

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**YÜZEY DALGASI DİSPERSİYON VERİLERİNDEN
SÖNÜMLÜ EN KÜÇÜK KARELER TERS-ÇÖZÜM YÖNTEMİ İLE
S-DALGA HIZLARININ HESAPLANMASI**

KENAN YANIK

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

**ANKARA
2006**

Her Hakkı Saklıdır

Prof. Dr. Ahmet T. BAŞOKUR danışmanlığında, Kenan YANIK tarafından hazırlanan **“Yüzey Dalgası Dispersiyon Verilerinden Sönümlü En Küçük Kareler Ters-Çözüm Yöntemi İle S-Dalga Hızlarının Hesaplanması”** adlı tez çalışması 27/07/2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof.Dr.Fatma ERDOĞAN

Üye : Prof.Dr. Ahmet T. BAŞOKUR

Üye : Yrd.Doç.Dr. M. Emin CANDANSAYAR

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr.Ülkü MEHMETOĞLU
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YÜZEY DALGASI DİSPERSİYON VERİLERİNDEN SÖNÜMLÜ EN KÜÇÜK KARELER TERS-ÇÖZÜM YÖNTEMİ İLE S-DALGA HIZLARININ HESAPLANMASI

Kenan YANIK

Ankara Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman : Prof. Dr. Ahmet T. BAŞOKUR

Yüzey dalgasının dispersiyon özellikleri kullanılarak yeraltındaki tabakaların fiziksel özelliklerini saptamak mümkündür. Özellikle tabakaların S dalga hızının bilinmesi katmanların sağlamlığı hakkında doğrudan bilgi sağladığından mühendislik yapıları için önemlidir. Bu amaçla, Rayleigh yüzey dalgasının faz hızları, Kırılma Mikrotremor Yöntemi ile ölçülen sismik kayıtlardan elde edilebilir ve dispersiyon eğrileri olarak adlandırılır. Bu eğrilerin ters çözümü ile sığ katmanların sağlamlığı hakkında gerekli bilgiye ulaşılır. Bu amaca yönelik olarak, Kırılma Mikrotremor Yöntemi özetlenmiş ve dispersiyon eğrilerinin 1B ters çözümü için bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Ters çözüm yöntemi olarak ağırlıklı sönümlü en küçük kareler yöntemi kullanılmış ve yöntem yapay modeller ve arazi verileri üzerinde uygulanmıştır.

2006, 100 Sayfa

Anahtar Kelimeler : Yüzey dalgası, Dispersiyon, Rayleigh dalgası, S-dalga hızı, Faz hızı, Mikrotremor, Ters çözüm, Modelleme

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

ESTIMATING S-WAVE VELOCITIES FROM SURFACE-WAVE DISPERSION DATA USING DAMPED LEAST-SQUARES INVERSION

Kenan YANIK

Ankara University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Geophysical Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Ahmet T. BAŞOKUR

The physical characteristics of subsurface layers can be estimated from the propagation properties of the surface waves. The determination of the S-wave velocities has specific importance for civil engineering purposes in the design of earthquake resistant structures. Because, the S-wave velocity provides a direct information about strenght of subsurface layers. For this purpose, the Rayleigh wave phase velocities can be derived from the Refraction Microtremor Method that consists of noise measurements by using seismic refraction equipment in order to obtain corresponding dispersion curve. First, Refraction Microtremor Method is summarized and then the suggested algorithm and computer program for the one-dimensional inversion of dispersion curves are presented. The weighted damped least-squares inversion method is applied to synthetic models and field data in order to test the validation of the suggested algorithm.

2006, 100 pages

Key Words: Surface wave, Dispersion, Rayleigh wave, S-wave velocity, Phase velocity, Microtremor, Inversion, Modelling

TEŞEKKÜRLER

Tezin oluşmasında fikir, katkı ve yönlendirmelerinden dolayı danışmanım Sayın Prof. Dr. Ahmet T. BAŞOKUR’a, teşekkürlerimi sunarım.

Gerekli kaynaklara ulaşmam konusunda kütüphanesinden yararlandığım Afet İşleri Genel Müdürlüğü’ne ve MTA Genel Müdürlüğü’ne, tez çalışmalarına yeterli zaman ayırmam konusunda katkı sağlayan Sayın Yıldız İRAVUL’a (Afet İşl. Gen. Md.), fikirleriyle katkı sağlayan iş arkadaşım Timur TEZEL’e (Afet İşl. Gen. Md.) ayrıca tez süresince her türlü destek, fikir ve motivasyonu esirgemeyen değerli iş arkadaşım Bengi ERAVCI’ya (Afet İşl. Gen. Md.), bu tezin başlamasından tamamlanmasına kadar her aşamasında yanımda olan destek, görüş ve fikirleriyle başarıya ulaşmamı sağlayan değerli eşim Derya N. YANIK’a teşekkürlerimi sunarım.

Kenan YANIK

Ankara, Temmuz 2006

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1.GİRİŞ.....	1
2. KIRILMA MİKROTREMOR YÖNTEMİ.....	2
2.1 SASW ve MSAW Teknikleri	8
2.2 ReMi Yöntemi.....	9
2.3 ReMi Yönteminde Sismik Kırılma Ekipmanının Kullanılması.....	10
2.4 Hız Spektral Analizi (p-f).....	13
2.5 Rayleigh Faz Hızı Dispersiyonunun İşaretlenmesi.....	18
3. YÜZEY DALGASI DİSPERSİYON VERİLERİNİN MODELLENMESİ.....	20
3.1 Jeofizikte Modelleme.....	20
3.1.1 Jeofizikte model türleri.....	21
3.2 Dispersiyon Eğrilerinin Modellenmesi.....	22
4. YÜZEY DALGASI DİSPERSİYON VERİLERİNİN TERS ÇÖZÜMÜ.....	24
4.1 Çakışma Ölçütü ve Parametre Ayırmırlılığı.....	24
4.2 Doğrusal Olmayan Problemlerin Ters Çözümü.....	25
4.2.1 Gauss-Newton yöntemi ile ters çözüm.....	26
4.2.2 Sönümlü en küçük kareler yöntemi ile ters çözüm.....	29
4.3 Ağırlık Katsayılarının Hesaplanması.....	32
5. MATERYAL VE YÖNTEM.....	36
6. TERS ÇÖZÜM UYGULAMALARI.....	38
6.1 Yapay Veri İçin Modelleme.....	39
6.1.1 Derinlikle artan hız modeli ve yapay verisi.....	40
6.2 Arazi Verisi Uygulaması.....	43
7. TARTIŞMA VE SONUC.....	48
KAYNAKLAR.....	50
EKLER.....	54
EK 1 Gerilme Analizi.....	55
EK 2 Deformasyon Analizi.....	62
EK 3 Gerilme ve Deformasyon Arasındaki Bağıntı.....	67
EK 4 Elastik Parametrelerin Eldesi.....	70
EK 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması.....	75
EK 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü.....	85
ÖZGEÇMİŞ.....	100

SİMGELER DİZİNİ

1B	Bir Boyutlu
2B	İki Boyutlu
3B	Üç Boyutlu
A	Jacobian Dizeyi
A^T	Jacobian Dizeyinin Dönüşüğü
$A(p, \tau)$	τ -p Dönüşümü
c	Faz Hızı
∇	Diverjans
δ	Gerilme Dönüşümü
ε_{ij}	Deformasyon Yöneyi
$E(p)$	p Parametresine Bağlı Hata Enerjisi
d_i	Ölçülen Veri
ε_i	Sönüm Faktörü
f_i	Kuramsal Veri
f	Frekans
$F_A(p, f)$	τ -p Dönüşümünün Yavaşlık ve Frekansa Bağlı 2 Boyutlu Fourier Dönüşümü
G	Veri Çekirdek Dizeyi
H	Tabaka Kalınlığı
λ	Lame Katsayıları
μ	Lame Katsayıları
$U(\omega)$	Grup Hızı
V_p	P Dalga Hızı
V_s	S Dalga Hızı
K	Bulk Modülü
k	Dalga sayısı
p	Yavaşlık
$R(p , f)$	Spektral Güç Oranı
ρ	Yoğunluk
σ	Gerilme Yöneyi

$S_A(p,f)$	τ -p Dönüşümünün Yavaşlık ve Frekansa Bağlı 2 Boyutlu Güç Spektrumu
$S_{Total}(p ,f)$	Toplam Güç Spektrumu
θ	Dilatasyon
τ (tau)	Kesme Zamanı
V	Hız
V_a	Görünür Hız
ω	Açısal Frekans
w_i	Ağırlık Katsayıları

Kısaltmalar

FFT	Fast Fourier Transform
MASW	Multichannel Analysis of Surface Wave
ReMi	Refraction Mikrotremor
SASW	Spectral Analysis of Surface Wave

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Love dalgalarının oluşumu.....	3
Şekil 2.2	Love dalgasının yayılımı esnasındaki parçacık hareketleri.....	3
Şekil 2.3	P ve SV dalgalarının serbest yüzeyde etkileşerek Rayleigh dalgasının oluşması.....	4
Şekil 2.4	Rayleigh dalgasının yayılımı esnasındaki parçacık hareketi.....	4
Şekil 2.5	Farklı frekans ve fazlı iki harmonik eğrinin (mavi ve pembe renkli) toplamından oluşan dalga treni (yeşil renkli).....	5
Şekil 2.6	Geometrik dispersiyon (Storobbia 2005).....	8
Şekil 2.7	Slan stack'daki τ ve p nin anlamları (Storobbia 2005).....	15
Şekil 2.8	τ -p dönüşümü (Storobbia 2005).....	15
Şekil 2.9	p-f görüntülerinden faz hızlarının işaretlenmesi siyah renkli kareler ile gösterilmiştir (SeisOpt ReMi 2.0).....	19
Şekil 3.1	Bir boyutlu yeraltı modeli.....	21
Şekil 3.2	İki boyutlu yeraltı modeli.....	21
Şekil 3.3	Üç boyutlu yeraltı modeli.....	21
Şekil 3.4	Ölçülen dispersiyon eğrilerinin karşılık geldiği model parametreleri bilinmeyenleri oluşturur.....	22
Şekil 3.5	Yeraltının 1B modellenerek parametreleştirilmesi.....	22
Şekil 3.6	Verilen tabakalı modelden yüzey dalgasının yayılım özelliklerinin tahmin edilmesi.....	23
Şekil 5.1	ISWI Yüzey dalgalarının modellenmesi, düz ve ters çözümünü birleştiren program.....	36
Şekil 5.2	Ağırlık katsayılarının hesaplanması.....	37
Şekil 6.1	Vs hızlarının derinlikle değişimi.....	39
Şekil 6.2	Düz çözüm verisi mavi sürekli çizgi, yapay veri içi dolu kareler	40
Şekil 6.3	Soldaki şekilde mavi ile görünen ön-kestirim model yanıtı, pembe ile görünen sonuç model yanıtıdır. Sağdaki şekilde Vs hız profili görülmektedir.....	42
Şekil 6.4	Modelden elde edilen ön-kestirim model yanıtı, sonuç model yanıtı ve ölçülen veriler solda, derinliğe bağlı Vs hız değişimlerinde sağdaki şekilde grafiklenmiştir.....	44

Şekil 6.5	Modelden elde edilen ön-kestirim model yanıtı, sonuç model yanıtı ve ölçülen veriler solda, derinliğe bağlı Vs hız değişimleri de sağdaki şekilde grafiklenmiştir.....	46
Şekil 6.6	Modelden elde edilen ön-kestirim model yanıtı, sonuç model yanıtı ve ölçülen veriler solda, derinliğe bağlı Vs hız değişimlerinde sağdaki şekilde grafiklenmiştir.....	47

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 6.1	Derinlikle artan hız model verisi	40
Çizelge 6.2	Periyot, faz hızı, gürültü ve yapay dispersiyon verileri	41
Çizelge 6.3	Yapay verinin çözümü için seçilen ön-kestirim modeli.....	41
Çizelge 6.4	Yapay verilerin ters çözümü sonunda elde edilen model parametreleri.....	42
Çizelge 6.5	Periyod'a bağlı ölçülen faz hızı değerleri.....	43
Çizelge 6.6	Yer altı modeli için ön-kestirim ve ters çözüm parametreleri.....	44
Çizelge 6.7	Peryod'a bağlı ölçülen faz hızı değerleri.....	45
Çizelge 6.8	Yer altı modeli için ön-kestirim ve ters çözüm parametreleri.....	45
Çizelge 6.9	Peryod'a bağlı ölçülen faz hızı değerleri.....	46
Çizelge 6.10	Yer altı modeli için ön-kestirim ve ters çözüm parametreleri.....	47

1. GİRİŞ

Bu tezde yüzey dalgası faz hızlarının ters çözümü sonucunda katman parametrelerinin eldesi anlatılmıştır. Mühendislik jeofiziği yöntemlerinin amacı, mühendislik yapılarını taşıyacak olan zeminin dayanımı, tabakaların kalınlığı, su içeriği, dinamik yük altındaki davranışlarını vb. özelliklerini saptamaktır. Bu amaca yönelik olarak kullanılan jeofizik yöntemlerden biri de Kırılma Mikrotremor (Refraction Microtremor – ReMi) yöntemidir. Yöntem, özellikle kalabalık şehirleşmenin olduğu alanlarda, binaların, yolların düzgün profiller boyunca ölçü almayı zorlaştırdığı bölgelerde, ayrıca kaynak kullanmanın bu tür yerleşim bölgelerinde tehlike oluşturduğu durumlarda üstünlükler sergilemektedir. ReMi yönteminin esasını yüzey dalgalarının kayıt edilmesi oluşturur. Yüzey dalgaları bilindiği üzere dispersif bir davranış sergiler bu da farklı derinliklerdeki tabakalara ait bilgilerin farklı frekanslı dalga boylarıyla taşınmasıdır. Bu nedenle özellikle Rayleigh yüzey dalgasının eldesi bu yöntem içerisinde önem taşımaktadır. Yöntemde, Rayleigh dalgası kayıtlarından frekansa bağlı faz hızları grafiklenir. Grafiklenen bu verilerin ters çözümü sonucunda zeminin fiziksel özellikleri elde edilir.

Konunun anlaşılabilirliğini arttırmak için öncelikle ReMi yönteminin esasları ve bu yöntemle dispersiyon verilerinin eldesi anlatılmıştır. Yöntemin önem taşıyan kısımları ayrıntılı olarak açıklanıp, gerekli bağıntılar EK bölümlerde elde edilmiştir. EK bölümlerde, dispersiyon verilerinin eldesinde kullanılan Rayleigh yüzey dalgasının eldesi, temel konulardan başlanılarak temel bağıntıların çıkarımı ayrıntılı anlatılmıştır. Tez içinde modelleme ve kullanılan ters çözüm tekniği hakkında ayrıntılı bilgi verilmiş gerekli kuramsal alt yapı oluşturulduktan sonra, dispersiyon verilerinin ters çözümü ve sonuçları örneklerle açıklanmıştır. Bu tezde, verilen yeraltı modelleri için kuramsal dispersiyon eğrilerinin hesabında PROGRAMS.330 (Herrman 2002) ve en küçük kareler yöntemiyle ters çözümü için Arnason (1998) tarafından yazılan kodlar düzenlenmiş giriş ve sonuç parametrelerinin görüntülenmesi için bir arayüz programı hazırlanmıştır. Ayrıca Başokur (1999) tarafından önerilen ve hem rasgele hem de sistematik gürültüleri dikkate alan ağırlıklandırma yöntemi de algoritmaya eklenmiştir.

2. KIRILMA MİKROTREMOR YÖNTEMİ

Kırılma Mikrotremor Yöntemi'nin genel ilkeleri Louie'den (2001) özetlenmiştir. Yapıların sığ makaslama hızlarının tahmini, olması muhtemel bir sarsıntıda (depremde) o bölgenin tepkisinin önemli bir bileşenini oluşturabilir (Borcherdt 1992, Anderson *et al.* 1996). Sığ yeraltının makaslama hızlarını bulmak için, yüzey dalgalarının dispersiyon özelliğinden faydalanılabilir. Aktif bir kaynak yerine çevresel gürültüler, taşıt, insan gürültüleri, rüzgâr, atmosferik vb. olayların tamamı kullanılabilir. Kaynağın kökeni belli olmadığı için kaynak her an varolabilir ve her an Rayleigh dalga yayılımı oluşturabilir. Dolayısıyla dalga yayılımının yönü bilinemez (Asten and Stephenson 2005). Aktif kaynak kullanılmaması, veri toplama donanımlarının kolay taşınabilir olması, ayrıca kentsel alanlarda uygulama kolaylığı getirmesi vb. nedenler yöntemin yaygınlaşmasına neden olmuştur.

Ancak ReMi tekniği yalnızca 100 m. derinliğe kadar olan jeolojik yapıların hızını çözümleyebilmektedir. Daha derin araştırmalar için daha etkili sismik yöntemler ve mikrotremor kayıtlarıyla gelişmiş cihazlar gerekmektedir (Horike 1985). Yöntemin uygulanabilmesi için 12 ile 48 arası jeofon, sayısal kayıtcı (ör. sismik kırılma cihazları) ve biraz çaba yeterlidir.

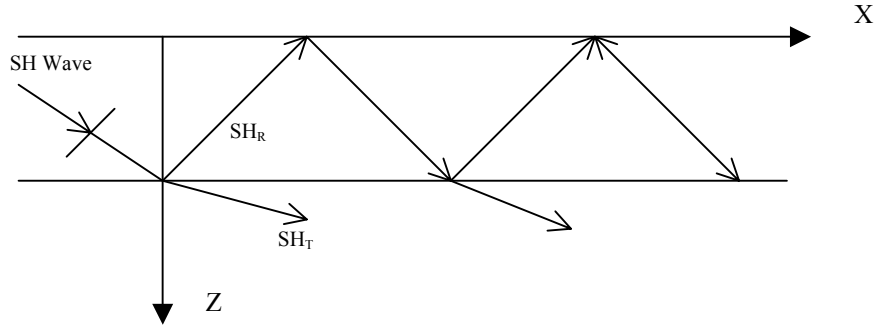
Yüzey dalgası faz bilgileri, Yüzey Dalgalarının Spektral Analizi (Spektral Analysis Surface Wave-SASW), ve mikrotremor dizilim teknikleri kullanılarak makaslama hızı hesaplanabilir ve buradan da zeminin sağlamlığı yorumlanabilir.

Yüzey dalgalarının özelliklerini, yayılım esnasında ki partikül hareketlerini ve yüzey dalgalarının dispersiyon özellikleri kısaca izleyen şekilde açıklanabilir.

Yüzey dalgaları, P ve S dalgalarının serbest yüzeye ulaşmaları ve bu yüzeye paralel yayılmaları sonucunda oluşur. Yüzey dalgalarının genlikleri artan derinlik ve yanal değişimlerin etkisiyle sönümlenir.

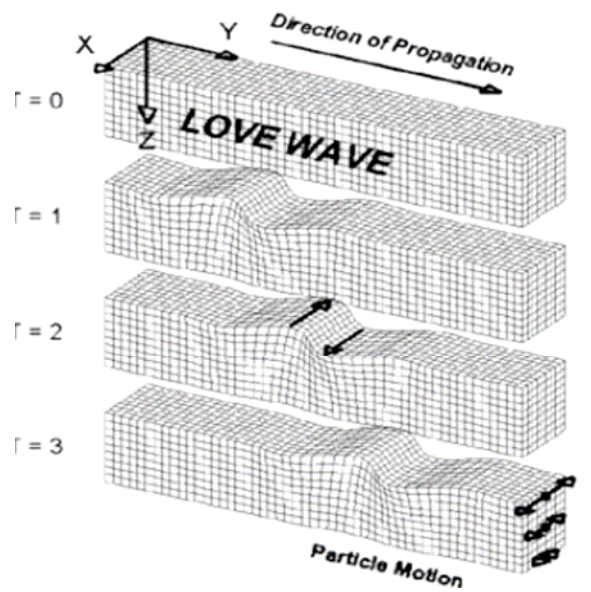
İki tür yüzey dalgası vardır;

1. Love Dalgası : Serbest yüzeydeki SH dalgalarının yapıcı çoklu yansımaları sonucunda Love dalgaları oluşur (Şekil 2.1). Love dalgaları Rayleigh dalgalarından daha hızlıdır ve bu yüzden sismogramlarda daha önce görünür.



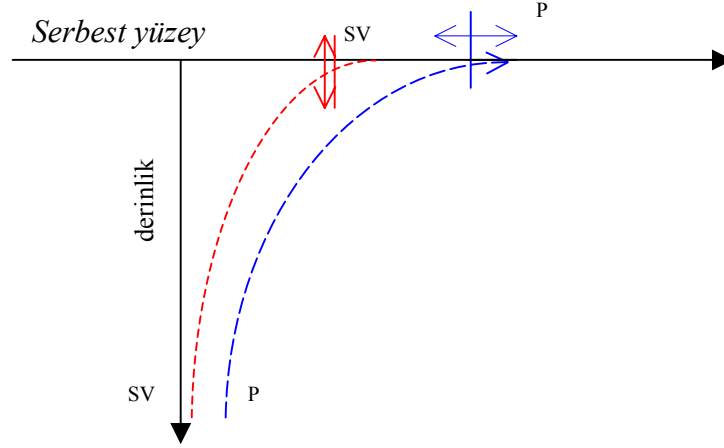
Şekil 2.1 Love dalgalarının oluşumu

Love dalgaları yalnızca özel bir stratigrafik durumda yüzeyde oluşur. Üstteki katmanın makaslama hızı, altındaki katmandan daha düşük olmalıdır. Bu nedenle homojen ortamda oluşmazlar ve dispersif özellik gösterirler. Dalga yayılımı sırasındaki parçacık hareketi dalga yayılım yönüne dik ama yüzeye paraleldir (Şekil 2.2).



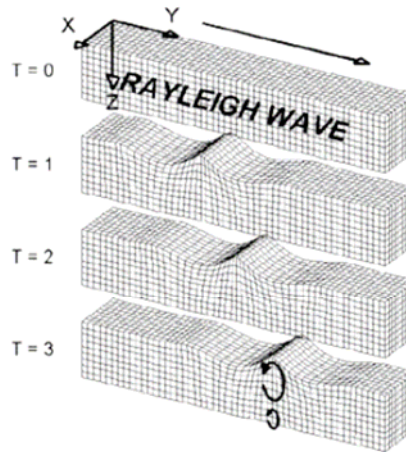
Şekil 2.2 Love dalgasının yayılımı esnasındaki parçacık hareketleri

2. Rayleigh Dalgası : “Ground-roll” olarak da bilinen Rayleigh dalgası, P ve SV düzlem dalgalarının serbest yüzeyde etkileşmesi ve yüzeye paralel yayılması sonucunda oluşur (Şekil 2.3).



Şekil 2.3 P ve SV dalgalarının serbest yüzeyde etkileşerek Rayleigh dalgasının oluşması

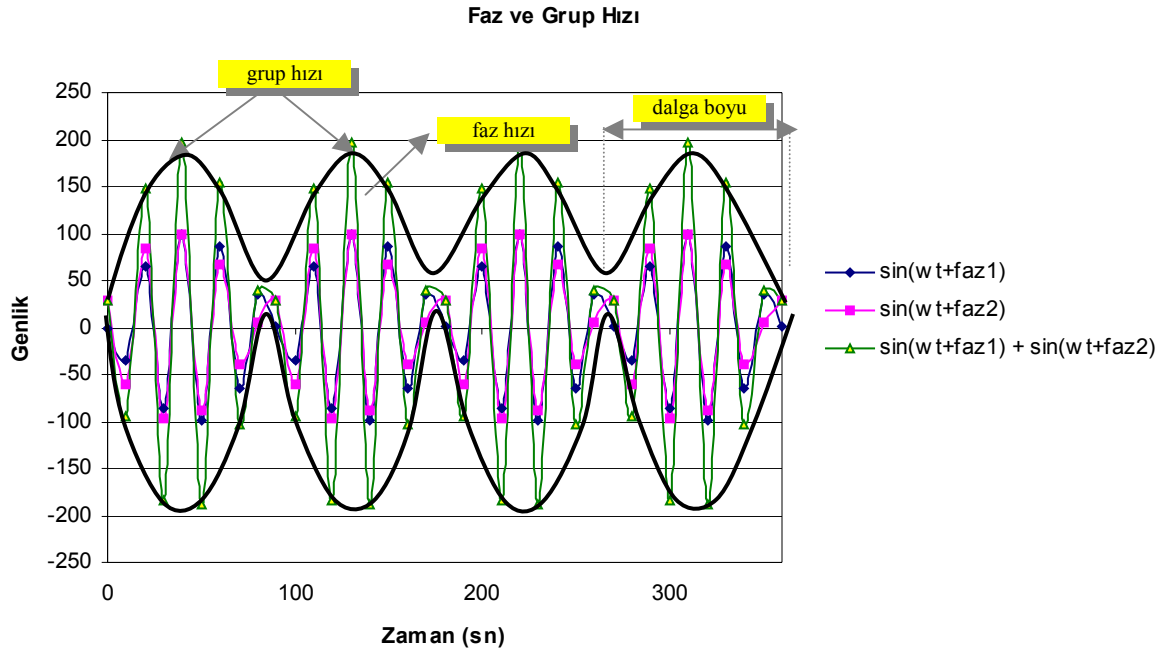
Rayleigh dalgalarının hızı homojen ortamda S dalga hızından küçüktür. Derinlikle birlikte elastik özelliklerdeki değişimler dispersiyona neden olur. Parçacık hareketi dalga yayılımı doğrultusunun tersi yönde ve eliptik bir yörünge üzerindedir (Şekil 2.4).



Şekil 2.4 Rayleigh dalgasının yayılımı esnasındaki parçacık hareketi

Yüzey dalgalarının özellikleri Strobbia'dan (2005) yararlanılarak izleyen şekilde özetlenebilir. Serbest yüzeyde sıkışma kökenli bir kaynak açığa çıkarsa, yüzey dalgalarının geometrik yayılımı ve enerjilerinin çoğu cisim dalgalarınınkinden azdır ve bu yüzden aktif sismik yöntemlerde uzak mesafelerde Rayleigh dalgaları baskın karekterdedir. Yalnızca geometrik sönümü hesaba katarsak, enerji mesafenin karesiyle azalıyorsa küresel dalga cephesi, enerji mesafeyle lineer olarak azalıyorsa silindirik dalga cephesi olur. Enerji yerdeğiştirmenin karesiyle orantılıdır. Böylece cisim dalgalarının genlikleri kaynaktan uzaklaştıkça azalır ve Rayleigh dalgalarının genlikleri mesafenin kareköküyle orantılıdır.

Yüzey dalgalarında dispersiyona bağlı *Faz Hızı* ve *Grup Hızı* olmak üzere iki tür hız bilgisi ortaya çıkar. Farklı fazlarda ilerleyen farklı frekanstaki dalgalar birbiri üzerine binerek dalga trenlerini oluştururlar. Bu dalga treni üzerinde yer alan herhangi bir fazdaki noktanın ilerleme hızına *Faz Hızı* denir. Tüm dalga treninin ilerleme hızı ise *Grup Hızı* olarak adlandırılır (Şekil 2.5).



Şekil 2.5 Farklı frekans ve fazlı iki harmonic eğrinin (mavi ve pembe renkli) toplamından oluşan dalga treni (yeşil renkli)

Faz Hızı : Sismik kaynaklar çoğunlukla yüzey dalgası periyotlarının geniş spektrumlu olmasına neden olur. Herbir harmonik bileşen $c(\omega)$ hızındadır ve faz hızı olarak anılır. Buradaki $\omega = 2\pi f$ (açısal frekans) ortamın parametrelerine bağlıdır (tabaka kalınlığı, P ve/veya S hızları vb.). Faz hızı taşıyıcı hız olarak da bilinir. Faz hızı çoğunlukla bir veya iki istasyon kullanılarak ölçülebilir. Her bir yöntem öncelikle kaynak, güvenilir bir başlangıç zamanı ve seyahat mesafesi hakkında bilgi gerektirir. Gözlemlenen sismik yüzey dalgası fazı, kaynağa doğrusal süzgeç uygulanmasıyla oluşan başlangıç fazı olarak ifade edilebilir:

$$\phi_o(\omega) = \phi_s(\omega) + \phi_p(\omega) + \phi_i(\omega).$$

Burada $\phi_o(\omega)$ gözlemlenen faz, $\phi_s(\omega)$ kaynak fazı, $\phi_i(\omega)$ aletin (alıcının) fazı, $\phi_p(\omega)$ yayılma fazıdır. Başlangıç noktasında ki faz hesabı için fay mekanizması ve kaynağın derinliği bilinmek zorundadır (http://www.uwm.edu/~bketter/Research/Surface_Theory/Surface.html, 2006). Faz hızı,

$$c(\omega) = \frac{\omega}{k(\omega)}$$

ile verilir. Burada ω açısal frekans ve k frekansa bağlı dalga sayısıdır.

