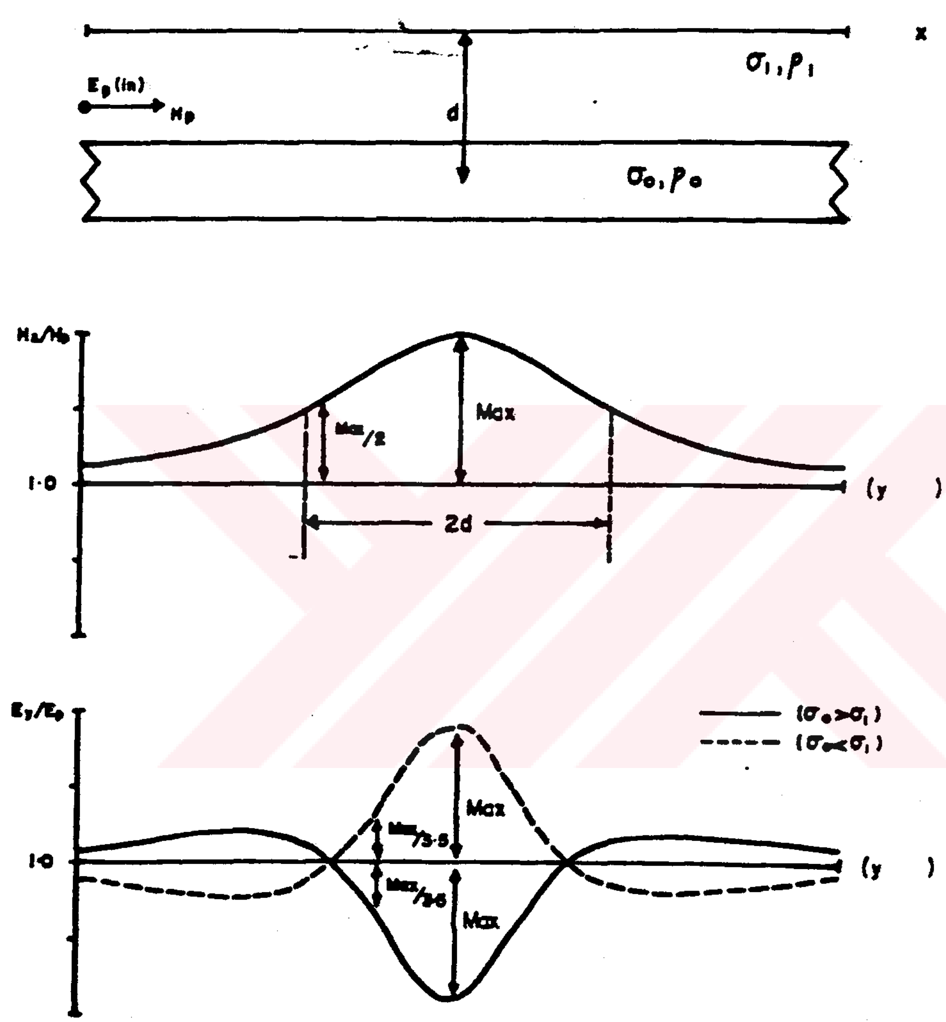
Değerlendirme:

. X yönü boyunca tüm alanlar üniformdur ya da oluşmamışlardır.

. H_x ve E_y bileşenleri vardır ve y yönünde değişir.



Şekil 13. Birincil manyetik alana dik yatay sonlu silindirin VLF tepkileri (wright, 1988).



Şekil 14. Birincil manyetik alana paralel yatay sonlu silindirin VLF tepkileri (Wright, 1988).

. Silindirin derinliği (d) yaklaşık olarak, profil üzerinde (y ekseninde) Max ve Max/3.5 noktaları arasındaki uzaklığın yarısı veya Ey profili üzerinde max ve max/3.5 arası uzaklığın iki katıdır.

. Ey profili $\sigma_0 < \sigma_1$ ise pozitif tersi durumunda ise negatiftir (Şekil 14).

3.2.3. Fay Modeli

Doğal elektromanyetik alanlar için fay modelini d'Erceville ve Kunetzt (1962) incelemiştir. VLF ve MT yöntemleri kuramsal olarak benzer oldukları için, doğal EM alanlar için çözümler VLF radyo dalgaları için de bazı koşullarda geçerli olacaktır.

İki formasyon arasında sonlu atımlı düşey fay varsayalım, bu iki formasyonun sonlu özdirence veya iletkenliğe sahip olduğu düşünülür. Telürik akım fay düzlemine yatay veya dik olabilir. Sınırda yüzey üzerindeki elektrik alan şiddeti, ölçüm noktası ve fay düzlemi arsındaki uzaklığın fonksiyonudur.

Ey=0 alınmasıyla diğer faktörler y'den bağımsız olacaktır. E=iωH'nin rotasyonelinin alınmasıyla

$$\frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_z}{\partial y} \quad \text{ve} \quad \frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}$$

sıfıra eşit olacak ve Hz=Hx=0 olacaktır. Ve böylece manyetik alan Hy, H ile temsil edilecektir. Maxwel denklemleri bu durumda,

$$\nabla^2 H = \frac{i\omega}{S} H$$

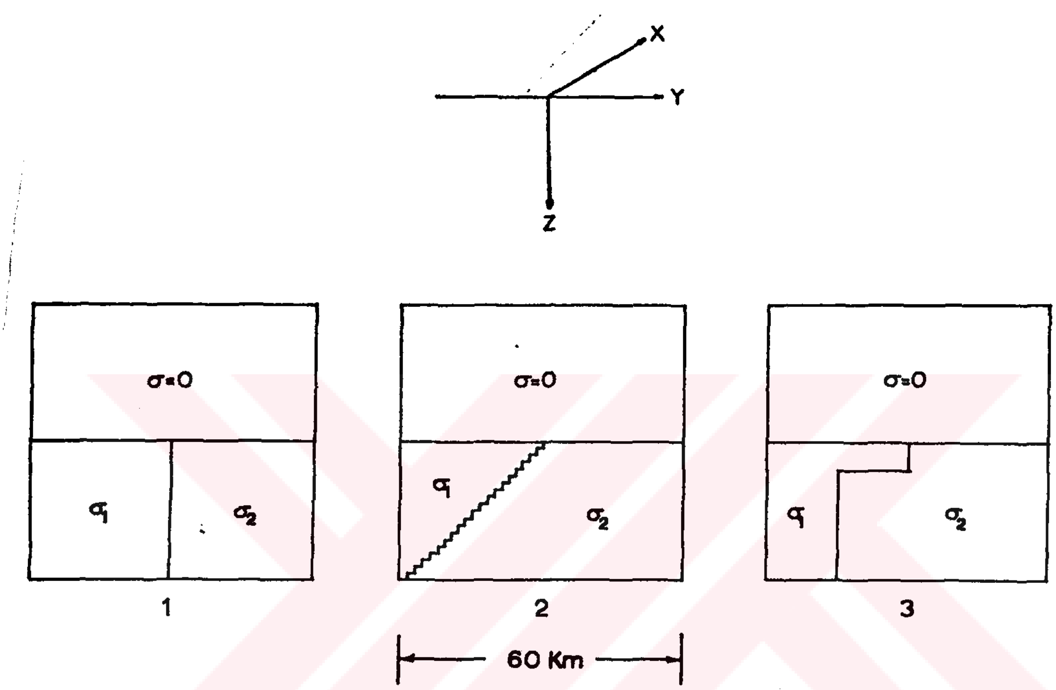
olur. Faydan sonlu uzaklıktaki H, x'den bağımsız olacak ve denklem;

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{i\omega}{S} H \tag{82}$$

olacaktır. Birinci ortamın genel çözümü aşağıda verilecektir:

$$H_1^0 = A_1 e^{-\sqrt{(\frac{4\pi i\omega}{\rho_1})z}} + B_1 e^{-\sqrt{(\frac{4\pi i\omega}{\rho})z}} \tag{83}$$

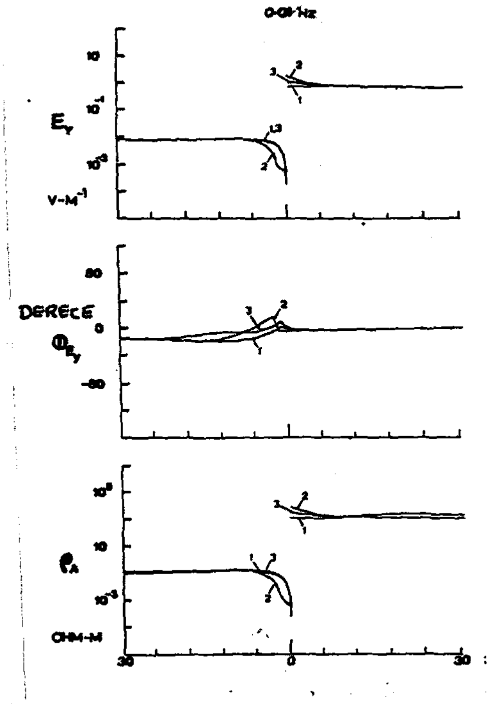
Eğimli ve örtülü süreksizliğin jeomanyetik etkisi Jones ve Price (1971) tarafından incelenmiştir (Şekil 14). Sonlu



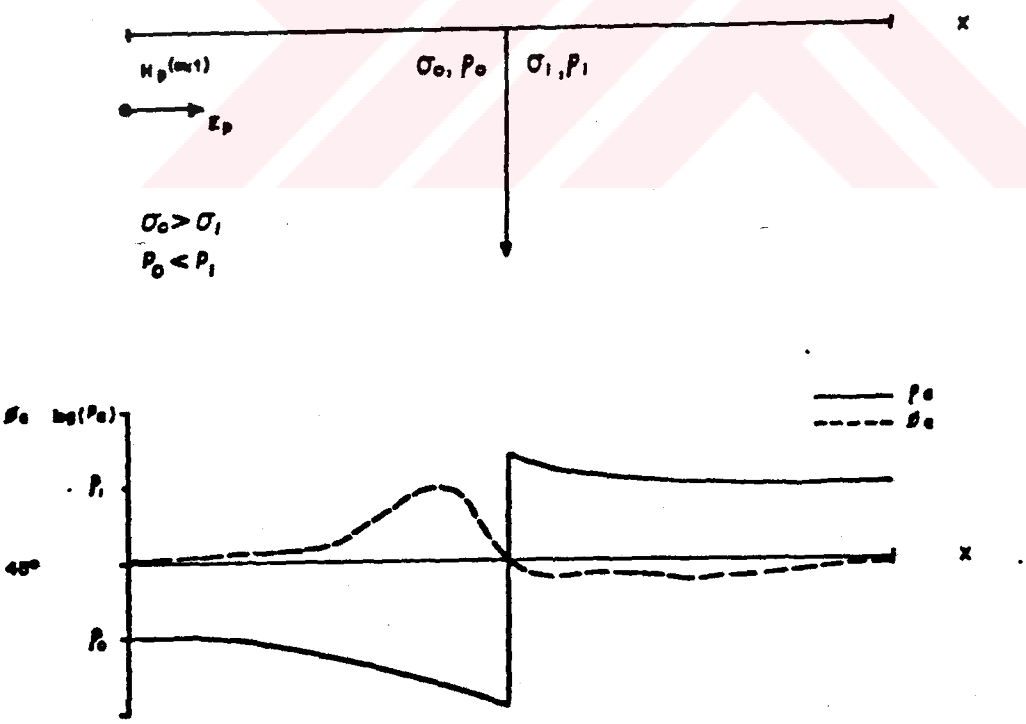
Şekil 15. Koordinat sistemi ve üç farklı fay modeli; (1) düşey fay (2) basamak modeli (3) Self modeli (Jones ve Price, 1971)

farklar modeliyle (dalga denkleminin sonlu farklarla çözülmesiyle) incelenen bu etkinin modeli ve çözüm eğrileri Şekil 15 ve 16'da verilmiştir.

Fay ya da düşey dokanak bu modelin doğadaki karşılıklarıdır. VLF yönteminde **Hy** ya da **Ex** ikincil alan bileşenleri yoktur (Bak Bölüm 2). Görünür özdirenç, arayüzeyden uzaklaştıkça gerçek değere yaklaşır (Wright,1988). E ve H bileşenleri arasındaki faz farkları arayüzeyden uzaklaştıkça 45°'ye yaklaşır ve arayüzey civarında ise 45°'den farklıdır (Şekil 17).



Şekil 16. Şekil 16.'daki modellerin 0.01 Hz frekansında çeşitli büyüklükler cinsinden tepkileri (Jones ve Price, 1971)



Şekil 17. Düşey fay modelinin VLF tepkisi. Burada manyetik alan sınıra paraleldir (Wrigth, 1988).

3.2.4. Dayk Modeli

VLF yönteminde en çok uygulanan modellerden biri dayk modeli olmuştur. Telford ve diğ. (1976), Saydam (1980), Kaikonen (1980) ve Sinha (1990) bu konu üzerine araştırıcıların bir kaçıdır.

Yarı Sonsuz Düşey Levha

Kaynak etkin olarak sonsuzda ve alan, ölçüm sahası üzerinde düzgün olduğu için analiz basitleşir. İkincil alan bileşenleri,

$H_z^s = \dfrac{Ix}{2\pi(x^2+z^2)}$ ve $H_x^s = \dfrac{Iz}{2\pi(x^2+z^2)}$ olurken birincil alan bileşeni,

$$H_x^p = \frac{I_p l}{2\lambda r} e^{\frac{-1.5x10^{-3}r}{\sqrt{\lambda}}} \qquad (84)$$

olur (burada I= anten akımıdır). böylece eğim açısı,

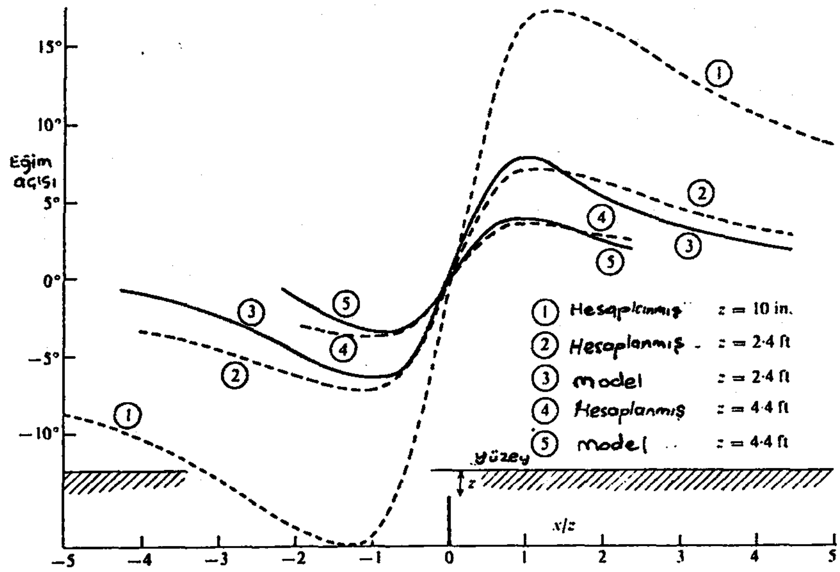
$$\tan\alpha = \left(\frac{H_z^s}{H_x^t}\right) = \frac{\gamma}{1+KZ_{ip}(1+\gamma^2)/I} \qquad (85)$$

dır ve burada $K=(\pi\delta l/\lambda r)\,e^{-1.5x10^{-3}r/\sqrt{\lambda}}$,r=kaynaktan uzaklık (km), λ=c/f= dalga boyu (km), l= anten yüksekliği (km) dir. Kaba bir yaklaşımla K ve I'nın her ikisinin de r ile ters orantılı değişeceğini söyleyebiliriz. Böylece yakardaki denklem,

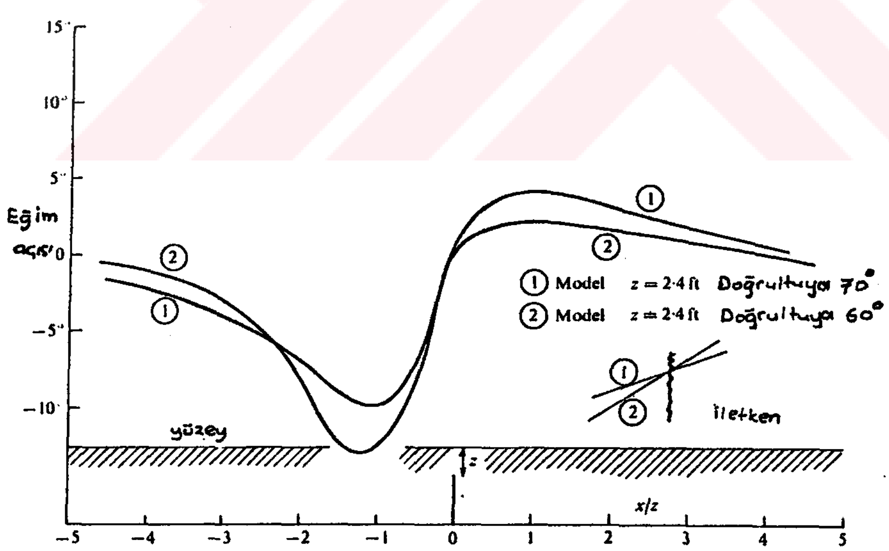
$$\tan\alpha = \frac{\gamma}{1+KZ(1+\gamma^2)} \qquad (86)$$

olur,burada $K=K^1\left(\frac{I_p}{I}\right)$ 'dır.

