

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**MOMENT TENSÖR ANALİZ YÖNTEMİYLE DEPREM ODAK
MEKANİZMASI ÇÖZÜMÜ**

Tolga KARABIYIKOĞLU

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**ANKARA
2011**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Tolga KARABIYIKOĞLU tarafından hazırlanan “**Moment tensör analiz yöntemi ile deprem odak mekanizması çözümü** ” adlı tez çalışması **18 / 04 / 2011** tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı’nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Yrd. Doç. Dr. Ünal DİKMEN

Jüri Üyeleri :

Başkan : Doç. Dr. Hakkı Gökhan İLK
Ankara Üniversitesi, Elektronik Mühendisliği ABD

Üye : Doç. Dr. Mehmet Emin CANDANSAYAR
Ankara Üniversitesi, Jeofizik Mühendisliği ABD

Üye : Yrd. Doç. Dr. Ünal DİKMEN
Ankara Üniversitesi, Jeofizik Mühendisliği ABD

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Özer KOLSARICI
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

MOMENT TENSÖR ANALİZ YÖNTEMİYLE DEPREM ODAK MEKANİZMASI ÇÖZÜMÜ

Tolga KARABIYIKOĞLU

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Ünal DİKMEN

Bu tez çalışmasında, Kikuchi ve Kanamori (1991) yaklaşımı kullanılarak Moment Tensör Analizi yöntemiyle deprem odak mekanizmasını hesaplayan bir program (MEKCOZ) MATLAB dilinde yazılmıştır. Geliştirilen yazılım ve günümüzde yaygın kullanılan ISOLA (Sokos ve Zahradnik, 2006) ile elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Moment Tensör Analizi çözümünde farklı oluş zamanı ve konum çiftleri için temel moment tensör düzeylerinin kullanılmasıyla kuramsal yer değiştirme verisinin zamana bağlı birinci türeviyle kuramsal hız kayıtları hesaplanmıştır. Kuramsal hız kayıtlarının incelenen depremin gözlemsel verisi (dalga formu) ile ilişkisi incelenmiştir. En yüksek ilişki değerine karşılık gelen deprem konumu, oluş zamanı ve moment tensor yoğunluk fonksiyonu düzeyi için sismik moment tensör düzeyi ve gerilme sistemi hesaplanmıştır. Belirlenen odak parametreleri için çift eşlenik (Double Couple) ve dengelenmiş doğrusal yöney çift kutbu (CLVD) gerilme sistemlerini hesaplanmasında Knopoff ve Randall (1970) yaklaşımı kullanılmıştır. Ayrıca odakta olası hacimsel değişimleri gözleyebilmek için sismik moment tensör düzeyinin tekdüze (izotropik) kısmı da hesaplanmıştır.

Aynı veri ve parametre grubu kullanılarak geliştirilen program ve ISOLA programıyla elde edilen sonuçların yakın olduğu görülmüştür. Yazılan programın üstünlüğü; hesaplanan düğüm (nodal) düzlemlerine ek olarak etkin gerilme sisteminin de görselleştirilmesidir. Üretilen sonuçlar kullanılarak gerilme analizi konusunda yer bilimcilerin tercih ettiği tanımlamalarla bağlantı kurulmuştur.

Nisan 2011, 93 sayfa

Anahtar Kelimeler: Deprem, moment, sismik moment, moment tensör yoğunluk fonksiyonu, temel moment tensör düzeyi, odak, odak mekanizması, korelasyon, ters çözüm.

ABSTRACT

Master Thesis

EARTHQUAKE FOCAL MECHANISM BY MOMENT TENSOR ANALYSIS METHOD

Tolga KARABIYIKOĞLU

Ankara University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Geophysical Engineering

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Ünal DİKMEN

In this thesis, a computer code named MEKCOZ, running under MATLAB programming environment were developed in order to fulfill focal mechanism solution by Moment Tensor Analyse Method. The results obtained by MEKCOZ and a popular programme ISOLA (Sokos ve Zahradnik, 2006) were compared.

Theoretical displacements were calculated by six elementary moment tensor matrices and first order derivatives of which were used to obtain theoretical velocity data. Calculated and observed data were compared via investigation of correlation matrix. The earthquake location, event time and moment tensor density matrices, bearing the maximum correlation value is picked to calculate the seismic moment and stress axes. To calculate the double couple (DC) and compensated linear vector dipole (CLVD) components of the source, the procedure proposed by Knopoff and Randall (1970) were used. Besides to demonstrate the volumetric changes in the source region the isotropic part of the seismic moment tensor is also calculated.

To quest the results, data and all of the parameter preferences are applied on a preinstalled programme named ISOLA. The results coincided with the ones of the programme coded. The advantage of this code to ISOLA is that not only the nodal planes representing the source mechanism are displayed but also the stress axes are included on the resulting beach balls. The terminology used between earth scientists on stress axes are interpreted to be the same.

April 2011, 93 pages

Key Words: Earthquake, moment, seismic moment, moment tensor density matrice, elementary moment tensor matrices, focus, focal mechanism, correlation, inversion.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezimin hazırlanışında beni yönlendiren, her aşamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyen danışman hocam sayın Yrd. Doç. Dr. Ünal DİKMEN'e (Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü) ve yetişmemde çok emeği geçen Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü Başkanı ve Deprem Araştırma ve Uygulama Merkezi Müdürü (ADAUM) sayın Prof. Dr. Ahmet Tuğrul BAŞOKUR'a teşekkürlerimi sunarım.

Tolga KARABIYIKOĞLU
Ankara, Nisan 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
1. GİRİŞ.....	1
2. SİSMİK MOMENT TENSÖR ANALİZİ.....	4
2.1 Sismik Moment.....	4
2.2 Kaynak Mekanizması.....	5
2.3 Denk Kuvvetler ve Noktasal Kaynak.....	6
2.4 Green Fonksiyonları ve Saçılım Yapısı.....	7
2.5 Hareketli Süreksizlik Kaynağı ve Moment Oran Fonksiyonu.....	11
2.6 Moment Yoğunluk Fonksiyonu ve Moment Tensör düzeyi.....	14
2.7 Moment Tensör ve Elastik Kaymalar.....	18
2.8 Moment Tensör İle Ana ve Yardımcı Fay Düzlemlerinin Hesaplanması...25	
2.9 Tek Eşlenik ve Çift Eşlenik Kuvvetler.....	26
2.10 Çift Eşlenik Modelde P Fazı Kutuplanması.....	27
3. KAYNAK MEKANİZMASI KULLANARAK KURAMSAL (SENTETİK) SİSMOGRAM HESABI.....	28
3.1 Kaynak Terimi.....	28
3.2 Q-Süzgeç (Soğurma veya Kalite) Faktörü.....	31
4. TERS ÇÖZÜM İLE MOMENT TENSÖR HESAPLAMA YÖNTEMLERİ.....	33
5. MOMENT TENSÖR DİZEYİ TERS ÇÖZÜM UYGULAMALARI.....	44
5.1 Odak Mekanizması ve Tektonik.....	52
6. SONUÇLAR.....	56
KAYNAKLAR.....	57
EKLER.....	60
Ek 1 VEKTÖR VE TENSÖR TERİMLERİNİN TANIMI.....	61
Ek 2 GREEN FONKSİYONU BAĞINTISININ ELDE EDİLMESİ.....	64
Ek 3 MEKCOZ PROGRAMI.....	68
ÖZGEÇMİŞ.....	93

SİMGELER DİZİNİ

$\vec{M}$	Moment yöneyi
$\vec{F}$	Kuvvet yöneyi
d	Dönme noktası ile kuvvet arası mesafe
M_0	Sismik moment
μ	Rijidite, sıkılık veya makaslama modülü
$\Delta\bar{u}$	Fay üzerinde ortalama kayma miktarı
S	Fay düzleminin yüzey alanı
τ_{ij}	Gerilme tensörü
e_{kl}	Yamulma tensörü
C_{ijkl}	Elastik katsayıların dördüncü dereceden tensör
$\bar{\sigma}$	Ortalama gerilme
$\Delta\sigma$	Gerilme düşmesi
E	Faylanma ile ortaya çıkan toplam enerji
M_w	Moment magnitudü
ρ	Ortam yoğunluğu
ξ_i	' V_0 ' hacimli odak bölgesi içindeki konumların koordinatı
X_i	' V_0 ' hacimli odak bölgesi dışındaki konumların koordinatı
$\tau_{ij,j}(X_i,t)$	X_i ' konumundaki gerilme tensörünün x_j ' koordinat eksenine göre birinci türevi
$F_i(\xi_i,t)$	ξ_i ' konumundaki cisim kuvveti
$\ddot{u}_i$	Zamana ve konuma bağlı yer değiştirme fonksiyonunun zamana göre ikinci türevi (ivme)
$G_{kl}(x_s,t;\xi_s,\tau)$	ξ_s ' konumunda etki eden $F_k(\xi_s,\tau)$ ' kuvvetlerini odak bölgesi dışındaki X_s ' noktasına aktaran Green fonksiyonu
$*$	Evrişim - katlama (convolution) işleci
$\vec{G}_{kl}(X_s,t)$	Merkezi odak noktası olan Kartezyen koordinat sisteminde X_s ' konumu için zaman ortamında Green fonksiyonu
$\delta(t)$	Zaman ortamında birim impuls
δ_{ik}	Dirac delta fonksiyonu
$\vec{\gamma}$	Odaktan alıcıya ışın yolunun yön kosinüslerini içeren yöney
R	Ortamda dalganın seyahat mesafesi
α	Ortamda P fazı hızı
β	Ortamda S fazı hızı
$H(t)$	Zaman ortamında birim basamak fonksiyonu
ϕ	Işın yönünün yatay düzleme iz düşümünün coğrafik kuzeyden saat yönünde açısı (azimuth)
θ	Işın yönünün düşey eksenden açısı (çıkış açısı)
e^p, e^{SH} ve e^{SV}	Sırasıyla P, S_H ve S_V fazlarına ait kutuplanma yöneyleri
R^p, R^{SH} ve R^{SV}	Sırasıyla P, S_H ve S_V fazlarına ait saçılım yapıları

$\dot{D}(t)$ veya $\dot{D}$	Zamana bağılı kayma hızı fonksiyonu
$\dot{M}_0(t)$	Moment oran fonksiyonu
$\dot{A}(t)$	Yırtılma cephesinin ilerlerken taradığı alanın zamana bağılı değişimi
M_{ij}	(3×3) ' boyutlu sismik moment tensör dizeyinin elemanları
$\mathbf{m}$	(3×3) ' boyutlu sismik moment tensör yoğunluk dizeyi
τ_{ij}	Saf elastik durumda x_j ' eksenine dik düzlemde x_i ' eksenini yönündeki makaslama gerilmesi
σ_{ij}	x_j ' eksenine dik düzlemde x_i ' eksenini yönündeki toplam makaslama gerilmesi
$\vec{n}$	Makaslama (kayma) yüzeyi normali
$\vec{l}$	Kayma hareketinin yöneyi
K	Bulk modülü
(ϕ_n, θ_n)	Makaslama (kayma) yüzeyi normalinin sırasıyla yatay düzlemdeki referans (kuzey) ekseninden ile saat yönündeki açısı ve düşey ekseninde çıkış açısı
(ϕ_l, θ_l)	Kayma hareketinin yöneyinin sırasıyla yatay düzlemdeki referans (kuzey) ekseninden ile saat yönündeki açısı ve düşey ekseninde çıkış açısı
ϕ_s	$x_1(kuzey)$ ' ekseninden makaslama kırığı düzleminin yatay düzlem ile arakesit çizgisine kadar saat yönünde açısı $(0^\circ-360^\circ)$ (doğrultu)
δ_s	Makaslama kırığı düzleminin yatay düzleme göre eğim açısı miktarı $(0^\circ-90^\circ)$
λ_s	Makaslama kırığı düzlemi doğrultusu çizgisinden kayma yöneyine kadar saat yönünde açısı $(0^\circ - 360^\circ)$
Λ	Sismik moment tensör yoğunluk fonksiyonu dizeyinin özdeğerlerini içeren yöney
$\mathbf{XX}$	Sismik moment tensör yoğunluk fonksiyonu dizeyinin her özdeğeri için hesaplanan özyöney
$\mathbf{M}_N$	Köşegen moment tensör dizeyi
Λ_0	Sismik moment tensör yoğunluk fonksiyonu dizeyinin özdeğerlerinin toplamı
$\mathbf{M}_{ISO}$	Köşegen moment tensör dizeyinin izotropik bölümü
$\mathbf{M}^I$	Köşegen moment tensör dizeyinin deviatorik bölümü
$\mathbf{M}_{DC}$	Köşegen moment tensör dizeyinin çift eşlenik (DC) bölümü
$\mathbf{M}_{CLVD}$	Köşegen moment tensör dizeyinin dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutup (CLVD) bölümü
Ω	Çift eşlenik (DC) sistemden sapma ölçütü
$\vec{t}$, $\vec{p}$ ve $\vec{n}_0$	Sırasıyla odaktaki tansiyon, basınç ve sıfır gerilme eksenleri
$\vec{n}_2$	Yardımcı nodal düzlemin normal yöneyi
$\vec{l}_2$	Yardımcı nodal düzlem üzerindeki kayma yöneyi
δ_2	Yardımcı nodal düzlemin eğim miktarı
λ_2	Yardımcı nodal düzlemde doğrultu çizgisiyle kayma yöneyi arasındaki açı

ϕ_2	$x_1(kuzey)'$ ekseninden yardımcı nodal düzleminin yatay düzlem ile arakesit çizgisine kadar saat yönünde açı (doğrultu)
Q	Kalite faktörü
ΔE	Deprem ile kaybedilen enerji miktarı
$\bar{Q}$	Ortalama kalite faktörü
$nsta$	Toplam istasyon sayısı
$\bar{G}(w)_{ik}$	Zaman ortamındaki Green fonksiyonunun frekans ortamında karşılığı
$U_i(w)$	i sıralı Kartezyen koordinat ekseninde zaman ortamındaki yer değiştirme dizisinin frekans ortamındaki karşılığı
$\bar{G}'$	Frekans ortamındaki Green fonksiyonunun Kartezyen koordinat eksenlerine göre kısmi türevlerini içeren dizey
$\bar{M}$	Frekans ortamında doğrusal problemin ters çözümü sonucunda moment tensör yoğunluk dizeyi
$\hat{\Lambda}$	$\bar{G}'^T \bar{G}'$ matrisinin özdeğerlerinden oluşan köşegen dizey
Y	$\bar{G}'^T \bar{G}'$ matrisinin özyönevi
V	$\bar{G}' \bar{G}'^T$ matrisinin özyönevi
$w(t, R, z, \phi)$	Düşey yönde zaman, mesafe, derinlik ve yön bağımlı yerdeğiştirme
$q(t, R, z, \phi)$	Yanal yönde zaman, mesafe, derinlik ve yön bağımlı yerdeğiştirme
$v(t, R, z, \phi)$	Teğetsel yönde zaman, mesafe, derinlik ve yön bağımlı yerdeğiştirme
$\tilde{H}_{wi}(t, R, z)$	i sıralı istasyonda düşey yönde zaman, mesafe, derinlik ve yön bağımlı yerdeğiştirme
$\tilde{H}_{qi}(t, R, z)$	i sıralı istasyonda yanal yönde zaman, mesafe, derinlik ve yön bağımlı yerdeğiştirme
$\tilde{H}_{vi}(t, R, z)$	i sıralı istasyonda teğetsel yönde zaman, mesafe, derinlik ve yön bağımlı yerdeğiştirme
$s(t)$	Kaynak fonksiyonu
R_{pZ}	P fazı için düşey bileşende alıcı fonksiyonu
R_{pP}	Odaktan P fazı olarak çıkıp, yeryüzünden P fazı olarak geri yansıdıktan sonra Moho süreksizliğinden de P fazı olarak yansıyan dalga (pP) için yansıma katsayısı
R_{sP}	Odaktan S fazı olarak çıkıp, yeryüzünden P fazı olarak geri yansıdıktan sonra Moho süreksizliğinden de P fazı olarak yansıyan dalga (sP) için yansıma katsayısı
Δt_{pP}	(pP) için doğrudan dalgaya göre gecikme süresi
Δt_{sP}	(sP) için doğrudan dalgaya göre gecikme süresi
p	Yeryüzünden ve Moho süreksizliğinden yansıyarak alıcıya giden ışın parametresi
$\frac{\eta_\alpha}{\eta_\beta}$	P ve S fazının düşey yavaşlık değerleri arasındaki oran
Δ_1	Zaman ortamında tek istasyon için en küçüklenecek hata fonksiyonu
$w(t)$	Zaman ortamında kuramsal veri
$r_x(t')$	Tek istasyon için zaman ortamında gözlemsel verinin öz ilişki fonksiyonu