Grup Hızı : Grup hızı yüzey boyunca seyahat eden dalga paketlerinin yapıcı girişimleri sonucu dispersif özelliktedir. Grup hızları üst kabuk yapısını belirlemede kullanılabilir. Çünkü onlar doğrudan üst kabuk tarafından denetlenir. Sıradağlar ve kıtasal kalkanlar gibi jeolojik özellikler yüksek grup hızlıdır. Ölçülen grup ve faz hızları sismogramlardan elde edilen bir kaç adımı içerir. İlk adım, deprem verisinin kalitesini ve sismogramların makul sinyal-gürültü oranlarını garantilemeyi içerir. Temel gürültü yüzey dalgalarına aynı zamanda ulaşan diğer enerjiler (P dalgası vb) olabilir. İkinci olarak da aletin tepkisi sismogramlardan çıkartılabilir. Verilen periyot için grup hızı, istasyon ve kaynak arasındaki grup hızlarının varış zamanlarına bölünerek tahmin edilebilir (http://www.uwm.edu/~bketter/Research/Surface_Theory/Surface.html, 2006).

Grup hızı,

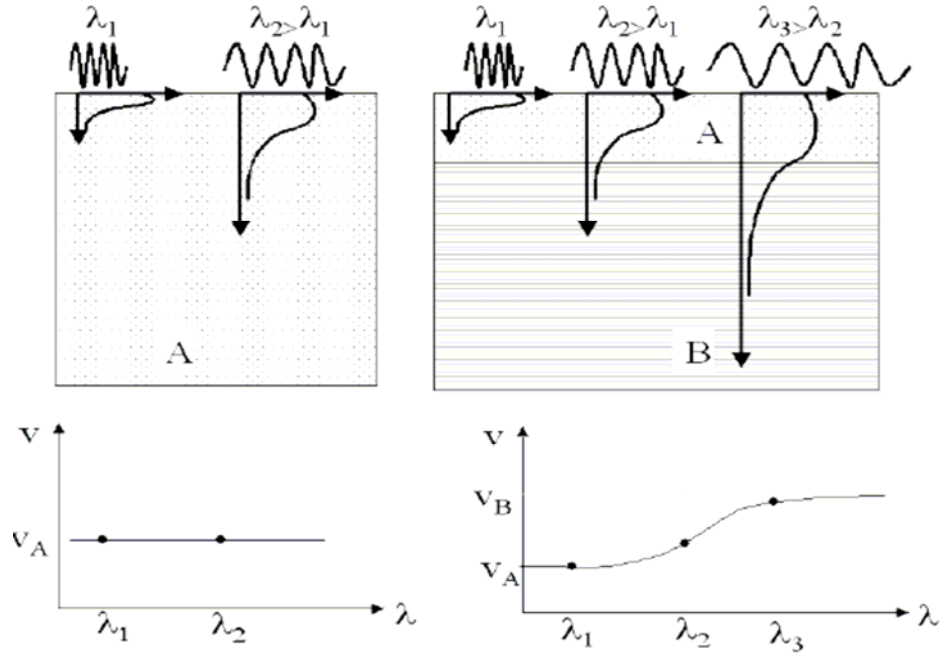
$$U(\omega) = \frac{\partial \omega}{\partial k}$$

olarak verilir. Burada ω açısal frekans ve k dalga sayısıdır. Grup hızı ile faz hızı arasındaki ilişki,

$$U(\omega) = c(\omega) - \lambda \frac{\partial c(\omega)}{\partial \lambda}$$

şeklinde verilir. Burada U grup hızı, c faz hızı, λ dalga boyudur. Faz hızının λ 'ya göre türevi her zaman pozitif olur, dolayısıyla grup hızı faz hızından küçüktür.

Yüzey dalgası yöntemleri heterojen ortam içerisinde Rayleigh dalgalarının geometrik dispersiyonunu analiz eder. Kırılma mikrotremor yönteminde de kullanılan bu yöntemin ilkesi, farklı frekanslar sınırlı derinlikteki dalga boyuna bağlı olarak önemsiz sayılmayacak parçacık hareketi ve deformasyon üretir. Böylece yüzeyin altındaki farklı derinliklerde farklı frekanslar yayılır. Düşeyde heterojen olan ortamın mekanik özellikleri derinlikle değişir. Farklı özelliklerdeki tabakalarda farklı dalga boyları yayılır. Bu yüzden yayılma hızları da farklıdır. Bu olay **geometrik dispersiyon** olarak anılır. Faz hızıyla frekans arasındaki ilişkide **dispersiyon eğrileri** olarak tanımlanır (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Geometrik dispersiyon (Strobbia 2005)

2.1 SASW ve MASW Teknikleri

SASW ve MASW teknikleri Louie'den (2001) özetlenirse, deprem mühendisliğinde SASW tekniğini ilk olarak Nazarian and Stokoe (1984) tanımlamıştır. SASW yönteminde aktif sismik enerji kaynağı ile 1 Hz'lik sismometrelerin arası 1 m ile 500 m olacak şekilde düzenlenerek tekrarlı kayıtlar alınır (Nazarian and Desai 1993). Bu sismometreler düşey bileşenli alıcılardır olup kayıtlardan Rayleigh dalgası faz hızı yorumlanarak makaslama profilleri analiz edilir. FFT (Fast Fourier Transform) osiloskobuyla, her kaynak kullanımından sonra herbir sismometre çiftlerinden farklı faz spektrumları sadece genlikleri karşılaştırılarak faz hızları ayrılır (Gucunski and Woods 1991). Bununla birlikte orjinal sismogramlar, frekans uzayındaki bütün yorumları kayıtlar edemez. SASW yöntemi daha çok, enerjik Rayleigh dalga varışlarının kayıtlar edildiğini farzeder. Özellikle kentsel alanlarda SASW'da kullanılan kaynağın gücü gürültüleri bastırır. Bu durumda cisim dalgalarının enerjileri Rayleigh dalgasından daha fazladır ve SASW güvenilir sonuç üretmez (Brown 1998, Sutherland and Logan 1998). Rayleigh dalga hızları frekans bölgesinde diğer dalga türlerinden ayırt edilemez.

Yüzey Dalgalarının Çok Kanallı Analizi (MASW) tekniği (Park *et al.* 1999), var olan gürültüde SASW'nin eksiklerini gidermek amacıyla geliştirilmiştir. Benzer şekilde 12 veya daha fazla sayıda alıcı kısa (1-2 m) ve uzun (50-100 m) mesafeler arasında yerleştirilir ve impuls veya vibratör kaynağıyla kayıtlar alınarak istatistiksel açıdan yeterli miktarda faz hızı ölçülür. Hem fazlaca kaynak kullanılması hem de yığma yapılması durumunda, esas Rayleigh dalga modu baskın olarak elde edilir. Makaslama hızının iki-boyutlu yatay belirtilerini elde etmek için, profiller boyunca birçok kayıt alınıp ters çözümü yapılır. Büyük kaynakları taşımak ve birçok noktada tekrarlamak oldukça pahalı bir çaba gerektirir.

2.2 ReMi Yöntemi

Kırılma Mikrotremor yöntemi Louie'den (2001) özetlenmiştir. ReMi, basit mikrotremor dizilim teknikleriyle SASW'nin sadece ölçüm tekniğini ve MASW'nin sığ doğruluğunu birleştirir. Çok sayıdaki hafif sismometrelerle ve lineer dizilimle kentsel mikrotremor kayıtları alınabilir. Yöntemin üstünlüğü hızlı ve kolay alan verisi toplamasıyla birlikte SASW ve MASW tekniklerinde olduğu gibi ağır kaynaklar gerektirmemesi ve ölçü süresinin kısa olmasıdır.

Bütün orjinal sismogramlar, MASW'da olmayan zaman ortamı hız analiz teknikleri uygulmasını içerir. Bu analizde cisim dalgalarından, atmosferik dalgalardan ve diğer uyumlu gürültülerden Rayleigh dalgasının ayırt edilmesi tanımlanmıştır.

ReMi tekniğinin temelinde iki ana fikir vardır. Birincisi bilinen sismik kırılma kayıt donanımları ile hemen hemen sığ P dalgası kırılma çalışmalarına benzeyen şekilde ayarlanarak 2 Hz gibi düşük frekanslarda yüzey dalgası etkili bir şekilde kayıt edilebilir. İkinci ana fikir, mikrotremor kayıtlarına iki-boyutlu yavaşlık-frekans (p-f) dönüşümü uygulanarak Rayleigh dalgası diğer sismik varışlardan ayrılır ve görünür hızlara karşı gerçek faz hızı tanımlanabilir.

Aktif ve pasif kaynak kullanımının üstünlükleri;

- Aktif yöntemde görece yüksek frekans aralıklarında yüksek kalitede Rayleigh dalga dispersiyon verisi elde edilebilir (Malovichko *et al.* 2005).
- Pasif yöntem uzun dalga boylarının çözünürlüğü için olumludur. Daha derinlerdeki tabakalar hakkında bilgi içerir (Malovichko *et al.* 2005).

Aktif yöntemde Rayleigh dalgası dispersiyon eğrileri, değişik kaynak ve jeofon mesafelerinde kayıt edilen dalga formlarından faz spektrumunu analizini temel alarak üretilir. Pasif yöntemde frekans-dalgasayısı analizi, jeofon dizisinden geçen uyumlu dalga paketleri hakkındaki bilgileri ayrıştırabilir. İşlemler sonucunda dispersiyon eğrisi elde edilir ki bu da verilen Rayleigh dalga modunda faz hızı frekans ilişkisidir (Malovichko *et al.* 2005).

Ters çözüm ise Rayleigh dispersiyon eğrileriyle en iyi çakışmayı veren düşey makaslama hız profillerinin tahminidir. Rayleigh dalgası dispersiyon eğrileri sıkışma dalgalarına oldukça duyarlı olduğundan genellikle yalnızca makaslama dalga hızı (S dalga hızı) ters çözümü yapılır (sıkışma dalgaları ve yoğunluğu içermeyen). Global ve yerel arama olmak üzere iki farklı ters-çözüm stratejisi uygulanır. Global arama yordamına çok geniş model uzayı ve herhangi bir sayıdaki parametre (örneğin tabaka kalınlıkları) kolayca eklenebilir. Global arama yerel arama yönteminden daha çok yineleme gerektirir (Malovichko *et al.* 2005).

2.3 ReMi Yönteminde Sismik Kırılma Ekipmanının Kullanılması

ReMi yönteminde sismik kırılma donanımı kullanımı Louie'den (2001) özetlenmiştir. Yüzey dalgası hızı dispersiyon kayıtları için iki temel etken sağlanmalıdır. Birincisi her bir kanal için grup dizilimden çok tek jeofon kullanmak, ikincisi 12 veya daha çok

jeofonlu doğrusal serilim kullanmak. Daha çok sismik kırılma çalışmalarında olduğu gibi genellikle tek jeofon kullanımı yaygındır.

Petrol endüstrisinde yapılan sismik yansıma çalışmalarında grup jeofon dizilimleri kullanılır. Bu grup dizilimi yüzey dalgalarını ve yatay yöndeki enerji yayılımını bastırır. Alternatif bir yöntemde kırılma hattına dik yönde serilimin yerleştirilmesidir. Bu, hat boyunca yayılan dalgaların seyahat zamanını arttırırken enerjilerini azaltarak yüzey dalgalarının belirginleşmesini sağlar.

Bir başka önemli bileşende, deneysel kurulumlarda herbir alıcı arasındaki mesafenin 8-20 m arasında bırakılarak çok kanallı serilimlerin yapılmasıdır. Bu durumda çok fazla kablo gerekecek ve tıkanmış trafiği olan kentsel alanlarda çok zorluklar yaşanacaktır. Buna karşılık bağımsız taşınabilir kayıtçılarla caddelerde gridler oluşturulabilir.

Gerçek dizilimin uzunluğu mod ayırımına ve spektrumun çözünürlüğüne olanak verir. Genelde spektral analiz limitlerinden, eğer zamanı sabit alıp mesafeye göre kayıt alırsak maksimum dalga boyu dizilim uzunluğuna eşit olabilir. Gerçekten bu limit büyük dalga boyları analizinin üstesinden gelebilir. Yalnızca iki kayıtçı hesaba katılırsa, faz hızı iki iz arasındaki kayma zamanından hesaplanabilir (Strobbia 2005).

Ofset mesafesinin aşırı fazla olması yüksek frekansların kayıt edilmesini güçleştirir. Küçük ofsetlerin kullanılması tercih edilir ve kısa ofsetlerde düşük frekanslar süzgeçlenir. Faz hızı kaynaktan uzaklaştıkça önemli bir değişim gösteriyorsa, bunu da farklı frekanslarda analizle ayırmak mümkündür (Strobbia 2005).

Aşağıda verilen veri elde etmeye ilişkin bazı bilgiler Strobbia'dan (2005) özetlenmiştir.

a) Kaynak: Kaynak standart sismik kaynak olabilir, hatta yüzey dalgası testleri için ihtiyaç duyulan kaynak biraz farklıdır. Yüzey dalgası yönteminde, kaynak kullanılarak geniş frekans bandında yüksek sinyal gürültü oranında yüzey dalgaları üretilir. Bu

durumda ilgilenilen bandın düşük frekanslı kısmını elde etmek zordur ve bunun için büyük araştırma derinliğine ulaşmak gerekir.

Bu durumda hedefe ve araştırma derinliğine bağlı olarak büyük patlatma kaynakları kullanılır.

a.1) İmpuls kaynakları: Çekiç değişik jeolojik koşullarda uygulaması kolay ve 50-100 m dizilim için yeterli olabilir. Atalet etkisi kullanılarak bir düğme ile kolayca kayıtcı tetiklenebilir. Ağır çekiçle puls üretilir, yüksek frekanslar için hafif çekiç tercih edilir. Metal plaka kullanılırsa sinyalin frekansı artar. Özellikle kaldırım ve asfaltda 1000 Hz'den yüksek frekanslar üretilebilir.

Eğer daha fazla enerjiye ihtiyaç duyuluyorsa ağırlık düşürme kullanılabilir. Ağırlığın düştüğü yerde metalik bir plaka kullanılırsa kaynağın frekans içeriği artar.

130 kg'lık tek vuruşla veya 130 kg'ı 3 m'den düşürmek 10 kez çekiçle vurmaktan daha fazla enerjiyi açığa çıkarır. Sinyalin frekans içeriği çekiçtekinden farklı değildir. Bir bölgede 10 kez çekiçle vurmaya karşılık bir tane ağırlık düşürmek aynı etkiyi yaratır.

Kuyu içinde patlatma da yeterli enerjiyi üretir. Küçük atışlarla geniş bir spektrum üretmek yerine, titreşim kullanılabilir. Titreşim kaynağı ilişki analizi ve hızlı sinyal içeren sismik yansıma için kullanılır. Yüzey dalgası yönteminde ise amaç etkili enerji içeren farklı frekanslar üretmektir. Her bir frekansdaki kayıdın genliği kaynağa ve bölgenin tepkisine bağlıdır.

c) Alıcıların tepkisi: Alıcı olarak çoğunlukla jeofon kullanılır. Jeofonların çalışması çoğunlukla sabit bir mıknatısın içinde asılı duran bir bobinin hareketidir. Bu hareket bobinin ataletidir. Bu hareket sonucu küçük voltaj değişimleriyle orantılı görece bir hız üretilir. Alıcı maksimum yanıtı, bobin titreşim doğrultusuna paralel olduğunda verir.

Alıcının yanıtı önemlidir çünkü kayıt edilen sinyal ile etkilenir. S_{rec} ; frekans bölgesinde kayıt edilen sinyal, R alıcının karmaşık spektrumu ile S_{true} gerçek sinyalin karmaşık spektrumundan üretilir:

$$S_{rec}(f) = S_{true} \cdot R(f).$$

Genlik ve faz da hesaba katılarak,

$$A_{rec}(f) = A_{true} \cdot A_r F_{true}(f)$$

$$F_{rec}(f) = F_{true} + F_r$$

elde edilebilir. Burada, $A_{rec}(f)$ frekans bölgesinde kayıt edilen sinyalin genliği, $A_{true}(f)$ gerçek sinyalin genliği, $A_r(f)$ alıcının genliği, $F_{rec}(f)$ kayıt edilen sinyalin fazı, $F_{true}(f)$ gerçek sinyalin fazı, $F_r(f)$ alıcının fazıdır.

d) Alıcıların Bağlanması: Jeofonla toprağın bağlanması sinyalin kalitesi için önemlidir. Yüzey dalgası yöntemlerinde yüksek enerji elde etmede alıcıların toprak ile bağlantısı etkilidir.

e) Sayısal Kayıtlar: Jeofonlar elektrik sinyali üretirler ve bu sinyaller çok kanallı sayısal kayıtlarda kayıt edilir. Sismografların dinamik aralığı veri niteliğini etkiler, frekans aralığını ve modları ortaya çıkarır.

2.4 Hız Spektral Analizi (p-f)

Dalga alanı dönüşümleri, sismik veri işlemdeki temel araçları kullanır (Yılmaz 1987). Böylece farklı sismik olayların kimlikleri birbirinden ayrılır. Çok kanallı yüzey dalgası yöntemlerinin temelini (dispersif dalga analizinin düzenlenmesinde) toplanan ortak atışlara dalga alanı dönüşüm uygulamaları oluşturur (Strobbia 2005).

Dalga alanı dönüşümünden (p-f, f-k) kasıt, dispersif dalgaları veri içinde bulunan her bir moddaki dispersiyon eğrisi görüntülerine dönüştürebilmektir (Strobbia 2005). Dispersif dalgaların analizi için f-p dönüşümünün kullanılması McMechan and Yedlin (1981) önermişlerdir. Dalga alanı dönüşüm uygulamasının üstünlüğü, sonuçta elde edilen görüntüye bütün verilerin katkı sağlaması ve verilerin subjektif olarak seçilmesinden (işaretleme, pencereleme vs...) uzak durulabilmesidir. Dönüştürülmüş bölgede modlar görsel olarak ayrılır, dönüştürülmemiş veride ise görsel olarak ayrılamazlar (Strobbia 2005).

Hız Spektral Analizinin temeli p-tau ($p-\tau$) dönüşümleri veya “slanstack” olarak tanımlanmıştır (Thorson and Claerbout 1985). Bu dönüşümde çoklu sismogramdan kayıt parçaları alınır ve ıslın parametresi p (hızın tersi yavaşlık olarak anılır) ile kesme zamanı τ ‘ya dönüştürölür. $p-\tau$ dönüşümü için $A(x,t)$ sismik kayıtlarının basit çizgisel integrali alınır. x mesafe, t zaman olmak üzere,

$$A(p, \tau) = \int_x A(x, t = \tau + px) dx \quad (2.1)$$

Burada $p = dt/dx$ eğimi, x doğrultusundaki V_a görünür hızının tersidir. Pratikte x ayrık verilerden (nx) oluşur. dx sonlu mesafe olmak üzere (çoğunlukla 8-20 m.),

$$x = jdx \quad j=1,2,3,\dots,n \quad (2.2)$$

elde edilir. Benzer şekilde zamanda ayrık verilerden oluşur:

$$t = idt \quad i=1,2,3,\dots,m$$

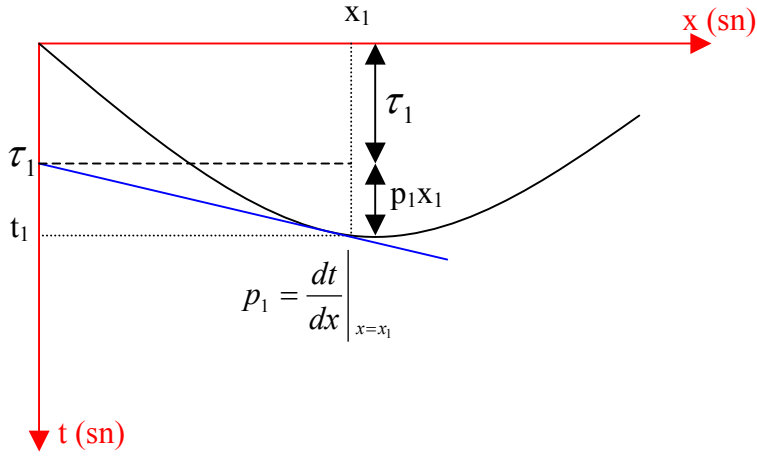
dt çoğunlukla 0,001-0,01 sn arasındadır. Negatif ve pozitif $p-\tau$ dönüşümü ayrık biçimde verilirse,

$$p = p_0 + l\Delta p$$

$$\tau = k.dt$$

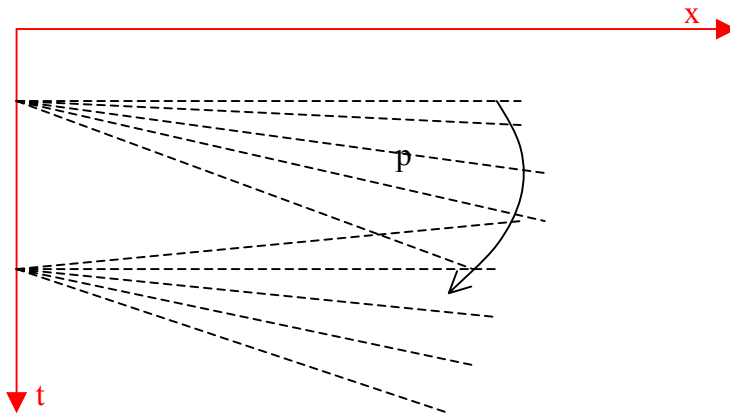
$$A(p = p_0 + l\Delta p, \tau = kdt) = \sum_{j=0}^{nx-1} A(x = jdx, t = idt = \tau + px) \quad (2.3)$$

(2.3) bağıntısı p - τ dönüşümüdür. Kesme zamanı τ , görülebilir kesme zamanının yeniden düzenlenmesiyle $t = \tau + px$ görülebilir. Kesme zamanı τ ve p eğimli düz çizgiyle elde edilir (Şekil 2.7).



Şekil 2.7 Slant stack'daki τ ve p nin anlamları (Storobbia 2005)

Böylece p farklı seyahat zaman eğrilerinden elde edilebilir. Bununla birlikte zaman ofset bölgesinde kayıtların τ - p dönüşümleri, her bir τ değeri için p eğimli doğru boyunca dalga alanlarının yığılmasıdır (Şekil 2.8).



Şekil 2.8 τ - p dönüşümü (Storobbia 2005)

$p_0 = -p_{\max} \dots p_{\max}$ olarak tanımlanabilir. Minimum hızın tersinin çarpımı olarak düşünülebilir (Louie 2001). $p_{\min}$ ve $p_{\max}$ çok kolay hesaplanabilir. Δp sinyalin frekans içeriğine bağlıdır. Katlanmadan (aliasing) kaçınmak için örnekleme izleyen şekilde tanımlanır;

$$\Delta p \leq \frac{1}{2\pi f_{\max} x_{\max}}.$$

Burada $f_{\max}$ ve $x_{\max}$ sırasıyla maksimum frekans ve x doğrultusunda dönüştürülmüş veri uzunluğudur (Storobbia 2005). Çoğunlukla 200 m/sn'ye ayarlanır. Ancak araştırmalarda yumuşak bölgelerde 100 m/sn veya daha az çıkabilmiştir. n_p görece n_x 'in bir veya iki katına ayarlanır. Burada Δp 'nin aralığı 0.0001-0.005 sn/m olabilir ve kapalı $-p_{\max}$ ile $p_{\max}$ aralığında $2n_p$ yavaşlık adımına göre ayarlanır. Kırılma alıcı hattının her iki doğrultusu boyunca enerji yayılımı analiz edilir. $t = \tau + p_x$ zamanındaki genlikler, doğrusal interpolasyon ile hesaplanan örneklenmiş zaman noktaları arasına düşer.

Kırılma mikrotremor analizinde kullanılan mesafe, dizilimin başındaki jeofon ile sonu arasındaki aralıktır. Dönüşümden sonraki kesme zamanları, sadece dizilimin başından sonuna kadar olan varış zamanlarıdır.

p - τ dönüşüm kayıtları, gerçek x - t kayıtlarındaki bir veya birçok ofset iz çiftlerini içerir. O izlerin herbirinin içeriği (tek yavaşlık veya hız değerinde) bütün kesme zamanlarındaki kayıtların lineer toplamıdır. İkinci adım, (2.4.3) eşitliğindeki herbir p - τ izi alınarak karmaşık Fourier dönüşümü $F_A(p, f)$ hesaplanır, kesme zaman uzayında ya da τ 'da;

$$F_A(p, f) = \int_{\tau} A(p, \tau) \exp(-i2\pi f \tau) d\tau \quad (2.4)$$

ve $f = m\Delta f$ noktalarında ayrık Fourier dönüşümü,

$$F_A(p, f = m.\Delta f) = \sum_{k=0}^{nt-1} A(p, \tau = k.dt) \exp(-2i\pi m\Delta f\Delta t) \quad (2.5)$$

ile verilir. Bir boyutlu dönüşüm yavaşlık veya p eksenini için etkili olmaz. Sismik yansıma çalışmalarında olduğu gibi iyi frekans çözünürlüğünü elde etmek için kayıt zamanı uzatılır. Örneğin; zaman örnekleme $dt = 0.001$ sn ise kayıt uzunluğu nt , $\Delta f = 0.25$ Hz için yaklaşık 4000 örnekleme çözünürlüktedir. Kırılma mikrotremor çalışmasında kayıt aralığı 20 ile 50 sn arasında bir uzunluktadır.

Güç spektrumu $S_A(p, f)$ karmaşık Fourier dönüşümünün genliğinin karesi ise,

$$S_A(p, f) = F_A^*(p, f) F_A(p, f) \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada * karmaşık ifadeyi gösterir. Bu yöntem kaydın alıcı profili boyunca düz ve ters doğrultudaki $p-\tau$ dönüşümlerinin her ikisinin toplamıdır. Bir yavaşlık ekseninde düz ve ters doğrultulardan gelen toplam enerji mutlak p değerini gösterir, $p=0$ civarında yavaşlık eksenini katlanır ve toplanarak elde edilir:

$$S_A(|p|, f) = [S_A(p, f)]_{p \geq 0} + [S_A(-p, f)]_{p < 0}. \quad (2.7)$$

Böylece x-t ortamından p-f ortamına dönüşüm tamamlanmış olur. Bu kayıtlar için ışın parametresi p, dizilim boyunca yavaşlığın yatay bileşenidir. Kırılma mikrotremorunda birden fazla kayıta analiz yapılırsa, özel p-f görüntü kayıtları $S_{An}(|p|, f)$, toplam güç görüntüsüne nokta nokta eklenir:

$$S_{total}(|p|, f) = \sum_n S_{An}(|p|, f). \quad (2.8)$$

Yavaşlık-frekans analizi bir bölgede alınan bütün kayıtlarda tüm güç spektrumu kayıtlarından üretilir ve yavaşlık-frekans (p-f) eksenlerinde çizdirilir. Belirgin güçteki uyumlu bir fazın olduğu eksenlerde eğimler belirlenirse yavaşlık-frekans dorukları dispersiyon analizi için tipik periyod-hız diyagramına çizilir.

p - τ dönüşümü doğrusaldır ve terslenebilir. Mekansal ve frekans ortamı tamamen karşılık gelebilir (Thorson and Claerbout 1985). Dönüşüm verideki genliklere $1/\text{frekans}$ alçak geçişli süzgeç gibi etki eder. Bununla birlikte süzgeç bozulma veya frekans sapması yapmaz. Dönüşüm her bir kesme zamanına paralel çizgi boyunca yığma yapar. Hiperbol boyunca hızların yığılması gibi gerilme veya frekans bozulması olmaz (Thorson and Claerbout 1985).