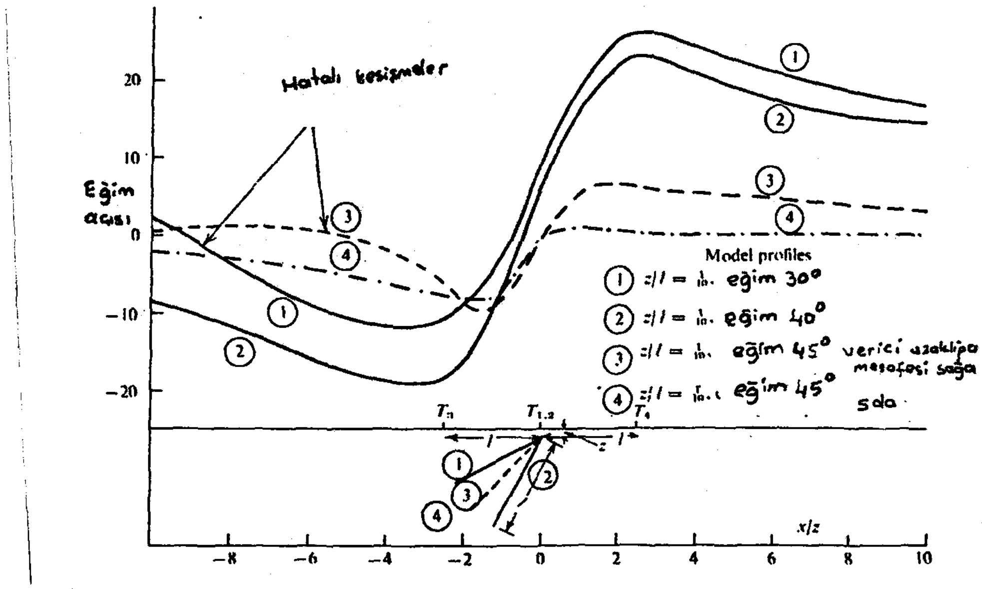
Şekil 18. yukardaki son denklemden hesaplanmış üç eğriye



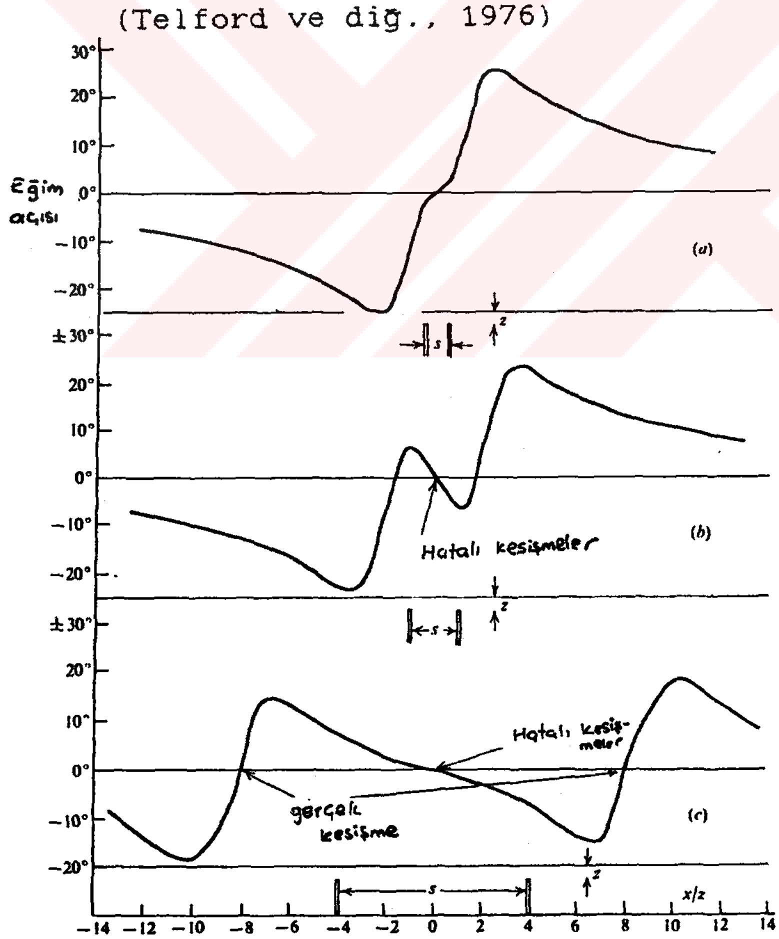
Şekil 18. Yarı sonsuz düşey levha üzerinde VLF profilleri (Telford ve diğ., 1976).



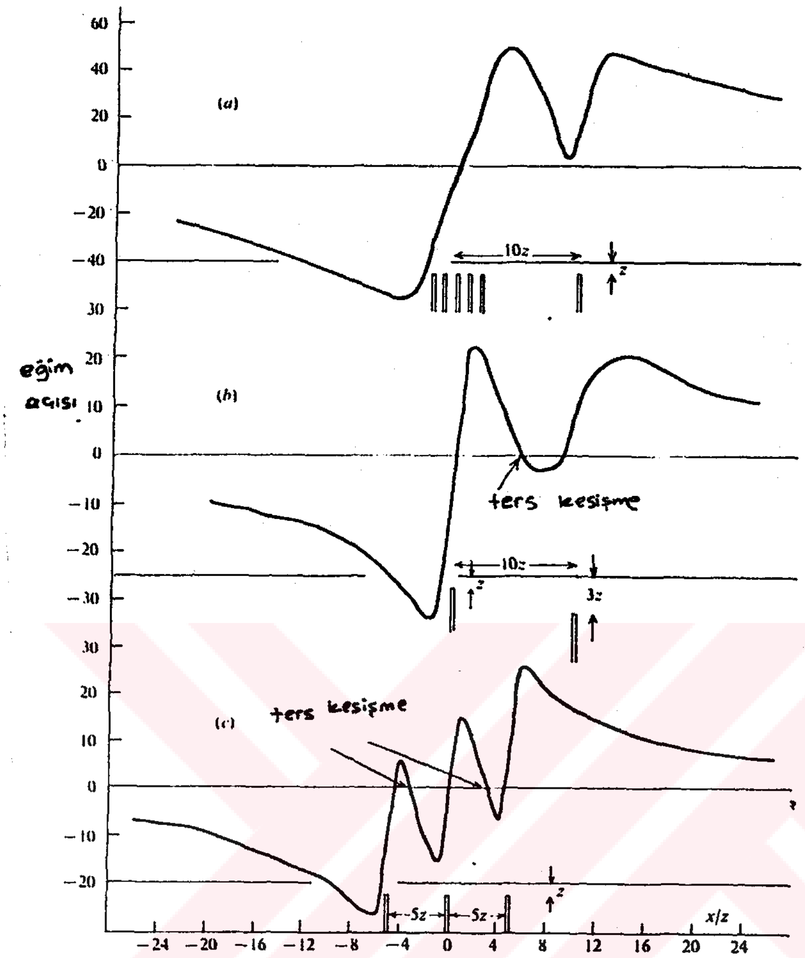
Şekil 19. Yarı sonsuz düşey levha üzerindeki VLF profillerindeki ölçüm doğrultusu etkisi (Telford ve diğ., 1976)



Şekil 20. Sonlu büyüklükteki eğimli levhaların etkileri (Telford ve diğ., 1976)



Şekil 21. İki levha etkisi (Telford ve diğ., 1976)



Şekil 22. Ardışık düşey levhalar üzerindeki VLF tepkileri (Telford ve diğ., 1976)

ek olarak düşey levha üzerinde bir VLF alıcısıyla elde edilmiş model eğrisini göstermektedir. Bu son denklem doğrudan iletkenliği içermez fakat I, σ ile değişir ve bundan dolayı $\tan\alpha$ artacaktır. birincil alan iletkenin uzanım doğrultusuna hemen hemen paralel olduğu vakit ölçü kaçınılmaz şekilde bozulur (Şekil 19). Şekil 20, iletken doğrultusuna 70 ve 60 derecelik açılarda modelin etkisini göstermektedir.

Levha iletkenler:

a) İki İletken

Grand ve West (1965,s.532-6), iki iletken etkisinin genellikle her birinin tek başına yaptığı etkinin toplamı olmadığını ayrıca onlar arasında karşılıklı indüktansı da içerdiğini göstermiştir (Şekil 21)

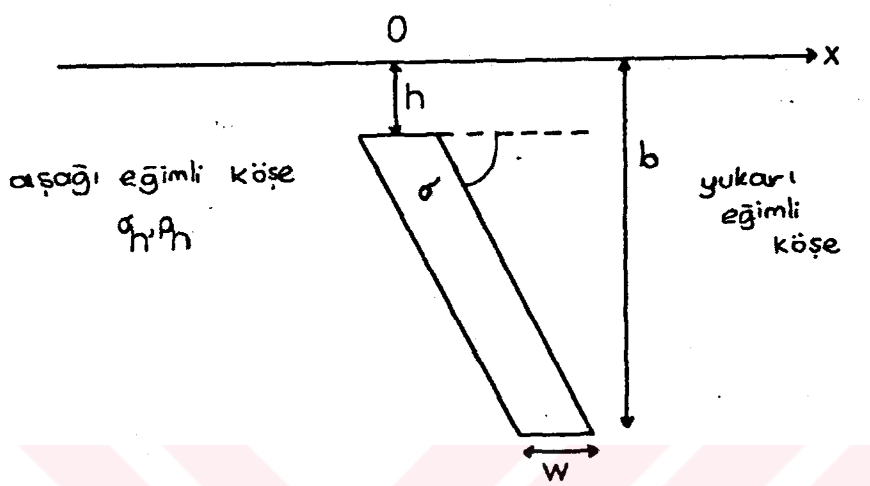
b) Çoklu İletkenler

Çeşitli EM yer yöntemleri çoklu iletkenlere karşı farklı yanıtlar gösterirler. Farklar iletkenliğin yanısıra özel sistemin geometrisiyle saptanır. Grafikler, karşılıklı etkilerin olmadığı varsayılarak son eğim açısı denklemi değişikliğe uğratılarak çizilmiştir (Şekil 22)

Kaikonen (1980) çalışmasında, VLF ve VLF-R ölçümlerinin yorumlanması için bazı abakları sonlu elemanlar tekniği kullanarak hazırlamıştır. Manyetik polarizasyon elipsinin eliptikliği ve eğim açısının ölçüldüğü klasik VLF yönteminde, düzensizlik (inhomojenite) doğrultusuyla paralel olan E polarizasyondan yararlanmak yeterlidir. Bu manyetik polarizasyon elipsinin büyük ekseninin eğiminin oluşturduğu E polarizasyon etkileşimi nedeniyledir. VLR-R yönteminde birbirine dik elektrik ve manyetik alan bileşenleri ölçülür ve ilke olarak her iki polarizasyon da kullanılabilir. Bu çalışmada iki boyutlu düzensiz yer modellenmiştir. İnhomojenite bu modelde deyişken iletkenlik, derinlik, dayk boyu, eğim ve kalınlıktan oluşan geniş bir dayk (veya filon)dur. İki boyutlu ortamın tepkisine ilşkin hesaplamalar için sayısal sonlu elemanlar tekniği kullanılmıştır. VLF yöntemi için sonlu elemanlar tekniğinin ayrıntılı formülasyonu hemen hemen Kaikonen (1979)'da yayınlanmıştır.

Şekil 23'da eğimli dayk (veya filon) model değişkenleriyle görülür. Frekans 16.4 kHz, h derinlik, w kalınlık, b alt yüzey derinliği, d_h yan kayaçtaki nufuz derinliği (skin depth), σ daykın iletkenliğidir. Tepki fonksiyonlarında gözlenen karekteristik noktalar Şekil 24'de işaretlenmiştir. Şekil 24a eğim açısı profilidir. A_α^- anomali genliğinin aşağı eğimli kısmı, A_α^+ yukarı eğimli kısmı ve $x_{1/2}$ yarı açıklıktır. Şekil 24b, eliptikliği gösterir. Şekil 24c ve d'de, MP noktası görünür özdirenç ve faz abakları ile kullanılan karekteristik noktalardır.

Yan kayaç iletkenliğinin etkisi Şekil 25'de, dayk boyu



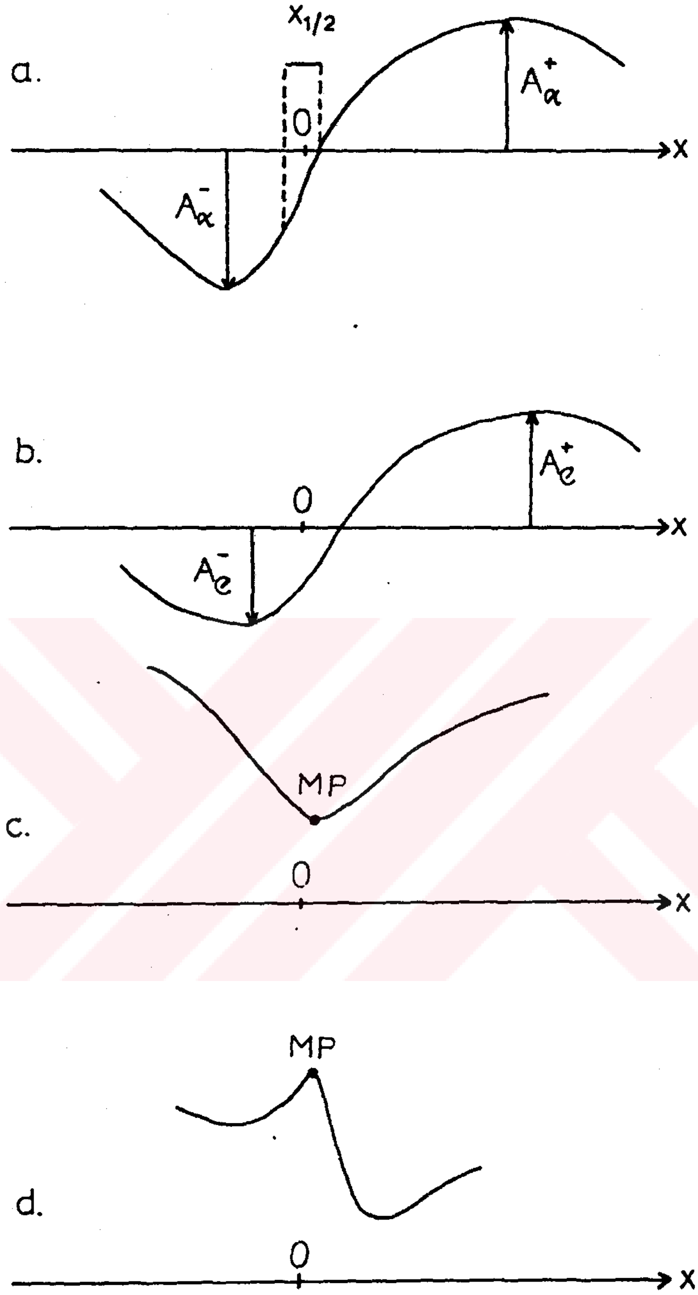
Şekil 23. Model parametreleri (Kaikonen, 1980)

Şekil 26'de, derinlik etkisi Şekil 27'de, kalınlık etkisi Şekil 28'de görülmektedir.

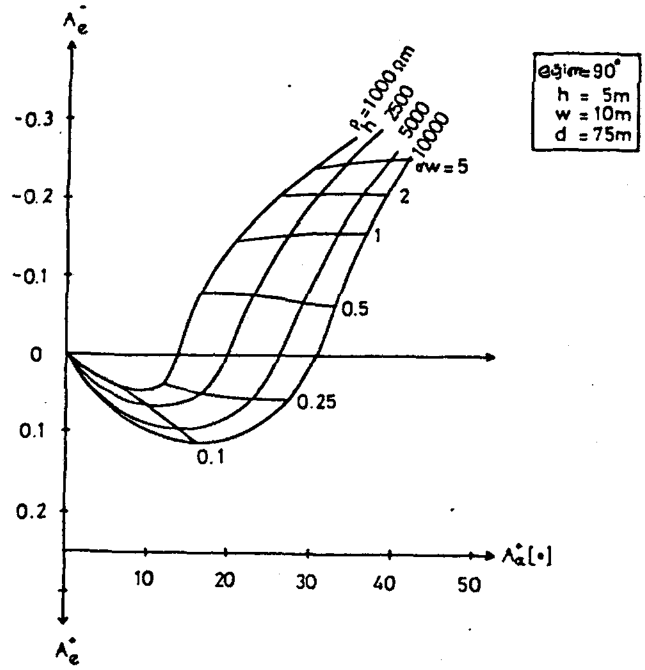
Saydam (1980), düşey iletken daykların (Şekil 29) farklı parametreler için bir dizi tepkisini hesaplamıştır. Saydam (1980) ayrıca "Eliptiklik" ve "tilt açısı" diye iki kavramı açıklamıştır (bak Şekil 30 ve 31). Eliptiklik, polarizasyon elipsinin küçük ekseninin büyük eksenine oranı, tilt açısını da büyük eksenin yatayla yaptığı açı olarak tanımlamıştır. Tilt açısı α ve eliptiklik e , yatay ve düşey manyetik alan bileşenlerive onların fazlarıyla ilşkileri aşama aşama izlendiği gibi verilir (Smith ve Ward,1974):

$$H_x e^{i\phi x} \quad , \quad H_z e^{i\phi z} \quad , \quad \Delta\phi=\phi_z-\phi_x$$

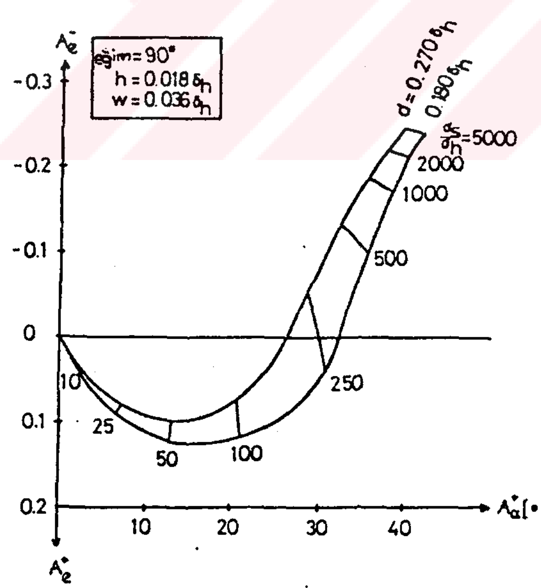
olduğunu kabul ederek ,Kutuplaşma (Polarizasyon) elipsi denklemini yeniden yazabiliriz.



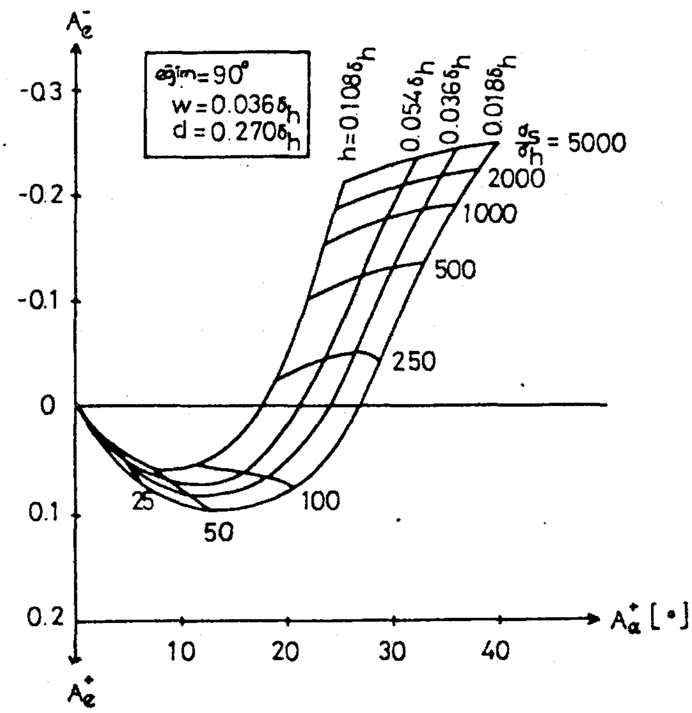
Şekil 24. Karekteristik noktalar ve iletkenin yerinin bulunmasında kullanılan büyüklükler. (a) eğim açısı (b) eliptiklik (c) görünür özdirenç (d) faz açısı ($\Phi_{Ey}-\Phi_{Ex}$) (Kaikonen, 1980).