$r_{wx}(t')$	Tek istasyon için zaman ortamında gözlemsel ve kuramsal verinin çapraz ilişki fonksiyonu
$r_w(t')$	Tek istasyon için zaman ortamında kuramsal verinin öz ilişki fonksiyonu
$\tilde{s}(t)$	Depreme sebep olan kaynak zaman fonksiyonu
Y_i	i sıralı noktasal kaynak için oluş zamanı
P_i	i sıralı noktasal kaynak için konum, mekanizma ve zamana bağlı kaynak fonksiyonu
$w_j(t)$	j sıralı istasyonda zaman ortamında kuramsal veri
Δ	Zaman ortamında her istasyon için en küçüklenecek hata fonksiyonunun toplamı
R_x	Her istasyonda gözlemsel verinin öz ilişki fonksiyonlarının toplamı
r_{x_j}	j. istasyonda gözlemsel verinin öz ilişki fonksiyonu
$r_{wx_j}(Y, P)$	j. istasyonda gözlemsel ve kuramsal verinin çapraz ilişki fonksiyonu
$G_n(P)$	Her istasyondaki n sıralı temel moment tensör dizeyine göre hesaplanan kuramsal veri ile gözlemsel verinin çapraz ilişki fonksiyonlarının toplamı
$r_{w_j}(P)$	j. istasyonda kuramsal verinin öz ilişki fonksiyonu
$R_{nm}(P)$	Her istasyondaki n ve m sıralı temel moment tensör dizeylerine göre hesaplanan kuramsal verinin çapraz ilişki fonksiyonlarının toplamı
$\Psi(Y, P)$	Farklı oluş zamanı, konum, mekanizma ve zamana bağlı kaynak zamanı kombinasyonları için gözlemsel ve kuramsal verinin korelasyon değeri
nmo	Kullanılan toplam temel moment tensör dizeyi sayısı
$y_{jn}(t; p)$	j sıralı istasyonda n sıralı temel moment tensör dizeyi için zaman ve konuma bağlı kuramsal veri
a_n	n sıralı temel moment tensör dizeyi ile hesaplanan kuramsal verinin bileşke kuramsal veri hesabında katsayısı.
$\mathbf{M}_n$	n sıralı temel moment tensör dizeyi
$RMSE$	Bir istasyonda karekök ortalama hata
lr	Gözlemsel ve kuramsal verinin boyu
σ_1	Yeryüzündeki sıkışma (kompresyonel) gerilme eksenini
σ_3	Yeryüzündeki genişleme (dilatasyonel) gerilme eksenini

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	ξ_i konumundaki odakta zamana bağlı birim tepkiden kaynaklanan (X_1, X_2, X_3) noktasında yerdeğiştirme $G_{ni}(X_i, \xi_i, t, \tau)$ (Udias, 1999).....	7
Şekil 2.2	Koordinat sisteminin merkezine etki eden cisim kuvveti $\vec{F}(t)$ ve merkeze r kadar uzaklıkta yer değiştirme yöneyi $\vec{u}(x_i, t)$ (Udias, 1999).....	8
Şekil 2.3	Kaynak küresi ve üzerinde dalga fazı kutuplanma yöneyleri (Kikuchi, 1995).....	10
Şekil 2.4	Fay ötelenmesine sebep olan iki olası yırtılma gelişimi (Kikuchi, 1995)...	11
Şekil 2.5	Fay düzlemindeki her hangi bir noktada kayma miktarının zamana bağlı değişimi (Kikuchi, 1995).....	12
Şekil 2.6	Fay düzlemindeki bir noktada kayma hızının zamana bağlı değişimi (Kikuchi, 1995).....	13
Şekil 2.7	Makaslama düzleminin görsel tanımı (Udias, 1999).....	20
Şekil 2.8	Odaktaki tek eşlenik kuvvet çiftinin ve çift eşlenik kuvvet çiftinin R kadar mesafede ürettiği tanecik hareketi yöneyinin görselleştirilmesi (Udias, 1999).....	26
Şekil 3.1	Altı temel moment tensör dizeyi ve karşılık geldiği mekanizmalar (Kikuchi, 1995).....	29
Şekil 3.2	Ara yüzeyde yansıma ve iletim katsayılarının hesaplanması.....	30
Şekil 5.1	Tan vd. (2010) tarafından 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için önerilen mekanizma çözümü.....	45
Şekil 5.2	ISOLA programıyla 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için hesaplanan çözüm.....	46
Şekil 5.3	MEKCOZ isimli programla 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için hesaplanan sonuç.....	47
Şekil 5.4	17 Ekim 2005 tarihinde Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir’de meydana gelen deprem için çeşitli kurumlarca hesaplanan odak mekanizma çözümleri (bu depreme ait çözümler dikdörtgen içine alınmıştır).....	48
Şekil 5.5	17 Ekim 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremi için ISOLA ile hesaplanan çözüm.....	49
Şekil 5.6	MEKCOZ isimli programla 17. 10. 2005 İzmir – Sığacık Körfezi – Seferihisar $M_L=5.9$ depremi için hesaplanan sonuç.....	50
Şekil 5.7	MEKCOZ isimli programla 17. 10. 2005 İzmir – Sığacık Körfezi – Seferihisar $M_L=5.9$ depremi için yeni değerle hesaplanan sonuç.....	51
Şekil 5.8	Odak küresindeki gerilme bölgelerinin yeryüzünde karşılığı (Kikuchi, 1995).....	52
Şekil 5.9	Birincil (asal) gerilme eksenlerinin (σ_1 sıkışma / kompresyonel ve σ_3 genişleme / dilatasyonel) görünümü (Gökten, 1994).....	53
Şekil 5.10	Yeryüzünde eğim atımlı fay sistemlerini temsil eden gerilme eksenleri ve oluşturduğu gerilme elipsi (Gökten, 1994).....	53
Şekil 5.11	20 Aralık 2007 Bala - ankara $M_L=5.7$ depremi için 5.7706 km derinlikte MEKCOZ ile mekanizma sonucu.....	54

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Moment tensör analizi için kullanılan koordinat sistemleri (Udias, 1999).....	17
Çizelge 2.2 Moment tensör düzeyinin altı bağımsız elemanının Kartezyen ve küresel koordinat sistemlerinde karşılığı (Udias, 1999).....	17
Çizelge 4.1 Seçilecek temel moment tensör düzeylerinin birleşiminin odak noktasında temsil ettiği moment tensör sistemleri (Kikuchi ve Kanamori, 1991).....	40
Çizelge 5.1 MEKCOZ programında mekanizma türünün belirlenmesinde kullanılan sınır değerler.....	44
Çizelge 5.2 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için ISOLA ve MEKCOZ sonuçlarının karşılaştırması.....	47
Çizelge 5.3 17 Ekim 2005 tarihinde Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir’de meydana gelen deprem için çeşitli organizasyonların hesapladığı parametreler (bu depreme ait sonuçlar kırmızı ok ile gösterilmiştir).....	48
Çizelge 5.4 17. 10. 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremi için ISOLA ve MEKCOZ sonuçlarının karşılaştırması.....	50
Çizelge 5.5 17. 10. 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremi için ISOLA ve yeni değerle MEKCOZ sonuçlarının karşılaştırması.....	51

1. GİRİŞ

Deprem; yer kabuğunun belirli bir bölümünün her iki tarafında göreceli yer değiştirmesi ve tektonik süreçlerce birikmiş gerilmenin (sismik enerjinin) ani boşalmasıdır. Depremi oluşturduğu bölgeye odak bölgesi veya odak denir. Odağı tanımlayan parametreler (değişkenler) depremin üzerinde oluşturduğu kırığı veya fayı tanımlayan parametrelerdir. Bunlar: doğrultu açısı (fay doğrultusunun coğrafik kuzey ile yaptığı açı), eğim açısı (fay aynasının yatay düzlem ile yaptığı açı) ve kaymadır (yer değiştirme yöneyinin yatay düzlemle yaptığı açı). Yer değiştirme ise; fayın bir tarafındaki bir noktanın nispi hareket sırasında diğer tarafa göre yer değiştirme miktarıdır. Odağın konumu coğrafi koordinatları ve derinliği ile tanımlanır. Fayın boyutlarına bağlı olarak; odak koordinatları, yırtılmanın başladığı konum gibi, özel bir konumu ifade eder. Kaynak zamanı ise faylanmanın başladığı anı temsil eder. Odağın tek bir noktaya indirgenmesine noktasal kaynak tahmini denir. Her doğrultuda dalgaların ilerlediği noktasal odak yaklaşımı Mallet (1862) tarafından önerilmiştir. Belirli bir derinlikteki odağa iç merkez (hypocentre) ve onun yeryüzüne iz düşümüne ise dış merkez (epicentre) denir.

Bir depremin büyüklüğünü tanımlamak için ilk yöntem; yeryüzünde yarattığı zarar gözlemlerine dayanan şiddet ölçeğidir. Şiddet, depremin belli bir bölgede hissediliş derecesi olsa da depremin boyutunu da tanımlamak için kullanılmıştır. Bu amaçla, en yüksek şiddet veya dış merkez şiddeti kullanılır. Bir deprem için farklı bölgelerde gözlenen farklı şiddet değerleri kullanılarak eş şiddet haritaları oluşturulur. Küçük ama sık bir deprem sınırlı bir bölgede yüksek şiddet değerleri üretebilir. Bu nedenle, en yüksek şiddet değeri her zaman kullanışlı değildir. Depremin büyüklüğünün ölçümü odaktan çıkan enerji ile yapılmalıdır. Odaktan salınan enerjinin aletsel tahmini olarak bir depremin büyüklüğünü ilk olarak Richter (1935) geliştirmiştir. Bu amaçla 600 km'den yakın ve sık depremler için depremlerin ürettiği dalgaların genlik gözlemleri kullanılmıştır. Günümüzde bu büyüklük ölçeğine bölgesel büyüklük ölçeği (M_L) denir. 600 km'den daha uzak depremler için büyüklük ölçütünün tanımı daha sonraki yıllarda Gutenberg (1936) ve Richter (1956) tarafından yapılmıştır.

Yer hareketi cinsinden iki tür ölçek tanımlanmıştır; cisim dalgası ölçeği (M_B) ve yüzey dalgası ölçeği (M_S) (Gutenberg ve Richter 1942, 1956). İlkinde deprem kayıtlarından cisim dalgalarına ait genlik, dönem (period), ve mesafe ile odak derinliğine bağlı olan kalibrasyon terimi kullanılarak hesaplanır. İkincisinde ise; 15°'lik mesafeden daha uzak sığ depremler için Rayleigh dalgalarına ait genliğin mikron cinsinden doruk (peak) değeri, dönemi, dış merkezin istasyona olan uzaklığı ve iki kalibrasyon sabiti kullanılır. 200 km'den daha yakın mesafeler için nispeten küçük depremlerin kayıtları doygunluğa ulaşmasına rağmen, en yüksek genliklerin ölçülmesindeki problem durumunda sismik sinyalin süresine dayanan bir büyüklük ölçeği kullanılır. Süre ölçeği ilk olarak Bisztricsany (1958) tarafından, bölgesel depremler için, saniye cinsinden depremin süresi ve üç adet katsayı kullanılarak hesaplanmıştır. Bu üç katsayı hesaplanan süre ölçeğiyle aynı deprem için bölgesel büyüklük ölçeği eşit olacak şekilde seçilir.

Çoğu büyüklük ölçeği kendi tanımları için kullanılan dalga fazlarının frekansına bağlıdır. Bu nedenle bütün gözlenen büyüklükler için geçerli tek bir ölçek tanımlamak imkânsızdır. Düşük büyüklük değerleri için cisim dalgası ölçeği ve daha yüksek büyüklük değerleri içinse yüzey dalgası ölçeği daha büyüktür. Yani 6.5'den küçük büyüklükteki depremler için cisim dalgası ölçeği daha kullanışlı iken 6.5'den yüksek büyüklükteki depremler için ise yüzey dalgası ölçeği daha kullanışlıdır. 6.5'den daha yüksek büyüklükteki depremlerde cisim dalgası ölçeği doygunluğa ulaşır ve daha yüksek büyüklük değerleri hesaplanamaz. 6.5 – 8 büyüklük değerleri aralığında yüzey dalgası ölçeği daha doğru çalışır fakat 8 büyüklük değerinden yüksek depremler için hesaplayamaz. Bu problemin sebebi; depremin büyüklüğü arttıkça genlik izgesinin alçak frekanslara doğru yer değiştirmesidir ve büyüklük ölçeklerinin doygunluk sorunu olarak bilinir (Udias, 1999) . Bu sorunu çözmek için Kanamori (1977) skaler sismik momentin hesaplanmasına dayanan moment büyüklük ölçeği (M_w)'ni tanımlamıştır. Skaler sismik momentin, depremin kaydının düşük frekanslardaki genlik izgesinden veya fay düzlemi alanıyla kayma miktarı hakkındaki gözlemlere dayanarak hesaplanması önerilmiştir. Sismik moment, ilk olarak Aki (1966) tarafından depremlerin yer kabuğundaki makaslama kırıklarına bağlı olarak oluştuğu yaklaşımına dayanarak tanımlanmıştır.

Sismik moment, fay düzleminin yüzey alanına, kayma miktarına ve malzemenin sıklığına (rigidity) bağlıdır ve SI ölçme sisteminde birimi (Newton.metre)'dir.

Bu tez kapsamında bir depremin geniş bant (broadband) kayıtçılarda düşey bileşen kayıtlarından; moment büyüklük ölçeğini kullanarak deprem büyüklüğünü belirleyen ve aynı zamanda olası odak konum ve oluş zamanı ile odak noktasında etkin gerilme yönlerini hesaplayan MATLAB programlama dilinde bir yazılım geliştirilmiştir. Odak noktası için elde edilen gerilme (sıkışma-çekme) doğrultularının jeoloji mühendisleri tarafından yüzeydeki faylanma izlerine dayanılarak bulunan doğrultularla büyük ölçüde örtüştüğü görülmüştür.

2. SİSMİK MOMENT TENSÖR ANALİZİ

2.1 Sismik Moment

Fiziksel olarak moment ($\vec{M}$), kuvvetin ($\vec{F}$) belirli mesafedeki (d) nesneyi döndürme etkisidir. Yani:

$$\vec{M} = \vec{F}d \quad (2.1)$$

Skaler sismik moment; bir faydaki kaymayla oluşan depremin kuvvetini ölçmek için en temel parametredir ve

$$M_0 = \mu \Delta \bar{u} S \quad (2.2)$$

bağıntısıyla ifade edilir (Aki ve Richards, 1980). Bu bağıntıda ortam için rijidite (μ), fay üzerinde ortalama kayma miktarı ($\Delta \bar{u}$), ve fay düzleminin yüzey alanı (S) terimleri kullanılmıştır. CGS ölçme sisteminde sismik momentin birimi dyn.cm ve SI ölçü sisteminde birimi N.m'dir. Ortamın elastik parametrelerinden biri olan rijidite aynı zamanda Lamé sabitlerinin ikincisidir. Gerilme tensörü (τ_{ij}), 81 bileşenli dördüncü dereceden ortamın elastik katsayı tensörü (C_{ijkl}) ve yamulma tensörü (e_{kl}) kullanılarak ifade edilirse;

$$\tau_{ij} = C_{ijkl} e_{kl} \quad (2.3)$$

Gerilme tensörüyle yamulma tensörünü ilişkilendiren ifade Hooke Kanunu olarak bilinir. Yön bağımsız (izotrop) olduğu kabul edilen bir ortam için elastik katsayıların dördüncü dereceden tensörünün elemanları kullanılarak Lamé sabitleri (λ ve μ) aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\lambda + 2\mu = C_{1111} = C_{2222} = C_{3333} \quad (2.4)$$

$$\lambda = C_{1122} = C_{2211} = C_{1133} = C_{3311} = C_{2233} = C_{3322} \quad (2.5)$$

$$\mu = C_{1212} = C_{2121} = C_{1221} = C_{2112} = C_{1313} = C_{3131} = C_{1331} = C_{3113} = C_{2323} = C_{3232} = C_{2332} = C_{3223} \quad (2.6)$$

Basitleştirilmiş kırılma modelinde fayın iki tarafındaki nispi kayma miktarı; belli bir moment ile etki eden makaslama gerilmesinin malzemenin kuvvetini veya fayı kilitleyen sürtünme kuvvetini aşmasına bağlıdır (Udias, 1999). Fay düzlemine depremden önce ve sonra etki eden makaslama gerilmeleri sırasıyla σ_0 ve σ_1 ile gösterilirse; ortalama gerilme (average stress):

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{2}(\sigma_0 + \sigma_1) \quad (2.7)$$

ve gerilme düşmesi (stress regredation):

$$\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma_1 \quad (2.8)$$

bağıntılarıyla tanımlanır. Fayın iki tarafı arasındaki sürtünmeye bağlı olarak, her zaman, faylanma sonrası bir miktar gerilme kalıntısı oluşur. Yani faylanma sonrası gerilme hiç bir zaman sıfır olmaz. Faylanmayla ortaya çıkan toplam enerji;

$$E = \bar{\sigma}\Delta\bar{u}S \quad (2.9)$$

bağıntısıyla tanımlanır (Udias, 1999). Bu bağıntıda $\Delta\bar{u}$ ile ortalama yer değiştirme ve $\bar{\sigma}$ ile de ortalama gerilme kastedilmektedir. Ortalama gerilme ($\bar{\sigma}$) ile fay yüzey alanının (S) çarpımının kuvveti oluşturduğu düşünülürse faylanmayla ortaya çıkan toplam enerji ve sismik moment (M_0) arasında aşağıdaki gibi bir ilişki söz konusudur.

$$E = \bar{\sigma} \frac{M_0}{\mu} \quad (2.10)$$

Günümüzde depremlerin ölçeklenmesinde sismik momentin uygun bir kavram olduğu kabul edilir. Kanamori (1977) artan deprem büyüklüğüne bağlı olarak genlik spektrumunun alçak frekanslara doğru kayması olarak bilinen doygunluk sorunundan ötürü depremin cisim ve yüzey dalgası büyüklük ölçeklerinin yetersiz kalması nedeniyle moment büyüklüğünün kullanılmasını önermiştir.

$$M_w = \frac{2}{3}(\log_{10}(M_0) - 9.1) \quad (2.11)$$

2.2 Kaynak Mekanizması

Sismolojide kaynak mekanizması; gözlenmiş sismik dalgalarla deprem parametrelerinin uyuşmasını sağlamaktır. Problemin düz çözümünde (forward solution) verilen deprem parametreleri ve model cevabını oluşturan yapay sismogramlar (sismik dalga kayıdı) hesaplanırken; ters çözümde gözlemsel veriyi temsil eden sismogramlardan hareketle ortam ve deprem parametreleri kestirilmeye çalışılır.