Dispersif dalgaların özel eğimleri p - f analizinde gerçek bir üstünlük sağlar. Mikrotremor kayıtlarında görünen diğer varışlar, cisim dalgaları, atmosferik dalgalar gibi bir eğim içermezler. p - f güç spektrum görüntülerinde yüksek enerjili dalgalar görülebilir. Eğer bir sismik kayıtda enerjinin büyük çoğunluğu Rayleigh dalgasının dışındaki bir fazdan kaynaklanıyorsa, p - f analiziyle dispersiyon eğrilerinin dışında yavaşlık frekans çiziminde bu enerjiler ayrılabilir. Birçok kanalla yapılan kayıtlarda düşey sismogramın tamamı tutulur ve p - f dönüşümü uygulanır. Bu yöntem Rayleigh dispersiyon analizinde başarılı olur.

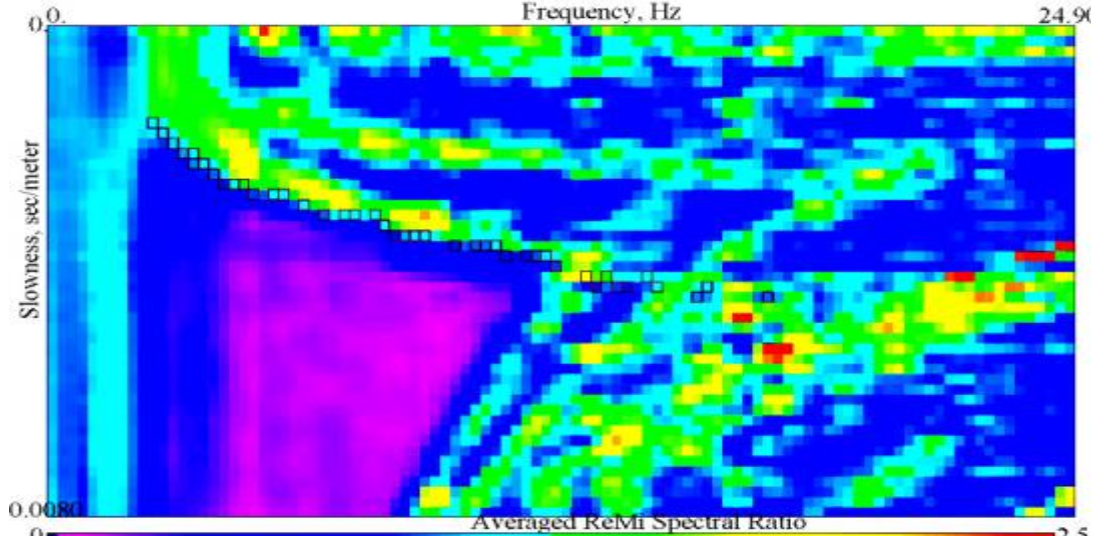
2.5 Rayleigh Faz Hızı Dispersiyonunun İşaretlenmesi

Louie'den (2001) özetle, bu analizde gürültü kayıtlarının spectral normalizasyonu için sadece McMechan ve Yedlin'nin (1981) güç-oranı spektrumu hesaplanarak eklenir. Bütün yavaşlıkların üzerindeki ortalama gücün büyüklük sırası bir frekanstan diğerine farklı olabilir. Bu yöntemde, $S_{total}(|p|, f)$ toplam görüntüsünde veya tek tek $S_A(|p|, f)$ görüntülerindeki frekanslarda olan bütün yavaşlıklar boyunca, ortalama güce karşı her bir yavaşlık-frekans bileşiminde spektral güç oranı $R(|p|, f)$ alınır:

$$R(|p|, f) = \left[\frac{S(|p|, f)np}{\sum_{j=0, np-1} S(|p| = ldp, f)} \right]. \quad (2.9)$$

Burada np , orjinal yavaşlık adımları sayısı olan $2np$ 'nin yarısıdır. Birçok durumda spektral oran görüntü sonuçlarında çok net bir şekilde dispersiyon eğrisi boyunca

sıralanmış şekilde görülebilir. Spektral oranların p-f görüntülerinden doğrudan dispersiyon eğrisi yorumlanıp başarılı şekilde işaretlenebilir (Şekil 2.9).



Şekil 2.9 p-f görüntülerinden faz hızlarının işaretlenmesi siyah renkli kareler ile gösterilmiştir (SeisOpt ReMi 2.0)

3. YÜZEY DALGASI DİSPERSİYON VERİLERİNİN MODELLENMESİ

Bu bölümde ReMi yöntemiyle elde edilen Rayleigh dalgası faz hızı verilerinin ters çözümü için gerekli olan model seçimi ve parametreleştirme anlatılacaktır. Öncelikle jeofizikte modelleme hakkında bilgi verilecektir.

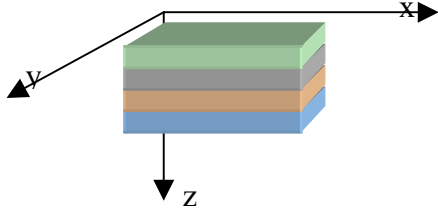
3.1 Jeofizikte Modelleme

İnsanoğlu yapısı gereği yaşadığı ortamı anlamaya çalışırken, karşılaştığı sorunları daima kavrayabildiği daha basit örneklerle açıklamaya çalışmıştır. Bilgi ve deneyimi arttıkça verdiği örneklerin açıklamaya çalıştığı problemi çözmede yetersiz kaldığını düşünüp daha karmaşık örnekler ile problemi tam olarak ifade edip yeni çözümler geliştirmiştir. Böylece gelişen modelleme kavramını, ölçülmeye çalışılan sürecin bilinen bir modele benzeştirilmesi olarak adlandırabiliriz. Bu model içerisinde süreci denetleyen ve çözülmesi istenilen niceliklerin (parametrelerin) sınıflandırılması anlamlandırılması ve değerlerinin saptanması da parametreleştirme olarak adlandırılır (Başokur 2002).

Jeofizikte modelleme, inceleme alanında kullanılacak yönteme de bağlı olarak, yeraltının gerçek jeolojik durumunun yalınlaştırılarak kullanılmasıdır. Bu yalınlaştırılmış model gerçek dünyaya uygun olarak seçilmelidir.

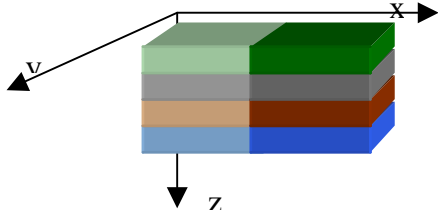
Modeller yeraltını en iyi temsil edecek şekilde oluşturulur. Jeofizik yöntemde kullanılan 3 tür modelleme vardır. Bunlar sırasıyla, bir-boyutlu (1B), iki-boyutlu (2B) ve üç-boyutlu (3B) modellerdir.

3.1.1 Jeofizikte model türleri



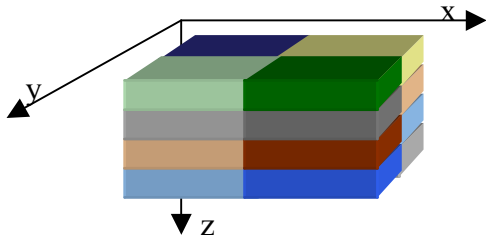
Şekil 3.1 Bir boyutlu yeraltı modeli

Bir-boyutlu modellemede yeraltının birbirine paralel kendi içinde homojen ve izotrop katmanlardan oluştuğu varsayılır. En basit modellemedir. Tortul alanlarda bu tür stratigrafik yapıya rastlamak mümkündür (Şekil 3.1) .



Şekil 3.2 İki boyutlu yeraltı modeli

İki-boyutlu modellemede yeraltı katmanları iki eksen doğrultusunda değişim gösterecek şekilde dörtgen prizmalara bölünür. Böylece çalışma alanında yatay ve düşeydeki değişimler bulunurken, yatay eksene dik olan diğer eksen doğrultusunda birimler homojen ve izotropdur (Şekil 3.2).

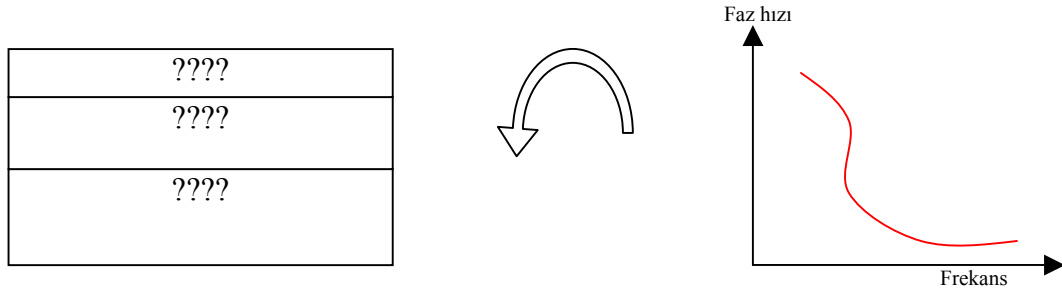


Şekil 3.3 Üç boyutlu yeraltı modeli

Üç-boyutlu modellemede yeraltının üç eksen doğrultusunda da değişim gösterdiği düşünülerek kendi içinde homojen izotrop olan küplerden oluştuğu varsayılır. Çalışmanın türüne göre her küp aynı ya da farklı parametre değerleri içerir (Şekil 3.3). Bu tez çalışmasında 1B modelleme kullanılmıştır.

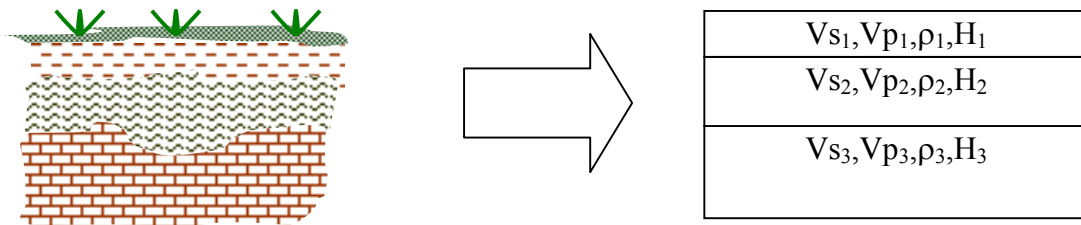
3.2 Dispersiyon Eğrilerinin Modellenmesi

Bölüm 2’de anlatılan kırılma mikrotremor yöntemiyle veri toplanıp işlendikten sonra Rayleigh dalgası faz hızları frekansa (veya periyot) bağlı olarak elde edilir. Faz hızlarının frekansın fonksiyonu olarak çizilmesi dispersiyon eğrilerini oluşturur. Ancak bu eğrilerin hangi yeraltı modeline ait olduğu ve gerçek yeraltı katman parametreleri bilinmeyenleri oluşturur (Şekil 3.4).



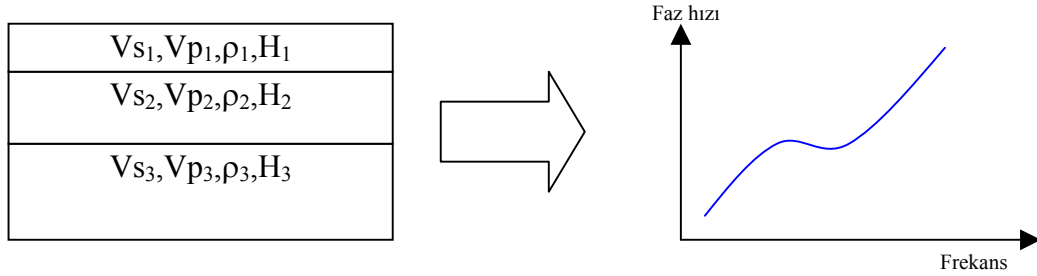
Şekil 3.4 Ölçülen dispersiyon eğrilerinin karşılık geldiği model parametreleri bilinmeyenleri oluşturur

Elde edilen bu eğrilerin ters çözümünden tabakaların fiziksel özelliklerini temsil eden parametrelere ulaşılmaya çalışılır. Bu amaca yönelik olarak önce ölçüm yapılan yeraltının modellenmesi gerekir. Modelleme 1B olup, her katman homojen izotrop ve yeryüzüne paralel ve homojen yarı uzay içerisinde yer alır. Her tabaka; H tabaka kalınlığı, P dalga hızı V_p , S dalga hızı V_s , Lamé katsayıları λ , μ veya Bulk modülü K yada yoğunluk ρ ile temsil edilir (Şekil 3.5). Dispersiyon eğrileri V_p ve V_s dalga hızlarına özellikle V_s dalga hızına fazlaca duyarlıdır. H tabaka kalınlığına ise daha az duyarlıdır.



Şekil 3.5 Yeraltının 1B modellenerek parametreleştirilmesi

Parametreleştirme işlemi gerçekleştirildikten sonra kurulan 1B yeraltı modelinin ölçülen verileri temsil edip etmediğine bakılır. Bu yüzden kurulan modelin düz çözümü yapılarak böyle bir modelin üreteceği dispersiyon eğrileri elde edilir. Kurulan kuramsal modelden elde edilen veriler kuramsal dispersiyon eğrilerini oluşturur (Şekil 3.6).



Şekil 3.6 Verilen tabakalı modelden yüzey dalgasının yayılım özelliklerinin tahmin edilmesi

Kuramsal dispersiyon eğrisi ile ölçülen dispersiyon eğrisi karşılaştırılır. Eğriler arasındaki benzerlik yeterli ise kurulan yeraltı modelindeki parametrelerin gerçek yeraltını ve katmanların özelliklerini temsil ettiği kabul edilir ve aranan çözüm bulunmuş olur. Bu amaç için ReMi yöntemiyle toplanan verilerden elde edilen Rayleigh yüzey dalgası faz hızlarını ifade eden kuramsal fonksiyonun saptanması gereklidir. Bu ise bizi tabakalı ortamda Rayleigh dalga yayılım denkleminin eldesine ve denklemin çözümüne götürür (EK 6). Rayleigh dalga denkleminin eldesi bu tezin ekinde ayrıntılı olarak incelenmiş, anlaşılabilirlik açısından en temel konulardan başlanarak Rayleigh dalga denklemi elde edilmiştir. Bu maksatla EK 1, EK 2 ve EK 3’de sırasıyla gerilme analizi, deformasyon analizleri ve ikisi arasındaki bağıntılar açıklanmıştır. Kurulan modelin parametreleştirilmesi işleminde kullanılan Lamé katsayıları ve elastik parametrelerin ifadesi EK 4’de verilerek ekler arasındaki konu bütünlüğü kaybolmadan açıklanmıştır. EK 5’de hareket denkleminin çıkartılması ve EK 6’da Rayleigh dalga denkleminin eldesi ve çözümü verilmiştir.

4. YÜZEY DALGASI DISPERSİYON VERİLERİNİN TERS ÇÖZÜMÜ

Ters-çözüm yöntemleri izleyen bölümlerde Başokur'dan (2002) yararlanarak özetlenmiştir. Ölçülen bir veri kümesinden parametre değerlerinin hesaplanması ters çözüm olarak adlandırılır. Veri ile parametreler arasındaki ilişkilere bağlı olarak problemler doğrusal olmayan ve doğrusal olmak üzere ikiye ayrılır. Yüzey dalgası kayıtlarından elde edilen dispersiyon eğrisinden katman parametrelerinin bulunması doğrusal olmayan bir ters çözüm işlemidir. Bu ters çözüm işleminde model parametrelerinden kuramsal veri elde edilir ve kuramsal ile ölçülen veri arasındaki farkın en az olması sağlanmaya çalışılır. Bu ölçüt gerçekleşmez ise model parametreleri belirli yöntemlere göre değiştirilerek tekrar kuramsal veri hesaplanır. Bu işlemler kuramsal ile ölçülen veri arasındaki uyumun istenen ölçütlere uygunluğu sağlanana kadar devam eder. İşlem sonunda elde edilen model parametrelerinin yer altını temsil varsayılır.

Model parametrelerinin çözümü, ölçülen veri sayısına, ölçüm yöntemlerine, gürültü içeriğine, kullanılan modele ve ters çözüm algoritmalarına bağlı olarak değişiklik gösterebilir.

4.1 Çakışma Ölçütü ve Parametre Ayırıcılığı

Ters çözüm işleminde kuramsal ile ölçülen verilerin çakışma ölçütü hata enerjisiyle denetlenir:

$$E_k(p) = \sum_{i=1}^n |(d_i - f_i)|^k. \quad (4.1)$$

Burada, k tamsayı olup, problemin çözümü boyunca sabit tutulur. n veri sayısı, d_i ölçülen veri, f_i kuramsal veridir. k=2 olursa en küçük kareler yöntemi adını alır. k=1 olursa, yöntem en küçük mutlak değerler adını alır. Bu yöntemde çakıştırma işlemi eğrinin genel davranışına uygun olacak şekilde yapılır. Aşırı sapmalardan fazla etkilenmez. Çakıştırma işlemi tüm veri üzerinde gerçekleştirilmeye çalışılır. Ancak

veride aşırı sapması bulunan ölçüm değerleri var ise, çakıştırma işlemi bu değerleri de dikkate alacaktır. En küçük kareler yönteminin verideki saçılmalardan etkilenmesini en aza indirmek için veri değerleri ağırlıklandırılır. O halde (4.1) eşitliği,

$$E_k(p) = \sum_{i=1}^n \left| w_i \cdot (d_i - f_i) \right|^k \quad (4.2)$$

şeklinde yazılabilir.

4.2 Doğrusal Olmayan Problemlerin Ters Çözümü

Veri ve parametreler arasındaki ilişki, bir dizey çarpımı olarak ifade edilemiyorsa bu tür problemler *Doğrusal Olmayan (non linear) Problemler* olarak adlandırılır (Başokur 2002). Bu durumda parametreler doğrudan hesaplanamaz. Model parametreleri için bir varsayım yorumcu tarafından yapılır ve ön-kestirim parametreleri olarak anılır. Eğer gerçek parametre ile ön-kestirim parametreleri arasındaki farklar hesaplanabilirse, ön-kestirim değerlerine bir düzeltme uygulanarak gerçek parametre değerlerine bir yaklaşım sağlanabilir. Örnek olarak iki parametrelili bir problemde, yapılan ön-kestirimler sırasıyla p_1^0 ve p_2^0 olsun. Bu değerlerin gerçek parametrelerden farkları Δp_1 ve Δp_2 hesaplanabilir ise, gerçek parametre değerlerine bir yaklaşım,

$$p_1 = p_1^0 + \Delta p_1$$

$$p_2 = p_2^0 + \Delta p_2$$

bağıntısı ile bulunabilir. Genel bir gösterimle dizey şeklinde yazacak olursak,

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_m \end{bmatrix}_{mx1} = \begin{bmatrix} p_1^0 \\ p_2^0 \\ \vdots \\ p_m^0 \end{bmatrix}_{mx1} + \begin{bmatrix} \Delta p_1 \\ \Delta p_2 \\ \vdots \\ \Delta p_m \end{bmatrix}_{mx1}$$

ve simgesel olarak,

$$p = p^0 + \Delta p \quad (4.3)$$

yazılabilir. Burada; p parametre düzeyi, p^0 ön-kestirim düzeyi, Δp ön-kestirimlere uygulanması gereken düzeltme miktarlarını içeren düzeydir. Δp değerlerinin hesaplanma türlerine göre ters çözüm problemleri sınıflandırılmıştır. Bunlardan *Gauss Newton Yöntemi* ve *Sönümlü En Küçük Kareler* yöntemi bu tez içinde anlatılacaktır.

4.2.1 Gauss-Newton yöntemi ile ters çözüm

Yöntem Başokur'dan (2002) yararlanılarak özetlenecektir. Bu yöntem, hata enerjisini hesaplamak için gereken $f(x_i;p)$ kuramsal veriler hakkında bir yaklaşım yapılması ile doğrudan çözüm noktasına ilerleme temelinde geliştirilmiştir. Başlangıçta, parametreler bilinmediğinden $f(x_i;p)$ kuramsal verilerinin hesaplanması mümkün değildir. Bu nedenle gerçek parametre değerleri ile ön-kestirim parametre değerlerinin birbirine çok yakın olduğu düşünülür ve $f(x_i;p)$ fonksiyonu Taylor serisine açılarak doğrusal hale dönüştürülür;

$$f(x_i;p) = f(x_i, p^0) + \sum_j^m \frac{\partial f(x_i, p^0)}{\partial p_j^0} (p_j - p_j^0) + Y \quad i=1,2,\dots,n \quad (4.4)$$

yazılabilir. Burada Y yüksek mertebeli türevler olup ihmal edilir. $f(x_i;p)$ gerçek parametrelere karşılık gelen kuramsal veridir. Ancak parametreler bilinmediğinden hesaplanamaz. $f(x_i, p^0)$ ön-kestirim parametrelerin yerine konmasıyla elde edilecek kuramsal veridir ve hesaplanabilir. m parametre sayısı, x_i yatay eksen değerleri, n ise veri sayısıdır. m adet parametre ve n adet yatay eksen değeri için (4.4) eşitliği açıkça yazılırsa,

$$\begin{aligned} f(x_1; p) &= f(x_1, p^0) + \frac{\partial f(x_1, p^0)}{\partial p_1^0} (p_1 - p_1^0) + \frac{\partial f(x_1, p^0)}{\partial p_2^0} (p_2 - p_2^0) + \dots + \frac{\partial f(x_1, p^0)}{\partial p_m^0} (p_m - p_m^0) \\ f(x_2; p) &= f(x_2, p^0) + \frac{\partial f(x_2, p^0)}{\partial p_1^0} (p_1 - p_1^0) + \frac{\partial f(x_2, p^0)}{\partial p_2^0} (p_2 - p_2^0) + \dots + \frac{\partial f(x_2, p^0)}{\partial p_m^0} (p_m - p_m^0) \\ &\dots \qquad \dots \qquad \dots \qquad \dots \\ f(x_n; p) &= f(x_n, p^0) + \frac{\partial f(x_n, p^0)}{\partial p_1^0} (p_1 - p_1^0) + \frac{\partial f(x_n, p^0)}{\partial p_2^0} (p_2 - p_2^0) + \dots + \frac{\partial f(x_n, p^0)}{\partial p_m^0} (p_m - p_m^0) \end{aligned}$$

denklem sistemi elde edilir. Bu sistem dizey formunda yazılır ise,

$$\begin{bmatrix} f(x_1; p) \\ f(x_2; p) \\ f(x_3; p) \\ \dots \\ f(x_n; p) \end{bmatrix}_{n \times 1} = \begin{bmatrix} f(x_1; p^0) \\ f(x_2; p^0) \\ f(x_3; p^0) \\ \dots \\ f(x_n; p^0) \end{bmatrix}_{n \times 1} + \begin{bmatrix} \frac{\partial f(x_1; p^0)}{\partial p_1^0} & \frac{\partial f(x_1; p^0)}{\partial p_2^0} & \dots & \frac{\partial f(x_1; p^0)}{\partial p_m^0} \\ \frac{\partial f(x_2; p^0)}{\partial p_1^0} & \frac{\partial f(x_2; p^0)}{\partial p_2^0} & \dots & \frac{\partial f(x_2; p^0)}{\partial p_m^0} \\ \frac{\partial f(x_3; p^0)}{\partial p_1^0} & \frac{\partial f(x_3; p^0)}{\partial p_2^0} & \dots & \frac{\partial f(x_3; p^0)}{\partial p_m^0} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial f(x_n; p^0)}{\partial p_1^0} & \frac{\partial f(x_n; p^0)}{\partial p_2^0} & \dots & \frac{\partial f(x_n; p^0)}{\partial p_m^0} \end{bmatrix}_{n \times m} \begin{bmatrix} p_1 - p_1^0 \\ p_2 - p_2^0 \\ \dots \\ p_m - p_m^0 \end{bmatrix}_{m \times 1}$$

elde edilir. Kısa gösterim amacıyla,

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}^0 + \mathbf{A}\Delta\mathbf{p} \quad (4.5)$$

yazılabilir. Buradaki A kuramsal fonksiyonun parametrelere göre türevini içerir ve Jacobian dizeyi adı verilir. d ölçülen veri dizeyi olmak üzere, hata enerjisi ölçülen ile kuramsal veri arasındaki fark olduğundan kısa gösterim amacıyla,

$$e = d - f \quad (4.6)$$

yazılabilir. Bu eşitlikte (4.5) eşitliği yerine yazılırsa,

$$e = d - f^0 - A\Delta p \quad (4.7)$$

$\Delta d = d - f^0$ olmak üzere

$$e = \Delta d - A \Delta p \quad (4.8)$$

yazılabilir. Bu sonucu (4.1) hata enerjisi eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$E(p) = \sum_{i=1}^n (d_i - f(x_i; p))^2 = (d - f)^T (d - f) = e^T \cdot e = (\Delta d - A \Delta p)^T (\Delta d - A \Delta p) \quad (4.9)$$

elde edilir. Hata enerjisini en küçükleyen parametreleri bulmak için, hata enerjisinin aranan parametreye göre türevi alınır ve sıfıra eşitlenirse, veri sayısının parametre sayısından büyük olduğu ($n > m$) aşırı tanımlı problem için çözüm,

$$\frac{\partial E(p)}{\partial \Delta p} = -\Delta d^T A - A^T \Delta d + A^T A \Delta p + A^T \Delta p^T A = 0$$

bu eşitlikte aşağıdaki özellikleri uygularsak,

$$\Delta d^T A = A^T \Delta d$$

$$A^T A \Delta p = A A^T \Delta p^T$$

ise,

$$-\Delta d A^T - A^T \Delta d + A^T A \Delta p + A \Delta p A^T = 0$$

eşitliği düzenlenirse,

$$\Delta p = (A^T A)^{-1} A^T \Delta d \quad (4.10)$$

denklemleri ile elde edilir (Menke 1984). Bu eşitlikte A jacobian dizeyi ve Δd bilindiği için Δp kolayca bulunabilir. Δp bulunduktan sonra (4.3) eşitliğinden gerçek

parametreler hesaplanır ve bu parametrelerden kuramsal veriler bulunur. Ancak çakışma ölçütü yeterli değilse yeni bulunan parametreler ön-kestirim parametresi olarak alınır ve işlemler tekrarlanır. (4.10) eşitliğinde $(A^T A)$ tersini alma sırasında sayısal doğruluğu sağlamak biraz güçleşebilir. Bu durumda Tekil Değer Ayrışım Yöntemi (SVD) kullanılır.

4.2.2 Sönümlü en küçük kareler yöntemi ile ters çözüm

Veri bazı parametrelerin çözümü için tam bilgi içermiyorsa Jacobian dizeyinin bu parametrelere karşılık gelen sütunları sıfıra yakın olur. Bu parametrelere ait özdeğerler de sıfıra yakın olur. Yineleme sırasında küçük özdeğerlerin neden olduğu salınımların sönümlenmesi gerekir. (4.10) eşitliğinde $A^T A$ dizeyinin köşegenlerine dizeyin özelliğine göre seçilen bir sayısal değer eklenerek,

$$\Delta p = (A^T A + \varepsilon^2 I)^{-1} A^T \Delta d \quad (4.11)$$

elde edilir (Lines and Treitel 1984). Bu çözüm Levenberg-Marquardt ters çözümü ya da sönümlü en küçük kareler adını alır. Bu bağıntıda I birim dizey, ε^2 gerçel bir sayı ve sönüm faktörü olarak adlandırılır (Levenberg 1944, Marquardt 1963). Sönüm faktörünün alabileceği değerler, sıfır veya göreceli olarak özdeğerlerden büyük bir sayı olabilir. Eğer sönüm faktörü büyük ise En Dik İniş Yöntemi'ne benzer şekilde sonuca gidilir. $\varepsilon^2 = 0$ olursa Gauss-Newton yöntemi olarak sonuca ulaşılır.