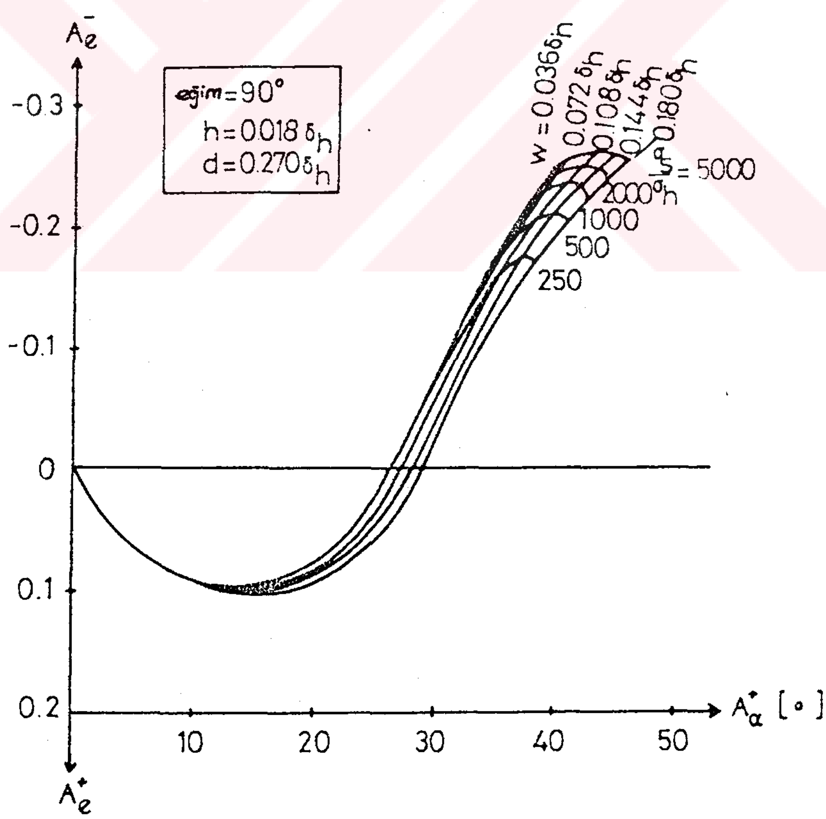
Şekil 25. Yan kayaç iletkenliğinin eğim açısının etkisiyle ilgili eğim açısı-eliptiklik abağı (Kaikonen, 1980).



Şekil 26. Dayk boyu etkisini veren eğim açısı-eliptiklik abağı (Kaikonen, 1980)



Şekil 27. Derinlik etkisini veren eğim açısı-eliptiklik abağı (Kaikonen, 1980).



Şekil 28. Kalınlık etkisini veren eğim açısı (A_α)-eliptiklik abağı (A_e) (Kaikonen, 1980).

$$\frac{x^2}{H_x^2}+\frac{z^2}{H_z^2}-\frac{2xzCos\Delta\phi}{H_xH_z}=Sin^2\Delta\phi \tag{87}$$

Dalganın tilti $\alpha=\frac{H_r}{H_z}e^{-i\Delta\phi}$ ' dir. Stratton (1941)'den tilt amacımıza göre düzenleyerek,

$$\tan2\alpha=\pm\frac{2\,(H_z/H_r)\,Cos\Delta\phi}{1-(H_z/H_r)^2} \tag{88}$$

buradan da

$$\alpha=\pm\frac{1}{2}\arctan(\frac{2\,(H_z/H_x)\,Cos\Delta\phi}{1-(H_z/H_x)^2} \tag{90}$$

elde edilir (r yönündeki değişimin x yönünde olması kabulü ile). Eliptiklik,

$$|e|=\frac{H_2}{H_1} \tag{90}$$

H1=h1 ve H2=h2 ile

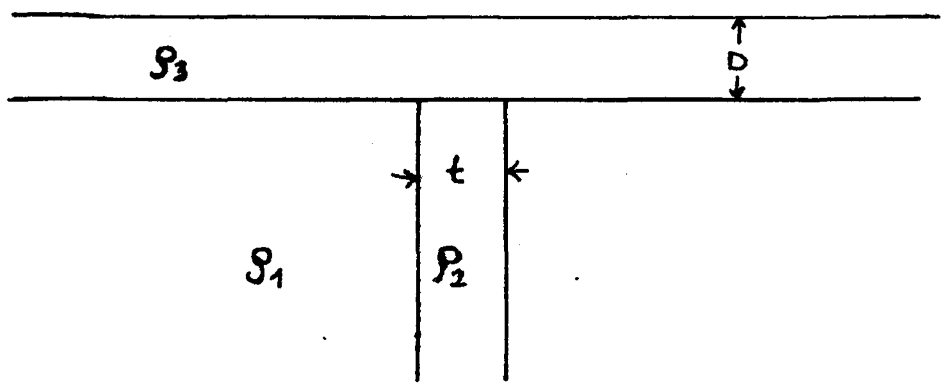
$$\frac{h_2}{h_1}=[\frac{1}{2}\,(H_z^2-H_x^2)\,Sin2\alpha+H_xH_zCos\Delta\phi Cos2\alpha]\,\frac{1}{H_1}+i\,[\frac{H_zH_xSin\Delta\phi}{H_1^2}] \tag{91}$$

elde edilir. Gerçel bölümün sıfır kabul edilmesiyle.

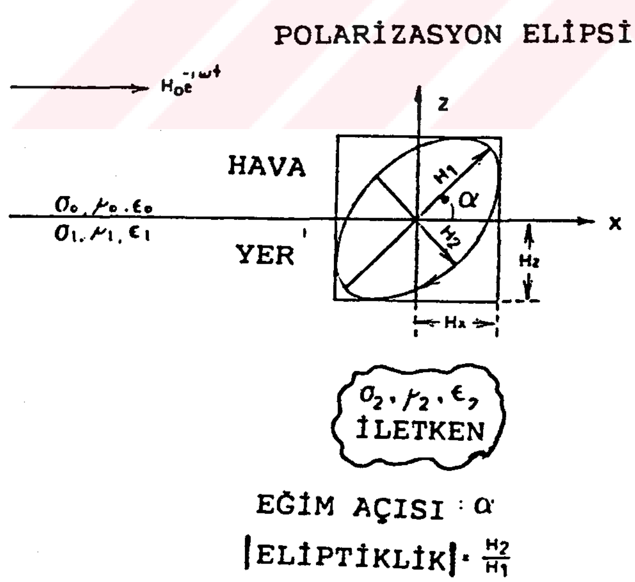
$$e=\frac{H_zH_xSin\Delta\phi}{H_1^2}$$

yüzde olarak ise,

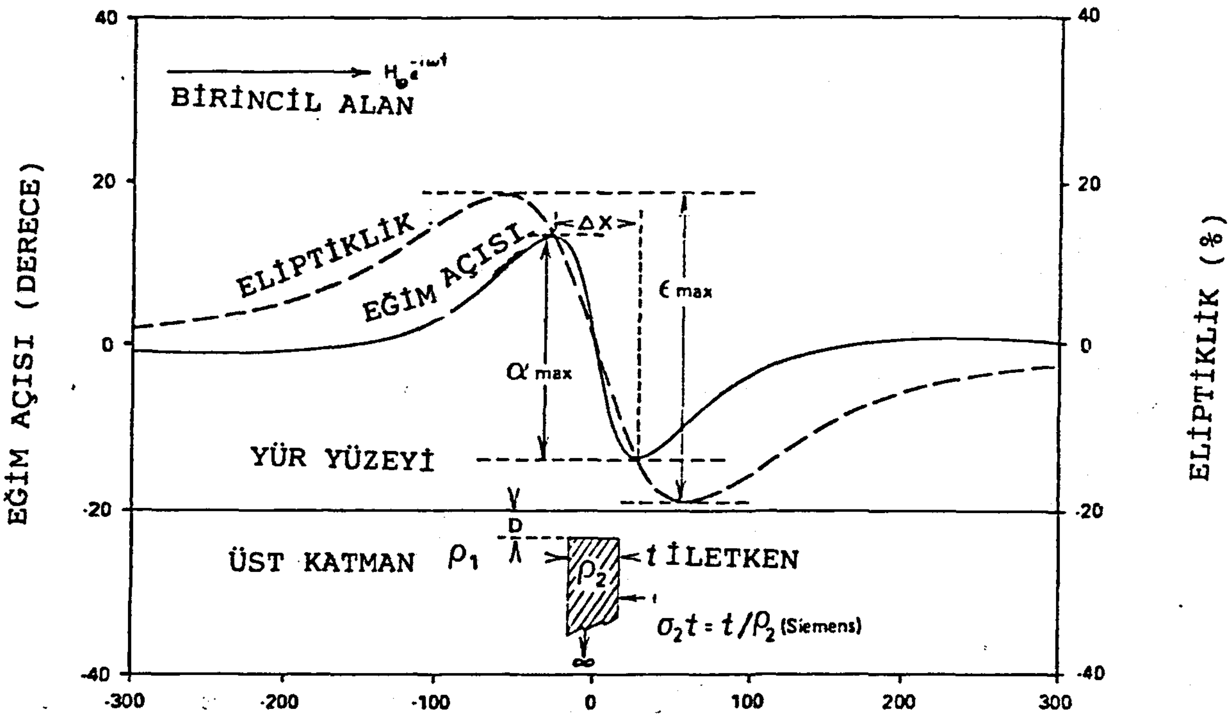
$$e=\frac{H_zH_xSin\Delta\phi}{H_1^2}.100$$



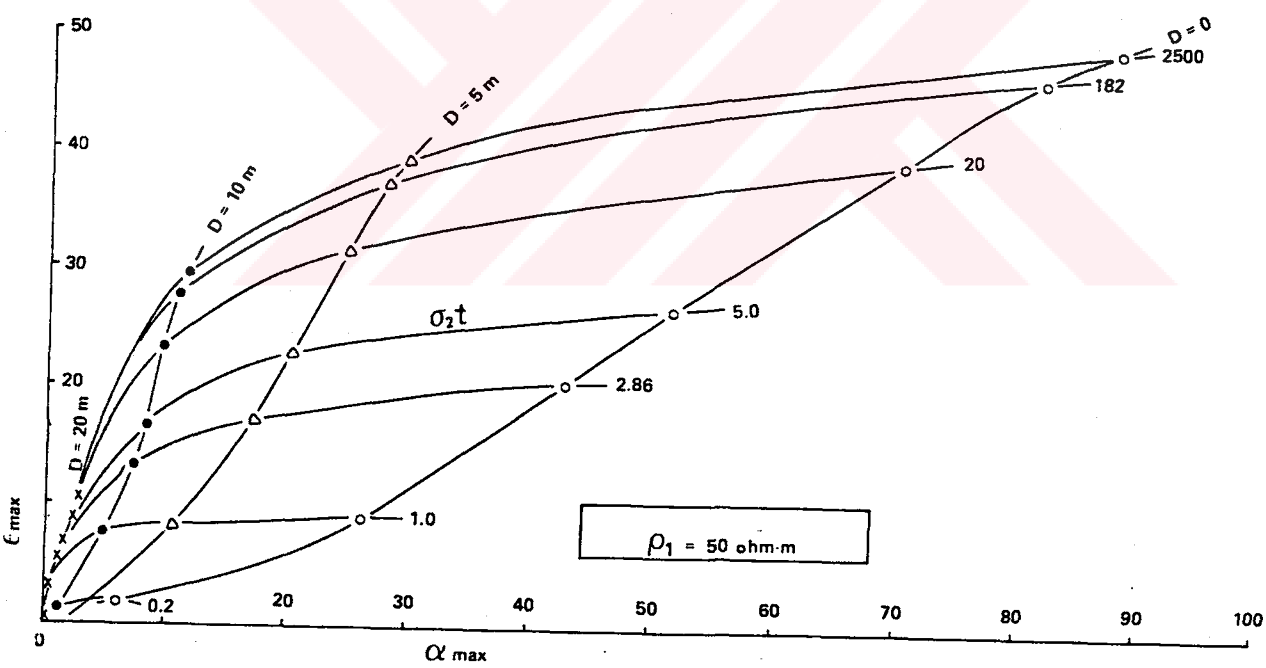
Şekil 29. Model parametreleri (Saydam, 1981)



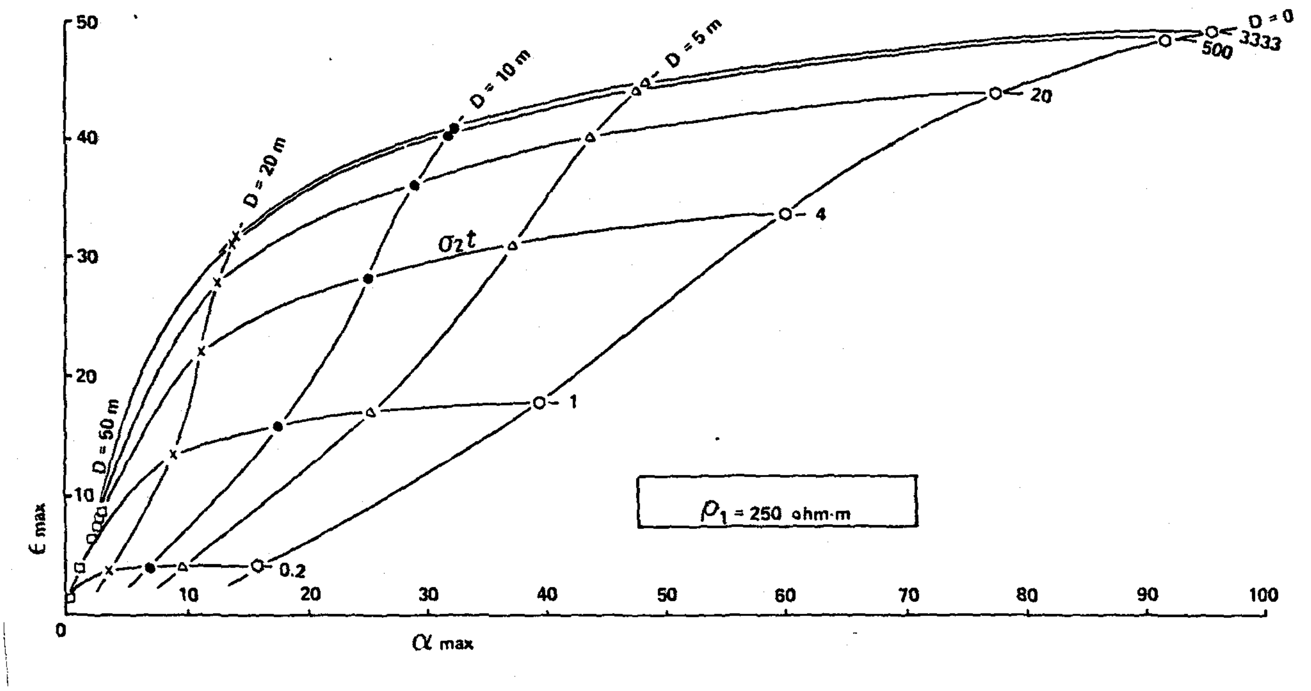
Şekil 30. EM alan düzleminde inhomojen iletken varlığında polarizasyon elipsi (Saydam, 1981)



Şekil 31. Tipik bir eğim açısı-eliptiklik profili (Saydam, 1981)

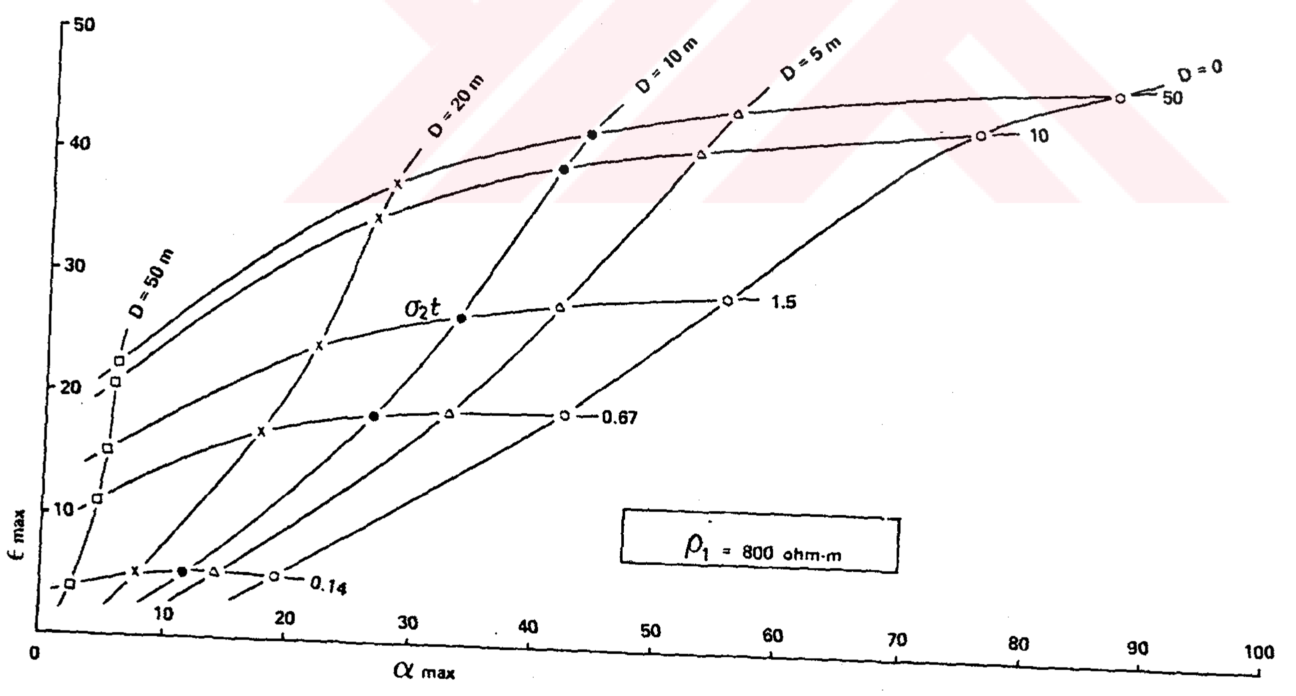


Şekil 32. Yan kayaç(host rock) özdirenci 50 ohm.m olan bir yapının ϵ - α karekteristik diyagramı (Saydam, 1981)