Deprem odağındaki yırtılma için kinematik ve dinamik, iki farklı, yaklaşım söz konusudur. Kinematik modellemede, fay düzlemindeki kayma; neden olan gerilmeyle ilişkilendirilmez. Ancak dinamik yırtılma modellemesinde faydaki kayma odak bölgesindeki etkili gerilme sistemleriyle ve malzemenin elastik parametreleriyle ilişkilendirilir. Bu nedenle dinamik yaklaşım için hesaplamalar kinematik yaklaşımdan daha zahmetlidir.

2.3 Denk Kuvvetler ve Noktasal Kaynak

Deprem mekanizmasının ilk matematiksel ifadesi Nakano (1923)'de verilmiştir. Nakano (1923)'ün önerdiği noktasal kaynak yaklaşımı; eğer gözlem noktaları odak boyutuna göre çok uzaksa ve odaktan çıkan dalga'nın boyu çok büyükse geçerlidir. Böylece odak, bir noktaya etki eden cisim kuvvetleri sistemi olarak düşünülebilir.

Yüzey alanı S olan V hacimli elastik bir ortamda V_0 gibi çok küçük hacimli ve Σ kapalı yüzey alanıyla sınırlı bir parça odak bölgesi olarak tanımlanırsa, odak bölgesinde birim hacim başına etki eden hacim kuvvetlerinin dağılımı göz önünde bulundurulduğunda, hareket denklemi:

$$\int_{V-V_0} [\rho \ddot{u}_i(X_i, t) - \tau_{ij,j}(X_i, t)] dV = \int_{V_0} F_i(\xi_i, t) dV \quad (2.12)$$

integral eşitliğiyle ifade edilebilir (Udias, 1999). Bu bağıntıda alt indisler ile Kartezyen koordinat sistemindeki eksen yönleri kast edilmektedir ve ρ ortamın yoğunluğunu, X_i odak bölgesi dışındaki konumun Kartezyen sistemde koordinatlarını, $\ddot{u}_i(X_i, t)$ zamana ve konuma bağlı ivme fonksiyonunu, $\tau_{ij,j}(X_i, t)$ zamana ve konuma bağlı gerilme tensörünün konumsal koordinat eksenlerine göre türevini ve $F_i(\xi_i, t)$ ξ konumundaki hacim kuvvetini temsil eder. Söz konusu hacim kuvveti kavramına örnek olarak yer çekimi verilebilir.

Hacim kuvvetleri odak bölgesindeki gerilme tensörleriyle ilişkilidir. Noktasal kaynak durumunda eğer ortamın hacmi sonsuz ise; (2.12) integral eşitliği izleyen yapıya dönüşür.

$$\rho \ddot{u}_i - \tau_{ij,j} = F_i \quad (2.13)$$

Burada F simgesi üç temel koordinat ekseninin (x_1, x_2 ve x_3) noktasındaki kuvvettir. Elastik katsayıların dördüncü dereceden tensörü ile (2.13) ifadesi elastik ortamdaki hareket denkleminde yerine yazılırsa;

$$c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_l \partial x_j} + F_i = \rho \ddot{u}_i \quad (2.14)$$

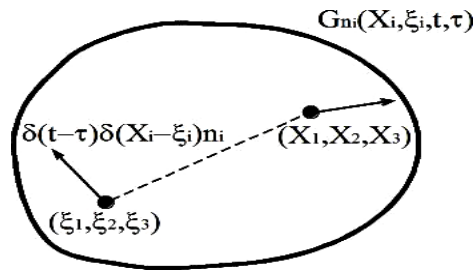
ifadesi elde edilir (Udias, 1999).

2.4 Green Fonksiyonu ve Saçılım Yapısı

Eğer cisim kuvvetleri V_0 hacimli odak bölgesiyle sınırlanmışsa ve onu sınırlayan Σ yüzey alanı üzerinde gerilme ve yer değiştirme sıfıra eşitse; S yüzeyi ile sınırlanan V toplam hacmi için yer değiştirme:

$$u_i = \int_{-\infty}^{\infty} \left[F_k G_{ki} dV + \int_S (G_{ji} T_j - u_j c_{jkl n} \frac{\partial G_{li}}{\partial x_n} v_k) dS \right] d\tau \quad (2.16)$$

(2.16) ifadesinde; $T_j = \tau_{ji} v_i$ terimi normal yöneyi v_i olan dS yüzey elemanındaki gerilme yöneyini ve G_{li} simgesi ise ortamın Green fonksiyonunu gösterir. Green fonksiyonu; tüm V hacminde sürekli olan ve ortamda ilerlemenin etkisini gösteren bir tensördür. Birim kuvvet için hareket denkleminin çözümüdür ve ortamın elastik parametrelerine bağlıdır. Şekil 2.1'de S kapalı yüzeyiyle gösterilen V hacimli bir ortamda (ξ_1, ξ_2, ξ_3) noktasında bulunan bir kaynağın (X_1, X_2, X_3) noktasında oluşturacağı birim yer değiştirme betimlenmiştir.



Şekil 2.1 ξ_i konumundaki odakta zamana bağlı birim tepkiden kaynaklanan (X_1, X_2, X_3) noktasında yerdeğiştirme $G_{ni}(X_i, \xi_i, t, \tau)$ (Udias, 1999)

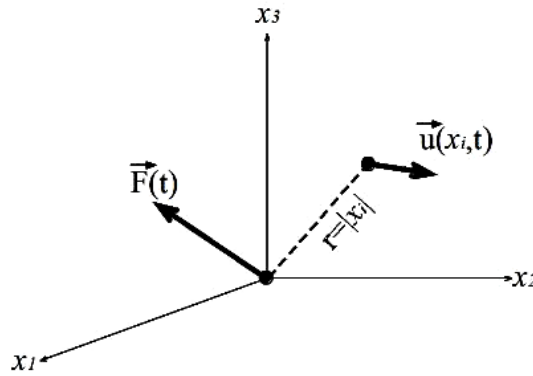
Ortam sonsuz ve ortamı sınırlayan S yüzeyi üzerinde gerilme ve yer değiştirme sıfır ise (2.16) bağıntısı aşağıdaki gibi değiştirilir

$$u_i(X_S, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_0} F_k(\xi_S, \tau) G_{kl}(X_S, t; \xi_S, \tau) dV \quad (2.17)$$

$G_{kl}(x_S, t; \xi_S, \tau)$ fonksiyonu; ξ_S konumunda etkiyen $F_k(\xi_S, \tau)$ kuvvetlerini odak bölgesi dışındaki X_S noktasına aktaran fonksiyon olarak tanımlanabilir. Daha genel bir ifadeyle koordinat sisteminin merkezindeki bir odak noktasında etkiyen $F_k(\tau)$ kuvvetinin X_S noktasında oluşturacağı yer değiştirme:

$$u_i(X_S, t) = \int_{-\infty}^{\infty} F_k(\tau) G_{kl}(X_S, t - \tau) d\tau \quad (2.18)$$

integraliyle ifade edilebilir (Udias, 1999). Bu ifade bir evrişim (konvolüsyon) ifadesidir. Burada τ terimiyle koordinat sisteminin merkezindeki odaktan X_S noktasına kadar elastik dalganın ulaşması için geçen süre kastedilir. Kartezyen koordinat sisteminin merkezinde etkin kuvvet yöneyinin r kadar uzaklıkta neden olduğu yer değiştirme yöneyi şekil 2.2’de görselleştirilmiştir.



Şekil 2.2 Koordinat sisteminin merkezine etki eden cisim kuvveti $\vec{F}(t)$ ve merkeze r kadar uzaklıkta yer değiştirme yöneyi $\vec{u}(x_i, t)$ (Udias, 1999)

(2.18) bağıntısı, koordinat sisteminin merkezinde etkiyen kuvvetle ortamın elastik parametrelerine bağlı bir tensör ifadesi olan Green fonksiyonunun evrişimi sonucu X_S noktasındaki yer değiştirmenin hesaplanabileceğini gösterir. Bu evrişim işlemi simgesel olarak;

$$\vec{u}_i(X_S, t) = \vec{F}_k(t) * \vec{G}_{kl}(X_S, t) \quad (2.19)$$

ifadesiyle gösterilebilir.

Ek 2’de ayrıntıları verilen Green fonksiyonu için (2.20) bağıntısı Kikuchi (1995) tarafından önerilmiştir.

$$\vec{G}_{ik}(x, t) = \frac{(3\gamma_i\gamma_k - \delta_{ik})}{4\pi\rho R^3} \int_{R/\alpha}^{R/\beta} \tau \delta(t - \tau) d\tau + \frac{\gamma_i\gamma_k}{4\pi\rho\alpha^2 R} \delta(t - \frac{R}{\alpha}) + \frac{(\delta_{ik} - \gamma_i\gamma_k)}{4\pi\rho\beta^2 R} \delta(t - \frac{R}{\beta}) \quad (2.20)$$

Burada alt indisler, Kartezyen koordinat eksenlerinin numaralarıdır ve eşitliğin sol tarafındaki terim merkezi odak noktası olan Kartezyen koordinat sisteminde zaman ortamında Green fonksiyonunu temsil eder. Eşitliğin sağ tarafında; γ_i terimiyle odak - istasyon arası ışın yolunun yön kosinüsleri, δ_{ik} terimiyle birim tepki fonksiyonu, R terimiyle dalganın seyahat mesafesi, α terimiyle ortamın P dalgası hızı, β terimiyle S dalgası hızı, τ terimiyle deprem oluş zamanı ve $\delta(t)$ fonksiyonuyla da zaman ortamında birim tepki fonksiyonu kastedilmektedir.

Pujol (2003) çalışmasında ise Green fonksiyonu için aşağıdaki bağıntıyı kullanmıştır.

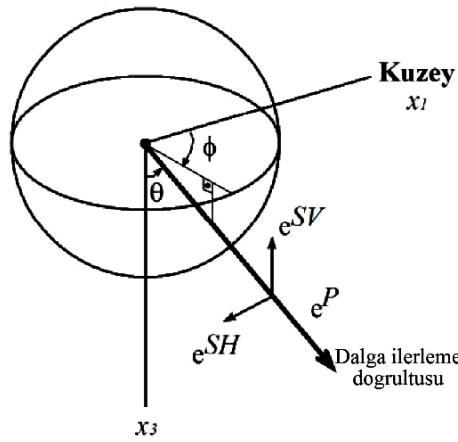
$$G_{kl}(x_S, t; \xi_S, 0) = \frac{1}{4\pi\rho} (3\gamma_k\gamma_l - \delta_{kl}) \frac{1}{R^3} \left[H(t - \frac{R}{\alpha}) - H(t - \frac{R}{\beta}) \right] t + \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \gamma_k\gamma_l \frac{1}{R} \delta(t - \frac{R}{\alpha}) - \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} (\gamma_k\gamma_l - \delta_{kl}) \frac{1}{R} \delta(t - \frac{R}{\beta}) \quad (2.21)$$

Bu bağıntıda Kikuchi (1995) bağıntısından farklı olarak $H(t)$ fonksiyonuyla zaman ortamındaki birim basamak fonksiyonu ifade edilmiştir. Eğer odakta etkin kuvvetin doğrultusu $\vec{e}$ yöneyiyle gösterilirse; Green fonksiyonu kullanılarak odaktan R kadar uzaktaki bir noktada her Kartezyen koordinat eksenini üzerinde tanecik hareketi (2.22) ifadesiyle hesaplanabilir.

$$\vec{u}_i(x, t) = \sum_{k=1}^3 \vec{G}_{ik}(x, t) \vec{e}_k \quad (2.22)$$

Sismik dalgaların tanecik hareketi ilerleme doğrultusuna bağlı olarak değişim gösterir. Bu değişime saçılım yapısı denilir. P dalgaları için tanecik hareketi ilerleme doğrultusuna paraleldir. Bu durumda tanecik hareketinin kutuplanması (polaritesi); ışın yoluna uyumuna göre pozitif veya negatif olacaktır.

Pozitif polarite için; kaynak bölgesinde çekme (tansiyonel) gerilmesi ve negatif polarite için de sıkıştırma (kompresyonel) gerilmesi söz konusudur. S dalgaları içinse; tanecik hareketi ilerleme doğrultusuna diktir. Tanecik hareketi; ilerleme doğrultusuna dik bir düzlemde birbirine dik iki eksenin bileşkesi olan bir yöney üzerindedir. Bu eksenlerden yatay olan S_H bileşenini ve dikey olan ise S_V bileşenini temsil eder. Kikuchi (1995) çalışmasında saçılım yapısını açıklamak için noktasal kaynağı çevreleyen ve içindeki ortamın homojen olduğu var sayılan bir odak küresini tanımlar. Bu odak küresi üzerindeki her nokta aslında bir ışın yolunu temsil eder (şekil 2.3).



Şekil 2.3 Kaynak küresi ve üzerinde dalga fazı kutuplanma yöneyleri (Kikuchi, 1995)

Şekil 2.3’de örnek bir odak küresi ve üzerinde bir dalga ilerleme doğrultusu gösterilmiştir. Odak noktası koordinat sisteminin merkezinde yer alır. P, S_H ve S_V fazlarına ait kutuplanma yöneyleri sırasıyla e^P , e^{SH} ve e^{SV} simgeleri ile gösterilir. Bu açısal ilişkiler kullanılarak kutuplanma yöneyleri ifade edilirse;

$$e^P = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \quad (2.23)$$

$$e^{SH} = (-\sin \phi, \cos \phi, 0) \quad (2.24)$$

$$e^{SV} = (\cos \theta \cos \phi, \cos \theta \sin \phi, -\sin \theta) \quad (2.25)$$

Eğer söz konusu cisim dalgası fazları için tanecik hareketi u simgesi ile genellenirse, bu fazlar için saçılım yapıları;

$$R^P = \sum_{i=1}^3 u_i e_i^P \quad (2.26)$$

$$R^{SH} = \sum_{i=1}^3 u_i e_i^{SH} \quad (2.27)$$

$$R^{SV} = \sum_{i=1}^3 u_i e_i^{SV} \quad (2.28)$$

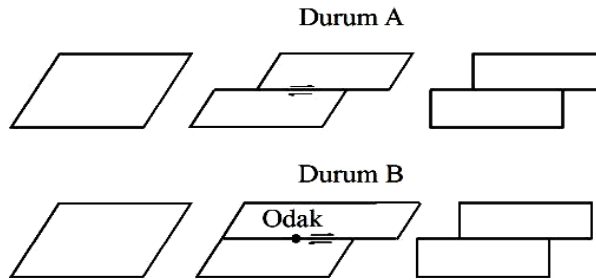
ile verilir. Bu ifadelerde verilen alt indis; $i = 1:3$ Kartezyen koordinat eksenlerini (x_1 , x_2 ve x_3) gösterir (Kikuchi 1995).

Odak-alıcı arasındaki mesafenin büyük olduğu durumda (2.20) denkleminin sağ tarafındaki ilk terim ihmal edilebilir. Bu tür tanecik hareketi tahminine uzak alan tahmini denir.

Bu aşamaya kadar noktasal kaynakta kuvvetin zaman değişkenine bağlı bir birim tepki fonksiyonu olmasından yola çıkılmıştır. Tanecik hareketi hesaplamalarında saçılma yapısından, moment oran fonksiyonundan ve moment tensör düzeylerinden faydalanılmamıştır. İzleyen bölümlerde bu konular ayrıntılı olarak açıklanmıştır.

2.5 Hareketli Süreksizlik Kaynağı ve Moment Oran Fonksiyonu

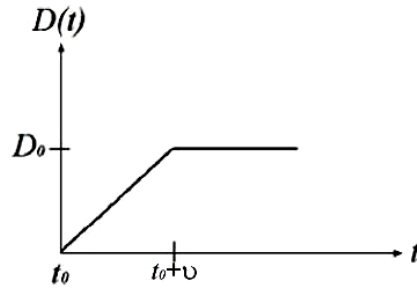
Saçılma yapısı hakkında çok sayıda kuramsal ve gözlemsel çalışma sonucunda deprem kaynağı olarak makaslama fay modeli kabul edilmiştir. Hareketli süreksizlik kaynağı ve yırtılma gelişimine ilişkin iki model vardır. Bunlar şekil 2.4 ile açıklanırsa; ilk durum için yer değiştirme süreksizliği tüm fay düzlemi boyunca bir anda gelişir. İkinci durumda ise yer değiştirme süreksizliği yırtılma cephesinin gerisinde kalacak şekilde yırtılma cephesi fay düzlemini kademeli olarak geçer.



Şekil 2.4 Fay ötelenmesine sebep olan iki olası yırtılma gelişimi (Kikuchi, 1995)

Yırtılma mekaniğine göre; Durum A'daki yırtılma cephesinin önündeki gerilme birikimi nedeniyle, Durum B'deki gibi gelişim daha olasıdır. Hareketli süreksizlik kaynağı Durum B'gibi gelişir.

Haskell (1969) sığ doğrultu atımlı depremleri modellemek için hareketli süreksizlik kaynağı yaklaşımını kullanmıştır. Söz konusu çalışma için boyu ve genişliği sırasıyla L ve W olan fay düzlemi düşünülmüştür. Başlangıç anında uzunluğu fayın genişliğine eşit olan yırtılma cephesi fayın boyu boyunca tek yönde sabit bir hızla ilerler. Fay düzlemi üzerinde herhangi bir noktada kayma miktarı en yüksek değeri olan D_0 'a ancak kayma cephesi bu noktadan geçtikten ' ν ' kadar süre sonra ulaşır. Kayma miktarının zamana bağlı değişimi şekil 2.5'de betimlenmiştir.