Doğrusal ve doğrusal olmayan problemleri veri sayısı ve parametre sayısına göre sınıflandırılır. Eğer veri sayısı parametre sayısından büyük ise verinin parametreyi çözmek için gerekli bilgiyi kapsadığı varsayılır ve problem aşırı tanımlı problem adını alır. Veri sayısı parametre sayısına eşit ise tam tanımlı, veri sayısı parametre sayısından küçükse problem parametreleri çözmek için gerekli bilgiyi kapsamadığından eksik tanımlı olarak adlandırılır (Menke 1964).

Doğrusal olmayan problemin, karışık tanımlı bir problem olduğu düşünülebilir. Uygulamada birçok problem karışık tanımlıdır. Veri sayısının model parametrelerinin sayısından büyük olması problemin aşırı tanımlı olmasını gerektirmez. Parametrelerin bazıları tam çözülürken bazılarının çözümü tam değildir. Bu durumda hata enerjisi ve çözüm uzunluğunun bir bileşimi en küçüklenmeye çalışılır. O zaman en küçüklenecek amaç fonksiyonu,

$$\varphi(p) = E(p) + \varepsilon^2 L \quad (4.12)$$

olarak tanımlanabilir. Burada ε^2 sabiti E(p) veya L ye verilen görecel önemi saptar. ε büyük ise problemin eksik tanımlı kısmı en küçüklenecektir. Eğer ε sıfırsa, hata enerjisi en küçüklenecek fakat model parametreleri hakkında ön bilgi eklemek mümkün olmayacaktır. Fakat hem E(p) hem de L yi en küçükleyen bir ε değeri deneme yanılma yöntemi ile bulunabilir. Burada probleme eklenen ön bilginin,

$$L = \Delta p^T \Delta p \quad (4.13)$$

bağıntısının en küçüklenmesi olduğu düşünülür. Hata enerjisi bağıntısı ise,

$$E(p) = (d-f)^T (d-f) = (\Delta d - A\Delta p)^T (\Delta d - A\Delta p) \quad (4.14)$$

eşitliğini (4.12) eşitliğinde yerine yazılırsa,

$$\varphi(p) = (\Delta d - A\Delta p)^T (\Delta d - A\Delta p) + \varepsilon^2 \Delta p^T \Delta p \quad (4.15)$$

elde edilir. Bu eşitlikte aranan Δp olduğundan, $\varphi(p)$ 'nin Δp ye göre türevi alınır. Δp bulunduktan sonra gerçek parametre p hesaplanabilir. Çakışma ölçütü yetersiz kalırsa hesaplanan parametreler ön-kestrim yapılarak işlem tekrarlanır. (4.15) eşitliğinin Δp 'ye göre türevi alınır ise,

$$\varphi(p) = \Delta d^T \Delta d - \Delta d^T A \Delta p - A^T \Delta p^T \Delta d + A^T \Delta p^T A \Delta p + \varepsilon^2 \Delta p^T \Delta p = 0$$

$$\frac{\partial \varphi(p)}{\partial \Delta p} = -\Delta d^T A - A^T \Delta d + A^T \Delta p^T A + A^T \Delta p A + \varepsilon^2 \Delta p^T + \varepsilon^2 \Delta p = 0 \quad (4.16)$$

elde edilir. Dizey çarpım özellikleri kullanılarak,

$$\Delta d^T A = A^T \Delta d$$

$$A^T A \Delta p = \Delta p^T A^T A$$

$$\varepsilon^2 \Delta p = \varepsilon^2 \Delta p^T$$

eşitlikleri göz önüne alınır ve (4.16) düzenlenir ise,

$$A^T A \Delta p + \varepsilon^2 \Delta p = A^T \Delta d \quad (4.17)$$

elde edilir. Buradan, I birim dizey olmak üzere,

$$\Delta p = [A^T A + \varepsilon^2 I]^{-1} A^T \Delta d \quad (4.18)$$

eşitliği elde edilir (Menke 1984). Model parametrelerinin bu yöntemle bulunmasına sönümlü en küçük kareler yöntemi adı verilir.

Parametre çözümünü etkileyen önemli bir etken de verilerin gürültü içeriğidir. Ölçme koşullarından kaynaklanan iki tür gürültü vardır. Rastgele gürültüler ve sistematik gürültüler (Bevington 1969). Ölçüm aygıtlarının duyarlılığının sınırlı olması, rastgele gürültülerin başlıca kaynağıdır. Ölçüler, değişkenin bir değeri için yinelenir ise, ölçü değerlerindeki görecel belirsizlik istatistik analiz yardımı ile ölçü değerlerinin standart sapmaları kullanılarak temsil edilebilir. Standart sapmalar ile ters orantılı ağırlık katsayıları ile veri değerlerinin çarpılması ile gürültülü içeriği fazla olan veri değerlerinin ters-çözüm sonuçlarına daha az etki etmesi sağlanabilir. Sistematik yanlışlar, ölçüm sisteminin kalibrasyonunun yanlış yapılmasından, ölçüm aygıtlarının yanlış konumlara yerleştirilmesinden, ölçü sistemi ile ona bağlı aygıtların bağlantılarının kötü veya yanlış yapılmasından ve gözlemcinin yaptığı gözlem

yanılgılarından oluşur. Bu koşullarda, istatistik analize başvurmak, genellikle kullanışlı değildir. Ölçülerin tekrar edilmesi, ölçülerin duyarlılığını (precision) arttırmakla birlikte doğruluğunu (accuracy) arttırma konusunda yardımcı olmaz (Başokur 1999).

Dispersiyon eğrileri genellikle p-f düzleminde işaretleme ile elde edildiğinden yorumcudan veya veri-işleme tekniğinden kaynaklanan yanılgılar sistematik yanılgılar şeklinde ortaya çıkabilir. Bu açıdan Başokur (1999) tarafından geliştirilen ve hem rastgele hem de sistematik yanılgıları dikkate alan ağırlık atama yöntemi geliştirilen algoritmaya eklenmiş ve izleyen bölümde açıklanmıştır.

Ağırlık katsayılarının belirlenmesi ile ters-çözüm işlemi izleyen bağıntı ile gerçekleştirilir:

$$\Delta p = \left[(Aw)^T (Aw) + \varepsilon^2 I \right]^{-1} (Aw)^T (w\Delta d) \quad (4.19)$$

Burada, w köşegenlerinde ağırlık katsayılarını kapsayan bir dizeydir. Bu tezde verilen örneklerin çözümünde ve geliştirilen program kodlarında (4.19) eşitliği kullanılmıştır.

4.3 Ağırlık Katsayılarının Hesaplanması

Ağırlık katsayılarının hesaplanması Başokur'dan (2002) özetlenmiştir. Önerilen yöntemde veriye ağırlık katsayısının atanması, bir yuvarlatma işlemi sonucundan yararlanılarak gerçekleştirilir. Yuvarlatma işlemi ölçülen veriden daha az gürültü kapsayan verinin elde edilmesi olarak tanımlanabilir. Bu tezde kullanılan yöntem m adet kuramsal fonksiyonun doğrusal bileşiminin, ölçülen verinin sayısal değerlerine yaklaştırılması temeline dayanır. O halde yaklaştırma fonksiyonu,

$$y(x_i) = \sum_{j=1}^m b_j g(x_i; \varepsilon_j) \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (4.20)$$

olarak tanımlanır. Bu eşitlikte n veri sayısı, m çıkıştırma fonksiyonlarının sayısıdır. ε_j çıkıştırma fonksiyonlarının yatay eksen boyunca yerleşmesini sağlar ve çıkıştırma fonksiyonunun sayısı ile kullanılan frekansın aralığına bağlı olarak önceden saptanır.

Böylece (4.20) eşitliği d_i ölçü değerlerine bir yaklaşım sağlayan y_i kuramsal verilerine karşılık gelir. b_j katsayıları ise bilinmeyen katsayılar olup kuramsal veriyi ölçülen veriye yaklaştıran katsayılar olarak anılır ve hesaplanması gerekir. b_j ayrıştırma katsayıları adını alır (Santani and Zambrano 1981).

(4.20) eşitliğindeki $g(x;\varepsilon)$ çıkıştırma fonksiyonu verinin davranışına benzerlik gösteren bir fonksiyon olarak seçilmelidir. Sayısal hesaplamaları yürütmek için $\varepsilon_1=0.5x_1$ ve $\varepsilon_m=x_m$ olarak alınır. x_1 ve x_m sırasıyla en büyük ve en küçük yatay eksen değerleridir. Diğer ε_j katsayıları çıkıştırma fonksiyonları yatay eksen üzerinde homojen dağılacak şekilde hesaplanır. (4.20) eşitliğini dizey formunda yazılıp b_j katsayıları hesaplanırsa;

$$\begin{bmatrix} y(x_1) \\ y(x_2) \\ \vdots \\ y(x_n) \end{bmatrix}_{n*1} = \begin{bmatrix} g(x_1;\varepsilon_1)g(x_1;\varepsilon_2)\cdots g(x_1;\varepsilon_m) \\ g(x_2;\varepsilon_1)g(x_2;\varepsilon_2)\cdots g(x_2;\varepsilon_m) \\ \vdots \\ g(x_n;\varepsilon_1)g(x_n;\varepsilon_2)\cdots g(x_n;\varepsilon_m) \end{bmatrix}_{n*m} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix}_{m*1} \quad (4.21)$$

elde edilir. kısa gösterimle yazılacak olursa;

$$y = G.b \quad (4.22)$$

elde edilir. b_j katsayıları ölçülen veri ile kuramsal verinin çakışmasını sağlayan katsayılar olduğundan, hesaplamak için hata enerjisinden faydalanılır ve

$$\begin{bmatrix} e_n \\ e_n \\ \vdots \\ e_n \end{bmatrix}_{n*1} = \begin{bmatrix} d_1 - y(x_1) \\ d_2 - y(x_2) \\ \vdots \\ d_n - y(x_n) \end{bmatrix}_{n*m} \quad (4.23)$$

eşitliği ölçülen veri ile kuramsal veri arasındaki farklar olmak üzere ve w ağırlık katsayıları da hata enerjisi içerisine katılırsa;

$$E(b) = e^T e = w(d-y)^T(d-y) \quad (4.24)$$

$$E(b) = w(d-Gb)^T(d-Gb) \quad (4.25)$$

$$E(b) = w^T d^T d - w^T d^T Gb - wG^T b^T d + wG^T b^T Gb \quad (4.26)$$

elde edilir. b katsayılarına göre türev alınıp sıfıra eşitlenirse,

$$\frac{\partial E(b)}{\partial b} = -w^T d^T G - wG^T d + wG^T Gb + wGG^T b^T = 0$$

$$b = [(wG)^T Gw]^{-1} (Gw)^T d \quad (4.27)$$

elde edilir. (4.22) eşitliğinde b yerine yazılırsa,

$$y = G[(wG)^T (Gw)]^{-1} (Gw)^T d \quad (4.28)$$

yaklaşırma fonksiyonunun değerleri elde edilir. y yaklaşırma fonksiyonu hesaplanırken ağırlık katsayıları bire eşit alınıp, b katsayıları hesaplanır. Algoritma ikinci kez yinelenir ve ikinci b katsayılarının hesaplanmasında izleyen ağırlık katsayıları kullanılır:

$$w_i = \exp\left(-\frac{(d_i - y_i)^2}{\alpha^2}\right) \quad (4.29)$$

Burada α biçim katsayısı olup,

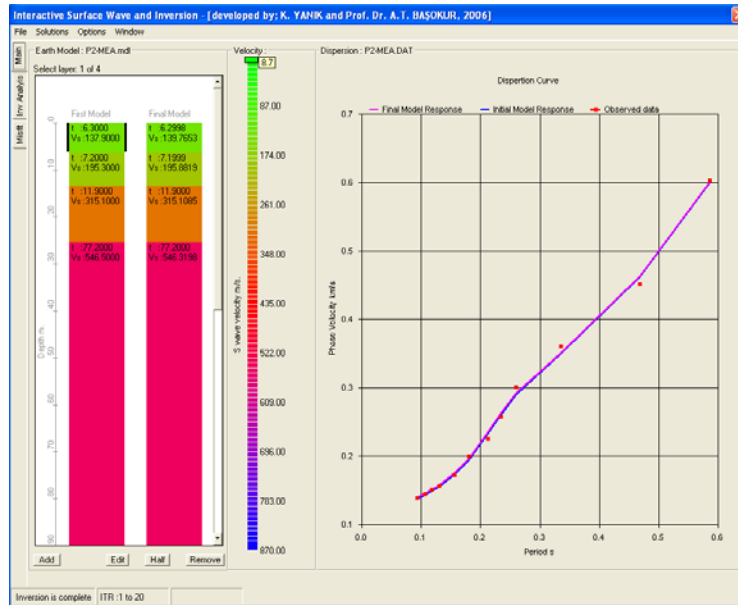
$$\alpha = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n |d_i - y_i| \quad (4.30)$$

olarak elde edilir. Bu katsayı, verinin tamamına ait gürültü bilgisini, bir yatay eksen değerine ait verinin ağırlık katsayısının hesaplanmasına aktarır. Bu eşitlikte d_i ölçülen veri, y_i yaklaştırma fonksiyonundan elde edilen veri, n veri sayısıdır. (4.29) bağıntısından görülebileceği gibi ölçülen ve kuramsal veri birbirine yakın ise w_i katsayıları bire yakın, çok farklı ise sıfıra yakın değerler çıkar. Bu işlemin amacı gürültü ve ölçü yanlışlarının veya modelden sapmaların fazla olduğu ölçü değerlerinin hesaplamalara etkisinin azaltılmasıdır (Başokur *vd.* 1997a, Başokur 1999).

Ters-çözüm işleminde kullanılan katsayılar ise yukarıda açıklanan yuvarlatma işleminin sonucunda hesaplanan yuvarlatılmış değerler kullanılarak, (4.29) ve (4.30) bağıntılarından yeniden elde edilir.

5. MATERYAL VE YÖNTEM

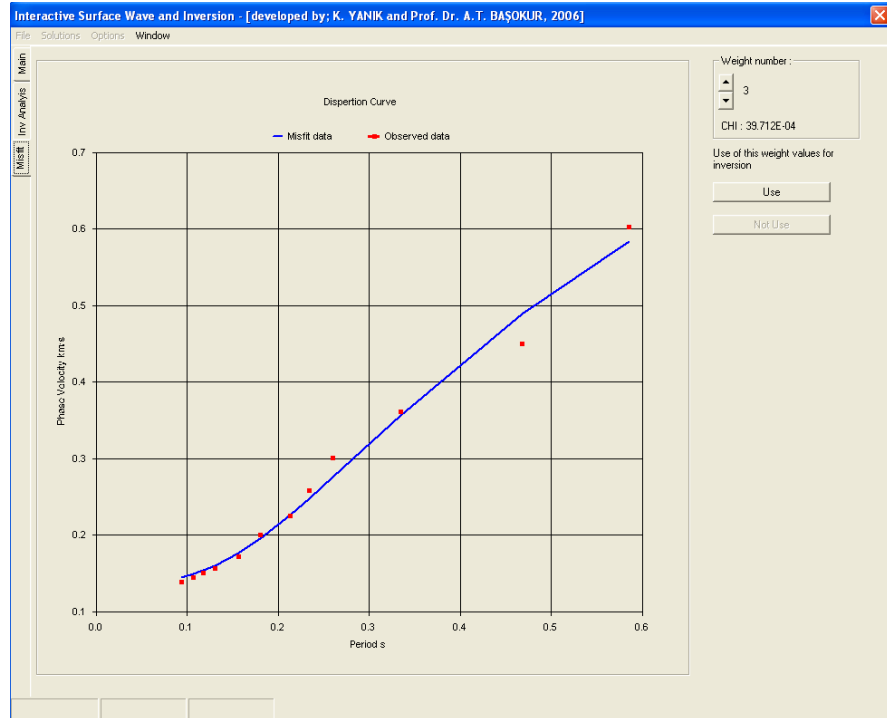
Bu tezde, kurulan yeraltı modeli ve model parametrelerinden düz çözüm yaparak kuramsal dispersiyon eğrisinin hesaplanması için PROGRAMM 330 (Herrmann 2002) yazılımının düz çözüm yapan kısımları yeniden derlenmiştir. Program giriş olarak yeraltı model parametrelerini (H, V_p, V_s, ρ), periyodun fonksiyonu olarak ölçülen dispersiyon verilerini kullanır. Kalınlıklar km, hız km/sn ve yoğunluk g/cm olarak girilir. Rayleigh dalga hızını tabakalı ortam için hesaplayıp, sınır koşullarını uyguladıktan sonra verilen dalga sayısı ve frekans için Rayleigh dalga denkleminin köklerini sıfır yapma koşuluna bakılır. Bu koşulu sağlayan frekans/periyoda karşılık faz hızı bulunmuş olur. Bu veriler daha sonra Arnason ve Hersir'in (1988) öz direnç verileri için düzenlediği Sönümlü En Küçük Kareler ters çözüm programı SLINV 'e giriş verisi olarak aktarılır. Bu program dispersiyon eğrilerinin ters çözümünü yapacak şekilde yeniden düzenlenmiştir. İki ayrı program PROGRAMM 330 ve SLINV kodları yeniden derlenip veri giriş çıkışları ve sonuçların grafiksel ortamda görüntülenebilmesi ayrıca veri değerlendirme sırasında ayrıntılı yorum yapma fırsatı tanıyan Visual Basic ortamında yazılmış bir etkileşimli arayüz programı (Interactive Surface Wave and Inversion - ISWI) geliştirilmiştir (Şekil 5.1).



Şekil 5.1 ISWI Yüzey dalgalarının modellenmesi, düz ve ters çözümünü birleştiren program

ISWI programı ile dispersiyon eğrisinin düz/ters çözümü için gerekli yeraltı model parametreleri interaktif olarak girilebilir. Vs, hız değerlerine göre tabakalar renklendirilerek görsel olarak birimler arasındaki hız süreksizliklerinin ayırt edilebilmesi sağlanır. Ölçülen veriler, düz çözüm ile hesaplanan kuramsal veri ve ters çözüm sonunda elde edilen veriler, ters çözümün her yineleme adımında tekrarlanmak üzere aynı grafik üzerinde çizdirilmiştir. Böylece her yineleme sırasındaki ters çözümün yakınsama hızı hakkında bilgi toplanabilmektedir. Ters çözümün her aşamasında model parametrelerindeki değişimde yansıtılır ve derinliğe bağlı Vs hız değişimi de (ReMi yöntemi sonucunda ulaşılmaya çalışılan parametrelerdir) her yinelemede grafiklenir.

Bu tezde Sönümlü En Küçük Kareler yönteminde ağırlık katsayıları için Başokur'un (1999) yazılımı kullanılmıştır. Ağırlık katsayılarının bulunması da ISWI programı içerisinde etkileşimli olarak gerçekleştirilir. Çakışma fonksiyonların sayısı yorumcu tarafından değiştirilebilir ve uygun görülen fonksiyon sayısından elde edilen ağırlık katsayıları ters çözüme katılır (Şekil 5.2).



Şekil 5.2 Ağırlık katsayılarının hesaplanması

6. TERS ÇÖZÜM UYGULAMALARI

Bu tezde periyoda karşılık gelen faz hızlarının (dispersiyon) ters çözümü tabakalı ortam için gerçekleştirilmiştir. Bir boyutlu yeraltı modeli oluşturulup model parametresi olarak H tabaka kalınlığı, V_p tabakanın P dalga hızı, V_s tabakanın S dalga hızı, ρ tabaka yoğunluğu alınmıştır. Dispersiyon eğrileri V_s hızından aşırı derece etkilendiğinden V_p hızı V_s hızının 1.73 katı olarak hesaplanmıştır. ρ , bütün katmanlar için sabit tutulup model sadece V_s ve H parametrelerine bağlı olacak şekilde parametreleştirilmiştir. Bu p^0 ön-kestirim parametrelerinden,

$$F(k, \omega) = \det R_{11} = 0 \quad (\text{EK 6.18})$$

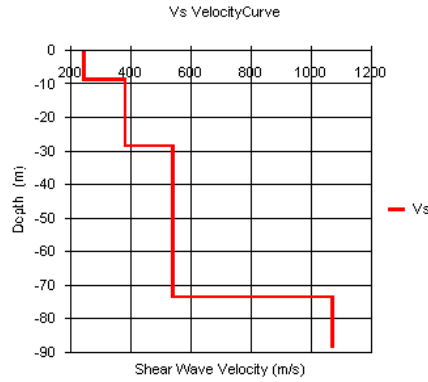
eşitliğini sıfır yapan k dalga sayısı ve ω açısal hız değerleri bulunur ve periyoda karşılık gelen kuramsal faz hızı kolayca hesaplanır. (4.29) eşitliğinden ağırlık katsayıları, (4.19) eşitliğinden parametre artış miktarı Δp ve yeni model parametreleride $p = p^0 + \Delta p$ eşitliğiyle hesaplanır. Ancak burada A Jacobian dizeyinin hesabı çözümün başarısında önemli rol oynar. Model parametrelerine göre türev eşitlikleri Lai and Rix'de (1998) ayrıntılı olarak verilmiştir. Bu yöntem daha güvenilir bir sonuç üretir. Bir başka yöntem de sayısal türev yöntemidir. Bu tezde sayısal türev yöntemi kullanılmıştır ve faz hızlarının tabaka kalınlık ve S dalga hızlarına göre türevi izleyen eşitlikte verilmiştir:

$$\frac{\partial V_r}{\partial p_s} = \frac{V_r(p_s + \Delta p_s) - V_r(p_s)}{\Delta p_s}, \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial \log(p_H)} = p_H \left(\frac{V_r(p_H + \Delta p_H) - V_r(p_H)}{\Delta p_H} \right). \quad (6.2)$$

Burada, V_r Rayleigh dalgası faz hızı, p_s S hızına bağlı parametreyi, p_H tabaka kalınlığına bağlı parametreyi gösterir. Δp ise ilgili parametreye eklenen belirli yüzde değişim miktarını gösterir. Jacobian dizeyinde sadece V_s hızı ve H kalınlık parametrelerinin türevleri bulunur. Jacobian dizeyi hesaplandıktan sonra (4.19) eşitliğiyle Δp 'ler

hesaplanarak kuramsal veri tekrar (EK 6.18)'deki bağıntının çözümüyle elde edilir. Bu işlem ölçülen ve kuramsal veri arasındaki yakınsama sağlanana kadar devam eder. En son yineleme sonucunda elde edilen model parametreleri ölçülen verileri temsil eden, çözümü aranan parametrelerdir. Böylece ReMi yönteminden elde edilen dispersiyon verilerinin ters çözümü yapılarak yer altına ait derinlik ve makaslama hızı Vs bilgileri elde edilmiş olur (Şekil 6.1).



Şekil 6.1 Vs hızlarının derinlikle değişimi

6.1 Yapay Veri İçin Modelleme

Yapay veri üretmek için, öncelikle bir boyutlu model oluşturulur. İstenen sayıda katman bu modele eklenir. Katman parametreleri tanımlandıktan sonra, bu model ortamında Rayleigh dalgası yayılım denklemi çözülür. Çıkan sonuçlar bize modelin yanıtını verir ve düz çözüm olarak adlandırılır. Arazide yapılan ölçümler, düz çözümden elde edilen veriler kadar düzgün değildir. Bunun nedeni, gerçek yeraltının homojen bir yapıda olmaması, veri toplama esnasında kişiden, cihazdan vb. kaynaklanan hatalar bulunmasıdır. Bu nedenle yapay verilerin gerçeğe yakın olmasını sağlamak amacıyla verilere gürültü eklenir. Yapay veri modellemesinde kullanılan örnekteki verilere, 0-1 arasında rastgele üretilmiş sayılar gürültü olarak eklenmiştir.

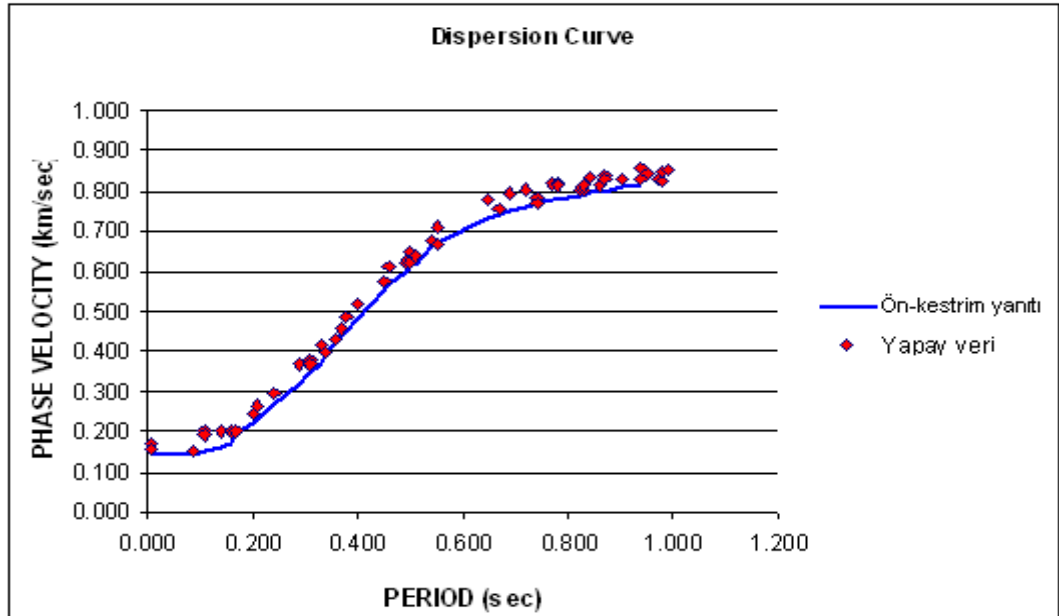
6.1.1 Derinlikle artan hız modeli ve yapay verisi

Yapay veri elde etmek amacıyla oluşturduğumuz yeraltı modeli için dört adet tabaka, homojen izotrop yarı sonsuz uzay içine eklenmiş, yoğunluk sabit tutularak kalınlık ve S dalga hızı giriş olarak verilmiştir. P dalga hızı S hızından hesaplanmıştır (Çizelge 6.1).

Çizelge 6.1 Derinlikle artan hız model verisi

Kalınlık (km)	Vp(km/sn)	Vs(km/sn)	Yogunluk(g/cm)
0.01	0.25981	0.15	2.000
0.015	0.51962	0.3	2.000
0.02	0.77942	0.45	2.000
0.03	129.904	0.75	2.000
0	173.205	1	2.000

Bu modelin düz çözümü için gerekli olan periyot bilgisi rastgele üretilmiştir. Periyot, düz çözüm sonuçları, eklenecek gürültü miktarı ve elde edilen yapay veri Çizelge 6.2’de verilmiştir. Elde edilen yapay dispersiyon verisinin grafiği de Şekil 6.2’de görülmektedir.