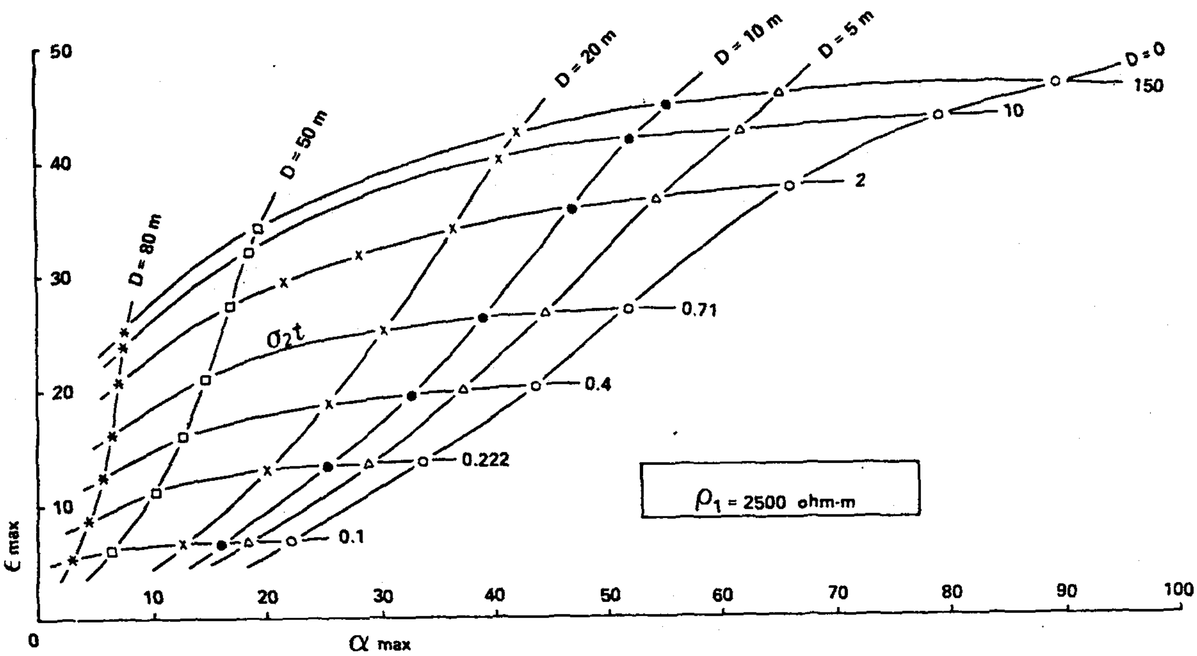
Şekil 33. 250 ohm.m'lik bir yan kayaç için ϵ - α

karekteristik diyagramı (Saydam, 1981)

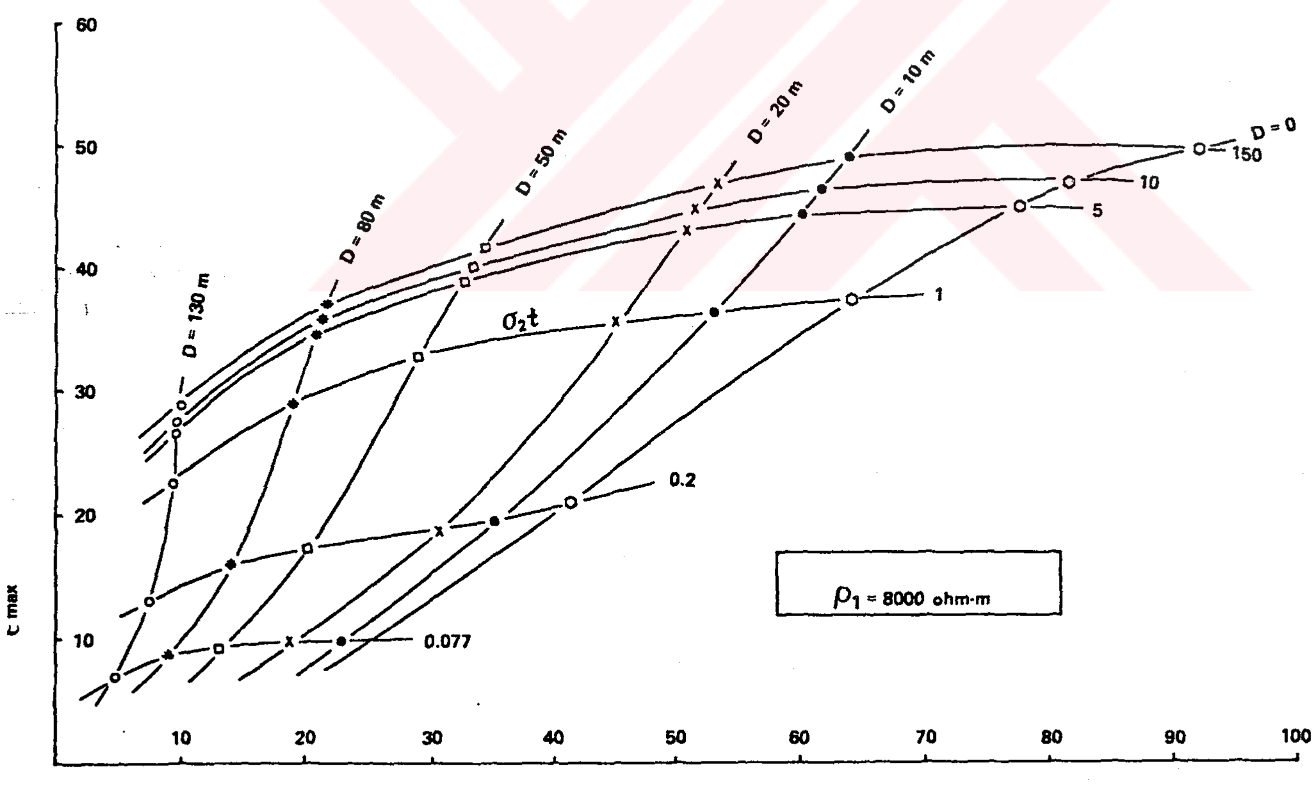


Şekil 34. 800 ohm.m'lik bir yan kayaç için ϵ - α

karekteristik diyagramı (Saydam, 1981)



Şekil 35. 2500 ohm.m'lik bir yan kayaç için ε – α karekteristik diyagramı (Saydam, 1981)



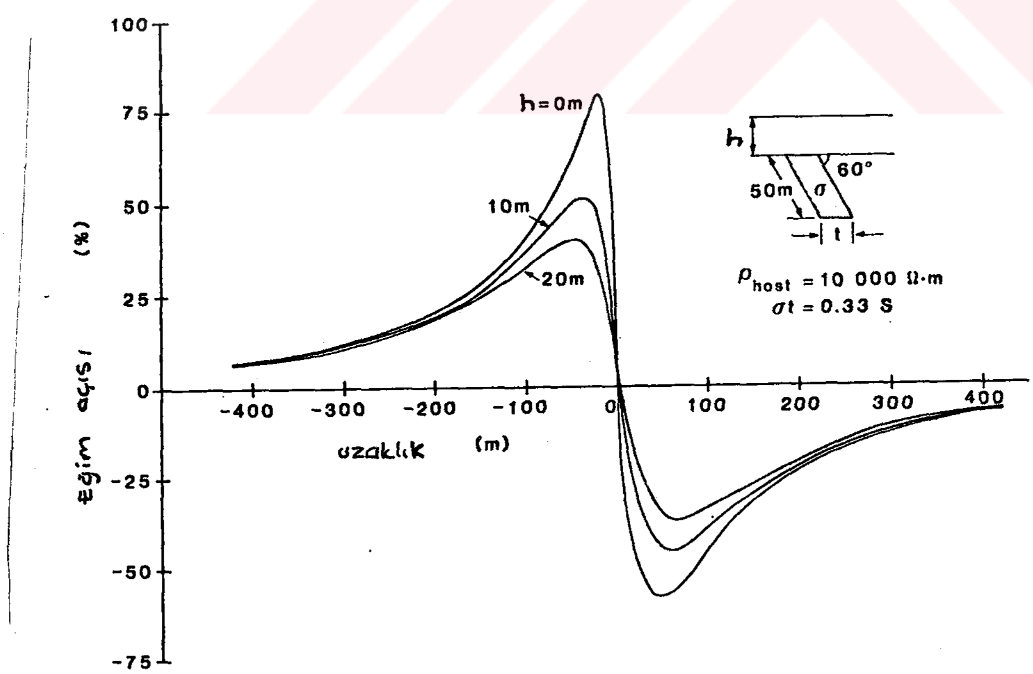
Şekil 36. 8000 ohm.m'lik bir yan kayaç için ε – α karekteristik diyagramı (Saydam, 1981)

bulunur. Burada, $\Delta\phi=\phi_z-\phi_x$ 'dir. Tipik bir tilt açısı ve eliptiklik grafiği Şekil 31'de gösterilmiştir. Tepeden tepeye tilt ve tepeden tepeye eliptiklik ilşkili grafikler üzerinde mutlak büyüklüğe sahiptir.

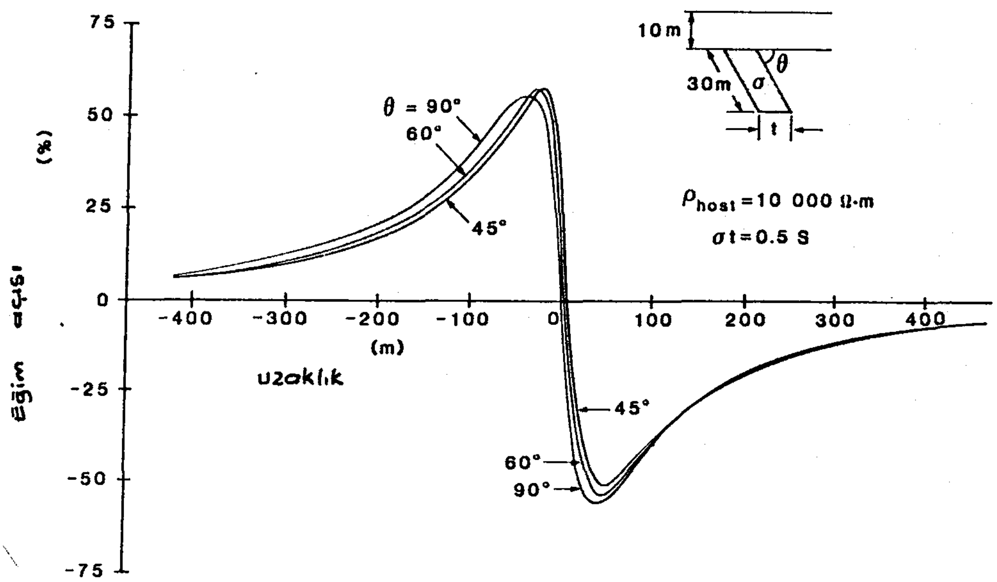
Tilt açısı ve eliptiklik abakları, düşey iletken dayk üzerinde yankayaç özdirençleri (şekillerde ρ1) sırasıyla 50, 250,800, 2500 ve 8000 ohm.m olmak üzere, iletkenlik çarpı kalınlık parametresi de hesaba katılarak (σ2.t) düzenlenmiştir. Beş (5) karekteristik abak (Şekil 32, 33, 34, 35 ve 36), tepeden tepeye tilt açısı(α max) yatay eksen ve tepeden tepeye eliptiklik (ϵmax) yüzde olarak düşey eksene denk gelecek biçimde çizilmiştir.

Sinha(1990), VLF frekans aralığında iki boyutlu eğimli levha türü yapıların tepkilerini teknikler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Kullandığı modelin şematik gösterimi ve fiziksel anlamları Şekil 23'deki gibidir.

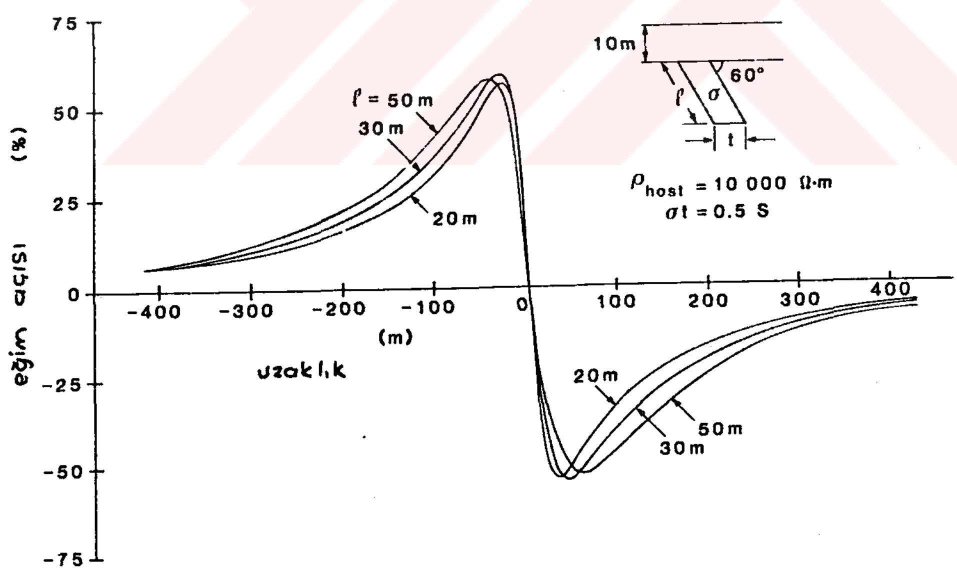
Böyle bir yapıda farklı h derinliklerinin (0,10, ve 20 m için) eğim açısı (tilt) üzerindeki etkileri Şekil 37'de verilmiştir. Daykın farklı eğim değerleri (θ=45, 60, 90)



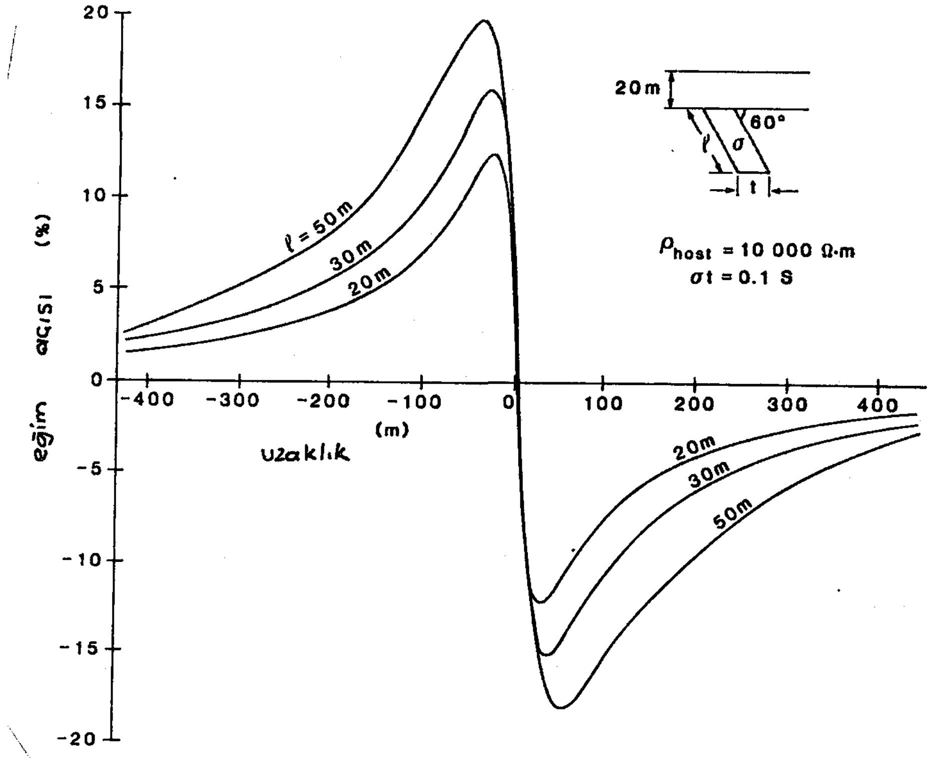
Şekil 37. Farklı derinlikler için eğimli daykın üzerindeki eğim (tilt) açısı değerleri (Sinha. 1990).



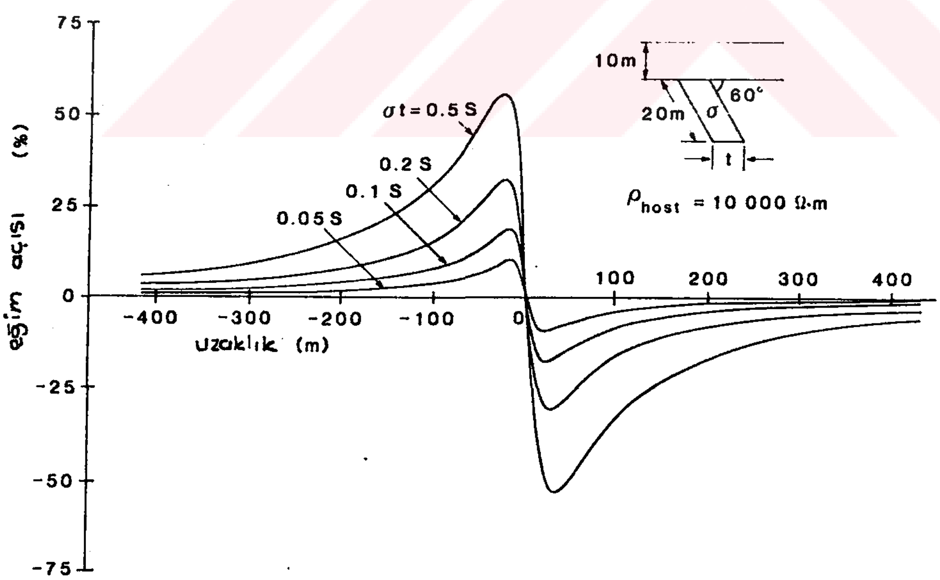
Şekil 38. Daykın farklı eğim değerleri için eğim açısı (tilt) değerleri ((Sinha, 1990)



Şekil 39. Farlı uzunluk etkileri σ.t=0.5 değeri için eğim açısı değerleri (Sinha. 1990)



Şekil 40. Farklı uzunluk etkileri σ.t=0.1 değeri için eğim açısı değerleri (Sinha, 1990)

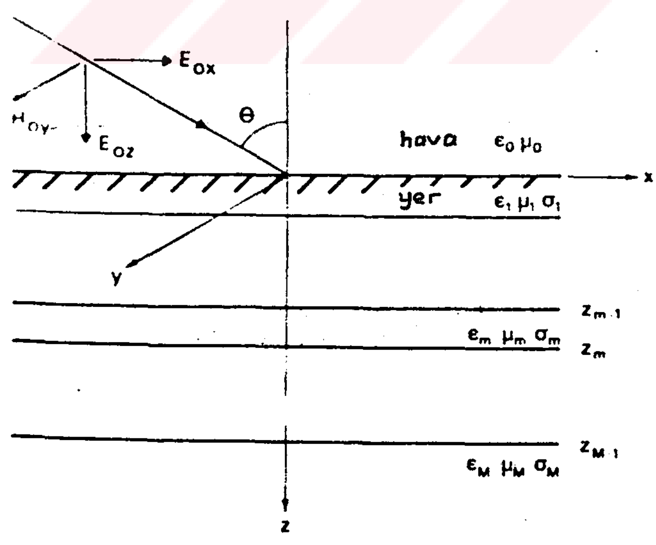


Şekil 41. Farklı iletkenlik x kalınlık (σ.t) etkilerinin eğim açısı üzerindeki etkileri (Sinha, 1990)

etkileri ise Şekil 38'de verilmiştir. Şekil 39'da ise farklı uzunluk (l=20m, 30m, 50m) etkileri, ρ.t=0.5 için verilmiştir. Şekil 40'da ise ρ.t=0.1 değeri için farklı uzunluk (l;20, 30 ve 50m) etkileri verilmiştir. Şekil 41'de ayrıca farklı "iletkenlik x kalınlık" etkilerinin (0.5 S, 0.2 S, 0.1 S, 0.05 S) yüzde olarak tilt açısı tepkisi üzerindeki etkileri görülmektedir.