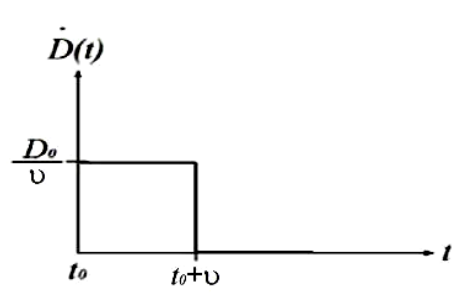


Şekil 2.5 Fay düzlemindeki herhangi bir noktada kayma miktarının zamana bağlı değişimi (Kikuchi, 1995)

Bu durumda, fay düzlemi üzerindeki herhangi bir nokta için kayma hızı $\dot{D}$;

$$\dot{D} = \frac{D_0}{(t_0 + \nu) - t_0} \quad (2.29)$$

bağıntısıyla ifade edilebilir. Fay düzlemi üzerindeki herhangi bir noktanın kayma hızının zamana bağlı değişimi şekil 2.6'daki gibi olur.



Şekil 2.6 Fay düzlemindeki bir noktada kayma hızının zamana bağlı değişimi (Kikuchi, 1995)

Eğer yırtılma sırasında fay düzleminde bir mekanizma değişimi yoksa ve kayma hareketindeki değişim $D(\xi, t)$ fonksiyonu da fay düzlemindeki konumsal koordinata (ξ) ve zamana (t) bağlıysa; uzak alan istasyonlardaki yer değiştirme, kayma hızının fay düzlemi üzerinde integrasyonu ile hesaplanır. Azimuth açısına bağlı değişim ihmal edilecek olursa, uzak alan cisim dalgaları için yer değiştirme:

$$u^c(t; R, \gamma) = \frac{R^c(\gamma)}{4\pi\rho c^3 R} \dot{M}_0\left(t - \frac{R}{c}\right) \quad (2.30)$$

ile verilir (Kikuchi, 1995). (2.30) ifadesindeki $u^c(t; R, \gamma)$ teriminde $c \rightarrow \alpha$ (P fazı hızı) olarak düşünülürse; P fazı için uzak alan cisim dalgası ve $c \rightarrow \beta$ (S fazı hızı) olarak düşünülürse de S fazı için uzak alan cisim dalgası hesaplanmış olur. Benzer yaklaşımla $R^c(\gamma)$ terimi de dalganın ilerlediği ortam için dalga fazına bağlı saçılım yapısını ifade eder.

Moment-oran fonksiyonu; fay düzlemindeki konumsal koordinata ve zamana bağlı kayma hareketi hızının fay düzlemi üzerinde integrasyonunun ortamın rijidite modülüyle çarpımı olarak tanımlanmıştır (Kikuchi, 1995). Yani;

$$\dot{M}_0(t) = \mu \iint_S \dot{D}(\xi, t) d^2\xi \quad (2.31)$$

Bu integral işleminde $\dot{D}(\xi, t)$ terimiyle fay düzlemi üzerinde konuma ve zamana bağlı kayma hareketi hız fonksiyonu ve $d^2\xi$ terimiyle de yırtılma cephesinin birim zamanda taradığı alan kastedilir.

Fay düzleminde kayma hareketinin hiç değişmediği var sayılırsa, konum ve zamana bağlı kayma hareketi hız fonksiyonu aşağıdaki gibi ifade edilir

$$\dot{D}(\xi, t) = \dot{D}(t - s(\xi)) \quad (2.32)$$

Burada $s(\xi)$ terimi yırtılma cephesinin düzlemdeki ξ konum koordinatına varış zamanıdır. (2.31) bağıntısındaki $d^2\xi$ teriminin ds zamanında yırtılma cephesinin fay düzleminde taradığı alan A olduğu düşünülürse;

$$d^2\xi = \frac{dA}{ds} ds \quad (2.33)$$

ve sismik moment oran fonksiyonu

$$\dot{M}_0(t) = \mu \int \dot{D}(t - s) \dot{A}(s) ds \quad (2.34)$$

integraliyle verilir.

(2.34) integral ifadesi evrişim işlemine karşılık gelmektedir ki zamana bağlı moment oran fonksiyonu;

$$\dot{M}_0(t) = \mu(\dot{D}(t) * \dot{A}(t)) \quad (2.35)$$

biçimine dönüşür. Son ifadede $\dot{D}(t)$ terimiyle fay düzlemi üzerinde zamana bağlı kayma hızı fonksiyonu ve $\dot{A}(t)$ terimiyle de yırtılma cephesinin taradığı alanın zamana bağlı değişim fonksiyonu kastedilir.

2.6 Moment Yoğunluk Fonksiyonu ve Moment Tensör Dizeyi

Kaynak mekanizma teorisinde önemli bir kavram da sismik moment tensördür ve birim hacme veya birim yüzeye etki eden sismik moment tensör yoğunluk fonksiyonuna eşittir (Jost ve Herrmann 1989). Eğer moment tensör M_{ij} ile ve moment tensör yoğunluk fonksiyonu da m_{ij} ile gösterilirse, aralarındaki ilişki:

$$M_{ij} = \int_V m_{ij} dV \quad (2.36)$$

Görüldüğü gibi bu ifade bir hacim integralidir. Eğer elastik bir ortamda sadece elastik etkinliğin gerçekleştiği düşünülürse ve cisim kuvvetlerinin de bulunmaması durumunda bilinen hareket denklemi:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.37)$$

bağıntısına dönüşür. Burada τ_{ij} terimiyle x_j eksenine dik düzlemde x_i eksen yönündeki makaslama gerilmesi kastedilir. Ancak bu saf elastik durum gerçek koşullarda geçerli değildir. Bu nedenle (2.37) bağıntısındaki τ_{ij} terimi yerine toplam gerilmeyi göstermek için σ_{ij} kullanmak daha doğru olur. Moment tensör yoğunluğu saf elastik gerilmeden artan tensör olarak tanımlanır:

$$m_{ij} = \tau_{ij} - \sigma_{ij} \quad (2.38)$$

ve bu ifadenin düzenlenmesiyle

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - m_{ij} \quad (2.39)$$

elde edilir (Udias, 1999). (2.39) bağıntısı (2.37) bağıntısında $\tau_{ij} \Rightarrow \sigma_{ij}$ yapıldıktan sonra yerine yazılırsa;

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial(\tau_{ij} - m_{ij})}{\partial x_j} \quad (2.40)$$

elde edilir. Bu ifade, moment tensör yoğunluğunun kaynaktaki elastik olmayan yer değiştirmeye doğrudan ilgili olduğunu göstermektedir. (2.40) bağıntısı (2.13) bağıntısıyla kıyaslanırsa; denk cisim kuvvetleri için

$$F_i = - \frac{\partial m_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.41)$$

koşulu sağlanmalıdır.

(2.41) ifadesi; cisim kuvvetlerinin odaktaki gerilme sistemiyle ilişkisini açıklaması bakımından önemlidir. Eğer (2.41) eşitliği (2.17) bağıntısında yazılırsa odak bölgesi dışındaki bir noktada tanecik yer değiştirmesi;

$$u_i = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_0} - \frac{\partial m_{kj}}{\partial x_j} G_{ik} dV \quad (2.42)$$

integralliyle verilir. (2.42) ifadesine konumsal koordinatlara göre kısmi integrasyon uygulanırsa;

$$u_i = \int_{-\infty}^{\infty} m_{kj} G_{kj} d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_0} m_{kj} \frac{\partial G_{ik}}{\partial x_j} dV \quad (2.43)$$

integrali elde edilir. Dış kuvvetlerin yokluğunda tüm iç kuvvetlerin ve momentlerin toplamı sifıra eşit kabul edilir ve doğru odak konumu için

$$m_{kj} G_{kj} = 0 \quad (2.44)$$

eşitliği elde edilir. Burada m_{kj} terimiyle moment tensör yoğunluk fonksiyonu ve G_{kj} terimiyle de Green fonksiyonu kastedilir. Alt indisler ise koordinat eksenlerini temsil eder. Bu durumda (2.43) bağıntısı da;

$$u_i = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_0} m_{kj} \frac{\partial G_{ik}}{\partial x_j} dV \quad (2.45)$$

integraline dönüşür. Eğer sismik moment tensör, birim yüzeye etki eden sismik moment tensör yoğunluk fonksiyonuna eşit olarak tanımlanırsa; (2.45) eşitliği

$$u_i = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_S m_{kj} \frac{\partial G_{ik}}{\partial x_j} dS \quad (2.46)$$

ile verilir. Noktasal bir kaynak için (2.45) ve (2.46) bağıntıları (2.47) ile verilen evrişim işlemi şeklinde genellenebilir.

$$u_i = M_{kj} * \frac{\partial G_{ik}}{\partial x_j} \quad (2.47)$$

(2.47) ifadesinde M_{kj} terimiyle sismik moment tensör simgelenir.

Odak noktası dışında kalan bir nokta için elastik yer değiştirmelerin odaktaki denk hacim kuvvetleriyle ifadesi (2.17) bağıntısında verilmiştir. (2.17) bağıntısındaki Green fonksiyonu terimine Kartezyen koordinat sisteminin merkezindeki odak noktasında Taylor açılımı uygulanırsa;

$$G_{ik}(\xi_S) = G_{ik}(0) + \xi_S \frac{\partial G_{ik}}{\partial \xi_S} + \frac{1}{2} \xi_n \xi_S \frac{\partial^2 G_{ik}}{\partial \xi_n \partial \xi_S} + \dots (y.d.t) \quad (2.48)$$

ve ilk iki terimi (2.45) veya (2.46) denklemlerinde kullanılırsa; odak noktasında iç kuvvetlerin ve momentlerin toplamı sıfır olmalıdır. (2.48) denkleminde sağ tarafın en sonunda yer alan $(y.d.t)$ simgesiyle yüksek dereceli terimler ifade edilir. Eğer sismik moment tensör yoğunluk fonksiyonunun birim hacme etki ettiği düşünülürse; odak bölgesi dışındaki bir noktada tanecik yer değiştirmesi

$$u_i = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int_{V_0} F_k \xi_j \frac{\partial G_{ik}}{\partial x_j} dV \quad (2.49)$$

integraliyle verilir. (2.49) ve (2.45) ifadeleri kıyaslanırsa;

$$m_{kj} = F_k \xi_j \quad (2.50)$$

olacağı görülür. (2.50)'ye göre moment tensör yoğunluk fonksiyonu dizeyinin elemanları kuvvet çiftlerine veya çift kutuplu kuvvetlere karşılık gelir. Söz konusu dizeyin asal köşegen elemanları, momentleri olmayan doğrusal çift kutuplardır. Odak bölgesinde toplam momentin sıfır olması koşuluna bağlı olarak; momet tensör yoğunluk fonksiyonu bakışım özelliği olan bir dizeydir. Moment tensör yoğunluk dizeyinin altı bağımsız bileşeni; odak noktasının merkezinde olduğu referans koordinat sistemine göre ifade edilir. Kullanılabilecek Kartezyen ve küresel koordinat sistemlerine göre eksenler ve yönleri çizelge 2.1'deki gibi verilirse bakışımli sismik moment tensör yoğunluk dizeyinin altı bağımsız elemanının bu koordinat sistemlerinde karşılığı çizelge 2.2'de verildiği gibidir.

Çizelge 2.1 Moment tensör analizi için kullanılan koordinat sistemleri (Udias, 1999)

Kartezyen Koordinat Sistemi			Küresel Koordinat Sistemi		
$+x_1$	$+x_2$	$+x_3$	θ	ϕ	r
Kuzey	Doğu	Düşey	Jeosantrik enlem	Jeosantrik boylam	Radyal

Çizelge 2.2 Moment tensör dizeyinin altı bağımsız elemanının Kartezyen ve küresel koordinat sistemlerinde karşılığı (Udias, 1999)

Moment tensör dizeyinin elemanları:	Kartezyen koordinat sisteminde karşılığı:	Küresel koordinat sisteminde karşılığı:
M_{11}	$M_{x_1x_1}$	$M_{\theta\theta}$
M_{22}	$M_{x_2x_2}$	$M_{\phi\phi}$
M_{33}	$M_{x_3x_3}$	M_{rr}
M_{12}	$M_{x_1x_2}$	$M_{\theta\phi}$
M_{13}	$M_{x_1x_3}$	$M_{\theta r}$
M_{23}	$M_{x_2x_3}$	$M_{\phi r}$

2.7 Moment Tensör ve Elastik Kaymalar

Normali $\vec{n}$ olan bir yüzeyde Δu kayma miktarıyla ilgili moment tensör yoğunluğu için iki bağıntı önerilmektedir (Udias, 1999):

$$m_{ij} = c_{ijkl} \Delta u_k n_l \quad (2.51)$$

ve ortamın izotropik olması durumunda

$$m_{ij} = \lambda n_k \Delta u_k \delta_{ij} + \mu (\Delta u_i n_j + \Delta u_j n_i) \quad (2.52)$$

(2.51) ve (2.52) bağıntılarında c_{ijkl} terimiyle elastik katsayıların dördüncü dereceden tensörü ve δ_{ij} terimi ile de konumsal birim tepki fonksiyonu belirtilir. Eğer kayma vektörü $\vec{l}$ ile gösterilen birim yöney ise moment yoğunluk fonksiyonu için

$$m_{ij} = \Delta u \left[\lambda l_k n_k \delta_{ij} + \mu (l_i n_j + l_j n_i) \right] \quad (2.53)$$

bağıntısı geçerlidir. (2.53) ifadesiyle üzerinde kaymanın gerçekleştiği düzlemin yüzey normalini ve kayma yöneyinin yönelimini tanımlayarak sismik moment tensör yoğunluk düzeyi hesaplanabilir (Udias, 1999).

Kaynak bir patlamaysa üç koordinat eksenini boyunca odakta genişleme söz konusudur. Bu durumda kayma yöneyi ve yüzey normali yöneyi aynı yönde olmalıdır ve sismik moment tensör yoğunluk düzeyi:

$$\mathbf{m} = K \Delta u \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.54)$$

ile hesaplanır. Burada K parametresi ortama ait hacimsel sıkışma (Bulk) modülüdür ve elastik bir ortam için

$$K = \lambda + \frac{2}{3} \mu \quad (2.55)$$

ile verilir.

Kaynak bir makaslama kırığı ise kayma bir düzlem üzerindedir. Yani, kayma yöneyi ve kayma düzleminin yüzey normali birbirine diktir. (2.53) bağıntısını, sismik momentin tanımını kullanarak ve (2.36) denklemindeki integrasyonu kayma yüzeyi üzerinde gerçekleştirerek;

$$M_{ij} = M_0(l_i n_j + l_j n_i) \quad (2.56)$$

bağıntısıyla sismik moment tensör hesaplanabilir. Bulunan sismik moment tensörün asal köşegenindeki elemanların toplamının sıfır olması, odakta hacimsel değişimin olmadığını ifade eder.

Küresel koordinat sistemiyle kayma ve kayma yüzeyi normalinin yöneyi tanımlanırsa sismik moment yoğunluk fonksiyonu dizeyinin bağımsız altı elemanı için izleyen bağıntılar yazılabilir.

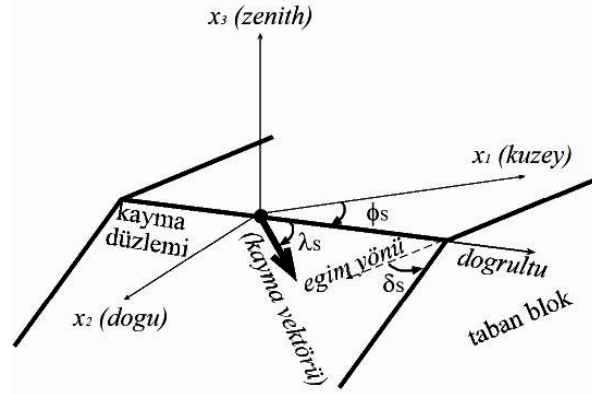
$$\begin{aligned} m_{11} &= 2 \sin \theta_n \cos \phi_n \sin \theta_l \cos \phi_l \\ m_{22} &= 2 \sin \theta_n \sin \phi_n \sin \theta_l \sin \phi_l \\ m_{33} &= 2 \cos \theta_n \cos \theta_l \\ m_{12} &= \sin \theta_l \cos \phi_l \sin \theta_n \sin \phi_n + \sin \theta_l \sin \phi_l \sin \theta_n \cos \phi_n \\ m_{13} &= \sin \theta_l \cos \phi_l \cos \theta_n + \cos \theta_l \sin \theta_n \cos \phi_n \\ m_{23} &= \sin \theta_l \sin \phi_l \cos \theta_n + \sin \phi_n \sin \theta_n \cos \theta_l \end{aligned} \quad (2.57)$$

Bu ifadelerdeki açılal terimlerde n alt indisi açının yüzey normali yöneyine ve l alt indisi ise açının kayma yöneyine ait olduğunu gösterir. İki yöneyi tanımlayan açılarının simge tanımları şekil 2.3’de verilmiştir.

Kayma yöneyinin üzerinde yer aldığı makaslama kırığı düzlemi şekil 2.7’deki gibi ise moment tensör yoğunluk fonksiyonunun altı bağımsız elemanının;

$$\begin{aligned} m_{11} &= -\sin \delta_s \cos \lambda_s \sin(2\phi_s) - \sin(2\delta_s) \sin^2(\phi_s) \sin \lambda_s \\ m_{22} &= \sin \delta_s \cos \lambda_s \sin(2\phi_s) - \sin(2\delta_s) \cos^2(\phi_s) \sin \lambda_s \\ m_{33} &= \sin(2\delta_s) \sin \lambda_s \\ m_{12} &= \sin \delta_s \cos \lambda_s \cos(2\phi_s) + \frac{1}{2} \sin(2\delta_s) \sin(2\phi_s) \sin \lambda_s \\ m_{13} &= -\sin \lambda_s \sin \phi_s \cos(2\delta_s) - \cos \delta_s \cos \lambda_s \cos \phi_s \\ m_{23} &= \cos \phi_s \sin \lambda_s \cos(2\delta_s) - \cos \delta_s \cos \lambda_s \sin \phi_s \end{aligned} \quad (2.58)$$

bağıntılarıyla hesaplanması önerilmiştir (Udias, 1999).