Şekil 6.2 Düz çözüm verisi mavi sürekli çizgi, yapay veri içi dolu kareler

Çizelge 6.2 Periyot, faz hızı, gürültü ve yapay dispersiyon verileri

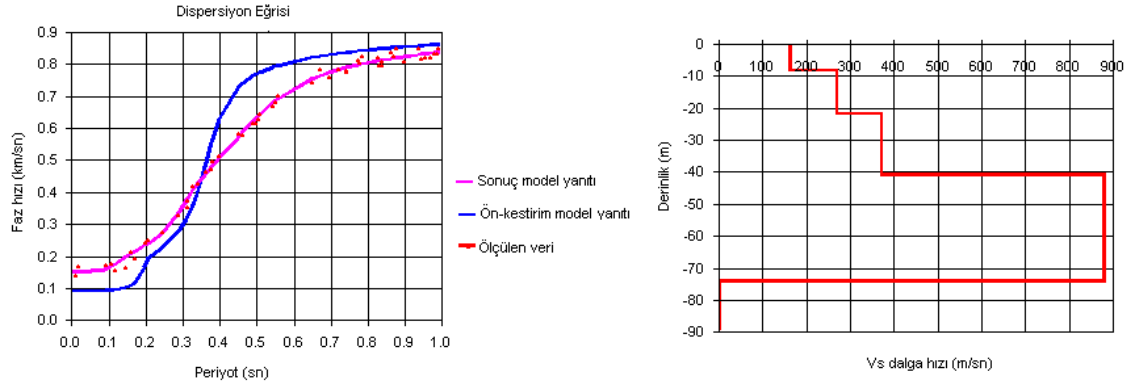
No	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)	Gürültü	Yapay Veri (km/sn)	No	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)	Gürültü	Yapay Veri (km/sn)
1	0.007564913	0.1400000	0.0124505	0.1781553	27	0.5428056	0.6600000	0.0416574	0.6939533
2	0.014525055	0.1400000	0.0407445	0.1635849	28	0.5474946	0.6600000	0.0385074	0.6893426
3	0.090077898	0.1400000	0.0061175	0.1859997	29	0.5539962	0.6700000	0.0066315	0.707045
4	0.105580168	0.1500000	0.0032324	0.1805809	30	0.646162	0.7300000	0.0465071	0.7327672
5	0.114153283	0.1500000	0.0193405	0.1655707	31	0.670607	0.7400000	0.0065559	0.7848419
6	0.144340768	0.1600000	0.0034781	0.1643229	32	0.6933674	0.7500000	0.0228791	0.7887215
7	0.156147911	0.1700000	0.0306886	0.2021702	33	0.7168609	0.7600000	0.0420591	0.7699509
8	0.168387293	0.1900000	0.0238285	0.2300134	34	0.7396744	0.7700000	0.0360891	0.7758904
9	0.19574985	0.2200000	0.0078010	0.2696772	35	0.7399619	0.7700000	0.0057963	0.8050011
10	0.20540439	0.2300000	0.0238109	0.2614264	36	0.772659	0.7800000	0.0467056	0.8280729
11	0.24303826	0.2700000	0.0146893	0.2894655	37	0.7754585	0.7800000	0.0311919	0.7806351
12	0.286596373	0.3200000	0.0100350	0.3522990	38	0.7820142	0.7800000	0.001448	0.8216037
13	0.308701299	0.3500000	0.0425465	0.3774485	39	0.8245315	0.7900000	0.0390379	0.802339
14	0.310723267	0.3500000	0.0166105	0.3862862	40	0.8295483	0.7900000	0.006881	0.801501
15	0.325876676	0.3700000	0.0194080	0.3949543	41	0.8343496	0.7900000	0.0430859	0.8072947
16	0.338671966	0.3900000	0.0271672	0.3934634	42	0.8357939	0.8000000	0.0398923	0.8351397
17	0.358746425	0.4200000	0.0014832	0.4382510	43	0.8618903	0.8000000	0.0419437	0.8304933
18	0.37293789	0.4400000	0.0190246	0.4540778	44	0.8663584	0.8000000	0.0275309	0.8147205
19	0.376792795	0.4500000	0.0419925	0.4622598	45	0.8743029	0.8000000	0.0467587	0.8310105
20	0.396597538	0.4800000	0.0272611	0.5205510	46	0.8964075	0.8100000	0.0059501	0.8272508
21	0.448298697	0.5500000	0.0472169	0.5799033	47	0.9355579	0.8100000	0.003436	0.8401911
22	0.459967027	0.5700000	0.0027479	0.6185001	48	0.9429349	0.8100000	0.0491491	0.8590652
23	0.487845163	0.6000000	0.0354640	0.6493573	49	0.9528323	0.8200000	0.0019029	0.8646124
24	0.49518229	0.6100000	0.0042842	0.6360094	50	0.9667858	0.8200000	0.0271145	0.8204566
25	0.502620606	0.6200000	0.0284791	0.6561130	51	0.9772615	0.8200000	0.0023742	0.8396813
26	0.506335835	0.6200000	0.0277129	0.6358106	52	0.984327	0.8200000	0.0123553	0.8573546

Üretilen yapay dispersiyon verisini gerçek ölçüm verisi gibi kabul edip, ters çözüm uygulayarak başlangıç modelini elde edebiliriz. Eğri üzerindeki değişim noktalarını göz önüne alarak kabaca ön-kestirim modeli belirleyebiliriz (Çizelge 6.3).

Çizelge 6.3 Yapay verinin çözümü için seçilen ön-kestirim modeli

Kalınlık (km)	Vp(km/sn)	Vs(km/sn)	Yogunluk(g/cm)
0.008	0.17321	0.1	2.000
0.01	0.60622	0.35	2.000
0.015	103.923	0.6	2.000
0.04	147.224	0.85	2.000
0	173.205	1	2.000

Bu modelin ters çözümü sonucunda elde edilen dispersiyon eğrisi ve Vs hız profili Şekil 6.3’de görülmektedir.



Şekil 6.3 Soldaki şekilde mavi ile görünen ön-kestirim model yanıtı, pembe ile görünen sonuç model yanıtıdır. Sağdaki şekilde Vs hız profili görülmektedir

Ters çözüm sonuçlarına 7 yineleme sonunda ulaşılmış ve en son elde edilen model parametreleri de Çizelge 6.4’de verilmiştir.

Çizelge 6.4 Yapay verilerin ters çözümü sonunda elde edilen model parametreleri

Kalınlık (km)	Vp(km/sn)	Vs(km/sn)	Yogunluk(g/cm)
0.0082	0.2818	0.1627	2.000
0.0136	0.468	0.2702	2.000
0.0191	0.6438	0.3717	2.000
0.0333	152.628	0.8812	2.000
0	173.205	1	2.000

Çıkan sonuçlar, Çizelge 6.1’deki verilerle karşılaştırıldığında sonuçlardaki başarılı yakınsama görülebilir. Çözümün başarısı araştırma derinliğine ve çalışmanın amacına göre değerlendirilmelidir. Her ne kadar Vs hızları arasında rakamsal olarak fark görünüyor gibi olsa da tabaka derinlikleri ve hız değerleri incelendiğinde bu farkların göz ardı edilebilir olduğu kolayca görülebilir.

6.2 Arazi Verisi Uygulaması

Bu kısımda, arazide yapılan üç uygulama ölçümlerinden elde edilen dispersiyon verisinin çözümü incelenmiştir.

I. Uygulama : Çizelge 6.5’de Bolu yöresinde yapılan bir arazi çalışmasından ReMi yöntemiyle elde edilen, periyoda bağlı Rayleigh dalgası faz hızı verileri görülmektedir.

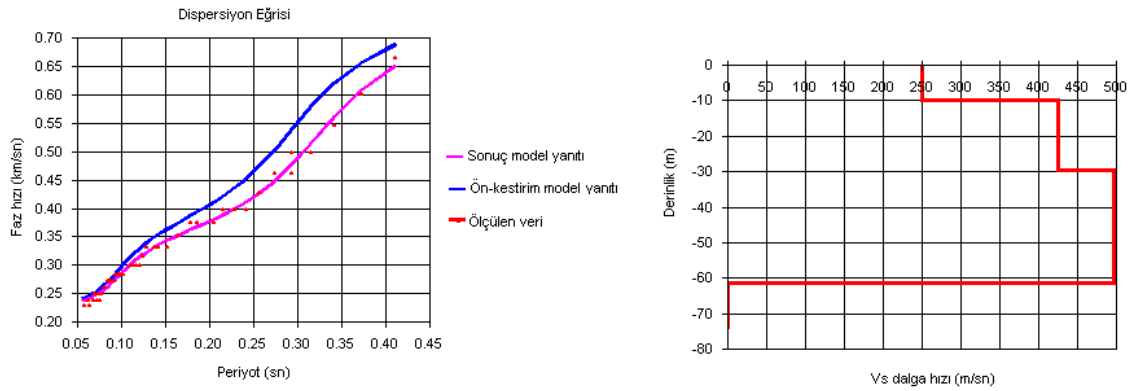
Çizelge 6.5 Periyod’a bağlı ölçülen faz hızı değerleri

VERİ			VERİ		
Veri sayısı	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)	Veri sayısı	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)
1	0.05769	0.23095	24	0.11378	0.3003
2	0.06302	0.24039	25	0.11703	0.3003
3	0.064	0.23095	26	0.12047	0.3003
4	0.06827	0.24039	27	0.12412	0.31646
5	0.06827	0.24039	28	0.128	0.33333
6	0.06943	0.25	29	0.13653	0.33333
7	0.07186	0.24039	30	0.14124	0.33333
8	0.07315	0.24039	31	0.15171	0.33333
9	0.07448	0.25	32	0.16384	0.35336
10	0.07448	0.25	33	0.17809	0.37594
11	0.07586	0.24039	34	0.18619	0.37594
12	0.07729	0.25	35	0.2048	0.37594
13	0.08192	0.2611	36	0.21558	0.4
14	0.0836	0.27322	37	0.22756	0.4
15	0.0836	0.27322	38	0.24094	0.4
16	0.08534	0.27322	39	0.256	0.42919
17	0.08715	0.27322	40	0.27307	0.46296
18	0.09102	0.27322	41	0.29258	0.5
19	0.09309	0.28571	42	0.29258	0.46296
20	0.09526	0.28571	43	0.31508	0.5
21	0.09753	0.28571	44	0.34134	0.54645
22	0.1024	0.28571	45	0.37237	0.60241
23	0.1107	0.3003	46	0.37237	0.60241
			47	0.4096	0.66667

Bu ölçü eğrilerini temsil eden kuramsal yeraltı modeli ile ters-çözüm sonuç modeli Çizelge 6.6'da verilmiştir. Bu modelden yola çıkarak verilere ters çözüm uygulanırsa elde edilen sonuçları; başlangıç, model, sonuç dispersiyon eğrileri ve derinliğe bağlı S dalga hızı değişimleri olmak üzere grafikleyebiliriz (Şekil 6.4).

Çizelge 6.6 Yeraltı modeli için ön-kestrim ve ters çözüm parametreleri

	Katman Sayısı	Kalınlık (m)	Vp (m/sn)	Vs(m/sn)	Rho (g/cm)
Başlangıç Modeli	1	11	259.8076	150	2
	2	16	606.2178	350	2
	3	38	952.6279	550	2
	4	0	1732.051	1	2
Ters Çözüm Modeli	1	10.1	435	251.1	2
	2	19.7	738.8	426.5	2
	3	31.8	863	498.3	2
	4	0	1732.1	1000	2



Şekil 6.4 Modelden elde edilen ön-kestirim model yanıtı, sonuç model yanıtı ve ölçülen veriler solda, derinliğe bağlı Vs hız değişimlerinde sağdaki şekilde grafiklenmiştir

II. Uygulama : Çizelge 6.7’de ikinci uygulama çalışmasının dispersiyon verileri verilmiştir.

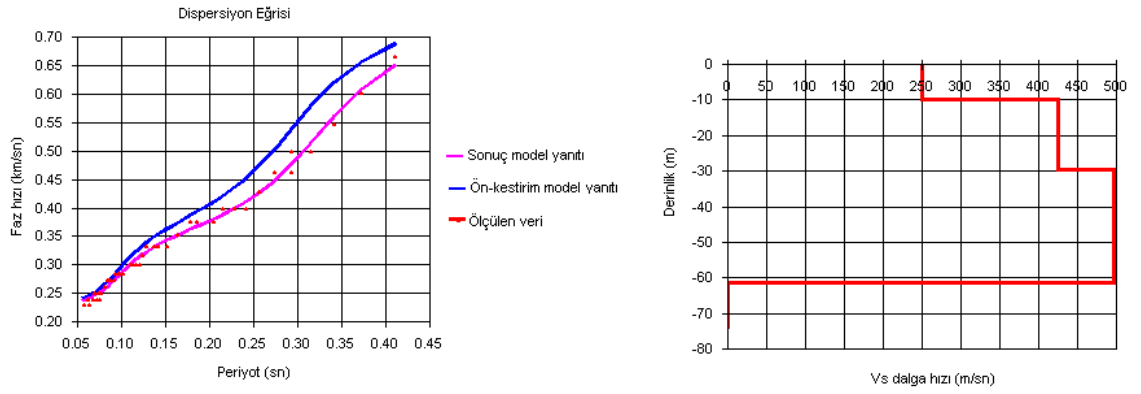
Çizelge 6.7 Peryod’a bağlı ölçülen faz hızı değerleri

VERİ			VERİ		
Veri sayısı	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)	Veri sayısı	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)
1	0.0836	0.1333	11	0.1707	0.1848
2	0.089	0.1333	12	0.1781	0.2
3	0.0931	0.1333	13	0.2048	0.2404
4	0.0999	0.1412	14	0.2409	0.2667
5	0.1078	0.1412	15	0.256	0.2667
6	0.1205	0.1412	16	0.2926	0.3003
7	0.1365	0.1502	17	0.3151	0.3003
8	0.1463	0.1502	18	0.3724	0.3436
9	0.1517	0.1603	19	0.4096	0.3436
10	0.1575	0.1848	20	0.512	0.4
			21	0.5852	0.4808

Bu ölçü eğrilerini temsil eden kuramsal yeraltı modeli ile ters çözüm sonuç modeli Çizelge 6.8’de verilmiştir. Bu modelden yola çıkarak verilere ters çözüm uygularsak elde edilen sonuçları başlangıç, model, sonuç dispersiyon eğrileri ve derinliğe bağlı S dalga hızı değişimleri olmak üzere grafikleyebiliriz (Şekil 6.5).

Çizelge 6.8 Yer altı modeli için ön-kestirim ve ters çözüm parametreleri

	Katman Sayısı	Kalınlık (m)	Vp (m/sn)	Vs(m/sn)	Rho (g/cm)
Başlangıç Modeli	1	9	173.21	100	2
	2	10	519.62	300	2
	3	40	692.82	400	2
	4	30	866.03	500	2
	5	0	1385.6	800	2
Ters Çözüm Modeli	1	10.3	251.84	145.4	2
	2	9.9	595.31	343.7	2
	3	36.3	717.07	414	2
	4	28.5	699.75	404	2
	5	0	1385.64	800	2



Şekil 6.5 Modelden elde edilen ön-kestirim model yanıtı, sonuç model yanıtı ve ölçülen veriler solda, derinliğe bağlı Vs hız değişimleri de sağdaki şekilde grafiklenmiştir

III. Uygulama : Çizelge 6.9’da 3. uygulama çalışmasının dispersiyon verileri verilmiştir.

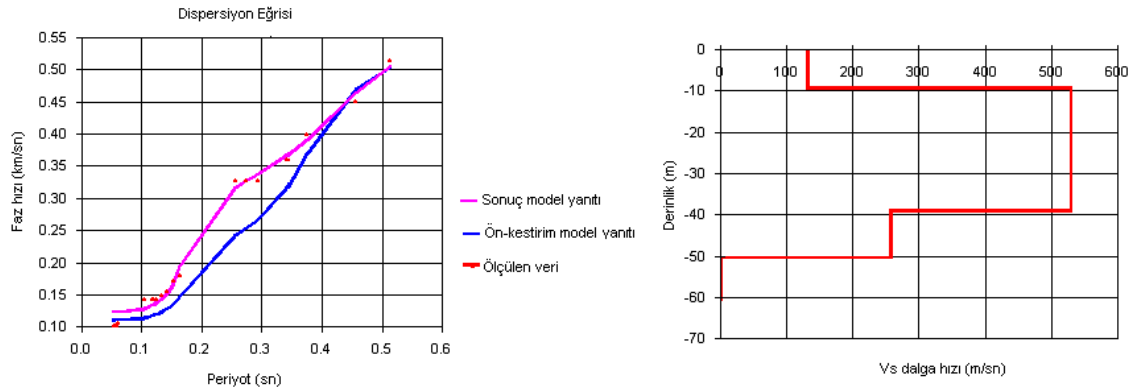
Çizelge 6.9 Periyod’a bağlı ölçülen faz hızı değerleri

VERİ			VERİ		
Veri sayısı	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)	Veri sayısı	Periyot (sn)	Faz Hızı (km/sn)
1	0.0546	0.1029	10	0.1412	0.1567
2	0.0554	0.1029	11	0.1517	0.1715
3	0.0577	0.1029	12	0.1638	0.1802
4	0.0602	0.1059	13	0.256	0.3279
5	0.105	0.1441	14	0.2731	0.3279
6	0.117	0.1441	15	0.2926	0.3279
7	0.1205	0.1441	16	0.3413	0.361
8	0.1241	0.1441	17	0.3724	0.4
9	0.1321	0.1502	18	0.4551	0.4505
			19	0.512	0.5155

Bu ölçü eğrilerini temsil eden kuramsal yeraltı modeli ile ters çözüm sonuç modeli Çizelge 6.10’da verilmiştir. Bu modelden yola çıkarak verilere ters çözüm uygularsak elde edilen sonuçları başlangıç, model, sonuç dispersiyon eğrileri ve derinliğe bağlı S dalga hızı değişimleri olmak üzere grafikleyebiliriz (Şekil 6.6).

Çizelge 6.10 Yeraltı modeli için ön-kestirim ve ters çözüm parametreleri

	Katman Sayısı	Kalınlık (m)	Vp (m/sn)	Vs(m/sn)	Rho (g/cm)
Başlangıç Modeli	1	9	207.85	120	2
	2	15	692.82	400	2
	3	15	484.97	280	2
	4	0	1212.44	700	2
Ters Çözüm Modeli	1	9.4	233.83	135	2
	2	29.7	917.99	530	2
	3	11.4	449.29	259.4	2
	4	0	1212.44	700	2



Şekil 6.6 Modelden elde edilen ön-kestirim model yanıtı, sonuç model yanıtı ve ölçülen veriler solda, derinliğe bağlı Vs hız değişimlerinde sağdaki şekilde grafiklenmiştir

7. TARTIŞMA VE SONUÇ

Zayıf zemin koşullarının yarattığı tehlike mühendislik yapılarını ve bu yapılarla beraber yaşayan insanları tehdit etmektedir. Özellikle aktif deprem bölgelerinde, zeminin fiziksel koşullarının bilinmesi ve mühendislik yapılarının bu koşullar göz önüne alınarak gerçekleştirilmesi büyük önem arz eder. Zeminin dayanımı dinamik yük altında test edilebilir. Buna örnek olarak deprem anında ölçüm yapmak ya da yapay kaynaklar kullanarak ölçüm yapmaktır. İster doğal ister yapay kaynakla üretilmiş olsun zeminin davranışını belirleyen etken makaslama ve yüzey dalgalarının yayınıdır. Bu dalgaların yayını esnasında, dalga yapısı gereği parçacık hareketleri yayılma doğrultusuyla açılı yapacak şekilde gelişir. Parçacık hareketlerinin incelenmesi zeminin bu davranışa gösterdiği tepki, dolayısıyla sağlamlığıyla ilgilidir.

Kentsel alanlarda kaynak kullanılmadan ReMi yöntemi ile S dalga hızlarının elde edilmesi olanaklıdır. Zemin koşullarını aydınlatmaya yönelik olarak yapılan bu çalışmalarla yüzey dalgası faz hızları ölçülerek değerlendirilir ve sonuçta tabakaların sağlamlığının ölçütü olan S dalgası hız bilgisine ulaşılır.

Bu tezde faz hızlarının değerlendirilmesinde ters çözüm yöntemlerinden birisi olan Ağırlıklı En Küçük Kareler Yöntemi kullanılmış ve veri üzerindeki gürültülerin etkisini azaltmak için de ağırlık katsayıları hesaplanmıştır.

Ancak ters çözüm yöntemlerinin başarısını etkileyen etkenler, doğru ve yeterli sayıda veri toplamak, doğru ön-kestirim modeli kullanmak, Jacobian dizeyini doğru hesaplamak ve yöntem hakkında deneyimli olmak olarak sıralanabilir. Yöntemin başarısı değerlendirilirken tüm bu etmenler göz önüne alınmalı zaman, maliyet ve güvenilirlik hesapları belirlenmelidir.

Ters-çözüm işlemi, kuramsal veri ile ölçülen veri arasındaki yakınsamaya dayalı olduğundan aynı yakınsamayı veren birden fazla sonuç üretilebilir. Çalışmanın amacına yönelik ve araştırma derinliğine bağlı olarak veriden elde edilecek parametreler her

zaman birbirinden bağımsız ve tam olarak çözülemezler. Bu durum birden fazla sonucun aynı veriyi temsil etmesi olarak karşımıza çıkar.

Bu tezle birlikte geliştirilen program ile ön-kestirim modeli etkileşimli düzenlenebilir ve tekrarlanan düz çözümlerle, kurulan modelin verileri ne kadar temsil ettiği denetlenebilir. Böylece doğru model kurularak çözümün başarısının arttırılması sağlanabilir. Yine veri içindeki rasgele gürültülerden çözümün etkilenmemesi için ağırlık katsayılarının hesaplanması etkileşimli gerçekleştirilebilir. Ayrıca parametre çözünürlüğü hakkında bilgi sahibi olmak amacıyla verinin hangi parametreye ne kadar bağlı olduğu görsel olarak denetlenebilir.

Bu tez çalışmasıyla elde edilen bilgilerle ve geliştirilen programın kullanılmasıyla dispersiyon eğrileri görece hızlı ve güvenilir olarak değerlendirilip sonuçlar grafiklenerek incelenebilir.

KAYNAKLAR

- Anderson, J.K., Lee, Y., Zeng, Y., and Day, S. 1996. Control of Strong Motion By the Upper 30 Meters. Bulletin of the Seismological Society of America, 59, 1749-1759.
- Arnason, K. 1988. A Non-Linear Least-Square Inversion Program for Inversion of Schlumberger Resistivity Soundings. User Manual, Reykjavik, Iceland.
- Asten, M.W., Stephenson, W.R. and Davenport, P.N. 2005. Shear-wave velocity profile for Holocene sediments measured from microtremor array studies, SCPT, and seismic refraction. Journal of Environmental Engineering Geophysics, 10, 235-242.
- Başokur, A.T., Kaya, C., Ulugergerli, U. 1997a. Direct Interpretation of Magnetotelluric Sounding Data Based on The Frequency-Normalized Impedance Data. Geophysical Prospecting, 45, 21-37.
- Başokur, A.T. 1999. Automated 1D Interpretation Resistivity Sounding by Simultaneous Use of The Direct and Iterative Methods. Geophysical Prospecting, 47, 149-177.
- Başokur, A.T. 2002. Doğrusal ve Doğrusal Olmayan Problemlerin Ters-Çözümü. Jeofizik Mühendisleri Odası Eğitim Yayınları: 4, 166 s., Ankara.
- Bevington, P.R. 1969. Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences. McGraw-Hill Book Co.
- Borcherdt, R.D. and Glassmoyer, G. 1992. On the Characteristics of Local Geology and Their Influence on Ground Motions Generated By The Loma Prieta Earthquake in The Sanfrancisco Bay Region California. Bulletin of the Seismological Society of America, 82, 603-641.,
- Brown, L.T. 1998. Comparison of Vs Profiles From SASW and Borehole Measurements at Strong Motion Sites in Southern California. M.Sc.Eng. Thesis, University of Texas at Austin, 349.
- Dunkin, J.W. 1965. Computation of modal solutions in layered, elastic media at high frequencies. Bulletin of the Seismological Society of Amerika, 55, 335-358.
- Dispersion In Surface Waves, 2006. Web sitesi: http://www.uwm.edu/~bketter/Research/Surface_Theory/Surface.html. Erişim Tarihi: 02.07.2006

- Gilbert, F. and Backus, G. 1966. Propagator matrices in elastic wave and vibration problems. *Geophysics*, 2, 326-332.
- Gucunski, N. and Woods, R.D. 1991. Instrumentation For SASW Testing. *Geotechnical Special Publication No. 29, Recent Advances In Instrumentation, Data Acquisition, and Testing in soil Dynamics*, New York, American Society of Civil Engineers, 1-16
- Haskell, N.A. 1953. The dispersion of surface waves on multi layered media. *Bulletin of the Seismological Society of Amerika*, 43, 17-34.
- Herrman, R.B. 2002. Computer Program in Seismology: An Overview on Synthetic Seismogram Computation, User's Manual. St Louis University, 181 p., Missouri.
- Horike, M. 1985. Inversion of Phase Velocity of Long Period Microtremors to The S-wave velocity Structure Down The Basement in Urbanized Areas. *J. Phys. Earth*, 33,59-96
- Johansen, H.K. 1975. An interactive computer/graphic-display terminal system for interpretation of resistivity soundings. *Geophysical Prospecting*, 23, 449-458.
- Johansen, H.K. 1977. A man/computer interpretation system for resistivity soundings over a horizontally stratified earth. *Geophysical Prospecting* ,25, 667-691.
- Kayiran, T. 1993. Genel Jeofizik Ders Notları (basılmamış). Ankara Üniversitesi, Ankara.
- Knopoff, L. and Schwab, F. 1970. Surface wave dispersion computation. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 60, 321-344.
- Levenberg, K. 1944. A Method for The Solution of Certain Nonlinear Problems in Least Squares. *Quart. Appl. Math.*, 2, 164-168.
- Louie, J.N. 2001. Faster, better:Shear-wave velocity to 100 meters depth from refractionmicrotremor arrays. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 91, 347-364.
- Lai, C.G. and Rix, G.J. 1988. Simultaneous Inversion of Rayleigh Phase Velocity and Attenuation for Near-Surface Site Characterization. *National Science Foundation and U.S. Geological Survey*, 275 p.
- Lines, I.R. and Treitel, S. 1984. Tutorial, A Review of Least Squares Inversion and Its Application to Geophysical Problems. *Geophysical Prospecting*, 32, 159-186.

- Malovichko, A.A., Anderson, N.L. and etc. 2005. Active-passive array surface wave inversion and comparison to borehole logs in Southeast Missouri. *Journal of Environmental Engineering Geophysics*, 10, 243-250.
- Marquardt, D.W. 1963. An Algorithm for Least Squares Estimation of Non-Linear Parameters. *J.Soc.Indust.Appl.Math.*, 11, 431-441
- McMechan, G.A. and Yedlin, M.J. 1981. Analysis of dispersive waves by wave-field transformation. *Geophysics*, 46, 69-874.
- Menke, W. 1984. *Geophysical Data Analysis: Discrete inverse theory*. Academic Press, Inc., 289.
- Nazarian, S. and Desai, M.R. 1993. Automated surface Wave Method: Field Testing. *Journal of Geotechnical Engineering*, 119, 1094-1111.
- Nazarian, S. and Stokoe II, K.H. 1984. In Situ Shear Wave Velocities From Spectral Analysis of Surface Waves. *Proceedings of the World Conference on Earthquake Engineering*, v. 8, San Francisco, Calif., July 21-28.
- Park, C.B., Miller, R.D. and Xia, J. 1999. Multi-channel Analysis of Surface Waves. *Geophysics*, 64, 800-808.
- Santani, R. and Zambrano, R. 1981. A Numerical Method of Calculating the Kernel Function from Schlumberger Apparent Resistivity data. *Geophysical Prospecting*, 29, 108-127
- Strobbia, C. 2005. *Surface Wave Methods Acquisition Processing and Inversion*, Politecnico Di Torino, Phd Thesis, 260 p.
- Sutherland, A. J. and Logan, T.C. 1998. SASW Measurement for The Calculation of site Amplification – Earthquake Commission Research Project 97/276. unpub. Central Laboratories Report 98-522/422, Lower Hutt, New Zealand, 22 p.
- Thorson, J.R. and Claerbout, J.F. 1985. Velocity-Stack and Slant-Stack Stochastic Inversion. *Geophysics*, 50, 2727-2741.
- Yilmaz, O. 1987. *Seismic Data Processing*. Society of Exploration Geophysics, Tulsa
- Watson, T.H. 1970. A note on fast computation of Rayleigh wave dispersion in the multilayered elastic half-space. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 60, 161-166.

- Wang, C.Y. and Herrmann, R.B. 1980. A numerical study of P-, SV-, and SH-wave generation in a plane layered medium. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 70, 1015-1036.
- Xia, J., Miller, R.D., Park C.B. 1999. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves. *Geophysics*, 64, 691-700.