3.2.5. Yatay Katman Modeli

Tabakalı yer modeli değişken kalınlıklara ve özdirençlere (veya iletkenliklere) sahip yatay katmanları içerir. Yalnızca manyetik alan bileşenlerinin ölçülmesi böyle yapılar üzerinde bilgi sağlamaz. Elektrik ve manyetik her iki veriye sahip olmak gerekir. Tabakalı ortam modelleri genellikle iki katman ve nadir olarak üç katman üzerine kurulur (Şekil 42).



Şekil 42. Yatay katmanlı yer modeli (Wait, 1962)

Düzlem dalga için yatay katmanlı modelin tepkisi Crossley (1981) tarafından verilmiştir. Homojen bir yer için görünür özdirenci (62a) ve fazı (62b) denklemleriyle verilmiştir.
Yer homojen değilse benzer ifadeler,

$$\phi = argZ_1 = \frac{\pi}{4} + argQ \qquad (92a)$$

$$\phi = argZ_1 = \frac{\pi}{4} + argQ_1 \qquad (92b)$$

ile tanımlanmış olarak verilecektir. Burada Q düzeltme veya tabakalanma faktörüdür. Deplasman akımlarından ileri gelen terimin çok küçük olduğu ve ihmal edildiği varsayımıyla homojen yer için tilt açısını,

$$\alpha_o = \frac{-1}{Sin\theta}\left(\frac{i\omega\mu_1 e_o \rho_1}{\mu_o}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (93)$$

yazılabilir. Tabakalı ortamlarda kullanmak üzere bir tabakalanma veya düzeltme faktörü Qm tanımlayabiliriz. m tabaka çözümü için bu,

$$Z_1 = (i\omega\mu_1\rho_1)^{\frac{1}{2}} Q_1 \qquad (94)$$

$$Q_m = \frac{B_m Q_{m+1} + \tanh(\alpha_m\sqrt{I})}{1+\beta_m Q_{m+1}\tanh(\alpha_m\sqrt{I})} \qquad (95)$$

olur.

İki Katman Modeli

Sonlu yarı ortam üzerinde bulunan tek bir tabaka durumunda m = 2 ise yukarıdaki denklem

$$Z_1 = (i\omega\mu_1\rho_1)^{\frac{1}{2}} Q_1 \qquad (96)$$

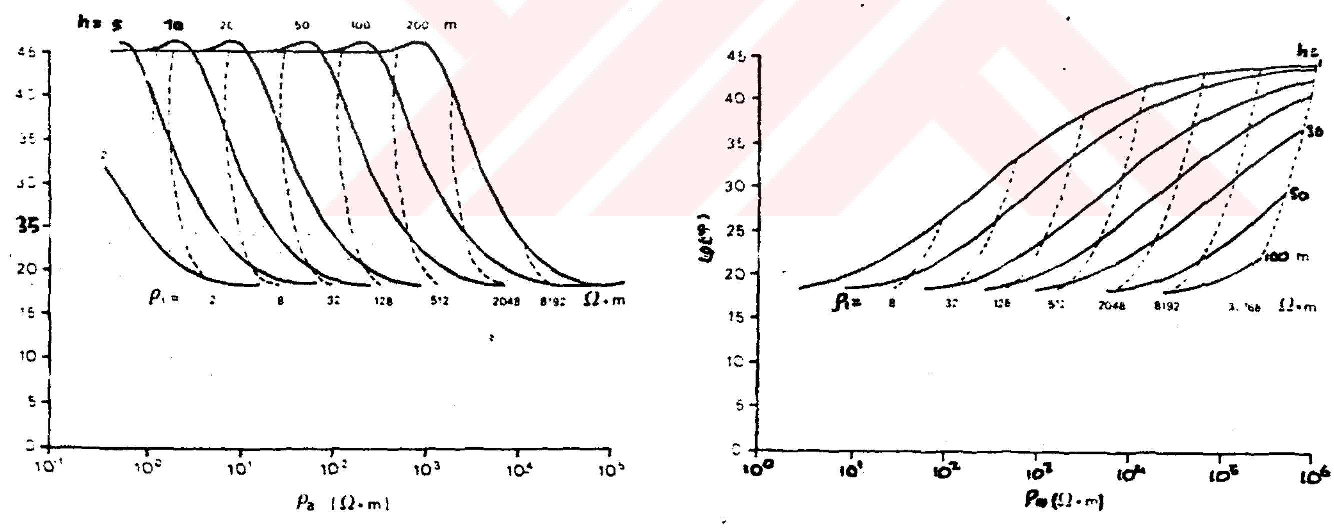
$$Q_1=\frac{\beta_1+\tanh(\alpha_1\sqrt{i})}{1+\beta_1\tanh(\alpha_1\sqrt{i})} \tag{97}$$

'e indirgenir. Burada,

$$\alpha_1=(\omega\mu_1\sigma_1)^{\frac{1}{2}}h_1 \tag{98}$$

$$B_1=\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \tag{99}$$

dir.



Şekil 43. özdirenç oranı $\rho_2/\rho_1=30$ için iki katmanlı çözüm için ρ_a-ϕ(°) eğrileri (a), benzer özdirenç oranı için farklı bir çözüm sonucu elde edilen ρ_a-ϕ(°) eğrileri (b) (Crosley, 1981)

İki katman modelini üç değişken olusturur. Alttaki katmanın özdirenci ρ_2 , üst katmanın özdirenci ρ_1 ve derinliği h_1 . Arazide ρa ve ϕa'yı ölçtükten sonra bu üç değişkenden birini bilmemiz gerekir. Eğer bilgi yoksa $\rho 2/\rho 1$ oranını kestirebiliriz. Bunun için Jones ve Telford (1981) bazı grafikler hazırlamışlardır (Şekil 41a ve b). Şekil 42 iki tabakalı modelimiz için kullanacağımız abakları gösterir. Bu eğrilerin kullanım usulü Çizelge 3'de açıklanmaktadır. İki tabakadan daha fazla tabaka için de genel denklemin açılmları mümkündür (Mathienson ve Crossley,1981). Fakat yorumlamada düzensizlik artar, tabaka çözünürlüğü azalır.

İki katman çözümü için bir örnek yapalım. Verilenler ρ_a=5000 ohm.m, ϕ_a=40 ve f=16400 Hz olsun. Birinci durumda ρ_1=500 ohm.m değerini bildiğimizi varsayarsak,

a) $\rho_a = \rho_1 . Q^2$ 'den Q=3.15 bulunur.

b) Abaktan (Q, ϕ_a) arakesitinden β=3.15 bulunur.

c) α değeri (abaktan) 0.1 bulunur.

d) $\alpha = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{\rho_1}} . h_1$ 'den h_1=6.2 m bulunur.

e) $\beta = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$ 'den ρ_2=4950 ohm.m bulunur.

İkinci durumda elimizde yalnızca ρ_2/ρ_1 = 9.9 oranı mevcutsa;

a) $\rho_2/\rho_1 = \beta^2$ den β=3.146

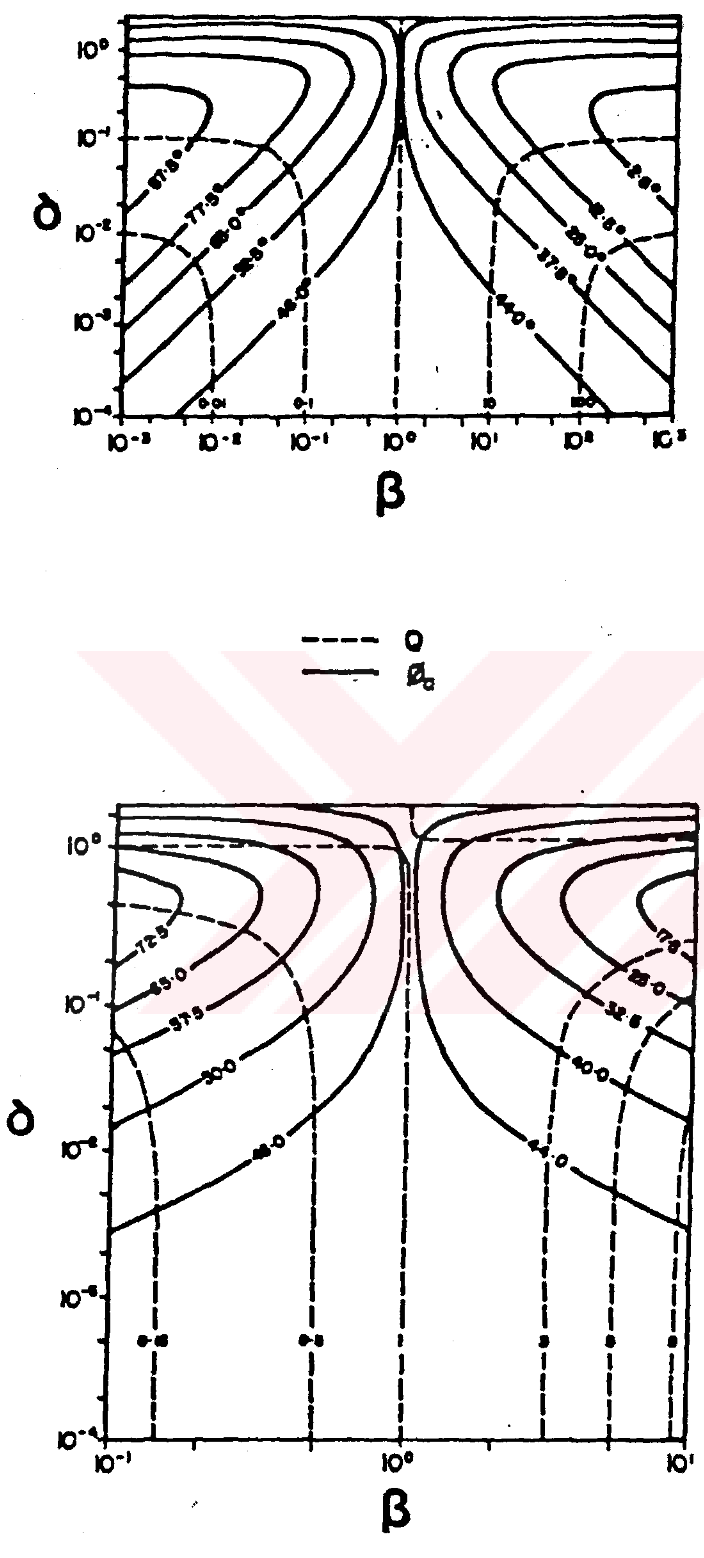
b) (β, ϕ_a) dan (abaktan) α=0.1

c) $\rho_a = \rho_1 . Q^2$ den ρ_1=505 ohm.m

e) $\alpha = \sqrt{\frac{\omega \mu_o}{\rho_1}} . h_1$ den h_1= 8.8 M

f) $\rho_2 = \beta^2 \rho_1$ den ρ_2= 4990 ohm.m bulunur.

Özdirençli ana kaya üzerinde üstkatman değişimleri bu teknikle oldukça etkili olarak haritalanabilir. Yeraltısuyu



Şekil 44. İki katman abakları (Wrigth, 1988)

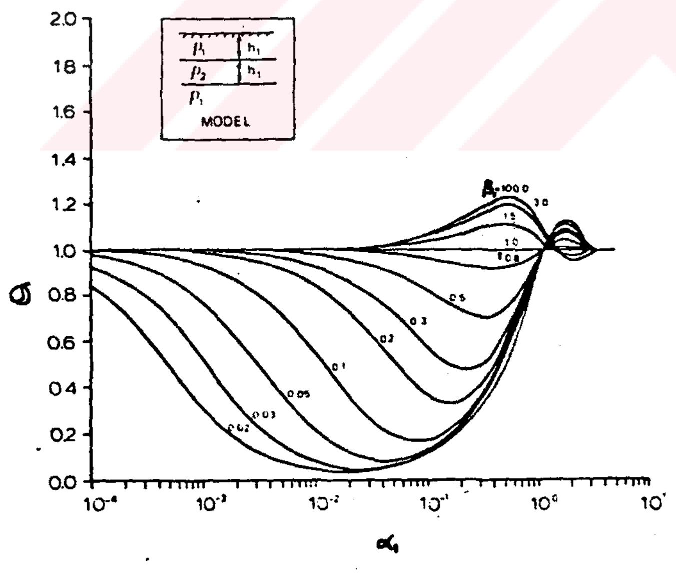
aramaları, mühendislik jeofiziği uygulamaları yapılabilir. Çevre kirlenmesi konularında ρ_2 deki değişimler ve ρ_1 deki değişimler kirlenme bölgelerini yansıtır.

Üç Katman Modeli

ρ_1, h_1, ρ_2, h_2 ve ρ_3 olmak üzere beş değişken içeren üç katman probleminin yorumlanması, (ρa ve ϕ_a) gözlenmiş niceliklerine bağlı olarak bazı zorluklar olmasına rağmenşöyle yapılır (Mathienson ve Crossley,1981):

$$Q_1=\frac{\beta_1 Q_2+\tanh(\alpha_1\sqrt{I})}{1+\beta_1 Q_2\tanh(\alpha_1\sqrt{I})} \tag{100}$$

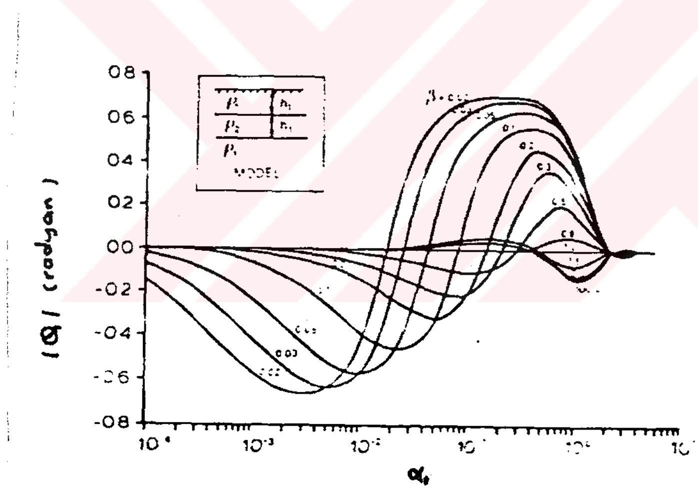
$$Q_2=\frac{\beta_2\tanh(\alpha_2\sqrt{I})}{1+\beta_2\tanh(\alpha_{\sqrt{I}})} \tag{101}$$



Şekil 45. $h_1=h_2$ ve $\rho_3=\rho_1$ durumu için α_1'in fonksiyonu olarak Q1'in genliği (Mathienson ve Crossley, 1981)

Burada $\beta_2=\sqrt{\frac{\rho_3}{\rho 2}}$, $\alpha_2=\sqrt{\frac{\omega\mu_o}{\rho_2}}.h_1$

faz açısı ve görünür özdirenç (92a ve b) denkleminde olduğu gibidir. Üç katman yorumlamasın örnek olarak h_2 /h_1 ve $\rho_3/\rho_1=1$ durumu için Şekil 45 ve Şekil 46'da gösterilmiştir. Q_1 ve arg Q_1 , α nın bir fonksiyonudur. Değişik seçeneklerle durum çeşitlendirilmiştir.



Şekil 46. Model Şekil 44'deki gibi olup Q1'in fazı çizilmiştir (Mathienson ve Crossley, 1981).

ÇİZELGE 3. İki tabakalı ortam değerlendirmesinde aşamalar (Wright, 1988)

ρ_1 BİLİNİYORSA
1. $\rho_a = \rho_1 Q^2$ den Q'yu hesapla.
2. Abaktan (Q, ϕ_a) arakesinden β'yı bul.
3. α değerini oku.
4. h_1'i $\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu_o}{\rho_1}}\, h_1$ den hesapla.
5. ρ_1'i $\beta = \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}$ den hesapla.
ρ_2/ρ_1 BİLİNİYORSA
1. $\rho_2 = \beta\rho_1$ 'den β'ı hesapla.
2. (β. ϕ_a) dan α 'yı bul.
3. Q değerini oku.
4. ρ_1'i $\rho_a = \rho_1 Q^2$ den hesapla.
5. h_1'i $\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu_o}{\rho_1}}\, h_1$ den hesapla
6. $\rho_2 = \beta^2 \rho 1$ den ρ_2 yi hesapla

3.3. Sayısal Modeller

Sayısal modelleme genel olarak elektromanyetik olayların tanımlandığı özel diferansiyel denklemler ya da integral denklemlerinin her birinin çözümüne ihtiyaç gösterir. Bu yaklaşım hemen hemen sonsuz değişkenli karmaşık durumların modellenmesi için hiç de azımsanamıyacak bir güce sahiptir. Aşağıda VLF tepkilerinin sayısal modellenmesinde en çok kullanılan İntegral denklemleri yöntemi, Sonlu Farklar yöntemi ve Sonlu Elemanlar yöntemi tartışılacaktır.

İntegral Denklemi Yöntemi: Bu yöntemle kısmi türevlerden oluşan denklemler sınır koşullarında çözülen integral denklemlerine indirgenir. Bu tür çözüm daha çok üç boyutlu süreksiz ortamlarda manyetelürik değerleri bulmak için kullanılır.

Sonlu Elemanlar Yöntemi: Yöntemin elektrik ve EM yöntemlere uygulanışı Coggon (1971) tarafından sunulmuştur.