Şekil 2.7 Makaslama düzleminin görsel tanımı (Udias, 1999)

Makaslama kırığı düzleminin 75° 'den daha düşük eğimli olması durumunda:

$0^\circ < \lambda_s < 180^\circ$ ise *eğim atımlı normal faylanma* ve $180^\circ < \lambda_s < 360^\circ$ ise de *eğim atımlı ters faylanma* tanımlamaları geçerlidir.

Makaslama kırığı düzleminin 75° 'den daha yüksek eğimli olması durumunda ise:

$0^\circ < \lambda_s < 90^\circ$ veya $270^\circ < \lambda_s < 360^\circ$ ise *sol yanal doğrultu atımlı faylanma* ve $90^\circ < \lambda_s < 180^\circ$ veya $180^\circ < \lambda_s < 270^\circ$ ise de *sağ yanal doğrultu atımlı faylanma* söz konusudur.

Asal gerilme ve yamulma eksen sistemlerini bulmak için, (3×3) boyutlu bakışımli moment tensör yoğunluk dizeyinin özdeğerleri ve özyöneyleri hesaplanırsa gerçel üç tane özdeğer ve her özdeğer için üç elemanlı birer özyöney bulunur. Hesaplanan özyöneyler birbirine dik olmalıdır. Özdeğerlerin hesaplanmasında izleyen ifade kullanılır:

$$\det(\mathbf{m} - \Lambda \mathbf{I}) = 0 \quad (2.59)$$

Burada Λ terimi özdeğerleri ve $\mathbf{I}$ terimi birim dizeyi gösterir. Hesaplanan her özdeğer için ayrı ayrı izleyen eşitlik çözülerek $\mathbf{XX}$ ile gösterilen üç elemanlı özyöney hesaplanır.

$$(\mathbf{m} - \Lambda \mathbf{I})\mathbf{XX} = 0 \quad (2.60)$$

Hesaplanan özdeğerlerin asal köşegeninde yer aldığı ve diğer elemanları sıfır olan dizeye köşegen moment tensör dizeyi denir. Bu dizeyin simgesel gösterimi (2.61) bağıntısında verilmiştir ve köşegendeki özdeğerler rastgele sıralanmıştır.

$$\mathbf{M}_s = \begin{bmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{bmatrix} \quad (2.61)$$

(2.61) ile verilen dizeyin asal köşegenindeki terimlerin toplanmasıyla ortamdaki hacimsel değişim hakkında bilgi elde edilir.

$$\Lambda_0 = \sum_{j=1}^3 \Lambda_j \quad (2.62)$$

Depreme neden olan gerilme şartları hakkında bilgi üretmek amacıyla köşegen moment tensörün parçalanması için, farklı çalışmalardan da faydalanılarak, birkaç yaklaşım önerilmiştir. Bu yaklaşımlardan ilki; bir adet, (2.63) bağıntısıyla verilen izotropik ve bir adet de deviatorik kısmın kullanılmasıdır.

$$\mathbf{M}_{ISO} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_0 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_0 \end{bmatrix} \quad (2.63)$$

Deviatorik kısmı izleyen dizey denklemleriyle hesaplamak mümkündür.

$$\mathbf{M}^l = \mathbf{M}_s - \mathbf{M}_{ISO} \quad (2.64)$$

Simgesel gösterimle deviatorik kısım:

$$\mathbf{M}^l = \begin{bmatrix} \Lambda_1^l & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2^l & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3^l \end{bmatrix} \quad (2.65)$$

ile gösterilir. Makaslama kaynaklarının genelde küçük izotropik bölümü vardır ve fay kontrolüyle gelişen moment tensörler, (2.66) ifadesinde görüleceği gibi, özdeğerlerin toplamının sıfır olması

$$\Lambda_0 = 0 \quad (2.66)$$

koşulu ile tanımlanır.

İkinci yaklaşımda yukarıda tanımlanan deviatorik moment tensör parçası üç adet çift kutuplu yöneye parçalanır.

$$\mathbf{M}^I = \begin{bmatrix} \Lambda_1^I & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2^I & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3^I \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

Üçüncü yaklaşım bir adet izotropik parça ve üç adet çift eşlenik yöney (DC) kullanılarak yapılan bölümlenmedir:

$$\mathbf{M}_N = \begin{bmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_0 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_0 \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_1 - \Lambda_2 & 0 & 0 \\ 0 & -(\Lambda_1 - \Lambda_2) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 - \Lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & -(\Lambda_2 - \Lambda_3) \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_1 - \Lambda_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(\Lambda_1 - \Lambda_3) \end{bmatrix} \quad (2.68)$$

Dördüncü yaklaşımda bir adet izotropik parça ve iki adet çift eşlenik yöney (DC) kullanılır. Söz konusu iki çift eşlenik yöneyde ana ve ikincil olmak üzere adlandırılırlar. Ana çift eşlenik yöneyin en önemli özelliği; gerçek moment tensör için en doğru yaklaşımı sunmasıdır (Udias 1999).

$$\mathbf{M}_N = \begin{bmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_0 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Lambda_1^I & 0 & 0 \\ 0 & -\Lambda_1^I & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Lambda_3^I & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3^I \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

Beşinci yaklaşımda bir adet izotropik parça ve üç tane dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutupları (CLVD) kullanılır.

$$\mathbf{M}_N = \begin{bmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_0 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_0 \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 2\Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & -\Lambda_1 & 0 \\ 0 & 0 & -\Lambda_1 \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \begin{bmatrix} -\Lambda_2 & 0 & 0 \\ 0 & 2\Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & -\Lambda_2 \end{bmatrix} + \frac{1}{3} \begin{bmatrix} -\Lambda_3 & 0 & 0 \\ 0 & -\Lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & 2\Lambda_3 \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

Altıncı parçalama yönteminde bir adet izotropik parça ve birer tane çift eşlenik (DC) ile dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutupları (CLVD)'nın kullanımı önerilir. Bu parçalama için $|\Lambda_1| > |\Lambda_2| > |\Lambda_3|$ ' olduğu varsayılırsa;

$$\varepsilon = \frac{-\Lambda_2^I}{\Lambda_3^I} \quad (2.71)$$

bağıntısıyla dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutup (CLVD) çift eşleniğe (DC) göre boyunun oranı hesaplanır. Saf çift eşlenik sistemler için $\varepsilon = 0$ ve dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutup sistemi için $\varepsilon = \pm 0.5$ değerlerini almalıdır (Lay ve Wallace, 1995).

$$\mathbf{M}_N = \begin{bmatrix} \Lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \Lambda_0 & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_0 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_0 \end{bmatrix} + (1-2\varepsilon) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\Lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & \Lambda_3 \end{bmatrix} + \varepsilon \begin{bmatrix} -\Lambda_3 & 0 & 0 \\ 0 & -\Lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & 2\Lambda_3 \end{bmatrix} \quad (2.72)$$

Diğer bölümlene yöntemi de Knopff ve Randall (1970) tarafından önerilmiştir. Bu yöntemde izotropik parça bulunmaz ve birer tane çift eşlenik (DC) ve dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutup (CLVD) bölümlerinden oluşur. Bu yöntemde odağın çift eşlenik bölümü en büyüklenir. Çift eşlenik bölüm ve dengelenmiş doğrusal yöneysel çift kutup bölümün sırasıyla izleyen ifadelerle hesaplanması önerilir.

$$\mathbf{M}_{DC} = \begin{bmatrix} \frac{\Lambda_1 - \Lambda_3}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\Lambda_1 - \Lambda_3}{2} \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

$$\mathbf{M}_{CLVD} = \begin{bmatrix} -\frac{\Lambda_2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \Lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\Lambda_2}{2} \end{bmatrix} \quad (2.74)$$

Bu yöntemde göre deviatorik köşegen moment tensör dizeyi için

$$\mathbf{M}^l = \mathbf{M}_{DC} + \mathbf{M}_{CLVD} \quad (2.75)$$

bağıntısı geçerlidir. Çift eşlenik (DC) sistemden sapma ölçütü

$$\Omega = \left| \frac{\Lambda_3}{\Lambda_1} \right| \quad (2.76)$$

eşitliğiyle ifade edilmiştir ve saf çift eşlenik bir sistem için $\Omega = 1$ koşulu sağlanmalıdır (Knoppff ve Randall, 1970).

Hesaplanan köşegen moment tensör dizeyinin köşegenindeki üç eleman, yani moment tensör yoğunluk dizeyinin üç özdeğerin birbiriyle ilişkilerine göre odak noktasında değişim hakkında izleyen öneriler yapılabilir:

- Üç özdeğer de birbirinden farklı ve toplamaları sıfırdan farklıysa; odakta hacimsel değişim söz konusudur ve moment tensörün izotropik bölümü ayrılınca kalan deviatorik bölüm genel tiplidir.

- Üç özdeğer de sıfırdan farklı ve birbirine eşitse; işaretlerine göre odakta genişleme veya sıkışma vardır. Toplam hacim değişimi üç özdeğerin toplamına eşittir.
- Üç özdeğer de birbirinden farklı ve toplamı sıfır ise; odakta hacim değişimi yoktur ama biçimde değişim vardır ve moment tensör saf deviatoriktir. Bu koşul genelde deprem odağı için gözetilir ve sadece Λ_1 ile Λ_3 özdeğerleri bağımsızdır.

Çift eşlenik bir odak veya makaslama kırığı için

$$\begin{aligned}\Lambda_1 &= -\Lambda_3 \\ \Lambda_2 &= 0\end{aligned}\tag{2.77}$$

koşulları zorunludur (Udias, 1999).

(2.60) bağıntısında moment tensör yoğunluk dizeyi ve hesaplanmış her bir özdeğer ayrı ayrı kullanılarak bulunacak üçer elemanlı üç adet özyöne; odak bölgesinde etkin gerilme sistemini gösterir. En büyük özdeğerin özyöneyle odak bölgesinde basınç gerilme ekseninin ve en küçük özdeğerin özyöneyle de odak bölgesindeki tansiyon ekseninin Kartezyen koordinat sisteminde bileşenleri belirtilir. Diğer özdeğere karşılık gelen eksen ise hesaplanacak ana ve yardımcı düğüm düzlemlerin ara kesit yöneyine uyumlu olması gereken sıfır eksenidir. Unutulmaması gereken; söz konusu eksen tanımlamalarının odak küresi için geçerli olduğudur. Odak küresinde tansiyonel eksenin bulunduğu noktanın yer yüzeyine iz düşümünde sıkışma (kompresyon) ve odak küresinde basınç ekseninin bulunduğu noktanın yer yüzeyine iz düşümünde ise genişleme (dilatasyon) söz konusudur. Eğer yukarıda anlatılan tüm işlemlerle odak küresinde hesaplanan tansiyonel, basınç ve sıfır gerilme eksenleri sırasıyla $\vec{t}$, $\vec{p}$, $\vec{n}_0$ yöneyleriyle simgelenirse; makaslama kırığının geliştiği düzlemin yüzey normali:

$$\vec{n} = \frac{(\vec{t} + \vec{p})}{\sqrt{2}}\tag{2.78}$$

bağıntısıyla ve söz konusu düzlemdeki kayma yöneyi ise;

$$\vec{l} = \frac{(\vec{t} - \vec{p})}{\sqrt{2}}\tag{2.79}$$

bağıntısıyla hesaplanır (Kikuchi, 1995).

2.8 Moment Tensör ile Ana ve Yardımcı Fay Düzlemlerinin Hesaplanması

(2.78) ve (2.79) bağıntılarıyla hesaplanmış olan yüzey normal yöneyi ve kayma yöneyi, ana fay düzleminin parametreleri cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir (Udias, 1999; Kikuchi, 1995).

$$\vec{n} = \begin{bmatrix} -\sin \delta_s \sin \phi_s \\ \sin \delta_s \cos \phi_s \\ -\cos \delta_s \end{bmatrix} \quad (2.80)$$

$$\vec{l} = \begin{bmatrix} \cos \lambda_s \cos \phi_s + \sin \lambda_s \cos \delta_s \sin \phi_s \\ \cos \lambda_s \sin \phi_s - \sin \lambda_s \cos \delta_s \cos \phi_s \\ -\sin \lambda_s \sin \delta_s \end{bmatrix} \quad (2.81)$$

Bu ifadelerdeki açısal parametreler şekil 2.7’de açıklanmıştır. Trigonometrik ara işlemler tamamlandıktan sonra; üzerinde kırılmanın gerçekleştiği düzlemin eğim miktarı (δ_s), doğrultusu (ϕ_s) ve kayma açısı (λ_s) için

$$\delta_s = a \cos\left(-\frac{(t(3)+p(3))\sqrt{2}}{2}\right) \quad (2.82)$$

$$\phi_s = a \cos\left(\frac{(t(2)+p(2))\sqrt{2}}{2 \sin \delta_s}\right) \quad (2.83)$$

$$\lambda_s = a \sin\left(\frac{(t(3)-p(3))\sqrt{2}}{2 \sin \delta_s}\right) \quad (2.84)$$

eşitlikleri elde edilir.

Yardımcı fay düzleminin ana fay düzlemine dik olması gerektiği koşulundan yola çıkarak; izleyen üç eşitlik kullanılmalıdır (Kikuchi, 1995).

$$\begin{aligned} \vec{n} \cdot \vec{n}_2 &= 0 \\ \vec{l} &= \vec{n}_2 \\ \vec{n} &= \vec{l}_2 \end{aligned} \quad (2.85)$$

Burada $\vec{n}_2$ ve $\vec{l}_2$ yöneyleri sırasıyla yardımcı düzlemdeki normal ve kayma yöneyleridir. Gerekli düzenlemeler ve trigonometrik işlemler sonucunda sırasıyla, yardımcı düzlemin eğim miktarı (δ_2), doğrultu çizgisiyle kayma yöneyi arasındaki açı (λ_2) ve doğrultu açısı (ϕ_2) izleyen bağıntılar kullanılarak hesaplanır.

$$\delta_2 = a \cos(\sin \lambda_s \sin \delta_s) \quad (2.86)$$

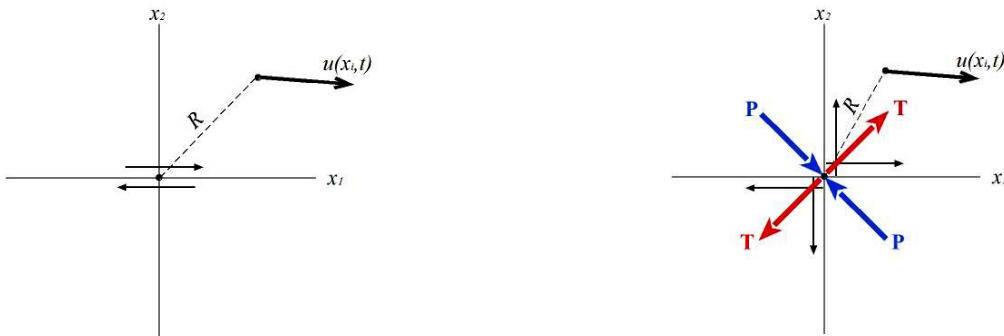
$$\lambda_2 = a \sin\left(\frac{\cos \delta_s}{\sin \delta_2}\right) \quad (2.87)$$

$$\phi_2 = a \cos\left(\frac{\cos \lambda_s \sin \phi_s - \sin \lambda_s \cos \delta_s \cos \phi_s}{\sin \delta_2}\right) \quad (2.88)$$

2.9 Tek Eşlenik ve Çift Eşlenik Kuvvetler

Noktasal kaynak için en genel kuvvet sistemi kuvvet çiftleridir (Udias, 1999). Kuvvet çiftleri tek veya birbirine dik yönde ama sıfır toplam momentli iki kuvvet çifti olabilir. Kartezyen koordinat sisteminin merkezindeki tek ve iki kuvvet çiftinin R kadar uzakta ürettiği yer değiştirme yöneyi şekil 2.8’de betimlenir.

Çift eşlenik sistem (DC) aynı zamanda; kuvvet çiftlerine 45° ’lik açısı olan; Basınç (P) ve Tansiyon (T) olarak isimlendirilen; net momentleri sıfır olan; eşlenik çift kutuplu kuvvet sistemiyle de temsil edilir. Bu eşlenik çift kutuplu kuvvet sistemi odak noktasında moment tensör yoğunluk dizeyinin özyöneyleleriyle tanımlanan gerilme eksenlerine eşittir.



Şekil 2.8 Odaktaki tek eşlenik kuvvet çiftinin ve çift eşlenik kuvvet çiftinin R kadar mesafede ürettiği tanecik hareketi yöneyinin görselleştirilmesi (Udias, 1999).

Çift eşlenik kuvvet çiftinin dengi olan basınç **P** ve tansiyon **T** kuvvetleri olarak bilinen iki doğrusal dipol sistemi eklenmiştir.

2.10 Çift Eşlenik Modelde P Fazı Kutuplanması

Odaktan belirli bir mesafedeki alıcıya ilk gelen P fazı dalgasının iki olası kutuplanması; kompresyonel (yukarı doğru kutuplanmalı veya odaktan gelen itme) ve dilatasyoneldir (aşağı doğru kutuplanmalı veya odağa doğru çekilme). P fazının kutuplanması, alıcının odağa olan mesafesine ve azimuth açısına göre değişim gösterir ve bu dağılım harita üzerinde sistematik olarak gözlenebilir. Üzerinde hiç P fazı hareketi oluşmayan birbirine dik iki çizgiyle yukarıda söz edilen kompresyonel ve dilatasyonel kutuplanmanın görüldüğü noktaların bulunduğu bölgeler birbirinden ayrılabilir. Bu çizgiler aslında düğüm düzlemlerin yeryüzüyle arakesit çizgileri olarak düşünülebilir.