EKLER

EK 1 Gerilme Analizi

EK 2 Deformasyon Analizi

EK 3 Gerilme ve Deformasyon Arasındaki Bağntı

EK 4 Elastik Parametrelerin Eldesi

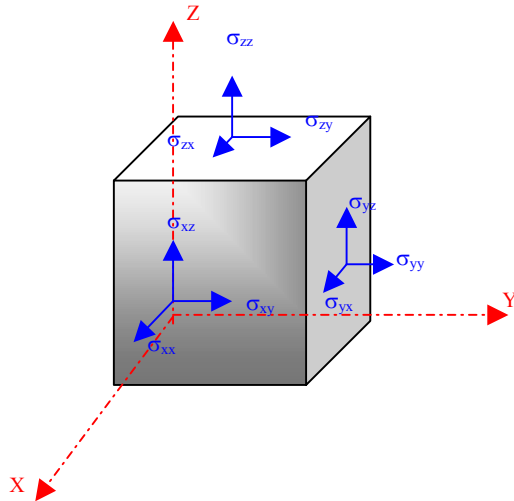
EK 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması

EK 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü

EK 1 GERİLME ANALİZİ

Gerilme analizi ile ilgili bilgiler Kayran'dan (1993) özetlenmiştir. Bir katı cisim kuvvetler uyguladığımızda o cisim öteleme ve dönme hareketlerinin bir bileşkesi olarak hareket edecektir. Eğer cisim tam katı ise parçacıklar birbirine olan uzaklıklarını korur. Cisim elastik ise parçacıkların birbirine göre bağıl hareketleri söz konusu olur bu olay da deformasyonu oluşturur. Gerilme analizinde bu deformasyonun çok küçük olduğu kabul edilerek göz ardı edilir. Elastik ortamda, yüzeysel ve hacimsel olmak üzere iki tür mekanik kuvvet vardır. Yüzeysel kuvvetler, birim alan başına düşen kuvvet olup yüzey gerilimi de denmektedir. Hacimsel kuvvetler, birim hacime düşen kuvvet olup cisim kuvvetleri de denmektedir.

Gerilme analizi için elastik bir cisim kuvvet uygulandığını ve cisimin dengede olduğu düşünülür. Bu cisim içerisindeki herhangi bir p noktasını içine alan birim hacimli bir küpün yüzeyine etki eden gerilmeler incelenirse, bu gerilmelerin yüzey normaline göre 3 bileşeni vardır. Küpün 6 yüzeyi olduğundan toplam 18 bileşeni olur. Ancak cisim dengede olduğundan, her yüzeyin simetrisi olan diğer yüzeylerdeki gerilmeler simetrik olacaktır. O halde toplam 3 yüzeyde 9 gerilme bileşeni bulunur (Şekil 1).



Şekil 1 Elastik bir cisimdeki gerilme bileşenleri

Ek 1 Gerilme Analizi (Devamı)

Eğer cisim dengede ise $\sigma_{xy}=\sigma_{yx}$, $\sigma_{xz}=\sigma_{zx}$, $\sigma_{yz}=\sigma_{zy}$ 'dir. O halde gerilmenin toplam 9 bileşeni için simetriden dolayı 6 bağımsız bileşeni yazılabilir:

$$\sigma_{ij} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{vmatrix}.$$

Elastik bir cisme uygulanan kuvvetten dolayı bir elastik deformasyon olduğu hesaba katılırsa, partiküllerin yerdeğiştirme sonucu geldikleri konumdaki koordinatlarını X',Y',Z' eksenine göre konumlandığı varsayılarak, koordinat eksenine bağlı olarak gerilmelerdeki dönüşüm;

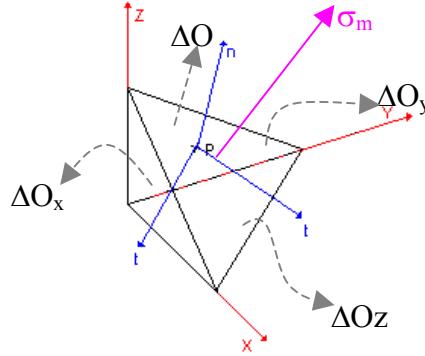
	X'	Y'	Z'
X	D ₁₁	D ₂₁	D ₃₁
Y	D ₁₂	D ₂₂	D ₃₂
Z	D ₁₃	D ₂₃	D ₃₃

Dönüşüm Kronecker delta ile gösterilirse,

$$\sum_k \alpha_{ik} \alpha_{kj} = \delta_{ij} \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$$

eksenlere bağlı olacak şekilde yazılabilir. Bu ifade de $i \neq j$ iken $\delta_{ij} = 0$ olması dönme hareketinin olmadığını yalnızca öteleme hareketinin olduğunu gösterir. Eksen dönüşüm işlemi, elastik cisme kuvvet uygulandığında dönme ve öteleme hareketlerinin toplamı şeklinde hareket edeceğinden gereklidir. Öteleme hareketi için Kronecker delta (δ) veya şematik gösterim kullanılır. Dönme hareketi sonucunda gerilmelerdeki dönüşümü anlamak için birim hacimli küp yerine bir tetrahedron'dan faydalanılır (Şekil 2). Dönme hareketi sonucunda eksenler değişmez gerilmeler değişir.

Ek 1 Gerilme Analizi (Devamı)



Şekil 2 Elastik cisimdeki dönme hareketi sonucunda gerilme dağılımının tetrahedron modeliyle incelenmesi

Tetrahedron'un ΔO yüzeyi üzerinde bir P noktası incelenir. n : yüzey normali, t ve t' yüzey normalinin bileşenlerini gösterir ise,

$$\sigma_m = (\sigma_{mx}, \sigma_{my}, \sigma_{mz}) \text{ ve } m \rightarrow (x, y, z) \text{ ise,}$$

σ_m 'i öteleme hareketi sonucu oluşan gerilmeler olarak düşünülebilir.

$$\sigma'_m = (\sigma'_{mn}, \sigma'_{mt}, \sigma'_{mt'}) \text{ ve } m \rightarrow (x, y, z) \text{ ise,}$$

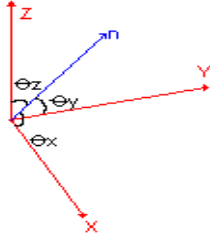
σ'_m 'de dönme hareketi sonucu yüzey normali ve bileşenlerine bağlı gerilmelerdir. Uygulanan kuvvet sonucu elastik cisimdeki hareket öteleme ve dönme hareketlerinin toplamı olduğuna göre, toplam gerilme σ_m ve σ'_m arasında bağlantı kurularak bulunur.

Tetrahedron yüzeyleri arasındaki oran;

$$\Delta O : \Delta O_x : \Delta O_y : \Delta O_z = 1 : n_x : n_y : n_z \quad (1)$$

Burada, $\Delta O_{x,y,z}$ tetrahedron yüzeyleridir. n_x, n_y, n_z n yüzey normalinin x, y, z eksenleri ile yaptığı açının kosinüsleridir (Şekil 3).

Ek 1 Gerilme Analizi (Devamı)



$$n_x = \cos\theta_x$$

$$n_y = \cos\theta_y$$

$$n_z = \cos\theta_z$$

Şekil 3 Yüzey normalinin x,y,z eksenleri ile yaptığı açılar

Birim yüzeye dik uygulanan kuvvet elastik ve katı cisimler için gerilme, sıvılar içinse basınç adını alır. Eğer cisim dengede ise yüzeye uygulanan kuvvetler eşit olur. O halde;

$$\sigma_i = \frac{F}{\Delta O_i} \quad \text{ise} \quad F = \sigma_i \Delta O_i$$

olur. Şekil 2’de ΔO yüzeyine etki eden kuvvet $\Delta O_{x,y,z}$ yüzeylerine etki eden kuvvetlerin toplamına eşittir. O halde ;

$$\sigma_{mi} \cdot \Delta O = \sigma_{xi} \cdot \Delta O_x + \sigma_{yi} \cdot \Delta O_y + \sigma_{zi} \cdot \Delta O_z \quad (2)$$

(1) eşitliğinden yüzeyler arasındaki orantı,

$$\Delta O_x = n_x \cdot \Delta O, \Delta O_y = n_y \cdot \Delta O, \Delta O_z = n_z \cdot \Delta O$$

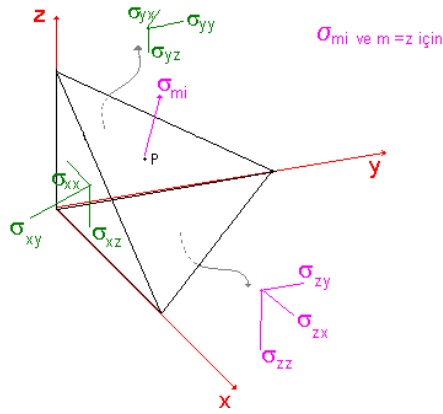
olarak yazılabilir. (2) bağıntısı bu eşitliğe göre düzenlenirse,

$$\sigma_{mi} \cdot \Delta O = \Delta O \cdot (\sigma_{xi} \cdot n_x + \sigma_{yi} \cdot n_y + \sigma_{zi} \cdot n_z)$$

$$\sigma_{mi} = \sigma_{xi} \cdot n_x + \sigma_{yi} \cdot n_y + \sigma_{zi} \cdot n_z \quad (3)$$

Ek 1 Gerilme Analizi (Devamı)

elde edilir. (3) genel eşitliğinde $m \rightarrow (x,y,z)$ ve $i \rightarrow (x,y,z)$ dir. İfade olarak m değişkeni x,y,z yüzeylerine etki eden yüzey normali doğrultusundaki gerilmeleri ve i değişkeni de her bir gerilmenin x,y,z bileşenlerine karşılık gelir. $m = z$ için yani z yüzeyine etki eden bir kuvvetin oluşturduğu gerilmenin bileşenleri Şekil 4’de gösterilmiştir.



Şekil 4 Z yüzeyine etki eden gerilme ve bileşenleri

(3) denklemini $m \rightarrow x,y,z$ için düzenirsek,

$m=x$ için;

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xx}.n_x + \sigma_{yx}.n_y + \sigma_{zx}.n_z$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}.n_x + \sigma_{yy}.n_y + \sigma_{zy}.n_z$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{xz}.n_x + \sigma_{yz}.n_y + \sigma_{zz}.n_z$$

$m=y$ için;

$$\sigma_{yx} = \sigma_{xx}.n_x + \sigma_{yx}.n_y + \sigma_{zx}.n_z$$

$$\sigma_{yy} = \sigma_{xy}.n_x + \sigma_{yy}.n_y + \sigma_{zy}.n_z$$

$$\sigma_{yz} = \sigma_{xz}.n_x + \sigma_{yz}.n_y + \sigma_{zz}.n_z$$

Ek 1 Gerilme Analizi (Devamı)

m=z için;

$$\sigma_{zx} = \sigma_{xx} \cdot n_x + \sigma_{yx} \cdot n_y + \sigma_{zx} \cdot n_z$$

$$\sigma_{zy} = \sigma_{xy} \cdot n_x + \sigma_{yy} \cdot n_y + \sigma_{zy} \cdot n_z$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{xz} \cdot n_x + \sigma_{yz} \cdot n_y + \sigma_{zz} \cdot n_z$$

elde edilir. Böylece öteleme hareketi sonucunda tetrahedronun 3 yüzeyi için toplam 9 gerilme bulunmuş olur. Dönme hareketi için σ'_m bulunmalıdır. Şekil 2'de ΔO yüzeyi üzerinde bulunan p noktasının yüzey normali ve bileşenlerini (n,t,t') , (x,y,z) koordinatları cinsinden yazılırsa,

	n	t	t'
X	α_{nx}	α_{tx}	$\alpha_{t'x}$
Y	α_{ny}	α_{ty}	$\alpha_{t'y}$
Z	α_{nz}	α_{tz}	$\alpha_{t'z}$

elde edilir. Bu tabloda α , (n,t,t') bileşenlerinin (x,y,z) koordinatlarına bağlı değerleri. α 'nın indisleri ise (n,t,t') bileşenlerinin (x,y,z) eksenleriyle yaptıkları açının kosinüsüdür. Toplam gerilme σ_m ve σ'_m arasındaki ilişkiyle bulunacağından,

$$\sigma'_{mn} = \sigma_{mx} \cdot \alpha_{nx} + \sigma_{my} \cdot \alpha_{ny} + \sigma_{mz} \cdot \alpha_{nz}$$

$$\sigma'_{mt} = \sigma_{mx} \cdot \alpha_{tx} + \sigma_{my} \cdot \alpha_{ty} + \sigma_{mz} \cdot \alpha_{tz}$$

$$\sigma'_{mt'} = \sigma_{mx} \cdot \alpha_{t'x} + \sigma_{my} \cdot \alpha_{t'y} + \sigma_{mz} \cdot \alpha_{t'z} \quad (4)$$

kısa gösterim için,

$$\sigma'_{ij} = \sum_{m=1}^3 \sigma_m \alpha_{ji} \quad m \rightarrow x,y,z \quad i \rightarrow x,y,z \quad j \rightarrow x,y,z \quad (5)$$

(4) denkleminde (3) denklemini yazarsak, σ_m ve σ'_m arasındaki bağıntı bulunur. Kısa gösterimle,

Ek 1 Gerilme Analizi (Devamı)

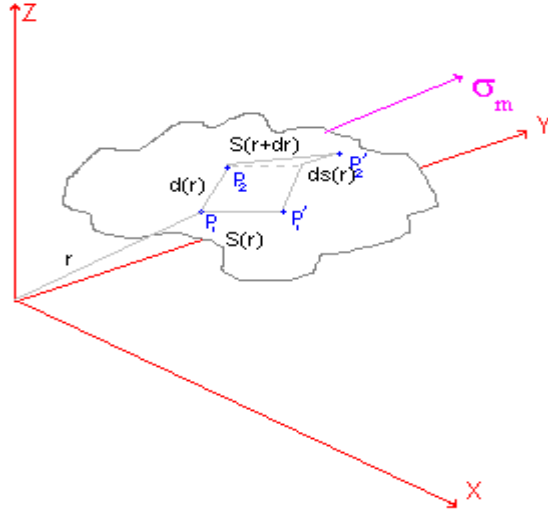
$$\sigma'_{ij} = \sum_i^3 \sum_m^3 \sigma_{ki} n_k \alpha_{ij} \quad (6)$$

elde edilir. (6) denkleminde n_k yerine α_{jk} yazılırsa her simetrik tensör için geçerli olan genel tensör dönüşümü bulunur.

$$\sigma'_{ij} = \sum_K \sum_L \alpha_{il} \alpha_{jk} \alpha_{lk} \quad (7)$$

EK 2 DEFORMASYON ANALİZİ

Deformasyon analizi ile ilgili bilgiler Kayıran'dan (1993) özetlenmiştir. Eğer elastik bir cisime gerilme uygulanırsa cismi oluşturan partiküller birbirlerine göre yer değiştirirler. Eğer cisim rijit ise bu yer değiştirme her bir partikül için aynıdır. Cisim elastik ise partiküllerin yerdeğiştirmesi de farklı olacaktır. Bu durumda deformasyon oluşur. Elastik cisim içindeki partiküller arası yerdeğiştirme $\hat{S}$ vektörü ile gösterilir ve aralarında $d(r)$ kadar mesafe bulunan iki partikülün gerilme sonucu yerdeğiştirdiği farzedilerek çözüme ulaşılır (Şekil 2).



Şekil 2 Elastik cisimde meydana gelen partiküllerin deformasyonu

Şekil 2’de $S(r)$ iki yerdeğiştirme arasındaki diferansiyel fark ve, $S(r+dr) = S(r) + ds(r)$. S yerdeğiştirme vektörünün bileşenleri (u,v,w) olsun. O halde $ds=(du,dv,dw)$ olur. Eğer dönüşüm lineer ise $ds=A.dr$ yazılabilir. A kısmi türevlerden oluşan bir dizeydir. P_2 ve P'_2 noktaları arasındaki mesafe çok küçük olduğundan doğrusal kabul edilebilir. O zaman ds vektörünü doğrusal hale dönüştürmek için Taylor serisine açılır. Yüksek mertebeli türevler ihmal edilirse,

Ek 2 Deformasyon Analizi (Devamı)

$$ds = \begin{cases} du = \frac{du}{dx} dx + \frac{du}{dy} dy + \frac{du}{dz} dz + \dots (\text{yüksek mertebeli türevler}) \\ dv = \frac{dv}{dx} dx + \frac{dv}{dy} dy + \frac{dv}{dz} dz + \dots (\text{yüksek mertebeli türevler}) \\ dw = \frac{dw}{dx} dx + \frac{dw}{dy} dy + \frac{dw}{dz} dz + \dots (\text{yüksek mertebeli türevler}) \end{cases}$$

elde edilir. Her dizey simetrik ve asimetrik iki dizeyin toplamı şeklinde yazılabilir. O halde yukarıdaki eşitlikler dizey olarak yazılırsa,

$$\begin{vmatrix} \frac{du}{dx} & \frac{du}{dy} & \frac{du}{dz} \\ \frac{dv}{dx} & \frac{dv}{dy} & \frac{dv}{dz} \\ \frac{dw}{dx} & \frac{dw}{dy} & \frac{dw}{dz} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{du}{dx} & \frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right\} & \frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx} \right\} \\ \frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right\} & \frac{dv}{dy} & \frac{1}{2} \left\{ \frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy} \right\} \\ \frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx} \right\} & \frac{1}{2} \left\{ \frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy} \right\} & \frac{dw}{dz} \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & -\frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx} \right\} & -\frac{1}{2} \left\{ \frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dx} \right\} \\ -\frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dy} - \frac{dv}{dx} \right\} & 0 & -\frac{1}{2} \left\{ \frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy} \right\} \\ -\frac{1}{2} \left\{ \frac{du}{dz} - \frac{dw}{dx} \right\} & -\frac{1}{2} \left\{ \frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy} \right\} & 0 \end{vmatrix}$$

$$\text{Dizey} = \text{Simetrik Kısım} + \text{Asimetrik kısım}$$

elde edilir. Simgesel olarak gösterimle,

$$[A] = [\epsilon_{iK}] + [\omega_{iK}] \quad (1)$$

yazılabilir. P_2 noktasının toplam yerdeğiştirmesi;

$$S(r+dr) = S(r) + ds(r)$$

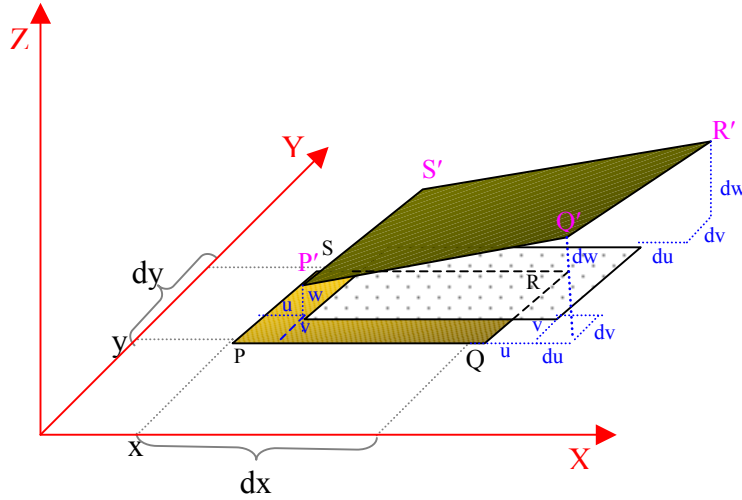
ile verilir. Bu denklemde $ds(r)$ yerine (1) eşitliği yazılırsa,

$$S(r+dr) = S(r) + [\epsilon_{iK}].dr + [\omega_{iK}].dr \quad (2)$$

Ek 2 Deformasyon Analizi (Devamı)

eşitliğini elde edilir. Bu eşitlikte, $S(r+dr)$ elastik yerdeğiştirmeyi, $S(r)$ rijit yerdeğiştirmeyi, $[\varepsilon_{iK}].dr$ deformasyonu, $[\omega_{iK}].dr$ rotasyonu (rijit dönme) gösterir.

Üç Boyutta Deformasyon



Şekil 2 Üç boyutta deformasyon modeli

Üç boyutta deformasyon Kayıran'dan (1993) özetlenmiştir. Yukarıdaki şekilde deformasyonun üç boyutta nasıl gerçekleştiği bir dörtgen modelde anlatılmaya çalışılmıştır. PQRS bir dikdörtgen prizmanın tabanı olsun. İçi beyaz noktalı dörtgen xyz doğrultusundaki yerdeğiştirmeyi gösterirken, $P'Q'R'S'$ ise hem yerdeğiştirmeyi hem de biçim değiştirmeyi gösterir. Cisim elastik olduğu için P noktasındaki yerdeğiştirme $S(r)$ dir. Diğer Q, R ve S noktaları $S(r) + ds(r)$ kadar yerdeğiştir.

Deformasyondan önceki koordinatları yazılırsa (PQRS),

$$P(x,y,z)$$

$$Q(x+dx,y,z)$$

$$S(x,y+dy,z)$$

$$R(x+dx,y+dy,z)$$

Ek 2 Deformasyon Analizi (Devamı)

Cisim deforme olmadan kayarsa (Şekil 2’de içi noktalı görülen dörtgen),

$$P(x+u, y+v, z+w) \quad Q(x+dx+u, y+v, z+w) \quad S(x+u, y+v+dy, z+w) \quad R(x+dx+u, y+dy+v, z+w+dz)$$

Cisim deforme olup kayarsa (P’Q’R’S’),

$$P'(x+u, y+v, z+w)$$

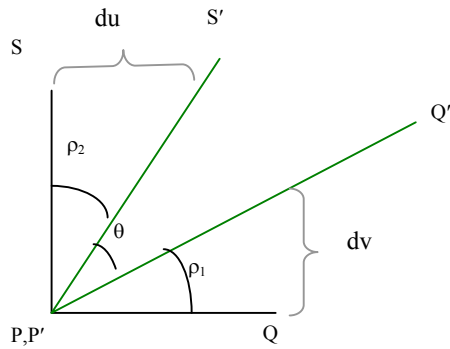
$$Q' \left(x+dx+u + \frac{du}{dx} dx, y+v + \frac{dv}{dx} dx, z+w + \frac{dw}{dx} dx \right)$$

$$S' \left(x+u + \frac{du}{dx} dx, y+dy+v + \frac{dv}{dy} dy, z+w + \frac{dw}{dz} dz \right)$$

$$R' \left(x+dx+u + \frac{du}{dx} dx + \frac{du}{dy} dy + \frac{du}{dz} dz, y+dy+v + \frac{dv}{dx} dx + \frac{dv}{dy} dy + \frac{dv}{dz} dz, z+w+dz + \frac{dw}{dx} dx + \frac{dw}{dy} dy + \frac{dw}{dz} dz \right)$$

elde edilir. Koordinatlar içerisinde yer alan $du/dx, dv/dy, dw/dz$ değerleri x,y,z yönündeki izafi artma miktarıdır. Buna normal deformasyon denir ve hacimsel genleşme olur.

P ve P’ noktalarına yakından incelenirse;



Şekil 3 Üç boyutta deformasyon modelindeki P, P’ noktasına bakış

Ek 2 Deformasyon Analizi (Devamı)

ρ_1, ρ_2 açılar olsun.

$$\rho_1 = \tan\left(\frac{dv}{dx + du}\right) \quad \text{ve} \quad \rho_2 = \tan\left(\frac{du}{dy + dv}\right)$$

du ve dv uzama miktarı cismin boyuna oranla çok küçük olduğuna göre paydadaki du , dv ihmal edilir. Açılar çok küçük olduğundan tanjant'ları açının kendisine eşit olur o halde,

$$\rho_1 = \frac{dv}{dx} \quad \text{ve} \quad \rho_2 = \frac{du}{dy}$$

bulunur. O halde (2) denklemindeki $[\epsilon_{ik}].dr$ ifadesi simgesel olarak gösterilirse,

$$[\epsilon_{ik}].dr = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{yx} & \epsilon_{zx} \\ \epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{zy} \\ \epsilon_{xz} & \epsilon_{yz} & \epsilon_{zz} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{vmatrix}$$

elde edilir. Bu düzeyde,

$$\epsilon_{xx} = (du/dx).dx, \quad \epsilon_{yy} = (dv/dy).dy, \quad \epsilon_{zz} = (dw/dz).dz$$

izafi artma olup toplamaları hacimsel değişime karşılık gelir. O halde,

$$\theta = \text{div} S = \nabla S = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} = (du/dx + dv/dy + dw/dz) \quad (3)$$

olur ve θ 'ya dilatasyon denir. Yerdeğiştirme vektörünün diverjansına eşittir. Skalerdir ve eksenlerin dönmesi ile değişmez. Negatif dilatasyona kompresyon denir.

EK 3 GERİLME VE DEFORMASYON ARASINDAKİ BAĞINTI

Gerilme ve deformasyon arasındaki bağıntılar Kayıran'dan (1993) özetlenmiştir. Elastik bir cisimdeki herhangi bir noktadaki deformasyon, yine aynı noktadaki gerilme ile saptanır. Tam elastiklik durumunda deformasyon bileşenleri gerilme bileşenlerinin homojen doğrusal fonksiyonudur. O halde gerilme ile deformasyon arasındaki bağıntı dizey gösterimi ile;

$$[\sigma] = A \cdot [\varepsilon] \quad (1)$$

şeklinde yazılabilir. A elastik ortamı ifade eden 36 elemanlı bir dizeydir. Gerilme ve deformasyon arasındaki bağıntının dizey olarak gösterimi,

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{yz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{16} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{26} \\ & & & \\ & & & \\ & & & \\ a_{61} & a_{62} & \dots & a_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} \end{bmatrix}$$

şeklinde verilir veya,

$$\sigma_{ij} = \sum_k \sum_l a_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad \sigma_{ij} = \sum_k \sum_l a_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl}$$

eşitliğiyle yazılabilir. EK 1'de anlatıldığı üzere homojen izotrop elastik bir ortamda denge halindeki bir cisimde simetriden dolayı gerilmenin (σ_{ij}) 6 bileşeni vardı. Yine simetriden dolayı 36 katsayı 21'e iner. Homojen izotropik maddeler içinse 2'ye iner. O halde gerilme, doğrusal homojen ortam için,

$$\sigma_{xx} = a \cdot \varepsilon_{xx} + b \varepsilon_{yy} + c \varepsilon_{zz} \quad (2)$$

Ek 3 Gerilme ve Deformasyon Arasındaki Bağıntı (Devamı)

yazılabilir. Eğer ortam aynı zamanda izotrop ise y ve z eksen doğrultusundaki deformasyonlarda eşit olup simetriden dolayı $b=c$ alınabilir. Böylece,

$$\sigma_{xx} = a.\epsilon_{xx} + b(\epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) \quad (3)$$

yazılabilir. (3) denkleminde $b\epsilon_{xx}$ ifadesini bir kez eklenip çıkarılırsa eşitliğin değeri değişmez,

$$\sigma_{xx} = \epsilon_{xx}(a-b) + b(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}). \quad (4)$$

EK 2 (3) denkleminde $\theta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$ olduğuna göre, ayrıca kısa gösterim için aşağıdaki tanımlamalar yapılabilir;

$$b=c=\lambda, \quad \mu = (a - b)/2.$$

(4) denkleminde yerine yazılır ve eşitlikler düzenlenirse,

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= 2\mu\epsilon_{xx} + \lambda\theta \\ \sigma_{yy} &= 2\mu\epsilon_{yy} + \lambda\theta \\ \sigma_{zz} &= 2\mu\epsilon_{zz} + \lambda\theta \end{aligned} \quad (5)$$

(5) denklemi xyz koordinat sistemine göre çıkarılmış bir denklemdir. Herhangi bir kartezyen koordinat sistemindeki ifadesi ise tensör dönüşümü ile yapılır. O halde,

$$\sigma_{ij} = \sum_k \sum_l \alpha_{il} \alpha_{jk} \sigma_{lk}$$

olarak yazılabilir. Temel gerilme dönüşümü uygulanacağı için $k=l$ olur ve,

$$\sigma_{ij} = \sum_k \alpha_{ik} \alpha_{jk} \sigma_{kk}$$

Ek 3 Gerilme ve Deformasyon Arasındaki Bağntı (Devamı)

$$\sigma_{ij} = \alpha_{ix} \cdot \alpha_{jx} \cdot \sigma_{xx} + \alpha_{iy} \cdot \alpha_{jy} \cdot \sigma_{yy} + \alpha_{iz} \cdot \alpha_{jz} \cdot \sigma_{zz}$$

elde edilir. Bu denklemde (5) denkleminde ki $\sigma_{x,y,z}$ leri yerine yazılırsa,

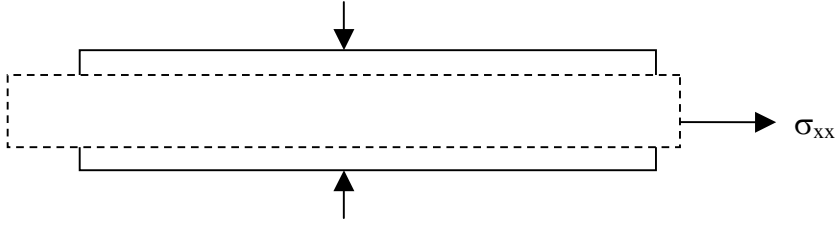
$$\sigma_{ij} = \lambda \theta [\alpha_{ix} \alpha_{jx} + \alpha_{iy} \alpha_{jy} + \alpha_{iz} \alpha_{jz}] + 2\mu [\alpha_{ix} \alpha_{jx} \epsilon_{xx} + \alpha_{iy} \alpha_{jy} \epsilon_{yy} + \alpha_{iz} \alpha_{jz} \epsilon_{zz}]$$

elde edilir. $i=j$ olması durumunda $\delta_{ij}=1$ yazılabilir. O halde,

$$\sigma_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij} \quad (6)$$

eşitliğiyle gerilme ve deformasyon arasındaki bağıntı elde edilmiş olur. Burada λ ve μ ye Lamé parametreleri adı verilir.