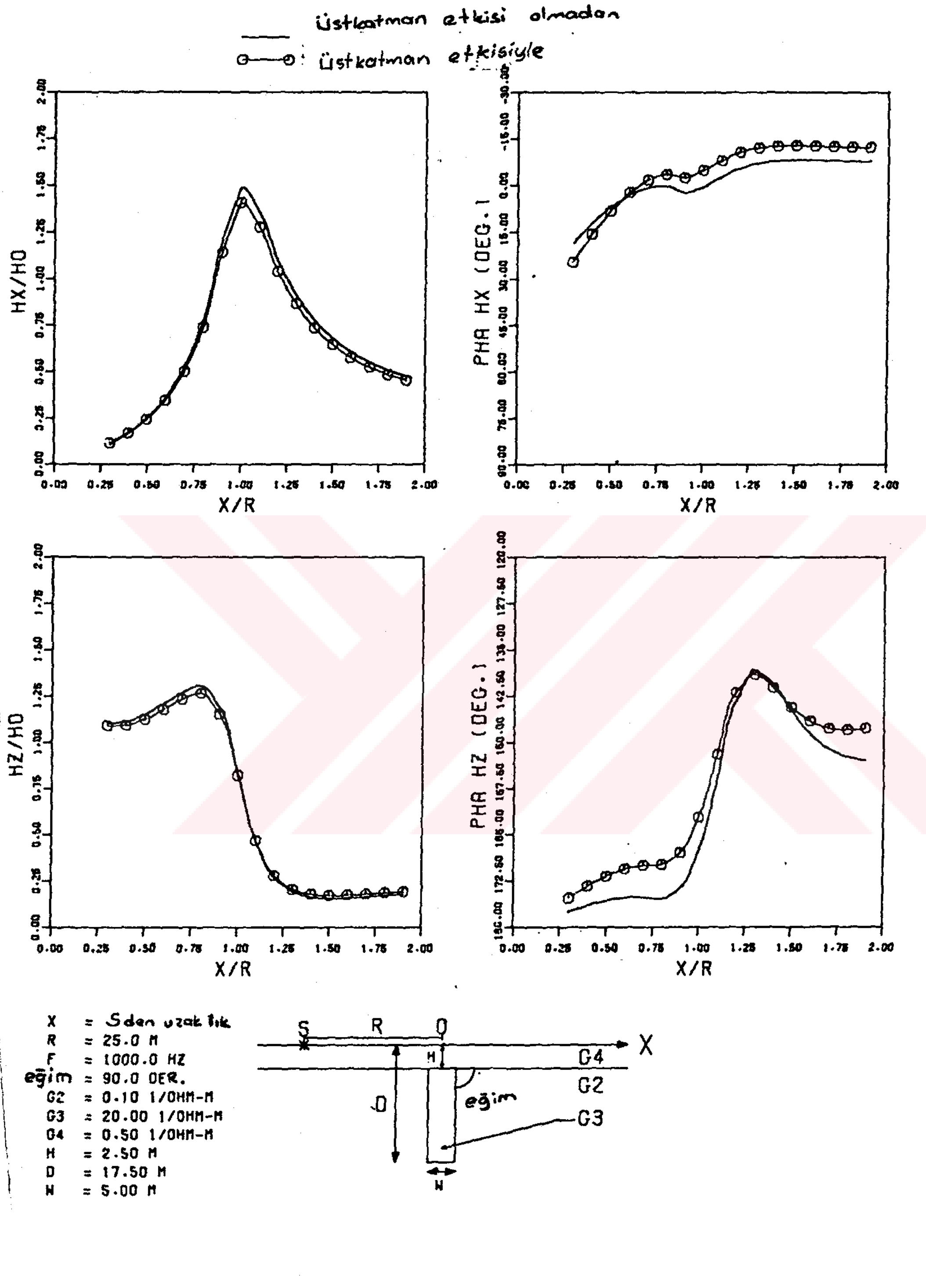
Sonlu Farklar Yöntemi: Jeofizik problemler kimi zaman değişkenlerin sürekli fonksiyonları olarak karşımıza çıkarlar. Sonlu farklar yöntemi, sayısal analizde geniş bir kullanma alanına sahip olup EK.1'de matematik ayrıntısı anlatılmıştır.

Jeofiziğin diğer dallarında olduğu gibi VLF yönteminde de üç boyutlu diferansiyel dalga denkleminin çözümü gerekir:

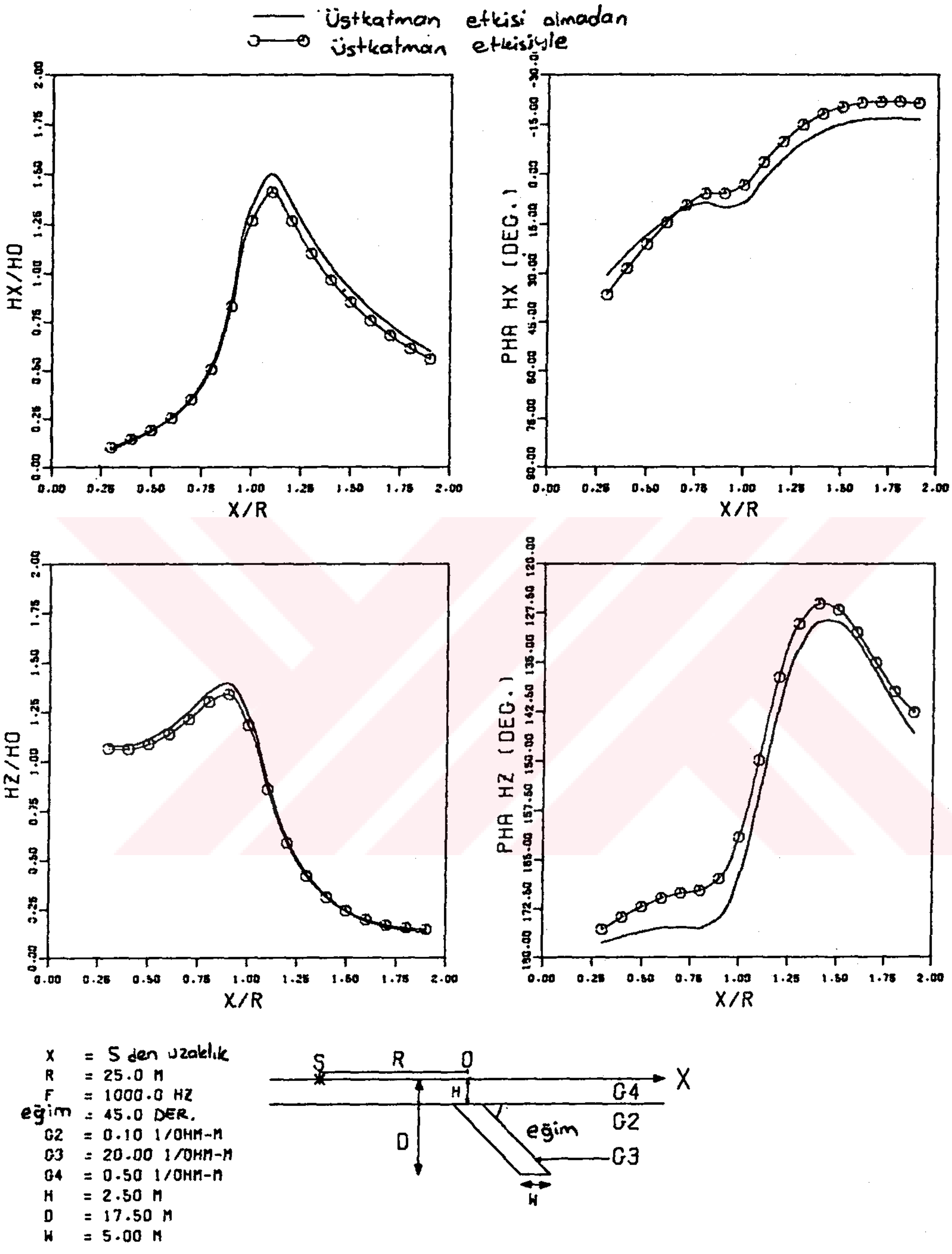
$$\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Z^2}=k^2 U$$

Bu denklem bazı sınır sartları – bu şartları modelin geometrik ve fiziksel özellikleri belirler – altında çözülür.

Yatay, homojen olmayan ve izotrop modellerin VLF tepkileri sonlu elemanlar tekniği kullanılarak Kaikonen(1979) tarafından hesaplanmıştır. Sonuç olarak tılt açısı ve eliptikliğin zayıf iletken için benzer polariteye sahip olduğu fakat eliptikliğin iyi iletkenlerde polarite ve şekil bakımından değişikliğe uğradığı elde edilmiştir. Kaikonen (1977)'nın, düşey levha türü (dayk) yapılar için verdiği tepkiler Şekil 47, 48'de verilmiştir.



Şekil 47. Düşey levhanın sayısal çizgisel kaynak modellemesi (Kaikonen, 1977)



Şekil 48. Eğimli levhanın nümerik çizgisel kaynak modellemesi (Kaikonen, 1977)

3.4. VLF Eğim Açısı ölçülerinin Doğrusal Filtrelenmesi

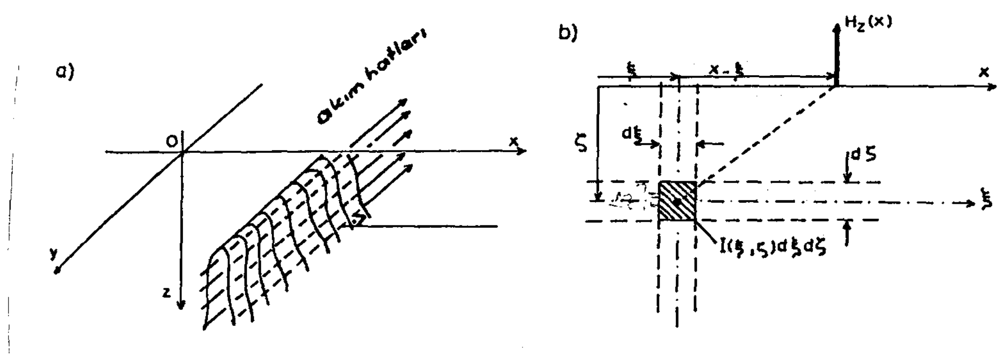
Karous ve Hjelt (1983), VLF eğim açısı ölçümleri için farklı bir değerlendirme yöntemi geliştirmişlerdir. Değerlendirme çok basit olarak Manyetik alan (H) ile ona neden olan akım (J) yoğunluğu arasındaki ilişkiden yola çıkar. Manyetik alanın düşey bileşeni Biot-Savart yasası (Reitz ve Milford,1966) gereği aşağıda izlendiği gibi akım yoğunluğu $J(\xi,\zeta)$ tarafından oluşturulur:

$$H_z(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} J(\xi,\zeta)\,(x-\xi)\,d\zeta / [(x-\xi)^2+\zeta^2] \qquad (102)$$

(102) konvolüsyon integrali $\zeta=z$ derinliğinde, z'inci genişlikte akım yoğunluğuyla sınırladığı varsayımıyla basitleştirilir.

$\int_{-\infty}^{\infty} J(\xi,\zeta) = J(\xi)\Delta z$ ile biz,

$$H_z(x) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} J_a(\xi)\,.\Delta z.\,(x-\xi)\,.d\xi / [(x-\xi)^2+z^2] \qquad (103)$$



Şekil 49. (a) Akım hatlarının yönlenmesi ve koordinat sistemi (b) akım yoğunluğu elemanının manyetik alanı (Kraus ve Hjelt, 1983)

elde ederiz. Denklem, Bendat ve Piersol'un (1968) lineer filtre kuramı kullanılarak Ja için çözülebilir. VLF'de ayrık saha verimiz olduğu için yukardaki integral denklemini ayrık hale getirmemiz gerekir. Bunun için varsayalım ki Hz(x), x aralıklarıyla eşit olarak uzak noktalarda ölçülμüş olsun.
Bu anomaliye yol açan akım yoğunluğu dağılımı z derinliğinde dağılan noktalarda hesaplanabilir:

$$H_{zm}(X_i)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{J_a(\xi_j)\Delta z\Delta x.(X_i-\xi_j)}{(X_i-\xi_j)^2+\Delta x^2]} \qquad (104)$$

$$x_i = i.\Delta x$$

$$\xi_j = (j-j_o).\Delta x$$

$$0\leq j_o\leq$$

buradaki $H_i\frac{2\pi}{\Delta z}H_{zm}(x_i)$ ve $J_a(\xi)=J_j$ dir. Böylece

$$H_i=\sum_{j=-\infty}^{\infty}J_jK_{ij} \qquad (105)$$

$$K_{ij}=\frac{(i-j-j_o)}{((i-j-j_o)^2+1)}$$

elde edilir. İdeal ters filtre (105) denkleminin çözümüyle bulunur. Filtre katsayılarının sayısı kuramsal olarak sonsuzdur. Bu yüzden,

$$H_i=\sum_{i=-n}^{n+1}J_jK_{ij}$$

$$J_j=\sum_{i=-n}^{n+1}K_{io}^{-1}(H_{i+j})$$

olur. Sonuçlar göstermiştir ki aşağıdaki filtre pratikte iyi çalışır:

$$\frac{\Delta z}{2\pi} J_a\left(\frac{\Delta x}{2}\right) = -0.205H_{-2} + 0.323H_{-1} - 1.446H_0 + 1.446H_1 - 0.323H_2 + 0.205H_3$$

burada, $H_i = H_{zm}(i, \Delta z)$ dir. bu tek bir akım hattının alanının ters çözümü için %8'den daha küçük bir hata veren en kısa filtredir.

Alan verilerini yorumlarken ölçülmüş değerler yumuşatılmalıdır. Bununla birlikte simetrik filtre aşağıdaki gibidir:

$$\frac{\Delta z}{2\pi} \bar{J}_a(0) = -0.102H_{-3} + 0.0559H_{-2} - 0.561H_{-1} + 0.561H_1 - 0.0559H_2 + 0.102H_3$$

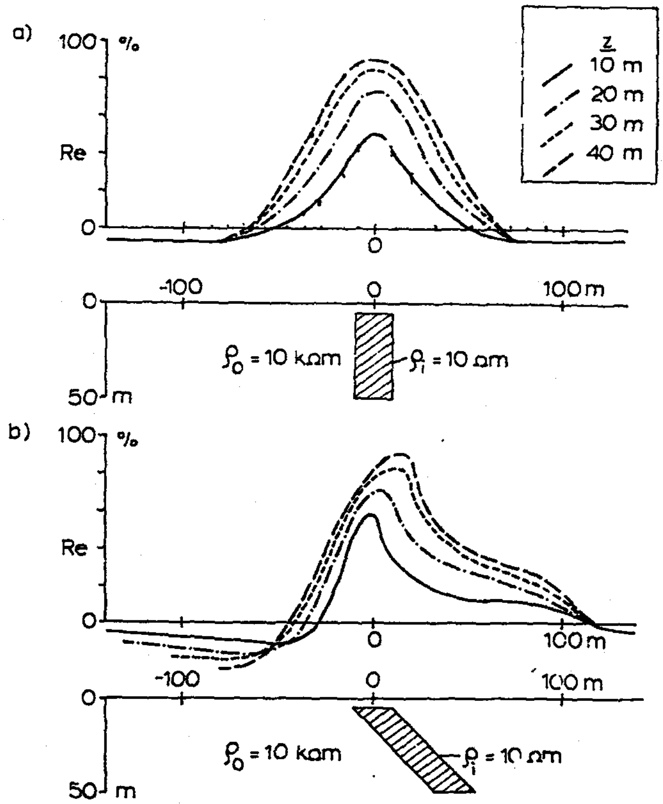
burada, $\bar{J}(0) = \frac{1}{2}\,[J(\Delta x/2) + J(-\Delta x/2)]$ ortalama akım yoğunluğudur.

Filtre katsayıları akım yoğunluğu bileşenine karşılık olarak verilen bağıl anomali Hzm/Ho sanal ve gerçel bileşenine uygulanır (Şekil 49). Çeşitli derinliklerde (ör: X, 2 X,...) ters filtrelerinin hesaplanmasıyla derinlikle akım yoğunluğu değişimi incelenebilinir.

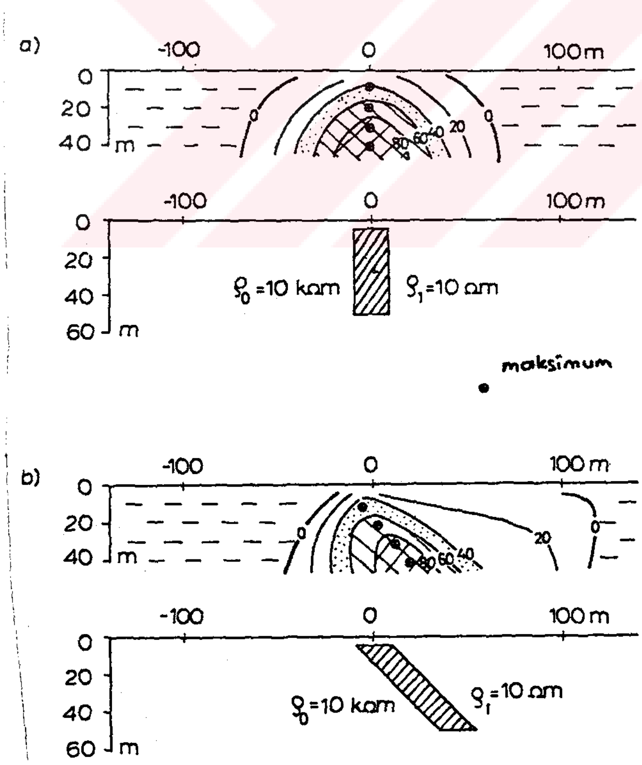
Değişken derinlikler için (Z=10, 20, 30 ve 40) eşit yoğunluk eğrileri Sekil 50 ve 51'de gösterilir. Bununla birlikte düşey kesitlerin gerçek akım dağılımını temsil etmediği hesaba katılmalidir. Doğrusal filtrenin kullanılmasıyla belli derinlikte dağılan eşit akım yoğunluklarıyla anomalinin nedeniylebir yorum getirilebilir. Bu filtrenin nasıl uygulanacağına ilişkin bir örnek ile konuyu daha somut hale getirmek mümkündür. örneğin elimizde bir profil boyunca sırasıyla X=0 için yüzde olarak Hzr=-20, X=25 için Hzr =-35 , X= 50 için Hzr=-40, X=75 için Hzr=-45 X=100 için Hzr=-75, X=125 için Hzr=-80, X=150 için Hzr=-75, X=175 için Hzr=-45, X=200 için Hzr=0, X=225 için Hzr=45, X=225 için Hzr= 75, X=250 için Hzr=80, X(275) için Hzr=75, X=300 için Hzr=45, X=325 için Hzr=40, X=350 için Hzr=35, X=375 için Hzr=35 X=400 için Hzr=20 değerlerine sahip olduğumuzu varsayalım. Bu ayrık değerler yüzde olarak gerçel manyetik alan Z bileşenleridir ve düşey bir daykın oluşturduğu anomalinin ayrıklaştırılmış halidir. Bu değerlere simetrik filtreyi uyguladığımızda elde edeceğimiz ilk değer filtrenin -3 den +3'e değişmesi nedeniyle 4. değer olacaktır. Formülde yerine koyarsak bu değer;

$$\Delta \frac{Z}{2\pi} J_{a(o)} = -0.102H(1) + 0.059H(2) - 0.561H(3) + 0.561H(4) - 0.059H(5)$$

olacaktır. Z=1 alıp yukardaki değerleri yerine koyarsak 4. nokta için akım yoğunluğu değeri olan J_a = -20.31 değerine ulaşırız. Benzer işlemleri değerleri birer birer kaydırarak yaptığımızda 4. noktadan diğer noktalara doğru J_a değerlerini elde etmemiz mümküm olur. Yatay eksen nokta yerleri düşey eksen akım yoğunluğu değerleri olmak üzere çizersek Şekil 52'deki grafiği elde etmiş oluruz. Hzr (%) eğrisinin sıfır olduğu yerin altında iletken bir dayk vardır. Filtrelemeden sonra elde edilen Jr (%) değeri de aynı Şekil üzerine çizilmiştir. Dikkat edilirse Jr (%) eğrisi en büyük değerini daykın üzerinde almaktadır. Bu çok önemlidir. Zira yüzlerce VLF verisinden elde edilmiş Hzr (%) değerine bu filtreyi uyguladığınızda bu kadar çok veri içinde gözünüzden kaçan düşey yapıları filtrelemeden sonra kolayca haritalayabilirsiniz. Bu amaçla Akyazı'da 16.0 kHz frekansında alınan (İlkışık ve Bayrak, 1993) bir VLF prafilinin Hzr (%) ve Hzi (%) bileşen değerlerine bu yöntem uygulanmıştır. Gerçel bileşene (% Hzr) uygulanan filtre sonucu elde edilen akım yoğunluğunun gerçel bileşeni (% Jr) bizim için yukarıdaki örnek nedeniyle daha önemli bilgiler taşımaktadır. Akyazıda alınan VLF verisine uygulanan filtre sonucu bulduğumuz akım yoğunluğunun gerçel bileşeni Jr (%) yi yorumladığımızda (Şekil 53) X ekseninin sıfırdan itibaren metre olarak 200, 375, 450, 525, 675, 750, 1150 noktalarının altında elde ettiğimiz pozitif Jr (%) piklerinden dolayı