Yukarıda söz edilen eşlenik çift kutuplu kuvvetlerden tansiyonel olanının yöneliminde en yüksek genlikli ve kompresyonel kutuplanmalı alıcılar görülecekken; eşlenik çift kutuplu kuvvetlerden basınç olanının yöneliminde dilatasyonel kutuplanmalı alıcılar görülecektir. Bu kutuplanma dağılımı; 1917 yılından beri çok sayıda depremde gözlenmiştir (Suetsgu, 1995).

3. KAYNAK MEKANİZMASI KULLANARAK SENTETİK SİSMOGRAM HESABI

Genel bir ifadeyle, bir depreme sebep olan kaynak parametrelerini belirlemek için depreme ait gözlemsel veriyle hesaplanan kuramsal verinin kıyaslanması yöntemine dalga şekli ters çözümü denir. Bu yöntem hakkında daha ayrıntılı bilgi ileriki bölümlerde verilmiştir. Ancak, herhangi bir kaynak parametre kümesi için kuramsal dalga şeklinin hesaplanması bu bölümde anlatılmıştır.

Bir alıcı için hesaplanan kuramsal sismik dalgalar; kaynak teriminin $S(t)$, soğurma (kalite) teriminin $P(t)$ ve alet tepkisinin $I(t)$ evrişimi olarak düşünülebilir.

$$u(t) = I(t) * P(t) * S(t) \quad (3.1)$$

Zaman değişkenine bağlı evrişim işleminden kaynaklanan boyut büyüme sorunundan ötürü, bu işlem frekans ortamında gerçekleştirilirse;

$$\tilde{u}(w) = \tilde{I}(w) \tilde{P}(w) \tilde{S}(w) \quad (3.2)$$

biçiminde çarpma işlemine dönüşür. Bu ifadenin bağlı olduğu değişken açısal frekans terimidir ve sağ tarafta, fonksiyon isimlerinin üzerindeki simgeyle söz konusu fonksiyonun frekans ortamı karşılığını gösterir. (3.1) veya (3.2) bağıntılarında verilen alet etkisi, deprem gözleminde kullanılan sismometrenin özelliklerine göre giderilmektedir.

3.1 Kaynak Terimi

Kuramsal sismogramların hesaplanması şekil 2.3'de verilen cisim dalgası fazları kutuplanma yöneyleri ve (2.30) ifadesinden yararlanılarak yapılır. (2.30) bağıntısında verilen saçılım yapılarının hesaplanmasında (2.23 – 2.28) bağıntıları kullanılmıştır.

(2.26 - 28) bağıntılarıyla verilen cisim dalgası fazları için saçılım yapıları, odağa ait olduğu düşünülen birim skaler momentli moment tensör cinsinden ifade edilirse (Kikuchi, 1995),

$$R^P = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 M_{jk} \gamma_j \gamma_k \quad (3.3)$$

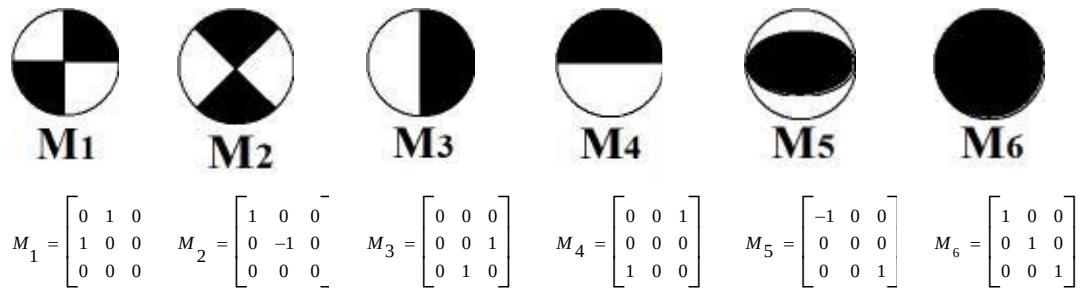
$$R^{SH} = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 M_{jk} \gamma_j e_k^{SH} \quad (3.4)$$

$$R^{SV} = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 M_{jk} \gamma_j e_k^{SV} . \quad (3.5)$$

Burada $\vec{\gamma}$ yöneyi, sismik dalganın izlediği yolun odak merkezli Kartezyen koordinat eksen sistemine göre doğrultu kosinüslerini içerir. $\vec{e}^P$, $\vec{e}^{SH}$ ve $\vec{e}^{SV}$ ile temsil edilen yöneyler, söz konusu fazlar için kutuplanma yöneylerdir. Kikuchi ve Kanamori (1991) çalışmasına ve Kikuchi (1995)'e göre bu son üç bağıntıda M_{jk} ile odaktaki kuvvet yöneyinin yönelimini tanımlamak için kullanılan temel moment tensör dizeyleri kastedilmiştir. Söz konusu çalışmalara göre altı temel moment tensör dizeyi vardır ve her biri için ayrı bir kuramsal sismik verinin hesaplanması mümkündür. Şekil 3.1'de verilen bu temel tensörlerin her biri için hesaplanan yer değiştirme yöneylerinin doğrusal bileşkesi, odak bölgesi dışındaki nokta için kuramsal yer değiştirmeyi verir. Eğer M_m gösterimli temel tensör matrisi için (2.30), (2.35), (3.3), (3.4) ve (3.5) bağıntılarıyla bulunan yer değiştirme $y_m(t; p)$ simgesiyle temsil edilirse; kaynak teriminin

$$S(t) = \sum_{m=1}^{nmo} a_m y_m(t; p) \quad (3.6)$$

bağıntısıyla hesaplanması Kikuchi ve Kanamori (1991) ve Kikuchi (1995) tarafından önerilmiştir. Burada nmo kullanılan toplam temel tensör tipi sayısıdır ve a_m ile gösterilen katsayı hakkında daha ayrıntılı bilgi ters çözümle moment tensör hesabının anlatıldığı bölümde verilmiştir.

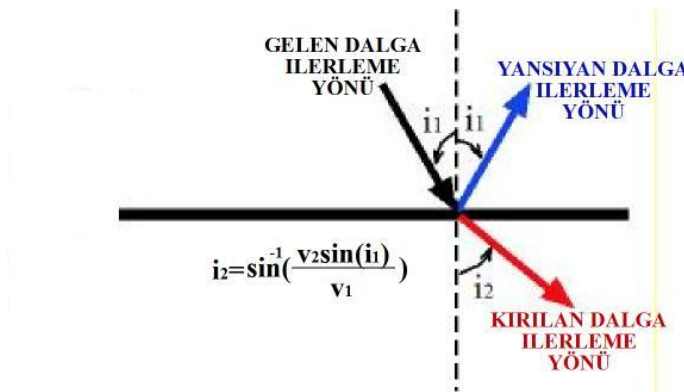


Şekil 3.1 Altı temel moment tensör dizeyi ve karşılık geldiği mekanizmalar (Kikuchi, 1995)

(2.30) bağıntısının sağ tarafındaki son terimi içinse (2.35) bağıntısıyla hesaplanan moment oran fonksiyonunun $\frac{R}{c}$ kadar ötelenmesi gereklidir. Burada R ile odak ile alıcı arası uzaklık ve c terimi ile de söz konusu cisim dalgasının hızı kastedilir. Bu işlemin frekans ortamındaki karşılığı izleyen ifade ile verilir.

$$\dot{M}_0(t - \frac{R}{c}) = \dot{M}_0(t) \xrightarrow{\text{Fourier Dönüşümü}} \dot{M}_0(f) e^{-i2\pi f \frac{R}{c}} \quad (3.7)$$

Eğer odakta üretilen dalgaların alıcılara kadar katmanlı bir ortamdan geçerek ulaştığı düşünülürse, (2.30) bağıntısının sağ tarafındaki son terim için kaynak zaman fonksiyonu tanımlaması kullanılmıştır. Odaktan çıkan her hangi bir cisim dalgası fazının, yolu üzerindeki ortama ait ilk ara yüzeye ulaşınca kadarki şeklinin hesaplanması için kaynak zaman fonksiyonu, (3.7) bağıntısıyla verilmiştir. İlk ara yüzden sonra dalganın içinden geçeceği ortamın fiziksel özellikleri farklı olacaktır, dolayısıyla bu yeni ortam için (2.30) bağıntısının tekrar hesaplanmasında eşitliğin sağ tarafındaki moment oran fonksiyonunun yerine önceki ara yüz için hesaplanan kuramsal verinin konulması gereklidir. Yani, dalga yolunun söz konusu ara yüzeye temas ettiği nokta yeni bir kaynak noktasıdır. Ayrıca, frekans ortamında, (2.30) bağıntısı tekrarlanırken, söz konusu ara yüze ait yansıma veya iletim katsayısı da bir çarpan olarak eklenmelidir. Yansıma ve iletim katsayıların hesaplanması için şekil 3.2 ile özetlenen, Snell yasası olarak bilinen, temel optik bilgisinden faydalanılır.



Şekil 3.2 Ara yüzeyde yansıma ve iletim katsayılarının hesaplanması

$$i_2 = a \sin\left(\frac{v_2 \sin(i_1)}{v_1}\right) \quad (3.8)$$

Şekil 3.2'deki ara yüzey için yansıma katsayısı REF ve iletim katsayısı TRA ile gösterilirse;

$$REF = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1} \quad (3.9)$$

$$TRA = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1} \quad (3.10)$$

ifadeleriyle hesaplanır. Bu eşitliklerde ρ ve v terimleriyle sırasıyla ortama ait yoğunluk ve hız değerlerini tanımlar. Alt indisin bir olması dalganın içinden geçerek geldiği ve iki olması da kırılan dalganın içine gireceği ortamı belirtir.

3.2 Q-Süzgeç (Soğurma veya Kalite) Faktörü

Soğurma etkisi; ilerleyen dalganın yüksek frekanslı bileşenlerini kaybetmesidir. Kalite faktörü Q söz konusu dalganın bir döngülük sürede depolanan enerjinin kaybedilen enerjiye oranının 2π ile çarpımı olarak tanımlanır.

$$Q = \frac{E}{\Delta E} 2\pi \quad (3.11)$$

Bu ifadede E terimiyle depolanan enerji ve ΔE terimiyle de bir döngülük sürede kaybedilen enerji kastedilir. Kalite faktörü zamana bağımlılığından ötürü geçici Q olarak da adlandırılır. Uzaklığa bağlı (geometrik) Q faktörü içinde 'dalganın bir dalga boyu mesafesinde doruk genlikteki kaybı' şeklinde bir tanımlama yapılabilir. Frekans ortamında soğurma faktörü için izleyen bağıntı önerilmiştir (Kikuchi 1995):

$$Q(f) = e^{\left[2if \frac{T}{\bar{Q}} \log_{10} \left(\frac{if}{f_N}\right)\right]} \quad (3.12)$$

Burada T terimiyle söz konusu fazın seyahat zamanı, f_N terimiyle hesaplanan kuramsal veri için Nyquist frekansı, $\bar{Q}$ terimiyle de ortalama kalite değeri kastedilmiştir.

Işın yolu boyunca ortamın elastik parametreleri konuma bağlı olarak değişirse soğurulmayı sayısallaştırmak için t^* çarpanı kullanılır (Pujol, 2003). Bu çarpan temel cisim dalgası fazları için izleyen bağıntıyla hesaplanır (Kikuchi, 1995):

$$\begin{aligned}
 t_p^* &= \frac{T_p}{\bar{Q}_p} \\
 t_s^* &= \frac{T_s}{\bar{Q}_s}
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

Burada kullanılan alt simgeler dalganın fazını göstermektedir.

4. TERS ÇÖZÜM İLE MOMENT TENSÖR HESAPLAMA YÖNTEMLERİ

Moment tensör dizeyinin hesaplanması için kullanılan yaklaşım; kuramsal sismik verinin, önceki bölümlerde anlatıldığı gibi, hesaplanmasını ve bunların alıcılardaki gözlemsel veriyle kıyaslanmasını gerektirir. Bu yaklaşım kısaca; dalga şekli ters çözümü olarak isimlendirilir. (2.47) bağıntısında verildiği gibi, noktasal bir kaynak için, odak bölgesi dışında elastik yer değiştirmeler zaman ortamında bir evrişimle ifade edilebilir. Bu işlem frekans ortamında bir çarpma işlemine dönüşür.

$$U_i(w) = \bar{M}(w)_{kj} \frac{\partial \bar{G}(w)_{ik}}{\partial x_j} \quad (4.1)$$

(4.1) ifadesindeki alt indisler koordinat eksenlerini, $\bar{G}(w)_{ik}$ terimi frekans ortamında Green fonksiyonunu ve $\bar{M}(w)_{kj}$ terimi de söz konusu koordinat eksenlerine karşılık sismik moment tensör dizeyinin elemanlarını temsil eder. Eğer odaktaki kuvvet sistemi saf deviatorik olarak farz edilirse (4.1) bağıntısı için sınır koşulu;

$$\begin{aligned} \Lambda(1) + \Lambda(2) + \Lambda(3) &= 0 \\ \Lambda(3) &= -\Lambda(1) - \Lambda(2) \end{aligned} \quad (4.2)$$

olmalıdır (Udias, 1999). Bu ifadede Λ simgesiyle sismik moment tensör dizeyinin özdeğerleri kastedilir ve doğrusal bir sınır koşuludur. Odaktaki sistem çift eşlenik (DC) olarak düşünülürse, $\bar{M}(w)_{kj}$ dizeyinin determinantı sıfır olmalıdır. Ancak bu koşulda denklem doğrusal olmayacaktır. Bu nedenle; (4.2) bağıntısındaki doğrusal koşul düşünülerek, (4.1) bağıntısındaki Green fonksiyonunun konumsal koordinat eksenlerine göre birinci türevlerini içeren dizey $\bar{G}'$ simgesiyle gösterilerek;

$$\bar{U} = \bar{M} \bar{G}' \quad (4.3)$$

eşitliği elde edilir. $\bar{M}$ simgesiyle, kaynaktaki kuvvet yönünü gösteren yöneyin tanımlanması için, önceki bölümlerde verilen bilgiler ışığında, (3×3) boyutlu, bakışımli moment tensör yoğunluk dizeyinin veya sismik moment tensör dizeyinin altı bağımsız elemanı kastedilir. Moment tensör yoğunluk dizeyini veya onun birim hacim üzerindeki integrasyonu olan sismik moment tensör dizeyini elde etmek için (4.3) bağıntısından $\bar{M}$ yöneyinin bulunması gereklidir. Doğrusal bir problem için en küçük kareler regresyonu:

$$\bar{M} = (\bar{G}'^T \bar{G}')^{-1} \bar{G}'^T \bar{U} \quad (4.4)$$

ifadesiyle çözüm elde edilir. (4.4) ifadesinde ^{T} üst simgesiyle ilgili dizeyin devriği ve $^{-1}$ üst simgesiyle de ilgili dizeyin tersi temsil edilir. $\bar{\mathbf{G}}'$ simgesi ise frekans ortamında Green fonksiyonlarının koordinat eksenlerine göre birinci türevlerini içeren diziyi belirtir. $\bar{\mathbf{M}}$ yöneyinin altı tane bilinmeyen olduğu için, en az altı tane gözlemsel veri yöneyi gereklidir. Bu işlem için tekil değer ayrışımı ve genelleştirilmiş ters işleç kullanılarak;

$$\bar{\mathbf{M}} = \mathbf{Y}^T \hat{\mathbf{\Lambda}}^{-1} \mathbf{V} \bar{\mathbf{U}} \quad (4.5)$$

eşitliği elde edilir. Bu bağıntıdaki terimlerden $\hat{\mathbf{\Lambda}}$ ile $\bar{\mathbf{G}}'^T \bar{\mathbf{G}}'$ nin özdeğerlerinden oluşan köşegen dizey, $\mathbf{Y}$ ile $\bar{\mathbf{G}}'^T \bar{\mathbf{G}}'$ dizeyinin özyöneyi ve $\mathbf{V}$ ile de $\bar{\mathbf{G}}' \bar{\mathbf{G}}'^T$ dizeyinin özyöneyi kastedilmiştir. $\bar{\mathbf{U}}$ simgesiyle gözlemsel verinin frekans ortamındaki karşılığı temsil edilmiştir. Bu doğrusal problemin çözümü; hesaplanan moment tensör yoğunluk dizeyi determinantın sıfır olması koşulunu içermez ve dolayısıyla odakta çift eşlenik bir kuvvet sistemine karşılık gelmez. Bu nedenle; hesaplanan moment tensör yoğunluk dizeyinin ‘Moment Tensör ve Elastik Kaymalar’ alt bölümde anlatıldığı gibi çift eşlenik kısım veya kısımlara parçalanması gereklidir (Udias, 1999). Bu tez kapsamında geliştirilen programda moment tensör yoğunluk dizeyi Knopoff ve Randall, (1970) çalışmasında önerilen yöntemle parçalanmıştır. Söz konusu yöntem hakkında bilgi ‘Moment Tensör ve Elastik Kaymalar’ alt bölümünde verilmiştir. Moment tensörün ters çözümü için yukarıda açıklanan bu temel yaklaşıma dayanan bazı çalışmalar bu bölümde kısaca özetlenecektir.