EK 4 ELASTİK PARAMETRELERİN ELDESİ



Şekil 1 Eni boyuna göre kısa elastik bir cisim.

Elastik parametrelerin eldesi Kayıran'dan (1993) özetlenmiştir. Şekil 1'deki gibi eni boyuna göre kısa bir çubuğa yatay yönde bir gerilme uygulanırsa, cismin eninde daralma boyunda uzama meydana gelir. Gerilme x yönünde olduğu için $\sigma_{yy}=0$ ve $\sigma_{zz}=0$ olur. EK 3 (5) denklemi bu şekil için yazılırsa,

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= 2\mu\epsilon_{xx} + \lambda\theta \\ 0 &= 2\mu\epsilon_{yy} + \lambda\theta \\ 0 &= 2\mu\epsilon_{zz} + \lambda\theta\end{aligned}\tag{1}$$

elde edilir. $\sigma_{yy}=0$ ve $\sigma_{zz}=0$ olduğundan $\epsilon_{yy}=\epsilon_{zz}$ yazılabilir. (1) denklemi alt alta toplanırsa,

$$\sigma_{xx} = 3\lambda\theta + 2\mu(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz})$$

ve $\theta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$ olduğundan,

$$\sigma_{xx} = 3\lambda\theta + 2\mu\theta = \theta(3\lambda + 2\mu)\tag{2}$$

elde edilir. σ_{xx} (1) eşitliğinde kendi yerine yazılırsa,

$$\theta(3\lambda + 2\mu) = 2\mu\epsilon_{xx} + \lambda\theta$$

Ek 4 Elastik Parametrelerin Eldesi (Devamı)

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\theta(\lambda + \mu)}{\mu} \quad (3)$$

elde edilir. Benzer şekilde $\varepsilon_{zz}, \varepsilon_{yy}$ bulunur ise,

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_{yy} = \frac{\lambda\theta}{2\mu} \quad (4)$$

elde edilir. (3) ve (4) eşitlikleri oranlanırsa,

$$\gamma = -\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{xx}} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (5)$$

elde edilir. γ poisson oranıdır ve endeki deformasyonun boydaki deformasyona oranıdır.

(2) eşitliği (1)'de yerine yazılıp ε_{xx} 'i çekilirse,

$$\varepsilon_{xx} = \frac{(3\lambda + 2\mu)\theta}{2\mu} - \frac{\lambda\theta}{2\mu}$$

ve bu eşitliğin pay ve paydasi $(3\lambda + 2\mu)$ ile çarpılırsa,

$$\varepsilon_{xx} = \frac{(3\lambda + 2\mu)\theta(3\lambda + 2\mu)}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} - \frac{\lambda\theta(3\lambda + 2\mu)}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}$$

elde edilir. $\theta(3\lambda + 2\mu) = \sigma_{xx}$ olduğuna göre o halde,

$$\varepsilon_{xx} = \frac{(\lambda + \mu)}{\mu(3\lambda + 2\mu)} \sigma_{xx}$$

olur. Buradan σ_{xx} çekilirse,

Ek 4 Elastik Parametrelerin Eldesi (Devamı)

$$\sigma_{xx} = \frac{\varepsilon_{xx} \mu (3\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)}$$

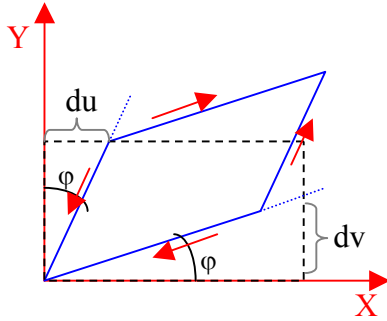
elde edilir. Young modülü = gerilme/deformasyon olduğuna göre,

$$E = \sigma_{xx} / \varepsilon_{xx}$$

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{(\lambda + \mu)} \quad (6)$$

(6) Young modülü eşitliği elde edilmiş olur.

Elastik cisme hem x hem de y doğrultusunda σ_{xy} gibi bir gerilme uygulanırsa (Şekil 2);



Şekil 2 Elastik cisme x ve y doğrultusunda gerilme uygulanması.

Uygulanan gerilmeyi EK 3 (6) bağıntısına göre yazılırsa, $i \neq j$ olduğundan $\delta_{ij}=0$ olur. O halde,

$$\sigma_{xy} = \lambda \theta \delta_{xy} + 2\mu \varepsilon_{xy}$$

$$\sigma_{xy} = 2\mu \varepsilon_{xy}$$

Ek 4 Elastik Parametrelerin Eldesi (Devamı)

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{2\mu} \quad (7)$$

Simetriden dolayı $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx}$ olduğundan ve küçük açıların tanjantı kendisine eşit olduğundan,

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right) = \frac{1}{2} (\tan \varphi_1 + \tan \varphi_2) = \frac{1}{2} (\varphi_1 + \varphi_2) \text{ ve } \varphi_1 = \varphi_2 = \varphi \text{ ise,}$$

$$\varepsilon_{xy} = \varphi / 2$$

olur. (7)'de yerine yazılırsa,

$$\mu = \frac{\sigma_{xy}}{\varphi} \quad (8)$$

elde edilir. (8) Rijidite modülüdür. Şekil değişikliğindeki değişme olarak adlandırılabilir.

Eğer elastik katı bir cisme hidrostatik basınç uygulanırsa gerilmeler yüzeylere dik ve eşit olur. $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -P$ olsun. (1) eşitliklerinden σ_{xx} ;

$$\sigma_{xx} = \theta(3\lambda + 2\mu)$$

$$\theta(3\lambda + 2\mu) = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{xx}$$

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\theta(3\lambda + 2\mu)}{2\mu} - \frac{\lambda\theta}{2\mu}$$

sağdaki ifadenin son orantısını $(3\lambda+2\mu)$ ile çarpıp bölünürse,

Ek 4 Elastik Parametrelerin Eldesi (Devamı)

$$\varepsilon_{xx} = \frac{-\lambda\theta(3\lambda + 2\mu)}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} + \frac{1}{2\mu}\sigma_{xx}$$

elde edilir. θ 'nın değeri de yerine yazılır ve $\sigma_{xx} = -P$ alınırsa,

$$\varepsilon_{xx} = \frac{3\lambda P - P(3\lambda + 2\mu)}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} = \frac{-P}{3\lambda + 2\mu}$$

elde edilir. $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ olduğundan aşağıdaki denklemde yerine yazılırsa,

$$\theta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = \frac{-3P}{3(\lambda + \frac{2}{3}\mu)}$$

$$\theta = -\frac{P}{\lambda + \frac{2}{3}\mu}$$

olur. Kısa gösterim için $K = \lambda + (2/3)\mu$ alınırsa,

$$\theta = -\frac{P}{K}$$

ve

$$K = -\frac{P}{\theta} = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (9)$$

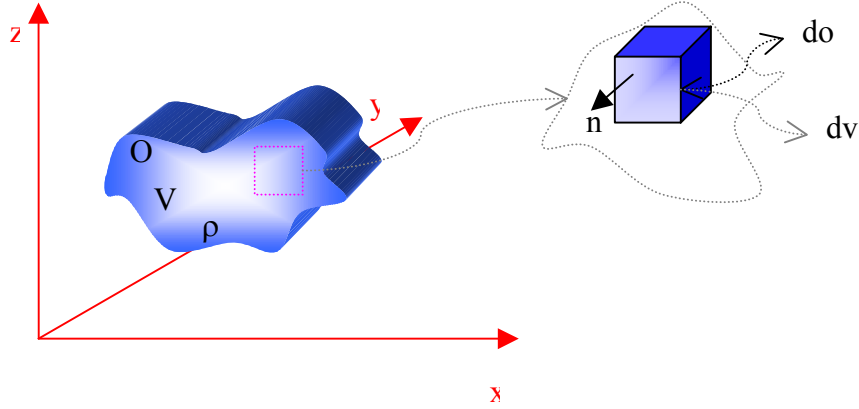
elde edilir. (9) Bulk modülü olarak adlandırılır. Hidrostatik basınç altındaki bir cismin hacmindeki azalma olarak tanımlanır. Sıvılarda $\mu=0$ olur.

Bulk modülünün, Young modülüne bağlı değeri ise,

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)} \quad (10)$$

olarak verilir. Tam sıvılar için rijidite modülü $\mu=0$, ideal katılar için $\mu=\infty$ ve ideal sıvı için $K=\infty$ olur.

EK 5 HAREKET DENKLEMİNİN ÇIKARTILMASI



Şekil 1 V hacimli ρ yoğunluk cisme etki eden kuvvet.

Hareket denkleminin çıkartılması Kayıran'dan (1993) özetlenmiştir. V haciminde, O yüzey alanına sahip ρ yoğunluklu bir cisim üzerinde birim hacimdeki bir parçayı ele alalım (Şekil 1). Bu parçanın hacmi dv, yüzey alanı d_o ve yüzey normali n olsun. d_o yüzey alanına σ_n yüzey gerilimi etki etsin. Birim parçaya etki eden kuvvetin toplam ivmesi, yüzeye etki eden gerilmeler ile hacimsel kuvvetlerin toplamına eşittir. O halde toplam ivmenin x bileşenine göre yazılırsa,

Hacimsel kuvvet için,

$$F = m \cdot A$$

$$F = \rho V \frac{d^2 u}{dt^2}$$

$$F = \rho dv \frac{d^2 u}{dt^2}$$

elde edilir. Birim kütle için hacim çok küçük olacağından dv ihmal edilir ve gerilme değeri de yalnızca x bileşeni için yazılırsa,

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

$$\sigma_{nx} = \sigma_{xx}n_x + \sigma_{yx}n_y + \sigma_{zx}n_z = \sigma_x \cdot n$$

$$\int_V \rho f_x dv = \int_V \rho F_x dv + \int_O \sigma_{nx} do \quad (1)$$

denklemini elde edilir. İntegralin boyutunu eşitlemek için yüzey gerilimi σ_{nx} 'i de hacime bağlı integral şeklinde yazmak için Diverjans ve Gauss teoreminden faydalanılır. O halde,

Diverjans ve Gauss teoremi;

$$\int_V \text{div}(W) dv = \int_S W nds \quad (2)$$

eşitliği ile verilir. Hacim ile yüzey integralleri arasında bağlantı kurar. O halde,

$$\int_O \sigma_{nx} do = \int_O \sigma_x ndo = \int_V \text{div} \sigma_x dv \quad (3)$$

(1) denkleminde (3) eşitliğini yazarsak,

$$\int_V \rho f_x dv = \int_V \rho F_x dv + \int_V \text{div} \sigma_x dv$$

$$\rho f_x = \rho F_x + \text{div} \sigma_x$$

$$\rho f_x = \rho F_x + \frac{d\sigma_{xx}}{dx} + \frac{d\sigma_{xy}}{dy} + \frac{d\sigma_{xz}}{dz} \quad (4)$$

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

elde edilir. (5.4) denklemi hareket denkleminin x bileşenidir. Diğer bileşenlerde aynı şekilde bulunabilir. $f = 0$ olduğunda statik denge oluşur. EK 3 (6) denklemi (4) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\rho \frac{d^2 u}{dt^2} = \rho F_x + \frac{d}{dx}(\lambda \theta \delta_{xx} + 2\mu \varepsilon_{xx}) + \frac{d}{dy}(\lambda \theta \delta_{xy} + 2\mu \varepsilon_{xy}) + \frac{d}{dz}(\lambda \theta \delta_{xz} + 2\mu \varepsilon_{xz})$$

elde edilir. EK 3 (6) denkleminde $i \neq j$ $\delta_{ij} = 0$ olduğu göz önüne alınırsa,

$$\rho \frac{d^2 u}{dt^2} = \rho F_x + \frac{d}{dx} \left(\lambda \theta + 2\mu \frac{du}{dx} \right) + \frac{d}{dy} \left(\mu \left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right) \right) + \frac{d}{dz} \left(\mu \left(\frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx} \right) \right) \quad (5)$$

elde edilir. (5) denklemi de ivmenin x bileşeni için geçerlidir. Aynı şekilde y ve z bileşenleri için de hesaplama yapılabilir. Bu denklemler izotrop ve inhomojen ortam için geçerlidir. Homojen ve izotrop bir ortamda Lamé parametreleri konumdan bağımsız olur ve türevlere katılmazlar o zaman hareket denklemini,

$$\rho \frac{d^2 u}{dt^2} = \rho F_x + \lambda \frac{d\theta}{dx} + \mu \frac{d}{dx} \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) + \mu \left(\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{d^2 u}{dz^2} \right), \quad (6)$$

$$\rho \frac{d^2 u}{dt^2} = \rho F_x + (\lambda + \mu) \frac{d\theta}{dx} + \mu \nabla^2 u \quad (7)$$

olarak bulunur. S yerdeğiştirme bileşeni olduğuna göre $S \rightarrow (u, v, w)$ o halde,

$$\text{div} S = \theta = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz},$$

$$\rho \frac{d^2 S}{dt^2} = \rho F_x + (\lambda + \mu) \text{Grad} \cdot \text{div} S + \mu \nabla^2 S \quad (8)$$

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

elde edilir. (8) bağıntısına Navier Eşitliği adı verilir. Bu eşitlik yalnızca kartezyen koordinat sisteminde geçerlidir. Değişmez formda yazmak için vektör analizinden faydalanılır. İzleyen,

$$\nabla^2 \mathbf{a} = \text{grad.div } \mathbf{a} - \text{curl.curl } \mathbf{a}$$

özelliklerinden

$$\nabla^2 \mathbf{S} = \text{grad.div } \mathbf{S} - \text{curl.curl } \mathbf{S}$$

yazılabilir. (8) denklemi düzenlenirse,

$$\rho \frac{d^2 \mathbf{S}}{dt^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad.div } \mathbf{S} - \mu \text{curl.curl } \mathbf{S} + \rho \mathbf{F} \quad (9)$$

bulunur. (9) denklemi dinamik durum için yazılırsa $\rho \mathbf{F}$ ihmal edilir. İzleyen,

$$\rho \frac{d^2 \mathbf{S}}{dt^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad.div } \mathbf{S} - \mu \text{curl.curl } \mathbf{S} \quad (10)$$

bağıntısı Elasto Dinamik Denklem olarak bilinir. Elastik homojen izotrop ortamlardaki hareketi ifade eder.

Sınırsız Ortamda Sismik Dalgalar

Herhangi bir vektör rotasyondan bağımsız bir vektör ve diverjansdan bağımsız bir vektörün toplamı şeklinde yazılabilir. O halde yerdeğiştirme vektörü $\mathbf{S}$,

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_L + \mathbf{S}_t \quad (11)$$

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

olarak yazılabilir. Burada S_L rotasyondan bağımsız vektör, S_t diverjansdan bağımsız vektördür. (10) denklemi bu özelliğe göre düzenlenirse,

$$\rho \frac{d^2 S_L}{dt^2} = (\lambda + 2\mu) \text{grad.div} S_L = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 S_L \quad (12)$$

$$\rho \frac{d^2 S_t}{dt^2} = -\mu \text{curl.curl} S_t = \mu \nabla^2 S_t \quad (13)$$

ve (12) denkleminde $\nabla^2 S_L$ çekilirse,

$$\nabla^2 S_L = \frac{\rho}{(\lambda + 2\mu)} \frac{d^2 S_L}{dt^2} \quad (14)$$

elde edilir. (5.13) denkleminde $\nabla^2 S_t$ çekilirse,

$$\nabla^2 S_t = \frac{\rho}{\mu} \frac{d^2 S_t}{dt^2} \quad (15)$$

denklemi elde edilir. Dalga denkleminin matematiksel ifadesi yazılıp (14) ve (15) denklemleri düzenlenirse,

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c^2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} \quad \text{matematiksel dalga denklemi ise o halde (14) denklemi için,}$$

$$\frac{1}{c^2} = \frac{\rho}{(\lambda + 2\mu)} \rightarrow c = \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right)^{1/2} \text{ ve karışıklığı engellemek için } c = \alpha \text{ olsun o halde}$$

$$\nabla^2 S_L = \frac{1}{\alpha^2} \frac{d^2 S_L}{dt^2} \quad (16)$$

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

(16) P dalga denklemi elde edilmiş olur.

$$\frac{1}{c^2} = \frac{\rho}{\mu} \rightarrow c = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \text{ ve karışıklığı engellemek için } c = \beta \text{ olsun o halde}$$

$$\nabla^2 S_t = \frac{1}{\beta^2} \frac{d^2 S_t}{dt^2} \quad (17)$$

(17) S dalga denklemi elde edilmiş olur.

α : P dalga hızı ve β : S dalga hızı olup $\alpha > \beta$ dir.

Hareket Denkleminin Potansiyel Olarak İfadesi

Skaler potansiyeli ϕ ve vektörel potansiyeli ψ ile gösterilirse S yerdeğiştirme vektörü,

$$S = S_L + S_t$$

$$S_L = \text{grad}\phi$$

$$S_t = \text{curl}\psi$$

olarak tanımlanabilir. (16) ve (17) dalga denklemleri,

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{\alpha^2} \frac{d^2 \phi}{dt^2} \quad (18)$$

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{\beta^2} \frac{d^2 \psi}{dt^2} \quad (19)$$

olarak yazılabilir.

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

grad ϕ nin bileşenleri : $\frac{d\phi}{dx}, \frac{d\phi}{dy}, \frac{d\phi}{dz}$

ψ 'nin bileşenleri: ψ_x, ψ_y, ψ_z

$$\begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{d}{dx} & \frac{d}{dy} & \frac{d}{dz} \\ \psi_x & \psi_y & \psi_z \end{vmatrix} = \left(\frac{d\psi_z}{dy} - \frac{d\psi_y}{dz} \right) i + \left(\frac{d\psi_x}{dz} - \frac{d\psi_z}{dx} \right) j + \left(\frac{d\psi_y}{dx} - \frac{d\psi_x}{dy} \right) k$$

ise dalga cephesini x-z doğrultusunda olduğu farzedilirse y'ye bağlı türevler sıfır olur.

$S = \text{grad}\phi + \text{curl}\psi$ eşitliğini bileşenler cinsinden yazıp eşleştirilir. S'nin bileşenleri (u,v,w) olduğundan,

$$(u, v, w) = \left(\frac{d\phi}{dz}, 0, \frac{d\phi}{dx} \right) - \left[\left(0 - \frac{d\psi_y}{dz} \right), \left(\frac{d\psi_x}{dz} - \frac{d\psi_z}{dx} \right), \left(\frac{d\psi_y}{dx} - 0 \right) \right]$$

elde edilir. Düzenlenirse,

$$u = \left(\frac{d\phi}{dz} - \frac{d\psi_y}{dz} \right)$$

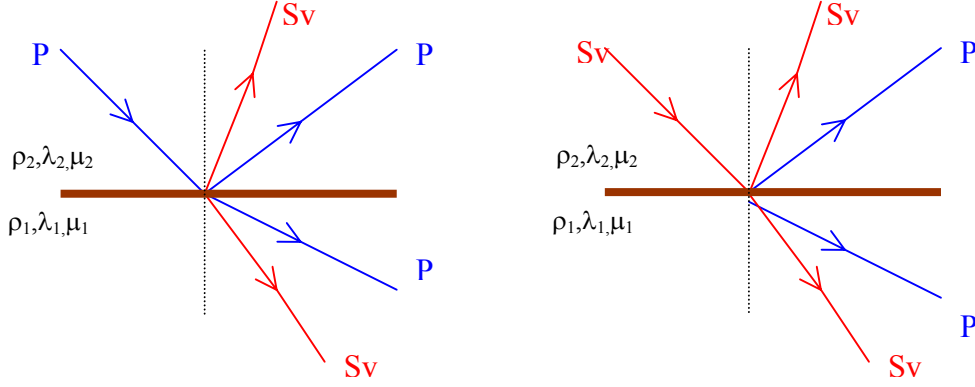
$$v = \left(\frac{d\psi_x}{dz} - \frac{d\psi_z}{dx} \right)$$

$$w = \left(\frac{d\phi}{dx} + \frac{d\psi_y}{dx} \right) \quad (20)$$

S yerdeğiştirme yöneyi bileşenler cinsinden elde edilmiş olur.

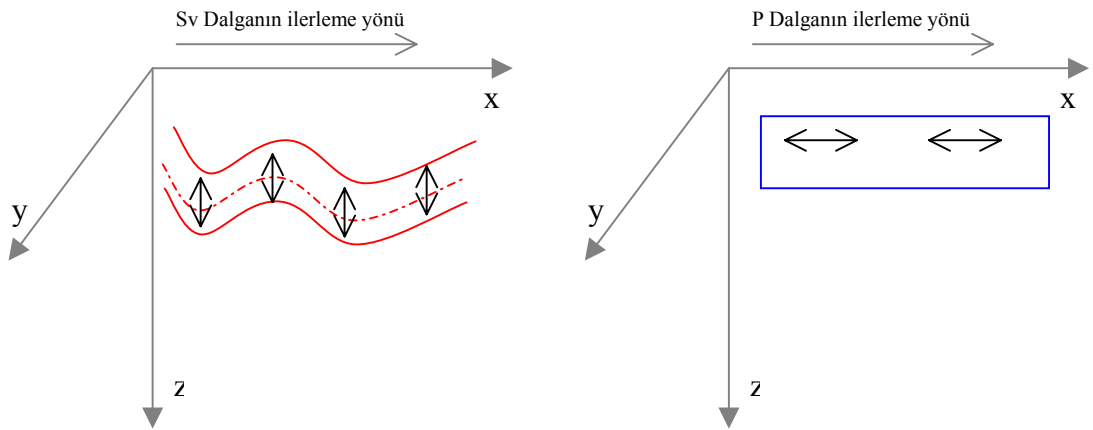
Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

P ve Sv Dalgalarının İncelenmesi



Şekil 2 Gelen ve yansıyan P, Sv dalgaları

Şekil 2’den görüleceği gibi gelen P dalgası P ve Sv dalgaları olarak kırılır ve yansır. Aynı şekilde gelen Sv dalgası da P ve Sv olarak kırılıp yansır. Ortam kendi içinde homojen ve izotrop olan katmanlardan oluşmuştur. Partiküllerin hareketi ve dalga yayılımı x-z düzleminde gerçekleştiği farzedilerek eşitlikler elde edilir. Şekil 3’de P ve Sv dalgalarının parçacık hareketleri gösterilmiştir.



Şekil 3 Sv ve P dalgalarının parçacık hareketi

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

P ve Sv dalgalarının yerdeğiştirme yöneyi $S=(u,0,w)$ olacaktır. Y düzleminde hareketin ve dalga yayılımının olmadığını kabul edildiğinden $v=0$ olacaktır. (20) bağıntısından;

$$u = \frac{d\phi}{dx} - \frac{d\psi}{dz} \quad \text{ve} \quad w = \frac{d\phi}{dz} + \frac{d\psi}{dx}$$

yazılabilir. Time harmonik dalgalar için bu potansiyeller Helmholtz Denklemini sağlaması gerektiğinden,

$$\nabla^2 \phi + k_\alpha^2 \phi = 0 \tag{21}$$

$$\nabla^2 \psi + k_\beta^2 \psi = 0 \tag{22}$$

denklemeleri elde edilir. Sırasıyla (21) ve (22) denklemlerinin çözümü,

$$\phi = f(z).e^{-ikx}.e^{i\omega t} \tag{23}$$

$$\psi = g(z).e^{-ikx}.e^{i\omega t} \tag{24}$$

bulunur. Bu eşitliklerdeki $f(z)$ ve $g(z)$ fonksiyonlarının çözümü ise $|c| < \beta < \alpha$ koşulu yani yayılma hızı P ve S dalga hızlarından küçükse ki bu durum Rayleigh yüzey dalga yayılım hızına karşılık gelir. O halde ,

$$\begin{aligned} |c| < \beta < \alpha \quad \text{ise} \quad (1 - c^2/\alpha^2)^{1/2} \\ |c| > \alpha > \beta \quad \text{ise} \quad (c^2/\alpha^2 - 1)^{1/2} \end{aligned}$$

Ek 5 Hareket Denkleminin Çıkartılması (Devamı)

$$f(z) = A_1 e^{ikz \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha^2}}} + A_2 e^{ikz \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha^2}}}$$

$$g(z) = B_1 e^{ikz \sqrt{1 - \frac{c^2}{\beta^2}}} + B_2 e^{ikz \sqrt{1 - \frac{c^2}{\beta^2}}} \quad (25)$$

bulunur. Bu sonuçlar (23) ve (24) denkleminde yerine yazılırsa,

$$\phi(x, z, t) = A_1(\omega, k) e^{ik \left(ct - x + z \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha^2}} \right)} + A_2(\omega, k) e^{ik \left(ct - x - z \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha^2}} \right)} \quad (26)$$

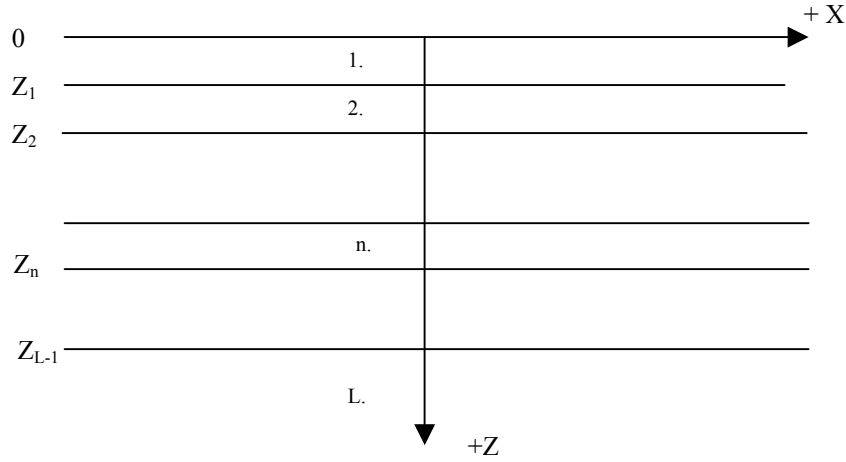
$$\psi(x, z, t) = B_1(\omega, k) e^{ik \left(ct - x + z \sqrt{1 - \frac{c^2}{\beta^2}} \right)} + B_2(\omega, k) e^{ik \left(ct - x - z \sqrt{1 - \frac{c^2}{\beta^2}} \right)} \quad (27)$$

eşitlikleri elde edilir. Buradaki $A_{1,2}$, $B_{1,2}$ katsayılarıdır. A,B katsayıları ω ve k ya bağlıdır.