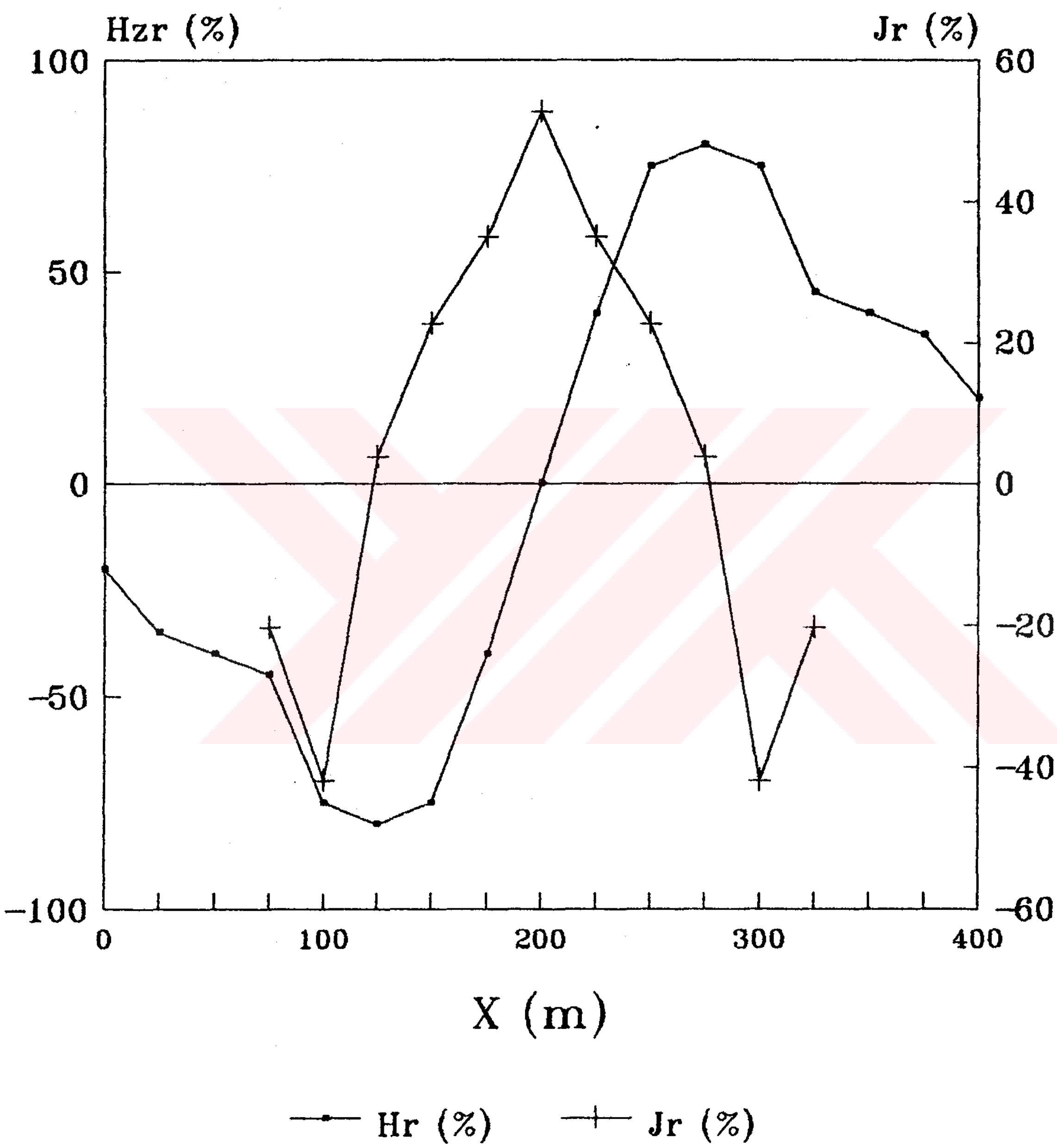


Şekil 50. Levha modelleri için hesaplanmış (çeşitli derinliklerde) eşdeğer akım yoğunlukları (Gerçel bölümler) (Kraus ve Hjelt, 1983)

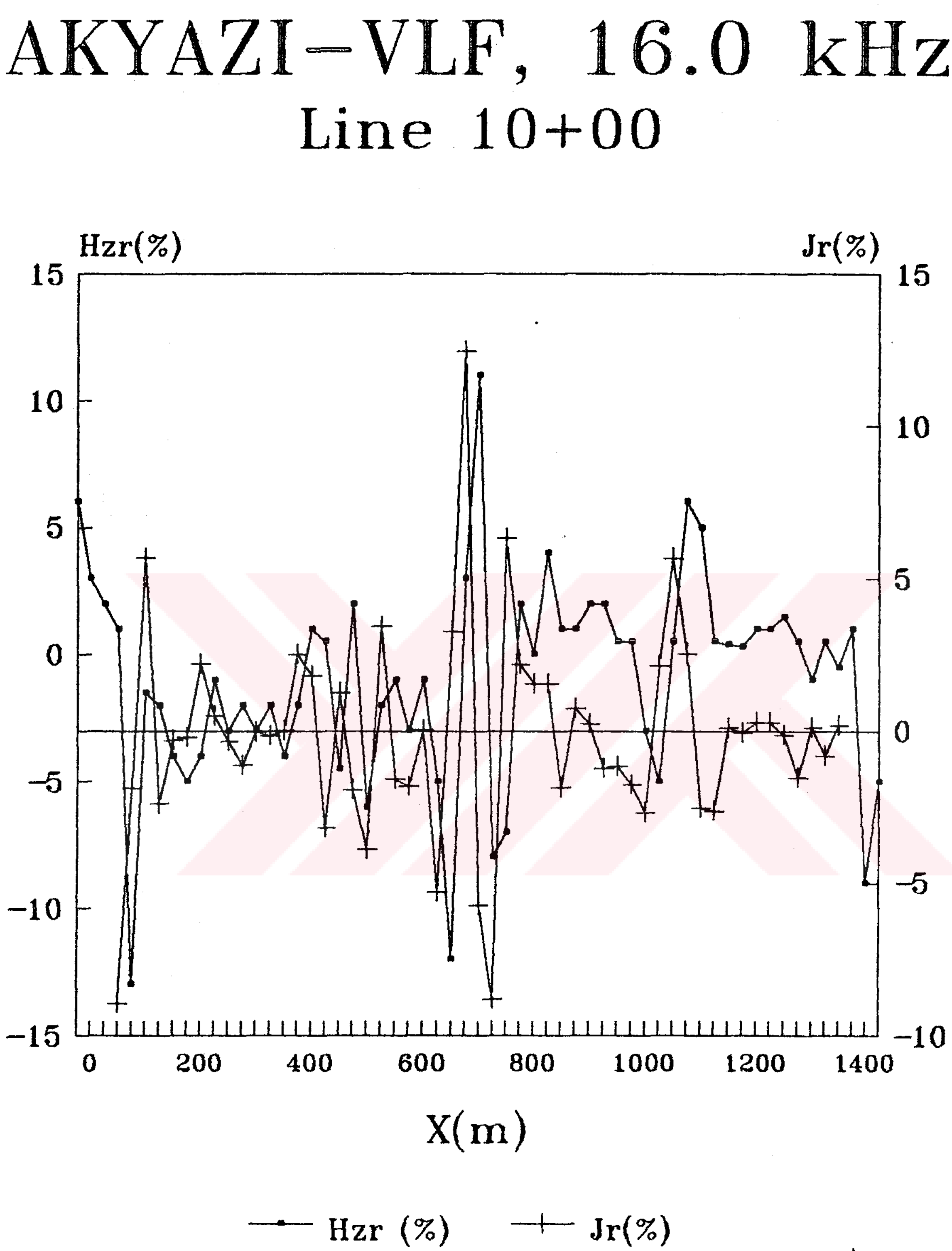


Şekil 51. Levha modelleri için hesaplanan eşdeğer akım yoğunluklarının düşeykesitleri (krausve Hjelt,1983)

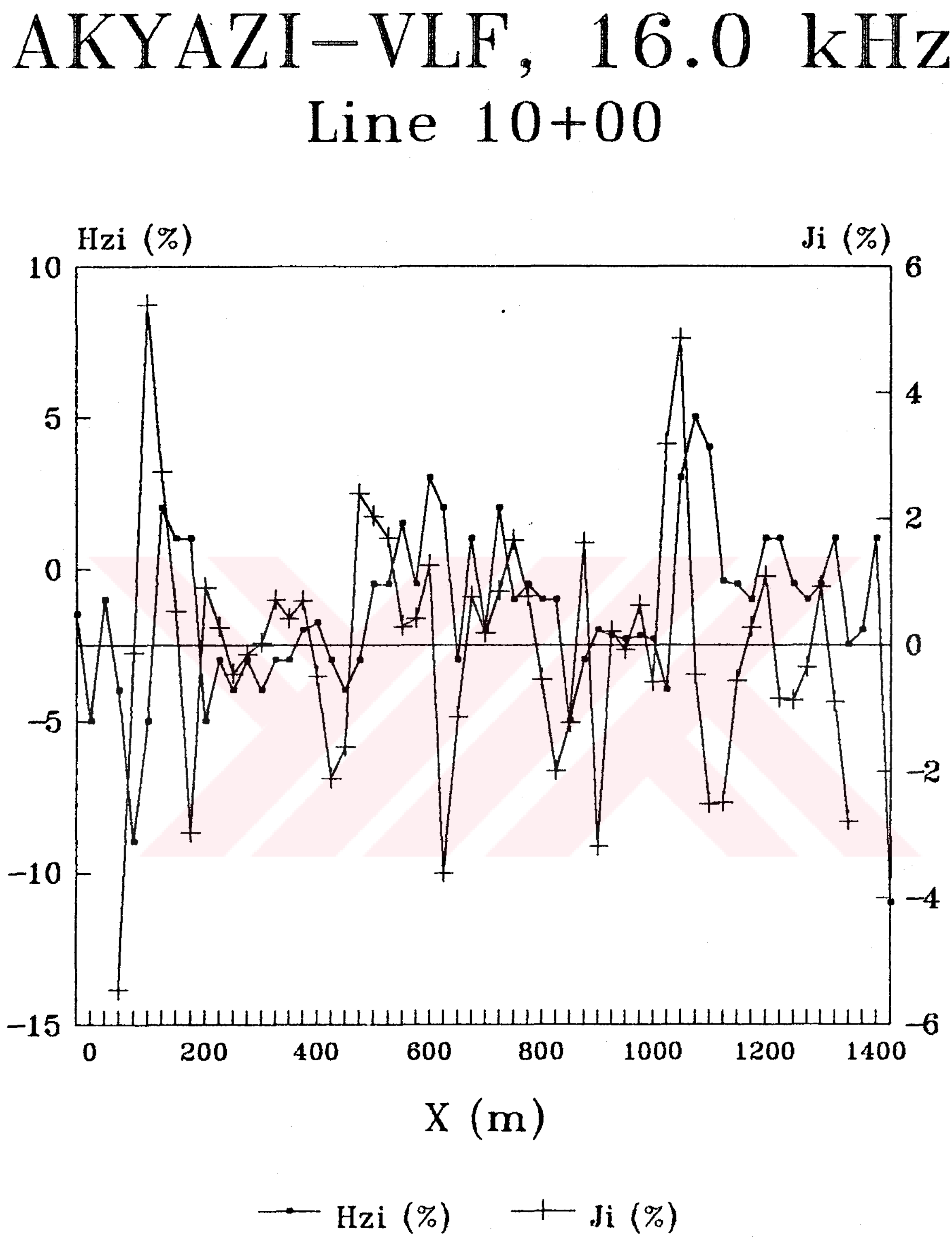
düşey iletkenlik süreksizlikleri beklenebilir. Ayrıca benzer filtre sanal bileşen değeri Hzi(%)'ne uygulanmış elde edilen değerler Ji (%) olarak gösterilmiştir (Şekil 54).



Şekil 52. Filtreleme için örnek uygulama



Şekil 51. Gerçel (H_{rz}) bileşene uygulanan filtre sonucu elde edilen akım yoğunluğu J_r



Şekil 51. Sanal (H_{iz}) bileşene uygulanan filtre sonucu elde edilen akım yoğunluğu J_i

IV.TARTIŞMA VE SONUÇ

VLF yöntemi için; bazı basit modellerin (küre, silindir, fay, dayk ve yatay katman) analitik çözümleri ve sayısal modelleme uygulama örnekleri bu çalışmasında incelenmiştir.

Jeolojik eşdeğeri masif sülfit ya da karstik boşluk olabilen küre modeli için; VLF ölçüm parametrelerinden olan H_z profilinin bükülme noktası (Şekil 12) ve H_x ile E_y profilinin pikleri küre merkezi üzerindedir. E_y profili σ_0 (küre iletkenliği) $>\sigma_1$ (ortam iletkenliği) ise düşük, tersi ise büyüktür. Küre için derinlik yaklaşık olarak, H_z profili üzerindeki pikler arasındaki mesafedir veya H_x ile E_y profillerinde maksimum ve maksimum/3.5 noktaları arasındaki uzaklığın iki katı olarak bulunabilir. Kürenin direnci yüksek ise tepki eğrileri daha geniştir.

Masif sülfit yatağı ya da üst katmandaki çöküntü veya tümsek olarak düşünebileceğimiz silindir modeli birincil manyetik alana dik veya paralel olması halinde iki türlü düşünülür. Birinci durumda; H_y, E_y ya da E_x gözlenmez. Derinlik H_z eğrisi üzerindeki pikler arası uzaklığın yarısıdır ya da profil üzerinde maksimum ve maksimum/2 noktaları arasındaki uzaklık olarak bulunabilir. Birincil manyetik alana paralel yatay sonlu silindir durumunda H_x ve E_y bileşenleri vardır. Silindirin derinliği yaklaşık olarak E_y profili üzerinde maksimum ve maksimum/3.5 noktaları arasındaki uzaklığın iki katıdır. E_y profili $\sigma_0>\sigma_1$ ise pozitif aksi durumunda negatiftir.

Doğadaki karşılıkları ana kaya/zemindeki su içeriği, litolojik dokanak ya da kırık olabilen fay modelinde görünür özdirenç arayüzeyden uzaklaştıkça gerçek değerine yaklaşır.

VLF yönteminde en çok uygulanan modellerden biri olarak dayk modelinde ise birincil alan iletkenin (burada dayk) uzanım doğrultusuna paralel olduğu vakit ölçü kaçınılmaz bir şekilde bozulur. İki iletken etkisinin genellikle her birinin tek başına yaptığı etkinin toplamı olmadığı ayrıca onlar arasında karşılıklı indüktansı da içerdiği görülebilir (Şekil 21).

Klasik VLF yönteminde E polarizasyondan yararlanılmasına rağmen, VLF-R yönteminde her iki (E ve H) polarizasyonu kullanmak mümkündür. Bir daykı sonlu farklar yöntemiyle modelleyerek; yan kayaç iletkenliğinin etkisi, derinlik etkisi, eğim etkisi v.b. gibi etkileri belirlemek mümkündür. Ayrıca dayk modelinde eliptiklik ve eğim açısı parametreleri için hazırlanmış abaklarla da değerlendirme yapmak mümkündür.

Yatay katman modelinde ise; iki katman probleminde ilk katmanın özdirenci ρ_1'in bilinmesi durumunda ya da bu bilinmiyorsa ρ_2/ρ_1 oranını tahmin ederek sonuca ulaşabiliriz. Benzer çözüm üç katman problemi için de geçerlidir.

Bu çalışmada, VLF yönteminin sayısal modellemesi sonlu farklar ağırlıklı olmak üzere değinilmiştir (Ek.1). Ayrıca bir akımın oluşturduğu manyetik alandan yola çıkarak VLF eğim açısı ölçülerinin filtrelenmesi üzerinde durulmuştur. Bu yolla VLF alanının bileşenlerinden olan manyetik alandan, ters filtrelerin kullanımıyla bu alanı oluşturan akım yoğunluğu dağılımını çeşitli derinlikler için hesaplamak mümkündür. Bu konuyla ilgili bir örnek ülkemizde Akyazı'da alınan VLF profillerinin Hzr (%) ve Hzi (%) bileşenlerine uygulanmış ve sonuçta profil hattı boyunca akım yoğunluğu dağılımının kolayca belirlenebileceği ortaya çıkmıştır.

Genel bir sonuç olarak; VLF radyo dalgaları yöntemi ile özdirençli ana kaya üzerindeki üst katman değişimleri oldukça etkili olarak haritalanabilir. Yeraltısuyu araştırmaları, mühendislik jeofiziği uygulamaları yapılabilir. Günümüz için hayati önem taşıyan çevre kirlenmesi probleminin toprak ve yeraltısuyu kirlenmesi konusu üzerinde VLF tekniğiyle başarılı sonuçlar almak mümkündür. Nispeten düşük nüfuz derinliği nedeniyle arkeolojik araştırmalarda da bu yöntemin yararlar sağlayabileceği açıktır.

Gelecekte VLF yöntemi için gelişme -diğer jeofizik yöntemlerde olduğu gibi- iki yönlü olacaktır. İlki alet teknolojisindeki gelişmeler ve bunun katkısı, ikincisi ölçülen değerlerin veri-işleminin gelişmesiyle gelen katkı.