Odak bölgesindeki rastgele yönelimli makaslama kırığının odak bölgesi dışındaki bir noktadaki tepkisi; düşey doğrultu atım, düşey eğim atım ve 45° eğim atım kaymalarının birleşimi olarak ifade edilmiştir (Barker ve Langston, 1981). Langston ve Helmberger (1975)’in önerdiği koordinat sistemine göre Barker ve Langston (1981) çalışmasında düşey, yanal ve teğetsel tanecik hareketleri sırasıyla;

$$\begin{aligned} w(t, R, z, \phi) &= s(t) * \sum_{i=1}^3 \tilde{H}_{wi}(t, R, z) A'_i \\ q(t, R, z, \phi) &= s(t) * \sum_{i=1}^3 \tilde{H}_{qi}(t, R, z) A'_i \\ v(t, R, z, \phi) &= s(t) * \sum_{i=1}^3 \tilde{H}_{vi}(t, R, z) A'_{i+3} \end{aligned} \quad (4.6)$$

ifadeleri kullanılarak hesaplanır. Burada ϕ simgesiyle, dış merkez noktasından alıcıya doğru olan yöneyin azimuth açısı, z simgesiyle odak derinliği, $s(t)$ ile kaynak zaman fonksiyonu ve $\tilde{H}_{di}(t, R, z)$, ($d = w, q, v$) ile kullanılan Green fonksiyonu ifade edilmiştir. A'_i simgesiyle de moment tensör dizeyinin elemanlarının izleyen kombinasyonları temsil edilmiştir.

$$\begin{aligned}
A'_1 &= \frac{1}{2}(M_{22} - M_{11})\cos(2\phi) - M_{12}\sin(2\phi) \\
A'_2 &= M_{13}\cos(\phi) + M_{23}\sin(\phi) \\
A'_3 &= \frac{1}{2}(M_{22} + M_{11}) \\
A'_4 &= \frac{1}{2}(M_{11} - M_{22})\sin(2\phi) - M_{12}\cos(2\phi) \\
A'_5 &= M_{23}\cos(\phi) - M_{13}\sin(\phi)
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Bu bağıntılar saf deviatorik noktasal kaynak için geçerlidir ve (4.6) bağıntıları odak derinliğinin doğrusal fonksiyonları olmadığı için; her derinlik seviyesinde Green fonksiyonları ayrı ayrı hesaplanmıştır. Bu çalışmada ters çözüm aşamasında tekil değer ayrışımı ve genelleştirilmiş ters işleç kullanılarak (4.5) bağıntısına göre parametre değişim dizeyi bulunmuştur. Bu parametre değişim dizeyi başlangıçtaki ön kestirim parametre dizeyine eklenerek yeni parametre değerleri hesaplanmış ve bu yeni parametre değerlerine göre de (4.6) ve (4.7)'deki işlemler ve sonrasında ters çözüm aşaması tekrarlanılarak yeni parametre değişim değerleri elde edilmiştir. Gözlemsel sismogramlarla kuramsal sismogramlar arasındaki uyumun yeterliliği için karekök ortalama hatası (RMS) ve ters çözüm işleminin yakınsamasının kontrolü için de en küçük kare hatası kullanılmıştır.

Kikuchi ve Kanamori (1982)'de sadece düşey bileşen kayıtçılar için homojen yarı sonsuz bir ortamdaki odak noktasından gelen P fazı ele alınmıştır. Bu çalışmada, tek alıcı için odak bölgesi ve mekanizma hakkındaki parametreler hesaplanmıştır. Kuramsal veriyi oluşturmak için zamana bağlı kaynak fonksiyonu olarak bir rampa fonksiyonu kullanılmıştır. Langston ve Helmberger (1975) ve Kanamori ve Steward (1976) çalışmalarında olduğu gibi; kuramsal veri:

$$u(t) = \frac{R_{pZ}}{4\pi\rho\alpha^3} \frac{1}{R} \left[s(t) + R_{pP}s(t - \Delta t_{pP}) + \frac{\eta_\alpha}{\eta_\beta} R_{sP}s(t - \Delta t_{sP}) \right] * Q(t) * I(t) \tag{4.8}$$

bağıntısıyla hesaplanmıştır. Bu bağıntıda önceki bölümlerde verilen terimlerden farklı olarak; R_{pZ} simgesiyle P fazı için düşey bileşende alıcı fonksiyonu, R_{pP} simgesiyle odaktan P fazı olarak çıkıp, hava-yer sınırından P fazı olarak geri yansdıktan sonra Moho süreksizliğinden de P fazı olarak yansıyan dalga (pP) için yansıma katsayısı; R_{sP} ile odaktan S fazı olarak çıkıp, hava-yer sınırından P fazı olarak geri yansdıktan sonra Moho süreksizliğinden de P fazı olarak yansıyan dalga (sP) için yansıma katsayısı, Δt_{pP} ve Δt_{sP} simgeleriyle de pP ve sP fazlarının alıcıya doğrudan gelen dalgaya göre gecikme süreleri kastedilmiştir. Eğer söz konusu odak noktasından çıkan, yeryüzünden ve Moho süreksizliğinden yansıyarak alıcıya giden ışın parametresi p terimiyle gösterilirse P ve S fazlarının düşey yavaşlık yöneylerinin arasındaki oran Langston ve Helmberger (1975)'deki gibi bulunmuştur.

$$\frac{\eta_\alpha}{\eta_\beta} = \sqrt{\frac{\frac{1}{\alpha^2} - p^2}{\frac{1}{\beta^2} - p^2}} \quad (4.9)$$

Söz konusu istasyonda gözlenen veri $x(t)$ dizisiyle temsil edilirse; seçilecek bir birim sismik moment için en küçüklenecek hata fonksiyonu tek alıcı için;

$$\Delta_1 = \int_0^\infty [x(t) - M_0 w(t - \tilde{t}_1)]^2 dt \quad (4.10)$$

biçiminde tanımlanmıştır (Kikuchi ve Kanamori, 1982). Burada $\tilde{t}_1$ simgesiyle alıcıya yeryüzünden ve Moho süreksizliğinden yansıyarak ulaşan P fazının seyahat süresi ve M_0 simgesiyle de seçilecek sismik moment kastedilmiştir. Kikuchi ve Kanamori (1982)'ye göre son ifadenin üç farklı ilişkinin birleşimi olarak yazılabileceği önerilmiştir. Bunlar sırasıyla; gözlemsel verinin öz ilişkisi, kuramsal veriyle gözlemsel verinin çapraz ilişkisi ve kuramsal verinin öz ilişkisidir. Bu ilişki fonksiyonlarının;

$$r_x(t') = \int_0^\infty x(t)x(t+t')dt \quad (4.11)$$

$$r_{wx}(t') = \int_0^\infty w(t)x(t+t')dt \quad (4.12)$$

$$r_w(t') = \int_0^\infty w(t)w(t+t')dt \quad (4.13)$$

bağıntılarıyla hesaplanması önerilmiştir (Kikuchi ve Kanamori, 1982). Belirli bir alıcı için en küçüklenecek hata fonksiyonu, bu ilişki fonksiyonlarına bağlı olarak;

$$\Delta_1 = r_x(0) - 2M_0 r_{wx}(t') + M_0^2 r_w(0) \quad (4.14)$$

bağıntısıyla hesaplanmıştır. Kuramsal verinin öz ilişkisi sıfırdan büyük olduğu için ancak (4.7) bağıntısıyla verilen koşulun geçerli olması durumunda, (4.10) ve (4.14) bağıntılarında verilen kuramsal fonksiyonun en küçükleneceği ifade edilmiştir. Sismik momentin ise (4.15) bağıntısındaki gibi gözlemsel ve kuramsal verinin çapraz ilişkisinin gözlemsel verinin öz ilişkisine oranıyla bulunabileceği önerilmiştir.

$$M_0 = \frac{r_{wx}(t')}{r_w(0)} \quad (4.15)$$

Seçilen sismik moment için hata fonksiyonu ise;

$$\Delta_1 = r_x(0) - M_0^2 r_w(0) \quad (4.16)$$

ile bulunmuştur. Bu durumda, depremin oluş zamanı için kuramsal ve gerçek kayıtların çapraz ilişki fonksiyonunun karesini en büyük yapacak zaman değerinin seçilmesi gereklidir (Kikuchi ve Kanamori, 1982). Oluş zaman için (4.15) bağıntısı kullanılarak sismik moment değeri de hesaplanmıştır. Bu aşamadan sonra; gözlemsel veriden (4.15) ifadesiyle hesaplanan sismik momentle kuramsal verinin seçilmiş oluş zamanına ötelenmesinin çarpımı çıkarılarak alıcı için fark dizisi bulunmuştur. Ters çözümün bundan sonraki aşamasında, bu fark dizisi yeni gözlemsel veri olarak kullanılmıştır. (4.11), (4.12), (4.13), (4.15) ve (4.16) bağıntıları en küçük hata fonksiyonu yaklaşık sıfır olana kadar tekrarlanmıştır. N adet tekrarlardan sonra N adet en büyük sismik moment ve bunlar için deprem oluş zamanı hesaplanmıştır. Sismik moment ve deprem oluş zamanı çiftleri kullanılarak kaynak zaman fonksiyonu:

$$\tilde{s}(t) = \sum_{i=1}^N M_0 s(t - t_i) \quad (4.17)$$

ile ifade edilir. Burada $s(t)$ terimi her kuramsal veriyi hesaplamak için kullanılan kaynak zaman fonksiyonu olarak tanımlanmıştır.

Kikuchi ve Kanamori (1986) çalışmasında ise yırtılma mekanizmasını çift eşlenik noktasal kaynaklar dizisi olarak modellemiştir. Genel olarak bir noktasal kaynak; sismik moment, oluş zamanı, konum, odak mekanizması ve zamana bağlı kaynak fonksiyonu gibi parametrelerle tanımlanmıştır.

Bu yöntemle söz konusu noktasal kaynak dizisi için bazı parametreler sabit tutulurken bazıları değiştirilmiştir. Bir noktasal kaynak $(M_{0i}, \Upsilon_i, P_i)$ değişkenleriyle tanımlanmıştır. Bu değişkenler sırasıyla sismik moment (M_{0i}) , oluş zamanı (Υ_i) ve odak noktası hakkında diğer parametrelerin tümü (P_i) olarak düşünülmüştür. Sismik moment değeri bir, oluş zamanı sıfır ve diğer odak parametreleri P_i ile temsil edilen bir olay için herhangi bir alıcıdaki zaman ortamında kuramsal veri bu çalışmada $w_j(t, P)$ ile simgelenmiştir. Bu durumda sıfır oluş zamanı ve birim kuvvet için noktasal kaynak $(1, 0, P)$ şeklinde ifade edilmiştir. Herhangi bir odak için her hangi bir istasyondaki kuramsal veri ise, $M_0 w_j(t - \Upsilon, P)$ işlemi ile hesaplanmıştır. Eğer $nsta$ sayıda alıcı varsa, söz konusu noktasal kaynağa ait sismik moment, oluş zamanı ve diğer parametrelerin en küçük kareler regresyonu:

$$\Delta = \sum_{j=1}^{nsta} \int \left[x_j(t) - M_0 w_j(t - \Upsilon, P) \right]^2 dt \quad (4.18)$$

kullanılarak en küçüklenecek amaç fonksiyonunun bulunabileceği belirtilmiştir (Kikuchi ve Kanamori, 1986). (4.11 - 13) bağıntıları her alıcı için kullanılarak ilişki fonksiyonları hesaplanmış ve (4.18) bağıntısı

$$\Delta = \sum_{j=1}^{nsta} r_{x_j} - 2M_0 \sum_{j=1}^{nsta} r_{wx_j}(\Upsilon, P) + M_0^2 \sum_{j=1}^{nsta} r_{w_j}(P) \quad (4.19)$$

yapısına dönüştürülmüştür. Eğer (4.20) bağıntısındaki sismik momentle ilgili koşul sağlanıyorsa, en küçük kareler hatası en küçüklenir.

$$M_0 = \frac{\sum_{j=1}^{nsta} r_{wx_j}(\Upsilon, P)}{\sum_{j=1}^{nsta} r_{w_j}(P)} \quad (4.20)$$

(4.20) ifadesi (4.19) bağıntısında kullanılırsa, en küçük kareler hatası

$$\Delta = \sum_{j=1}^{nsta} r_{x_j} - \frac{\left[\sum_{j=1}^{nsta} r_{wx_j}(\Upsilon, P) \right]^2}{\sum_{j=1}^{nsta} r_{w_j}(P)} \quad (4.21)$$

yapısına dönüşür (Kikuchi ve Kanamori, 1986).

Yani sismik moment; söz konusu noktasal kaynak parametreleri için tüm alıcılarda hesaplanan kuramsal veri ile gözlemsel verinin çapraz ilişkilerinin toplamının aynı noktasal kaynak parametreleri için hesaplanan kuramsal verinin öz ilişkisinin toplamına oranı olarak tanımlanır. (4.21) ifadesini en küçükleme için, sağ tarafındaki ikinci terimin en yüksek değerini alması gerekir. Noktasal kaynağın tanımında farklı oluş zamanı ve diğer parametrelere göre hesaplanmış kuramsal veri ile gözlemsel veri kullanılarak;

$$\Psi(\Upsilon, P) = \frac{\sum_{j=1}^{nsta} r_{w_{x_j}}(\Upsilon, P)}{\sum_{j=1}^{nsta} r_{w_j}(P)} \quad (4.22)$$

bağıntısıyla hesaplanan korelasyon değerlerini en büyükleyen oluş zamanı ve diğer parametreler çifti, en küçük kareler hatasını da en küçüklemiş olacaktır. (4.22) ile hesaplanan korelasyon değerlerinin kontur haritasının yapılarak en yüksek değeri gösteren oluş zamanı ve diğer parametreler çiftinin belirlenmesi ve sadece bu parametre çifti için (4.20) bağıntısının kullanılarak sismik moment değerinin hesaplanması önerilmiştir. Oluşturulan kontur haritası tüm olay konum ve zaman çiftleri için kuramsal ve gözlemsel verilerin korelasyonunu içermektedir ve sıfırdan küçük değerler sıfıra eşitlenmiştir. Bu aşamadan sonra, korelasyon haritasından seçilen olayı temsil eden oluş zamanı ve diğer parametreler çifti kullanılarak kuramsal veri hesaplanmış ve Kikuchi ve Kanamori (1982) çalışmasında olduğu gibi, gözlemsel veriden çıkartılarak ters çözüm işleminin tekrarı için fark veri dizisi bulunmuş olur. Bir sonraki adımda, yukarıda anlatıldığı gibi; (4.18) bağıntısından başlanarak, işlemin tüm aşamaları tekrarlanmıştır (Kikuchi ve Kanamori, 1986).

Kikuchi ve Kanamori (1991) çalışmasında ise, 1982 ve 1986 tarihli çalışmalardan farklı olarak, kuramsal sismik verinin hazırlanması için şekil 3.1’de sunulan temel moment tensör dizeylerinden faydalanılmıştır. Bu temel moment tensörlerin aşağıdaki gibi çeşitli kombinasyonlarıyla odakta farklı gerilme sistemleri temsil edilmiştir.

Çizelge 4.1 Seçilecek temel moment tensör dizeylerinin birleşiminin odak noktasında temsil ettiği moment tensör sistemleri (Kikuchi ve Kanamori, 1991)

1)	$M_1 \dots M_6$	Odakta genel moment tensör sistemi için çözüm
2)	$M_1 \dots M_5$	Odakta saf deviatorik moment tensör sistemi için çözüm
3)	$M_1 \dots M_5$	Odakta genel çift eşlenik moment tensör sistemi için çözüm (hesaplanacak moment tensör için determinantın sıfır olma koşulu ile)
4)	$M_1 \dots M_4$	Odakta düşey düğüm düzlemlili çift eşlenik moment tensör sistemi için çözüm (hesaplanacak moment tensör için determinantın sıfır olma koşulu ile)
5)	$M_1 \dots M_2$	Odakta saf doğrultu atım moment tensör sistemi için çözüm

Bu yöntemle göre; kullanılan her temel moment tensör tipi için (3.1), (3.2), (3.3) ve (2.30) bağıntıları kullanılarak kuramsal sismik veri her alıcı için hesaplanmıştır. Ayrıca, (3.6) ifadesiyle, alıcı için kaynak teriminin her temel tensör tipi için hesaplanan kuramsal yer değiştirme yöneylerinin doğrusal bileşkesi olduğu bilinmektedir. (4.10) bağıntısında tek alıcı için verilen en küçüklenecek amaç fonksiyonu ile (3.6) bağıntısı çok alıcı için birleştirilerek;

$$\Delta = \sum_{j=1}^{nsta} \int \left[x_j(t) - \sum_{n=1}^{nmo} a_n y_{jn}(t; p) \right]^2 dt \quad (4.23)$$

ifadesi elde edilmiştir. Burada nmo terimiyle, çizelge 4.1’de özetlendiği gibi, odaktaki gerilme sistemini tanımlamak için kullanılan temel moment tensör sayısı kastedilmiştir. Bu ifade her alıcıdaki gözlemsel verinin öz ilişkilerinin toplamıyla, gözlemsel ve kuramsal verinin çapraz ilişkilerinin toplamıyla ve kuramsal verinin çapraz ilişkilerinin toplamıyla birleştirilerek;

$$\Delta = R_x - 2 \sum_{n=1}^{nmo} a_n G_n + \sum_{m=1}^{nmo} \sum_{n=1}^{nmo} R_{nm} a_n a_m \quad (4.24)$$

bağıntısı bulunmuştur. Alıcılardaki gözlemsel verinin öz ilişkilerinin toplamı, her temel tensör için kuramsal verinin çapraz ilişkilerinin toplamı ve her temel tensör tipi için kuramsal veri ile gözlemsel verinin çapraz ilişkilerinin toplamı sırasıyla (4.25 - 27) bağıntılarında sunulmuştur. Burada P parametresiyle olayın konumu ve oluş zamanı kastedilmiştir.

$$R_x = \sum_{j=1}^{nsta} \int [x_j(t)]^2 dt \quad (4.25)$$

$$R_{nm}(P) = \sum_{j=1}^{nsta} \int [y_{jn}(t; P) y_{jm}(t; P)] dt \quad n, m = 1, 2, \dots, nmo \quad (4.26)$$

$$G_n(P) = \sum_{j=1}^{nsta} \int [y_{jn}(t; P) x_j(t)] dt \quad n = 1, 2, \dots, nmo \quad (4.27)$$

(4.24) bağıntısındaki en küçüklenecek amaç fonksiyonu için aşağıdaki birinci türev koşulunun uygulanmasıyla (4.28) numaralı denklem elde edilmiştir.

$$\frac{\partial \Delta}{\partial a_n} = 0 \dots \dots \dots n = 1, 2, \dots, nmo$$

$$\sum_{m=1}^{nmo} R_{nm} a_m = G_n \dots \dots \dots n = 1, 2, \dots, nmo \quad (4.28)$$

Her temel moment tensör dizeyi için kuramsal verinin çapraz ilişkilerinin toplamını içeren R_{nm} dizeyinin tersi R_{nm}^{-1} ile gösterilmiş ve temel tensör matrisleriyle hesaplanan kuramsal yerdeğiştirme yöneylerinin bileşkesini hesaplarken kullanılan a_n katsayısı:

$$a_n = \sum_{m=1}^{nmo} R_{nm}^{-1} G_m \dots \dots \dots n = 1, 2, \dots, nmo \quad (4.29)$$

bağıntısıyla hesaplanmıştır. (4.24) ve (4.29) bağıntılarında görüldüğü gibi a_n katsayısı ve en küçüklenecek amaç fonksiyonu, olayın konumuna ve oluş zamanına bağlıdır. Bu durumda en küçüklenecek amaç fonksiyonunun:

$$\Delta = R_x - \sum_{n=1}^{nmo} G_n a_n \quad (4.30)$$

biçiminde sadeleştirilebileceği önerilmiştir (Kikuchi ve Kanamori, 1991). Kikuchi ve Kanamori (1986) çalışmasındaki gibi kuramsal ve gözlemsel verinin korelasyonunun haritalanması için;

$$\Psi_M(P) = \frac{\sum_{n=1}^{nmo} \sum_{m=1}^{nmo} R_{nm}^{-1} G_m G_n}{R_x} \quad (4.31)$$

ifadesi kullanılmıştır. Burada P simgesinin olayın konumunu temsil eder ve her oluş zamanı için bu bağıntının tekrarlanması gereklidir. Yani; bu haritanın bir eksenini olayların konumunu ve diğer eksenini de olayların oluş zamanını temsil etmektedir.