$A_1(\omega, k)$ = Gelen P dalgasının genliği	c = dalganın yayılma hızı
$A_2(\omega, k)$ = Yansıyan P dalgasının genliği	α = P dalgasının hızı
$B_1(\omega, k)$ = Gelen Sv dalgasının genliği	β = S dalgasının hızı
$B_2(\omega, k)$ = Yansıyan Sv dalgasının genliği	k = dalga sayısı

EK 6 RAYLEIGH DALGA DENKLEMİNİN ELDESİ VE ÇÖZÜMÜ

Dalgaların x-z düzlemi içinde hareket ettiğini farzedildiğinden, yarı sonsuz homojen izotrop düzlem içinde homojen izotrop n tane paralel katman olduğunu varsayarak (Şekil 6) n. katman içindeki gerilme ve yerdeğıştirmeler hesaplanabilir. n. katman içindeki herhangi bir noktanın yüzeyden derinliğı z olmak şartıyla sınır şartlarını dikkate alarak çözüm yapılır.



Şekil 6 Yarı sonsuz uzayda homojen izotrop paralel katman ortamı

Sınır Şartları:

- Bütün ara yüzeylerde yerdeğıştirme potansiyelleri (buna bağılı olarak gerilme ve yerdeğıştirmeler) sürekli olmalıdır (Haskel 1953).

$$S_n(z_n) = S_{n+1}(z_n)$$

Bu ifade bize n ve n+1 inci katmanların ortak ara yüzeyleri olan z_n de, yerdeğıştirme vektörünün sürekliliğini gösterir (Dunkin 1965).

- Yüzeyde z=0'da $\sigma_{zx}(0) = 0$, $\sigma_{zz}(z) = 0$ olmalıdır (Haskel 1953). Yani n=0 için 1. şarta göre,

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

$$S_1(0) = S_0$$

Bu ifade 0. ara yüzeydeki gerilme ve yerdeğiştirmelerin iletimi aşağıdan yukarıya doğru olduğunu gösterir. Bu ilişki sadece S'nin iki bileşeni için belirlenmiştir. Diğer iki bileşeni hesaplanmak zorundadır (Dunkin 1965).

- c. Sonsuzda potansiyel değişimi (yayınım olmayacaktır) $\phi^+_L = 0$, $\psi^+_L = 0$ olmalıdır (Haskel 1953).

O halde,

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \lambda : \text{dalga boyu olduğuna göre. EK 5 (26) ve EK 5 (27) eşitlikleri kısa gosterimle yazılırsa,}$$

$$\omega = k.c$$

$$M^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{\alpha^2}$$
$$N^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{\beta^2}$$

$$\phi^n(x, z, t) = (A_1 e^{M(Z-Z_{n-1})} + A_2 e^{-M(Z-Z_{n-1})}) e^{ikx} e^{i\omega t} \quad (1)$$

$$\psi^n(x, z, t) = (B_1 e^{N(Z-Z_{n-1})} + B_2 e^{-N(Z-Z_{n-1})}) e^{ikx} e^{i\omega t} \quad (2)$$

elde edilir. Böylece n. katman için yerdeğiştirme potansiyelleri bulunmuş olur. Dalganın yayılma yönü X-Z doğrultusunda olduğundan meydana gelen gerilme ve yerdeğiştirmeler hesaplanırsa,

$$u = \frac{d\phi}{dx} - \frac{d\psi}{dz} \quad \text{ve} \quad w = \frac{d\phi}{dz} + \frac{d\psi}{dx}$$

elde edilir. (1) ve (2)'nin türevleri alınıp yukarıda eşitlikte yerine yazılırsa,

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

$$\frac{d\phi}{dx} = ik(A_1 e^{M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t}) + ik(A_2 e^{-M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$$

$$\frac{d\phi}{dz} = M(A_1 e^{M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t}) - M(A_2 e^{-M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$$

$$\frac{d\psi}{dz} = N(B_1 e^{N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t}) - N(B_2 e^{-N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$$

$$\frac{d\psi}{dx} = ik(B_1 e^{N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t}) + ik(B_2 e^{-N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$$

ve kısa gösterim için,

$\phi^+ = (A_1 e^{M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$	Aşağıdan gelen P Dalgası
$\phi^- = (A_2 e^{-M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$	Yansıyan P Dalgası
$\psi^+ = (B_1 e^{N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$	Aşağıdan gelen Sv dalgası
$\psi^- = (B_2 e^{-N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$	Yansıyan Sv dalgası

$$u = ik\phi^+ + ik\phi^- - N\psi^+ + N\psi^- \quad (3)$$

$$w = M\phi^+ - M\phi^- + ik\psi^+ + ik\psi^- \quad (4)$$

yazılabilir. Gerilmeler hesaplanırsa,

$$\sigma_{zz} = \lambda\theta\delta_{ij} + 2\mu\epsilon_{zz}$$

$$\sigma_{zz} = \lambda\text{div}S + 2\mu\epsilon_{zz}$$

$$\sigma_{zz} = \lambda\left(\frac{du}{dz} + \frac{dw}{dz}\right) + 2\mu\epsilon_{zz}$$

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

$$\sigma_{zz} = \lambda \left(\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{d^2 \phi}{dz^2} \right) + 2\mu \left(\frac{d^2 \phi}{dz^2} + \frac{d^2 \psi}{dx dz} \right) \quad (5)$$

$$\sigma_{xz} = 2\mu \varepsilon_{xz}$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(\frac{du}{dz} + \frac{dw}{dx} \right)$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(2 \frac{d^2 \phi}{dz dx} - \frac{d^2 \psi}{dz^2} + \frac{d^2 \psi}{dx^2} \right) \quad (6)$$

eşitlikleri elde edilir. (6.1) ve (6.2) eşitliklerinin türevleri alınıp (6.3), (6.6)'daki eşitliklerde yerine yazılırsa,

$$\frac{d\phi}{dx dz} = ikM \left(A_1 e^{M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t} \right) - ikM \left(A_2 e^{-M(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t} \right)$$

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} = N^2 (B_1 e^{N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t}) + N^2 (B_2 e^{-N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$$

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -k^2 (B_1 e^{N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t}) - k^2 (B_2 e^{-N(Z-Z_{n-1})} e^{ikx} e^{i\omega t})$$

$$u = ik\phi^+ + ik\phi^- - N\psi^+ + N\psi^-$$

$$w = M\phi^+ - M\phi^- + ik\psi^+ + ik\psi^-$$

$$\sigma_{zz} = \mu a \phi^+ + \mu a \phi^- + 2i\mu k N \psi^+ - 2ik\mu N \psi^-$$

$$\sigma_{xz} = 2\mu ik M \phi^+ - 2ik\mu M \phi^- - \mu(N^2 + k^2)\psi^+ - \mu(N^2 + k^2)\psi^- \quad (7)$$

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

elde edilir. Kısa gösterim için,

$$a = (N^2 + k^2) = 2k^2 - \frac{\varpi^2}{\beta^2}$$

Yerdeğiştirme ve gerilmeler ile vektörel potansiyel yerdeğiştirmeler arasındaki ilişki dizey olarak ifade edilebilir,

$$\begin{pmatrix} u \\ w \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{zx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ik & -N & ik & N \\ M & ik & -M & ik \\ \mu a & 2i\mu k N & \mu a & -2ik\mu N \\ 2i\mu k M & -\mu a & -2ik\mu M & -\mu a \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \psi^+ \\ \phi^- \\ \psi^- \end{pmatrix}.$$

$$S_n(z) = T_n \cdot \phi_n(z)$$

ve simgesel gösterimle n. katman için şu şekilde yazılabilir,

$$S_n(z) \equiv [u^n(z), w^n(z), \sigma_{zz}^n(z), \sigma_{zx}^n(z)]$$

$$\phi_n(z) \equiv [\phi_n^+(z), \psi_n^+(z), \phi_n^-(z), \psi_n^-(z)]$$

$$S_n(z_n) = T_n \phi_n(z_n) \quad (8)$$

Bu eşitlikten S_n ni çekersek,

$$\phi_n(z_n) = T_n^{-1} S_n(z_n) \quad (9)$$

elde edilir. T_n 'in tersi ise kare bir dizeyin tersini alma yöntemiyle bulunabilir. O zaman T_n^{-1} ise,

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

$$T_n^{-1} = \frac{\beta_n^2}{2\mu_n M_n N_n \omega^2} \cdot \begin{vmatrix} 2i\mu_n k M_n N_n & \mu_n a N_n & M_n N_n & ik N_n \\ -\mu_n a_n M_n & 2i\mu_n k M_n N_n & ik M_n & -M_n N_n \\ -2i\mu_n a_n & -\mu_n a_n N_n & M_n N_n & -ik N_n \\ \mu_n a_n M_n & 2i\mu_n k \mu_n N_n & ik M_n & M_n N_n \end{vmatrix}$$

olarak bulunur. $z = z_n$ alırsak $z_n - z_{n-1}$ katmanın kalınlığını verir. 1. sınır şartını dikkate alarak, n . katmanı sınırlayan z_n ve z_{n-1} ara yüzeylerinde potansiyel yerdeğiştirme vektörleri arasındaki ilişki,

$$\phi_n(Z_n) = E_n \phi_n(Z_{n-1}) \quad (10)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitlikte ki E_n dizey formunda yazılırsa ve kısa gösterim için, $d_n = z_n - z_{n-1}$ ise,

$$E_n(d_n) = \begin{vmatrix} e^{m_n d_n} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{n_n d_n} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-m_n d_n} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-n_n d_n} \end{vmatrix}$$

elde edilir. Thomson ve Haskell sınır şartlarını dikkate alarak katmanları birbirine bağlayan bir G katman dizeyi tanımlamışlardır;

$$S_{n+1}(z_n) = G_n S_n(z_{n-1}). \quad (11)$$

Bu G dizeyi izleyen şekilde elde edilir. $n + 1$ 'inci tabakadaki gerilme ve deformasyonlardan başlayarak z_n ara yüzeyinde n . katman üzerinde,

$$1. \quad S_n(z_n) = S_{n+1}(z_n)$$

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

z_n arayüzeyinde gerilme ve deformasyonun sürekliliği $n+1$ katmandan başlar n . katmana geçer. Gerilme ve deformasyon aynı z_n ara yüzeyi için aynıdır fakat bu sefer katman n . katmandır.

$$2. \quad T_n \phi_n(z_n) = S_{n+1}(z_n)$$

Bu eşitlik, (8) bağıntısına göre 1. maddedeki S_n 'ni yerine yazarak elde edilir. Bu eşitlik n . katman içinde z_n arayüzeyindeki potansiyelleri, yine n . katman içinde gerilme-deformasyon ile potansiyeller arasındaki ilişki cinsinden verir.

$$3. \quad T_n E_n \phi_n(z_{n-1}) = S_{n+1}(z_n)$$

İkinci maddedeki eşitlikte (10)'u yerine yazılarak elde edilir. Böylece potansiyellerin ara yüzeydeki sürekliliği şartından, $n+1$ inci katmanın içinden gelen z_n ara yüzeyinden yukarıya geçen süreklilik durumu, n . katmanın üstündeki z_{n-1} ara yüzeyine taşınmış olur.

$$4. \quad \phi_n(z_{n-1}) = T_n^{-1} S_n(z_{n-1})$$

İlk 3 maddeyi oluştururken geçerli olan koşulları dikkate alarak (6.9) eşitliğini z_{n-1} ara yüzeyi için düzenleyerek bu eşitliği elde edebiliriz. Böylece n . katmanda z_{n-1} ara yüzeyindeki gerilme-deformasyon ile potansiyel arasındaki ilişki elde edilmiş olur.

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

Sonuç olarak 4. maddedeki eşitlik 3. madde de yerine yazılırsa,

$$T_n E_n T_n^{-1} S_n(z_{n-1}) = S_{n+1}(z_n)$$

elde edilir kısalık için,

$$G_n = T_n E_n T_n^{-1} \quad (12)$$

alınır. Bu denklem $S_n(z_{n-1})$ 'i T_n^{-1} ile $\emptyset_n$ 'e çevirir. (Şekil 1)'deki geometri için, yalnızca yüzeydeki rahatsızlığı hesaplayarak bu bağıntıyla yarı sonsuz ortamın içine kadar çözüm taşınabilir ve herhangi bir katman ve ara yüzeyi için yerdeğiştirme potansiyelleri hesaplanabilir. O halde,

$$\phi_L(Z_{L-1}) = T_L^{-1} G_{L-1} G_{L-2} \dots G_2 G_1 S_0$$

ve kısa gösterim için

$$\phi_L(z_{L-1}) \equiv R.S_0 \quad (13)$$

olarak yazılabilir (Dunkin 1965). R dizey formundadır ve 4x4 boyutunda bir dizeydir.

Bu dizey 2. dereceden dizeyler halinde parçalanıp yazılabilir. O zaman,

$$R = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

2. sınır şartından dolayı $S_1(0) = S_0$ olmalıdır. Yani yüzeyde gerilmeler sıfır olmalıdır.

(13) eşitliği yüzeydeki çözümü alıp herhangi bir katman ve ara yüzeyine taşıdığına göre

(7) eşitliklerine bakılırsa kolayca R_{11} ve R_{12} dizeylerinin yerdeğiştirmelere karşılık

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

geldiği görülür. Sınır şartından gerilmeler sıfırdı o halde yüzeydeki yer değiştirmelerin L katmanına taşınması gerekir. Fakat 3. sınır şartından dolayı da L yarı uzayında yayılımı sıfır olmalıdır. O zaman aranan çözüm,

$$\phi_L(z_{L-1}) = \begin{vmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} (u, w) \\ (\sigma_{zz}, \sigma_{zx}) \end{vmatrix} \equiv R.S_0$$

$$R_{11}(u_0, w_0) + R_{12}(\sigma_{zz}(0), \sigma_{zx}(0)) = 0 \quad (15)$$

ile verilir. Burada, $\sigma(0)_{zz}$, $\sigma(0)_{zx}$, u_0, w_0 değerleri S_0 ın bileşenleridir. Yerdeğiştirmeler,

$$\begin{vmatrix} u_0 \\ w_0 \end{vmatrix} = -R_{11}^{-1} R_{12} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} \quad (16)$$

ile hesaplanır. Sınır şartından dolayı bu eşliliğin sıfır olması gerekir. Bu eşliliğin sıfır olması için $R_{11}^{-1} = 0$ olması gerekir. Çünkü R_{11} dizeyi gelen P ve Sv dalgalarının oluşturduğu bir dizeydir. Gelen dalgaanın sıfırlanması ise yüzeyde gerilmeleri sıfır yapar ve sınır şartı sağlanır.

$\check{R}_{11}$, R_{11} in kofaktör dizeyinin tersi olmak koşuluyla (16) düzenlenirse,

$$\begin{vmatrix} u_0 \\ w_0 \end{vmatrix} = -\frac{\check{R}_{11}}{\det R_{11}} \cdot R_{12} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} \quad (17)$$

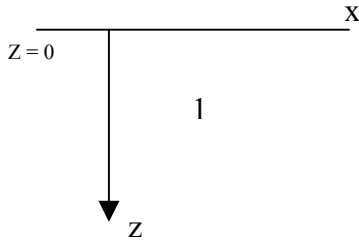
elde edilir. $\det R_{11}$ ifadesinin kökleri sızma ve yayılma mod artışını verir. Yüzeydeki gerilmelerin sıfır olması için $\det R_{11} = 0$ olmalıdır ve bu çözüm yalnızca (k, ω) çifti için vardır:

$$F(k, \omega) \equiv \det R_{11} = 0. \quad (18)$$

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

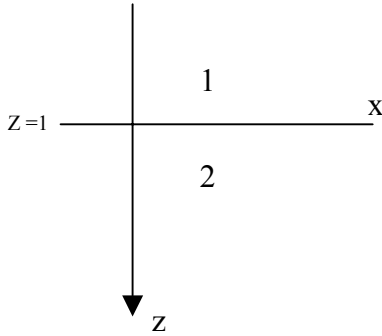
(18) eşitliğine **Rayleigh Dispersion Eşitliği** yada **Rayleigh Secular Fonksiyon** kısaca **Secular Fonksiyon** adı verilir. (k, ω) çiftine *özdeğerler* adı verilir ve modal eğrileri temsil ederler.

Tek bir yarı düzlem için frekans eşitliği,



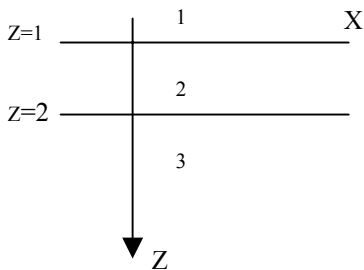
$$\det(T_1^{-1})_{11} = 0. \quad (19)$$

İki yarı düzlem için arayüzeyinde ise,



$$\det(T_2^{-1}T_1)_{11} = \det(T_2^{-1}T_1)_{22} = 0. \quad (20)$$

Tek katman için (2. tabaka) iki yarım düzlem arasındaki frekans eşitliği,



$$\det(T_3^{-1}, T_2 E_2 T_2^{-1} T_1)_{11} = 0. \quad (21)$$

Şekil 1 tekrar incelenirse katman dizeyi G 'yi kullanarak $z_{n-1} \leq z \leq z_n$ için $S_n(z)$ ifadesi yeniden yazılabilir,

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

$$S_n(z) = G_n(z - z_{n-1})G_{n-1}.....G_1S_0 \equiv MS_0. \quad (22)$$

Benzer şekilde M dizeyide 2. dereceden alt dizeylere ayrılır. (15)'e benzer şekilde,

$$S_n(z) = \begin{vmatrix} M_{11} \\ M_{21} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_0 \\ w_0 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} M_{12} \\ M_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} \quad (23)$$

yazılabilir. u_0, w_0 değerini yani (17) eşitliği yukarıda yerine yazılırsa,

$$S_n(z) = - \begin{vmatrix} M_{11} \\ M_{21} \end{vmatrix} \frac{\tilde{R}_{11}}{\det R_{11}} R_{12} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} M_{12} \\ M_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} \quad (24)$$

elde edilir. (24) tabakalı yarı düzlemde yüzey uyarıldığındaki en son ifadedir (Dunkin 1965). Eğer lokal kaynak tabakanın içine doğru harekete geçirilirse, tabaka kaynak seviyesinde bölünebilir ve S_n vektörüne sıçrayarak tanımlanmış kaynağı ortaya çıkarır (Harkrider and Haskell 1964).

n. katman için toplam mod çözümü, S_n , ayrılmış modların katkısını içerir. s düzleminde s_m mod kutupları,

$$S_n(z) = \sum_m \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_m} \tilde{S}_n^m(z) e^{smt+ikx} dk. \quad (25)$$

olarak verilir. Burada, Γ_m , m inci mod kutubunu içeren gerçel k eksenindeki bölgeyi kapsar, ve $\tilde{S}_n^m$ ise,

$$\tilde{S}_n^m(z) = - \begin{vmatrix} M_{11} \\ M_{21} \end{vmatrix} \frac{\tilde{R}_{11}}{f_s} R_{12} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} \quad (26)$$

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

şeklindedir. Eğer $f_s = \det R_{11} = 0$ etkisini kullanırsa, sonrasında $\tilde{R}_{11}$,

$$\tilde{R}_{11} = \begin{vmatrix} \gamma_{22} & -\gamma_{12} \\ -\gamma_{21} & \gamma_{11} \end{vmatrix} = -\gamma_{11}^{-1} \begin{vmatrix} -\gamma_{12} \\ \gamma_{11} \end{vmatrix} |\gamma_{21} - \gamma_{11}| \quad (27)$$

$$\tilde{S}_n^m(z) = \left\{ \gamma_{11}^{-1} \begin{vmatrix} M_{11} \\ M_{21} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -\gamma_{12} \\ \gamma_{11} \end{vmatrix} \right\} \cdot \left\{ \frac{1}{f_s} [\gamma_{21} - \gamma_{11}] R_{12} \begin{vmatrix} \sigma_{zz}(0) \\ \sigma_{zx}(0) \end{vmatrix} \right\} \quad (28)$$

Alıcı Kaynak

elde edilir. (26) eşitliği kaynak ve alıcı karakteristikleri olarak ayrıştırılabilir. Böylece, (28) eşitliği kısa gösterimle,

$$\tilde{S}_n^m = R_n^m \cdot W_0^m \quad (29)$$

elde edilir. Burada R_n^m ve W_0^m sırayla alıcı ve kaynak fonksiyonlarıdır. W_0^m kaynak terimi, serbest yüzeydeki düşey yerdeğiştirmenin dönüşüğüdür. m inci modda yüzeyde $\sigma_{zz}(0)$, $\sigma_{zx}(0)$ gerilme dağılımına neden olur. R_n^m alıcı fonksiyonunda m inci modda n inci katmanda gerilme ve yerdeğiştirmelerin normalleştirilmiş dönüşüğüdür ve serbest yüzeydeki normalleştirilmiş düşey yerdeğiştirme (Dunkin 1965).

Şayet güvenilir ve etkili bir teknikle secular fonksiyon hesaplanabilirse, onun kökleri modal eğrileri verir. Bununla beraber secular fonksiyon hızlı salınım yapan bir fonksiyondur bu yüzden kökleri araştıran teknikler yetersiz kalmaktadır.

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

(18) secular fonksiyonunu çözebilmek için çoğunlukla Dunkin'in (1965) izlediği yöntem kullanılır. Öncelikle Dunkin (1965) tarafından tanımlanan teoremlerin incelenmesi gerekir.

Teorem 1.

Eğer P dizeyi $A_1, A_2, \dots, A_n$ gibi 2 yada daha çok elemandan oluşan dizeylerin çarpımı şeklinde yazılabilir.

$$P = A_1.A_2.A_3.....A_n \quad (30)$$

sonrasında p, P dizeyinin 2x2 boyutundaki alt dizey elemanı olmak üzere ,

$$p \begin{smallmatrix} ij \\ kl \end{smallmatrix} = a^1 \begin{smallmatrix} ij \\ mn \end{smallmatrix} . a^2 \begin{smallmatrix} mn \\ op \end{smallmatrix} a^{n-1} \begin{smallmatrix} st \\ uv \end{smallmatrix} . a^n \begin{smallmatrix} uv \\ kl \end{smallmatrix} \quad (31)$$

şeklinde 2x2 lik dizeylerin çarpımı şeklinde yazılabilir. Bu ayırma işleminde dikkat edilmesi gereken, $m < n$ olmalı 1,2 ve 2,1 gibi benzer indisleri asla içermemelidir. Burada ij satırları kl sütunları göstermektedir.

Dizeylerin özelliğinden p dizeyinin elemanları şu şekilde düzenlenebilir,

$$p \begin{smallmatrix} ij \\ kl \end{smallmatrix} = -p \begin{smallmatrix} ji \\ kl \end{smallmatrix} = -p \begin{smallmatrix} ij \\ lk \end{smallmatrix} = p \begin{smallmatrix} ji \\ lk \end{smallmatrix} .$$

Teorem 2.

G katman dizeyinin alt determinantları exponansiyel sonuçları içermez.

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

İspat :

G_n dizeyinin ikinci dereceden alt determinanı (31)'e göre yazılırsa,

$$g^n \begin{vmatrix} ij \\ kl \end{vmatrix} = t^n \begin{vmatrix} ij \\ ab \end{vmatrix} . e^n \begin{vmatrix} ab \\ cd \end{vmatrix} . t'^n \begin{vmatrix} cd \\ kl \end{vmatrix} \quad a < b, c < d \quad \text{şartıyla}$$

elde edilir. Burada $t'^n \begin{vmatrix} cd \\ kl \end{vmatrix}$, T_n^{-1} 'in alt determinantıdır. Eğer $E_n(d_n)$ dizeyine bakılacak olursa, $e^n \begin{vmatrix} ab \\ cd \end{vmatrix} = 0$ olduğu görülür ($ab \neq cd$ ve $ab \neq dc$ olmak şartıyla). O zaman,

$$g^n \begin{vmatrix} ij \\ kl \end{vmatrix} = t^n \begin{vmatrix} ij \\ ab \end{vmatrix} . t'^n \begin{vmatrix} cd \\ kl \end{vmatrix} . e^n \begin{vmatrix} ab \\ ab \end{vmatrix} \quad a < b \quad (32)$$

elde edilmiş olur. Bu sonuçla birlikte T ve T^{-1} üstsel ifade içermez ve G_n nin alt determinantları E_n alt determinanlarının doğrusal bileşimidir. O halde secular fonksiyon alt determinantlarına ayrılacak olursa,

$$f \equiv \det R_{11} = \gamma \begin{vmatrix} 12 \\ 12 \end{vmatrix}$$

$$f = t'^l \begin{vmatrix} 12 \\ ab \end{vmatrix} . g^{l-1} \begin{vmatrix} ab \\ cd \end{vmatrix} \dots \dots \dots g^1 \begin{vmatrix} ef \\ 12 \end{vmatrix} \quad (33)$$

$$g_{11}^n = g_{44}^n = -\gamma_n CH + (\gamma_n + 1)CK$$

$$g_{12}^n = g_{34}^n = i[(\gamma_n + 1)SH - \gamma_n k_n^2 SK]$$

$$g_{13}^n = g_{24}^n = i(\rho_n \lambda^2 k)^{-1}(CH - CK)$$

$$g_{14}^n = (\rho_n \lambda^2 k)^{-1}(-SH + k_n^2 SK)$$

$$g_{21}^n = g_{43}^n = i[\gamma_n h_n^2 SH - (\gamma_n + 1)SK]$$

$$g_{22}^n = g_{33}^n = (\gamma_n + 1)CH - \gamma_n CK$$

Ek 6 Rayleigh Dalga Denkleminin Eldesi ve Çözümü (Devamı)

$$\begin{aligned}
 g_{23}^n &= (\rho_n \lambda^2 k)^{-1} (h_n^2 SH - SK) \\
 g_{31}^n &= g_{42}^n = i \rho_n \lambda^2 k \gamma_n (\gamma_n + 1) (CH - CK) \\
 g_{32}^n &= \rho_n \lambda^2 k \left[(\gamma_n + 1)^2 SH - \gamma_n^2 k_n^2 SK \right] \\
 g_{41}^n &= \rho_n \lambda^2 k \left[-\gamma_n h_n^2 SH - (\gamma_n^2 + 1)^2 SK \right]
 \end{aligned} \tag{34}$$

elde edilir. Bu denklemlerdeki kısaltmalar,

$$\begin{aligned}
 \lambda &= \frac{\varpi}{k} & \gamma_n &= 2k^2 \frac{\beta_n^2}{\varpi^2} \\
 h_n^2 &= k^{-1} \left(k^2 + \frac{\varpi^2}{\alpha_n^2} \right)^{1/2} & k_n &= k^{-1} \left(k^2 + \frac{\varpi^2}{\beta_n^2} \right) \\
 SH &= h_n^{-1} \sinh k \cdot h_n d_n & SK &= k_n^{-1} \sinh k \cdot k_n d_n \\
 CH &= \cosh k \cdot h_n d_n & CK &= \cosh k \cdot k_n d_n
 \end{aligned}$$

şeklindedir. Bu sonuçlar (33)'de yerine yazılarak sıfıra eşit olması sağlanır.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Kenan YANIK
Doğum Yeri : Gelsenkirchen, ALMANYA
Doğum Tarihi : 23.05.1973
Medeni Hali : Evli
Yabancı Dili : Almanca

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Yahya Kemal Beyatlı Lisesi, 1990
Lisans : A.Ü. Fen Fakültesi Jeofizik Mühendisliği, 1995
Yüksek Lisans: A.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı (2006)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

BİB Afet İşleri Gen. Md. Deprem Araştırma Dairesi, 1998