V. ÖZET

VLF Yönteminde Modelleme

Bu tez çalışmasında; Türkiye için oldukça yeni bir jeofizik yöntem olan VLF radyo dalgaları yönteminin ilkeleri ağırlıklı bir şekilde incelenmiştir. Bu amaçla; verici kaynağı oluşturan antenler, radyo dalgalarının özellikleri, yayınım ortamı ve yerdeğiştirme akımları etkileri ile nüfuz derinliği temel denklemleriyle incelenmiştir.

VLF yönteminde jeofizik açıdan nispeten yüksek frekanslı EM dalgalar kullanıldığı için dalganın yayınımı diğer doğal ya da yapay kaynak kullanan EM yöntemlere göre bazı fiziksel parametrelerden daha fazla etkilenir. Bir ortamın özdirenci (ρ_1) arttıkça faz açısı (ϕ) da (ϵ/ϵ_0 değerinin artmasıyla ilişkili olarak) etkilenmektedir.

Küre, silindir, fay, dayk ve yatay katman modellerinin analitik çözümleri pratik uygulamalarıyla verilmiştir. Modelleme konusunun ikinci kısmında sayısal modellerle ilgili örnekler verilmiştir. VLF eğim açısı verilerinin filtrelenmesiyle basit bir şekilde akım yoğunluğu dağılımı elde edilebilir. Buna örnek olarak Akyazı'da (İlkışık ve Bayrak, 1993) bir ölçüm yorumlanmış ve varolan düşey iletkenlerin yeri belirlenmiştir.

VLF radyo dalgaları yöntemi ile özdirençli ana kaya üzerindeki üst katmandaki özdirenç değişimleri oldukça etkili bir şekilde haritalanabilir. Maden ve yeraltısuyu aramaları yapılabilir. Mühendislikteki uygulamalarla, çevre kirlenmesi konusunda kirlenme bölgeleri gerek yeraltısuyu kirlenmesi açısından gerekse toprak kirlenmesi açısından incelenebilir. Ayırca, bu yöntemle, fiziksel etkiler sonucu yeraltında gömülü kalan arkeolojik değerler gün ışığına çıkarılabilir.

SUMMARY

Modeling Techniques in VLF Method

In this thesis, principles of VLF (Radio Wave) method which is a reletively new for Turkey was investigated detail. For this purpose, antennas which is a source for technique, general and special properties of radio waves, propagation medium, influence of dielectric currents, and skin depth with their basic equation was studied.

The analatical solution of spher, cylinder, fault, dike, and horizantal layered earth models was given with the practical applications. In the second part of modeling, samples for numerical modeling was also given. Distrubution of current density can be determine very effectly by filtering of VLF dip-angel measurements. One sample connected with this subject was made for the values of Akyazı VLF data (İlkışık ve Bayrak).

VLF method can be use effectively in several applications such as mineral exprolation, ground water detection, environmental studies, enginering geophysical studies, ionospheric studies, and even in archeological studies.

VI.KAYNAKLAR

AKKAYA,İ., (1982): Anten Teorisine Giriş, İTÜ Yayınları İstanbul.

ARSLANPAY, D., (1980): Jeofizikte Elektromanyetik Yöntemler, MTA Yayını, (Keller ve Frischnecht`in Electrical Methods in Geophysical Prospecting`in elektromanyetik kısmının türkçe çevirisi).

ARCONE,S.A.(1978): Investigation of a VLF Airborne Resistivity Survey Conducted in Northern Main, Geophysics, 43(7), 1399-1417.

ATAMAN, A., (1975): Antenler, (Ders Notları),İTÜ.

BAKER, H.A., MYERS, J.O. (1979): VLF-EM Model Studies and Some Simple Quantitative Applications to Field Results, Geoexprolation,17, 55-63.

BARLOW, A., BROWN, J.(1962): Radio Surface Waves, Calederon Press, Oxford.

BENDAT, J.S., PIERSOL, A.G. (1968): Measurement and analysis of random data, Wiley, New York.

COGGON, J.H., (1971): Electromagnetic and Electrical Modeling By Finite Element Method, Geophsics,27, 651-665.

CONEY, D.P. (1977): Model Studies of VLF-EM Method of Geophysical Prospecting, Geoexprolation,15, 19-35.

CANITEZ, N. (1984): Jeofizikte Veri İşlem I, İTÜ Yayını. İstanbul.

CANITEZ, N. (1992): Jeofizikte Modellemenin Amaç ve Kapsamı, Jeofizikte Modelleme Kollokyumu, Bildiriler Kitabı Ed:N.Canıtez, İstanbul.

CROSSLEY, . (1981): Theory of EM Surface Wave Impedance

Measurements, Geological Survey of Canada, Paper 81-15, p.1-17.

ERCAN, A. (1985): Yapay Kaynaklı Yerelektromanyetik Yöntemler, İTÜ Yayımı, No:1309,İstanbul.

ERGİN, K. (1985): Uygulamalı Jeofizik, İTÜ Yayınları, İstanbul.

d'ERCEVİLLE, I., KUNETZ, .(1962): The Effect of a Fault on the Earth's Naturel Electromagnetic Field, Geophysics, Vol.27, 651-665.

GELİŞİM-HACHETTE, (1987); Radyoelektrik Maddesi, sayfa:3529-3530.

GÖRGÜLÜ, E., (198): (Bitirme ödevi), İTÜ Maden Fak. Jeofizik Müh.Böl.

GRAND , F.S., WEST,G.F. (1965): Interpretation Theory of Applied Geophysics, McGraw-Hill,USA.

HOHMANN, G.W. (1971): Electromagnetic Scattering by Conductors in the Earth Near a Line Source of Current, Geophysics, 36, 101-131.

İDEMEN, M. (1987): Elektromanyetik Dalgaların Temelleri, İTÜ Ktp. Yay., İstanbul.

İLKIŞIK, O.M., (1987): Jeofizikte Elektrik Alanlarına Giriş, (Yaynlanmamış Ders Notları), İ.Ü. Mühendislik Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü. İstanbul.

İLKIŞIK, O.M. (1980): Trakya'da Yerkabuğunun Manyetotelürik Yöntemle İncelenmesi, Doktora Tezi, İTÜ Maden Fak.

İLISIK, O.M., BAYRAK, M. (1993): Akyazı İncelemeleri: Elektromanyetik ve Termik Yöntemler ile Jeotermal araştırmalar. DPT Proje No: 91K121050, Ankara.

JONES, F.W., PASCOE, L.J. (1971): A General Computer Program to Determine the Pertubation of Alternating Electric Currents in a Two Dimensional Model of a Region of Uniform Conductivity with on Embedded Inhomogenity, Geophys. G.R. astr. Soc., 24, 3-30.

JONES, F.W., PRICE, A.T. (1971): Geomagnetic Effects of Sloping and Shelving Discontinuities of Earth Conductivity, Geophysics, 36, 58-66.

JONES ,D., TELFORD, W.M. (1981): Mapping Bedrock Terrain with the EM-16 VLF Unite, Geological Survey of Canada, Papers 81-15,p.35-48.

KAIKONEN, P. (1979): Numerical VLF MOdeling, Geophysical Prospecting, 27, 815-834.

KAIKONEN, P. (1980): Interpretation Nomograms for VLF Measurements, Acta Universitatis Ouluensis, University of Oulu.

KAMAS, G. (1977): Time and Frequency User`s Manuel, NBS Technical Note, 695, U.S. Department of Commerce: Washington, 210pp.

KARAUS, M., HJELT, S.E. (1983): Linear Filtering of VLF Dip-Angel Measurements, Geophysical Prospecting,31, 782-794.

KELLER, G.V., FRISCHNECHT, F.C. (1966): Electrical Methods in Geophysical Prospecting, International Series in Electromagnetic Waves, Vol.10, Pergamon: Toronto, 523pp.

LORRAIN,P., CORSON,D.R. (1970): Electromagnetic Fields and Waves, Freeman, San Francisco, 760 pp.

MATHIENSON, C., CROSSLEY, D.C. (1981): Interpretation of Single Frequency VLF Data, in Colet, L.S. and Jensen, O.G., Eds., Geophysical Applications of Surface Wave Impedance Measurements, Geological Survey of Canada, Paper 81-15, 49-65.

ÖZÇEP, F. (1992): VLF Radyo Dalgaları Yöntemi, İ.Ü. Müh.Fak. Jeofizik Müh. Böl., (Bitirme ödevi), İstanbul.

ÖZTÜRK, K. (1986): Elektrik ve Elektromanyetik Prospeksiyon Yöntemleri, İ.Ü. Müh.Fak. Jeofizk Müh. Böl., (Yayınlanmamış Ders Notları), İstanbul.

REITZ, J.R., MILFORD, F.J. (1966): Foundation of electromagnetic theory, Addison-Wesley, Tokyo.

ROTIYANSKY, I.I. (1982): Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle, Springler Verlag, Berlin.

SAYDAM, S. (1981): VLF EM Interpretation Using Tiltangel and Elipticity Measurements, Geophysics, 46, 1594-1605.

SINHA, A.K. (1977): Influence of Altitude and Displacement Curent on Plane-Wave EM Fields, Geophysics, 42, 77-91.

SINHA, A.K. (1990): Interpretation of Ground VLF-EM Data in Terms of Inclined Sheet-like Conductor Models,PAGEOPH, 132, 4, 733-756.

SMITH, C.M., WARD, S.H. (1974): On the Computation of Polarization Ellipse Parameter, Geophysics,39, 867-869.

STRATTON, J.A. (1941): Electromagnetic Theory, McGraw-Hill.

SWIFT, C.M. (1967): A Magnetotelluric Investigation of an Electrical Conductivity Anomaly in Southwestern United States. Ph.D. Thesis, M.I.T Massachusetts.

TELFORD, W.M., GELDART, L.P., SHERIFF, R.E., KEYS, D.A. (1976): Applied Geophysics, Cambridge University Press.

WAIT,G.R.(1951): A Conducting Sphere in a Time-Varying Magnetic Field, Geophysics, 16, 666-672.

WAIT, J.A., (1962): Electromagnetic Waves in Stratified Media, International Series in Electromagnetic Waves, Vol.3, Pergamon, 372pp.

WRIGTH, J.L. (1988): VLF Interpretation Manuel.

VII.EK1. SONLU FARKLAR YÖNTEMİNİN MATEMATİKSEL AÇILIMI

Bir f(x) fonksiyonu düşünelim ki bu fonksiyon x için pozitif yönde bir taylor serisi içinde açılabilir olsun,

$$f(x+\Delta x) = f(x) + \Delta x . \frac{\partial f(x)}{\partial x} + \frac{(\Delta x)^2}{2!} . \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + \ldots$$

Birinci türevinin sayısal çözümü için

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{f(x+\Delta x) - f(x)}{\Delta x} + R(\Delta x)$$

elde ederiz. R(x) daha yüksek dereceden terimleri içeren kalan terimdir. Bu terimi ihmal edebiliriz. Bu ileri fark yaklaşımıdır çünkü Taylor serisi x artan yönde açılmıştır. f(x) fonksiyonunu azalan yönde de açabiliriz. Bu durumda ,

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{f(x) + f(x-\Delta x)}{\Delta x}$$

olur. Bu ise geri fark yaklaşımıdır. Merkezi fark yaklaşımı ise her iki denklemin farkıdır:

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{f(x+\Delta x) - f(x-\Delta x)}{2\Delta x}$$

İkinci türev $[\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2}]$ ise

$$\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} = \frac{f(x+\Delta x) - 2f(x) + f(x-\Delta x)}{\Delta x^2}$$

biçiminde elde edilir. Benzer yolla f(x)'in daha yüksek dereceden türevlerini hesaplayabiliriz. Örnek olarak basit bir difüzyon denklemi verelim;

$$\frac{(\partial^2 U(X,t)}{\partial x^2} = \mu\rho \cdot \frac{\partial U(X,t)}{\partial t}$$

Şekil 49'da yeraltını simgeleyen bir ağ görülmektedir. Her bir P noktası (Xi,tj) koordinatları ile belirlenir.

Xi=i X (i=0,1,2,..n)

tj=j t (j=0,1,2,..n)

olup kolaylık olsun diye j(Xi,tj)=Jij yazılabilir. Benzer işlemler iki ve üç boyutlu dalga denklemi için de

$$\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} = k^2 L$$

denklemi için yazılabilir.

EK.2. VLF ÖLÇÜM PARAMETRELELERİ

Uzayda herhangi bir noktada toplam VLF alanı, indüklenmiş akım ya da yüklerin neden olduğu birincil ve ikincil alanların bir özetidir. Mantıksal nedenlerle birincil ve ikincil alanlar ayrılamazlar yalnızca onların karışımı ölçülür. Birincil ve ikincil alanlar,

$$\vec{H}_p = H_x^p Cos\omega t\vec{i} + H_y^p Cos\omega t\vec{j}$$

$$\vec{H}_s = H_x^p Cos(\omega t+\phi)\vec{i} + H_y^p Cos(\omega t+\phi)\vec{j} + H_z^p Cos(\omega t+\phi)\vec{k}$$

olur. Dikkat edilirse ikincil alan herhangi bir yönde varsayılabilirken birincil alan (Hp) toplam olarak yataydır. Ayrıca ikinci alan birinciye göre ϕ kadar bir faz kaymasına uğramıştır. Bu ikisi toplam VLF alanını elde etmek için birleştirilir:

$$\vec{H}_T = \vec{H}_p + \vec{H}_s$$

Cebirsel işlemlerle,

$$H_T = ACos(\omega t-\phi')\vec{i} + BCos(\omega t+\phi'')\vec{j} + CCos(\omega t+\phi''')\vec{k}$$

elde ederiz. Burada,

$$A=\sqrt{H_{XR}^2+H_{XI}^2} \qquad \phi^{\cdot}=-\tan^{-1}\left(\frac{H_{XI}}{H_{XR}}\right)$$

$$B=\sqrt{H_{YR}^2+H_{YI}^2} \qquad \phi^{\cdot\cdot}=-\tan^{-1}\left(\frac{H_{YI}}{H_{YR}}\right)$$

$$C=\sqrt{H_{ZR}^2+H_{ZI}^2} \qquad \phi^{\cdot\cdot\cdot}=-\tan^{-1}\left(\frac{H_{ZI}}{H_{ZR}}\right)$$

ve

$$H_{XR}=H_X^p+H_x^s Cos\phi \qquad H_{XI}=-H_X^s Sin\phi$$

$$H_{YR}=H_Y^p+H_Y^s Cos\phi \qquad H_{YI}=-H_Y^s Sin\phi$$

$$H_{ZR}=H_Z^s Cos\phi \qquad H_{ZI}=-H_Z^s Sin\phi$$

Değişken parametreler aşağıdaki gibi kullanılır;

$H_{XR}=ACos\phi^{\cdot}$: X bileşeninin gerçel kısmı

$H_{XI}=ASin\phi^{\cdot}$: X bileşeninin sanal kısmı

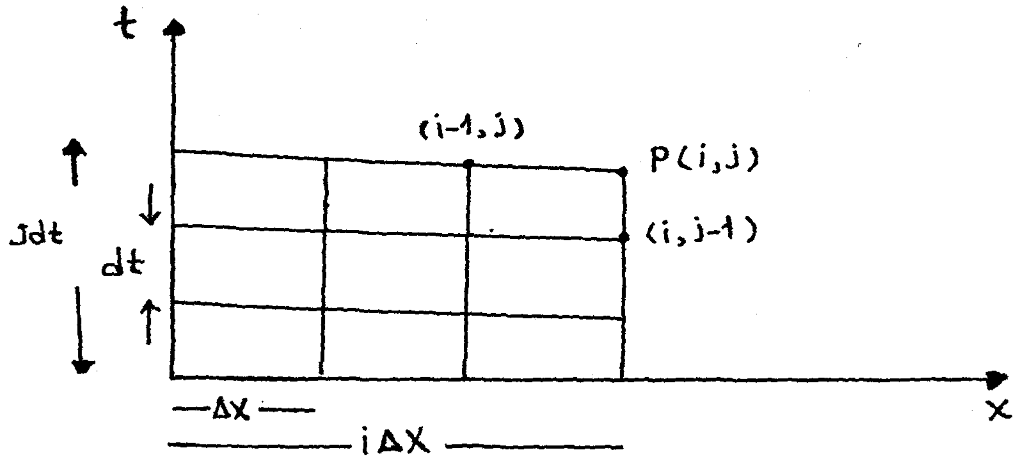
$H_{YR}=BCos\phi^{\cdot\cdot}$: Y bileşeninin gerçel kısmı

$H_{YI}=BSin\phi^{\cdot\cdot}$: Y bileşeninin sanal kısmı

$H_{ZR}=CCos\phi^{\cdot\cdot\cdot}$: Z bileşeninin gerçel kısmı

$H_{ZI}=ASin\phi^{\cdot\cdot\cdot}$: Z bileşeninin sanal kısmı

Bu altı (6) nicelik toplam EM alanın komple bir tanımı olarak düşnülebilir. Bu altı alan niceliği ayrıca birincil alan değişimlerine göre normalize edilebilir.



Şekil 49. Sonlu farklar ağı.

VIII. ÖZGEÇMİŞ

23 Ocak 1968 de Zonguldakta doğdu. İlk, Orta ve Lise öğrenimini sırasıyla Namık Kemal İlkokulu, Merkez Ortaokulu ve Uzun Mehmet Lisesi'nde aynı kentte tamamladı. 1991 yılında İstanbul Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümünü bitirdi. 1985 yılında öğrenime başlayıp bir süre ara verdiği Hacettepe Üniversitesi Zonguldak Mühendislik Fakültesi Kdz Ereğli Meslek Yüksek Okulunun Elektrik Bölümünden önlisans diplomasını 1992 yılında aldı. 1991 de İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans eğitimine başladı. 1992 yılında İ.Ü. Mühendislik Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü Yer Fiziği Ana Bilim Dalı'na " Araştırma Görevlisi" olarak atandı. Evlidir.

Katıldığı Projeler :

(1) Batı Anadolunun Paleomanyetizması ve Tektonik Evrimi.
YBAG-0017 nolu TÜBİTAK Projesi (1992-1993), Yürütücü: N.Orbay, Çalışanlar: Z.Düzgit, O.Gündoğdu, M.Hisarlı, F.Özçep

(2) Batı Anadolunun Mikro-bloklarının Paleomanyetizması ve Tektonik Evrimi.
YBAG- nolu TÜBİTAK Projesi (1993- Devam ediyor) Yürütücü: N.Orbay , Çalışanlar: M.Sanver, M.Hisarlı, C.Tapırdamaz, F.Özçep, T.İşseven .

Bildiri :

Orbay, N., Düzgit, Z.,Gündoğdu, O., Hisarlı,M., Özçep, F., (1993): Batı Anadolunun Tektonik Yapısına Paleomanyetik Yaklaşım, Türkiye 13. Jeofizik Kurultayı, Bildiri Özleri Kitabı, Nisan 1993, Ankara.