Söz konusu korelasyon haritasında en yüksek değeri veren konum-oluş zamanı çiftinin, kullanılan tüm temel moment tensör düzeylerine göre ürettiği kuramsal yer değiştirme yöneylerinin toplamıyla her alıcıdaki gözlemsel verinin birbirine yakın olduğu sonucu çıkarılabilir. Hesaplanan korelasyon değerinin bir olması durumu, kuramsal ve gözlemsel verinin birbirine tam uyduğunu gösterir. Seçilen olay konum ve oluş zamanı için moment tensör yoğunluk düzeyini hesaplamak için (4.29) bağıntısıyla bulunan a_n katsayıları kullanılarak;

$$\mathbf{m} = \begin{bmatrix} a_2 - a_5 + a_6 & a_1 & a_4 \\ a_1 & -a_2 + a_6 & a_3 \\ a_4 & a_3 & a_5 + a_6 \end{bmatrix} \quad (4.32)$$

bağıntısı kullanılmıştır (Kikuchi ve Kanamori, 1991). Ancak yukarıdaki gibi moment tensör yoğunluk düzeyinin hesaplanması için kullanılan temel moment tensör düzeyi sayısı $n_{mo} = 6$ ve odakta genel moment tensör tipli gerilme sistemi olmalıdır.

Çizelge 4.1’de özetlenen odaktaki tüm gerilme tipleri için a_n katsayıları kullanılarak, moment tensör yoğunluk düzeyinin hesaplanması için geçerli başka bir yaklaşım:

$$\mathbf{m} = \sum_{n=1}^{n_{mo}} a_n \mathbf{M}_n \quad (4.33)$$

bağıntısıyla önerilmiştir (Kikuchi, 1995). Burada M_n terimi odaktaki gerilme sistemini tanımlamak için kullanılan temel moment tensör düzeylerini gösterir. Bu temel moment tensör düzeyleri hakkında daha ayrıntılı bilgi şekil 3.1 ve çizelge 4.1’de verilmiştir. Her olayın konum-oluş zamanı çifti için (4.30) bağıntısı kullanılarak hesaplanan amaç fonksiyonuyla yanılgi enerjisi haritası da üretilebilir. Önemli olan, (4.31) ile hesaplanan korelasyon haritasının yüksek değerler gösteren kesimlerine karşılık (4.30) ifadesiyle oluşturulan yanılgi enerjisi haritasının düşük değerli kesimlerinin karşılık gelmesidir. Bu durumun örneği bu tez kapsamında yazılan programın çıktılarında görülmektedir.

Kikuchi ve Kanamori (1982 ve 1986) çalışmalarında olduğu gibi, Kikuchi ve Kanamori (1991) çalışmasında da ters çözümün sonraki aşamasında, korelasyon haritasının en yüksek değerine karşılık gelen konum-oluş zamanı çifti için kuramsal veri gözlemsel veriden çıkartılmış ve fark dizisi yinelemenin bir sonraki adımı için gözlemsel veri olarak

kabul edilmiştir. Yukarıda anlatılan tüm işlemler tekrarlanarak amaç fonksiyonunun sıfıra eşitlenmesi hedeflenmiştir. Ancak, mutlak sıfıra ulaşmak her zaman için mümkün olmayacağından, amaç fonksiyonu yeterince küçüldükten sonra elde edilen moment tensör yoğunluk dizeyi kullanılarak, önceki bölümlerde anlatıldığı gibi, odak mekanizması hesaplanmıştır.

Literatürde moment tensör ters çözümünün hesaplanması için farklı yaklaşımlara dayanan birçok çalışma mevcuttur. Bu tez kapsamında birbirinden farklılıklar içeren birkaç tanesine (Barker ve Langston, 1981, Kikuchi, 1995, Kikuchi ve Kanamori, 1982, 1986, 1991) yer verilmiştir. ‘Moment Tensör Dizeyi Ters Çözüm Uygulamaları’ başlıklı bölümde ve Ek 3’de MATLAB dilinde yazılan bilgisayar programı hakkında detaylı bilgi sunulmakta ve elde edilen sonuçlar aynı amaca hizmet eden mevcut bir programla kıyaslanmıştır.

5. MOMENT TENSÖR DİZEYİ TERS ÇÖZÜM UYGULAMALARI

Bu tez kapsamında MATLAB dilinde yazılmış moment tensör dizeyi ters çözümü programı (MEKCOZ) ile bölgesel veya lokal olarak tanımlanabilecek iki deprem için elde edilmiş sonuçlar bu bölümde sunulacak ve kullanıcı arayüzü MATLAB diliyle geliştirilmiş ISOLA (sürüm: 2.5) isimli programla kıyaslanacaktır. MEKCOZ'un kullanımı ve çalışma prensipleri hakkında detaylı bilgi Ek 3'de verilmiştir.

MEKCOZ'de konumu ve zamanı ön kestirilmiş bir deprem için karmaşık cisim dalgaları kullanılarak depreme sebep olan gerilme eksen sistemi belirlenmeye çalışılır. Bu amaçla 20. 12. 2007 tarihinde Ankara – Bala ilçesinde ($M_L=5.7$) ve 17. 10. 2005 tarihinde Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir'de ($M_L=5.9$) meydana gelen depremler için Boğaziçi Üniversitesi Kandilli Rasathanesi ve Deprem Araştırma Enstitüsü Ulusal Deprem İzleme Merkezi'nden temin edilen istasyon kayıtları kullanılmıştır.

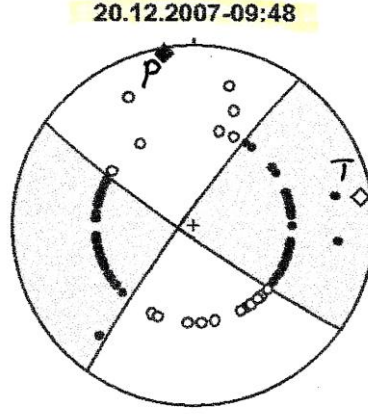
Program, Kikuchi ve Kanamori (1991)'de önerilen yaklaşımla moment tensör ters çözümünü hesaplar ve bulunan asal gerilme eksenlerini çizelge 5.1'deki sınır değerleriyle kıyaslayarak mekanizma türünü belirler.

Çizelge 5.1 MEKCOZ programında mekanizma türünün belirlenmesinde kullanılan sınır değerler

	Sıfır Dalımı $\leq 10^\circ$	$10^\circ < \text{Sıfır Dalımı} \leq 75^\circ$	$75^\circ < \text{Sıfır Dalımı}$
Tansiyon Dalım $< 45^\circ$ Basınç Dalım $> 45^\circ$	EĞİM ATIMLI NORMAL FAY	OBLİK NORMAL FAY	DOĞRULTU ATIM
Tansiyon Dalım $> 45^\circ$ Basınç Dalım $< 45^\circ$	EĞİM ATIMLI TERS FAY	OBLİK TERS FAY	

20 Aralık 2007 tarihinde yerel saatle 11:48'de Ankara iline bağlı Bala kasabası yakınlarında yerel büyüklüğü $M_L=5.7$ olan bir deprem gerçekleşmiştir.

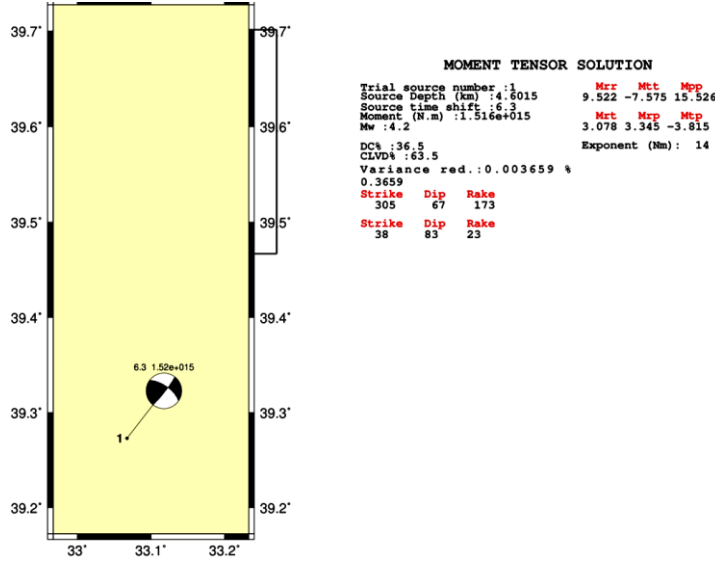
Tan vd. (2010)'a göre depremin enlemi 39.431 N, boylamı 33.088 E, derinliği 4.4 km, depreme sebep olan birincil düğüm düzleminin doğrultusunu, eğim miktarını ve kayma açısını sırasıyla: 125°/85°/175° olarak hesaplanmıştır.



Şekil 5.1 Tan vd. (2010) tarafından 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için önerilen mekanizma çözümü

Şekil 5.1’de sunulan sonuç; Tan vd. (2010)’da kaynak konumu ve oluş zamanını belirlemek için çift-fark algoritmasına dayanan hypoDD isimli program ve odak mekanizması çözümü için de P fazının ilk hareketinin analizinden yola çıkan FOCMEC isimli program kullanılarak hesaplanmıştır.

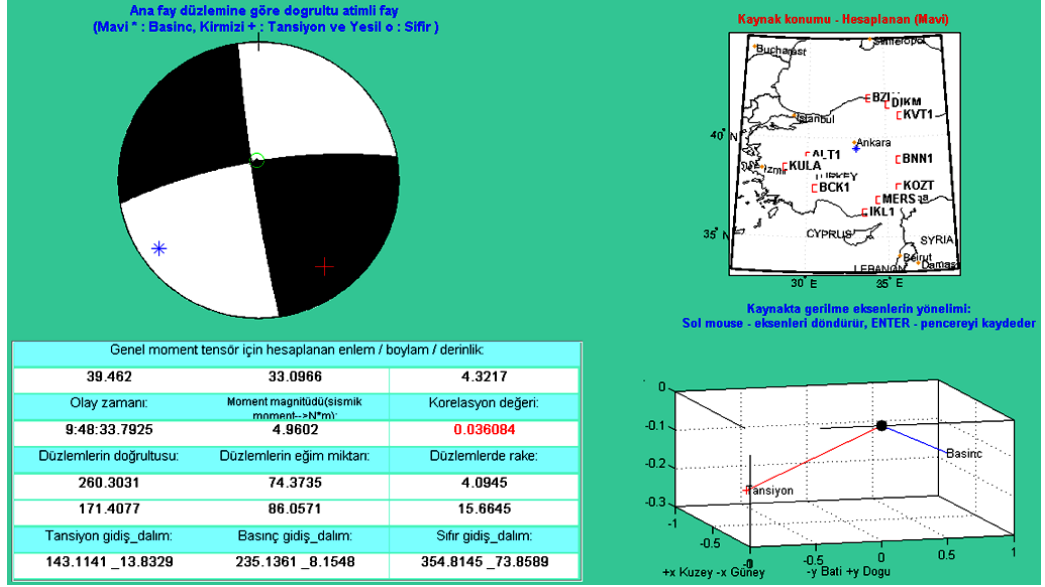
Bu deprem için Sokos ve Zahradnik (2006) çalışmasında sunulan ‘ISOLA’ isimli program kullanılarak bu tez kapsamında hesaplanılan çözüm şekil 5.2’de verilmiştir.



Şekil 5.2 ISOLA programıyla 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için hesaplanan çözüm

Kullanılan ortam modeli Karahan, Berckhemer ve Baier (2001) çalışmasından alınmıştır. Görüldüğü gibi; ISOLA programıyla odak derinliği 4.6015 km olarak hesaplanmıştır ve doğrultusu, eğim miktarı ve kayma açısı sırasıyla $305^\circ/67^\circ/173^\circ$ olan düzlem Tan vd. (2010) tarafından önerilen ana düğüm düzlemine yakındır.

Aynı ortam modeli bu tez kapsamında yazılan MEKCOZ isimli programda kullanıldığında yukarıdaki iki çözüme benzer sonuç şekil 5.3’de görülmektedir.



Şekil 5.3 MEKCOZ isimli programla 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için hesaplanan sonuç

Şekil 5.3’de MEKCOZ tarafından hesaplanan sonucun konumu, derinliği, oluş zamanı ve mekanizma tipi; Tan vd. (2010) tarafından önerilen değerlere ve ISOLA programıyla elde edilen sonuçlar çizelge 5.2’de kıyaslanmıştır.

Çizelge 5.2 20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ depremi için ISOLA ve MEKCOZ sonuçlarının karşılaştırması

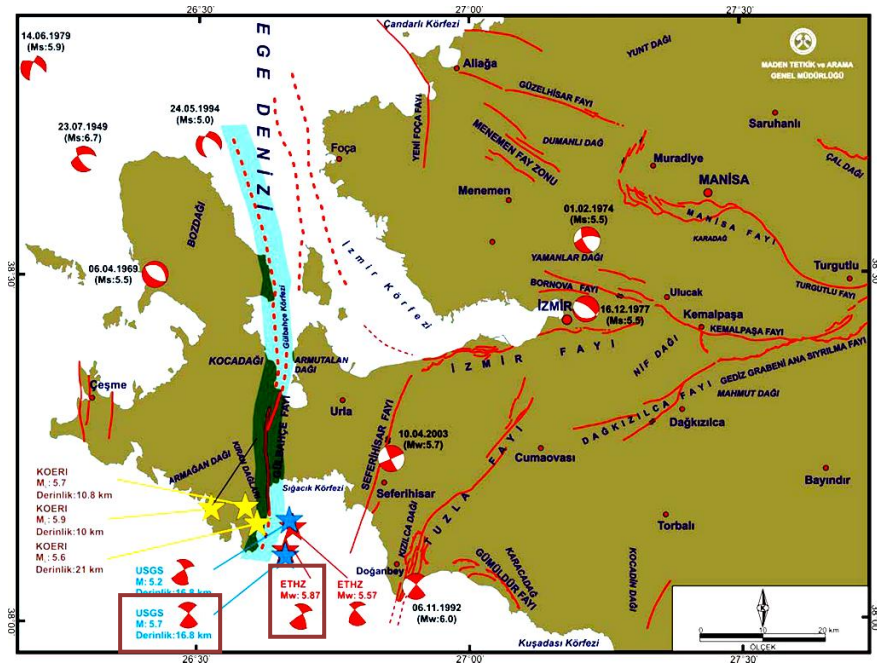
		Doğrultu	Eğim	Kayma Açısı	Enlem	Boylam	Derinlik
ISOLA	Düzlem 1	305	67	173	39.273	33.0656	4.6015
	Düzlem 2	38	83	23			
MEKCOZ	Düzlem 1	260.3425	74.494	4.17	39.462	33.0966	4.3217
	Düzlem 2	171.4591	85.982	15.545			

Bu tez kapsamında incelenen diğer deprem 17. 10. 2005 tarihinde Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir’de yerel büyüklüğü $M_L=5.9$ olan depremdir. Bu deprem Boğaziçi Üniversitesi Kandilli Rasathanesi ve Deprem Araştırma Enstitüsü Ulusal Deprem İzleme Merkezi tarafından incelenmiş ve oluş zamanı yerel saat ile 09:46:56.3, enlemi 38.20 N, boylamı 26.66 E ve derinliği 20 km olarak hesaplanmıştır.

Aynı deprem için Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü tarafından 18 Ekim 2005 tarihinde yayınlanan ön raporda ise çeşitli ajanslara göre kaynak parametreleri ve odak mekanizma çözümleri sırasıyla çizelge 5.3 ve şekil 5.4’da verilmiştir.

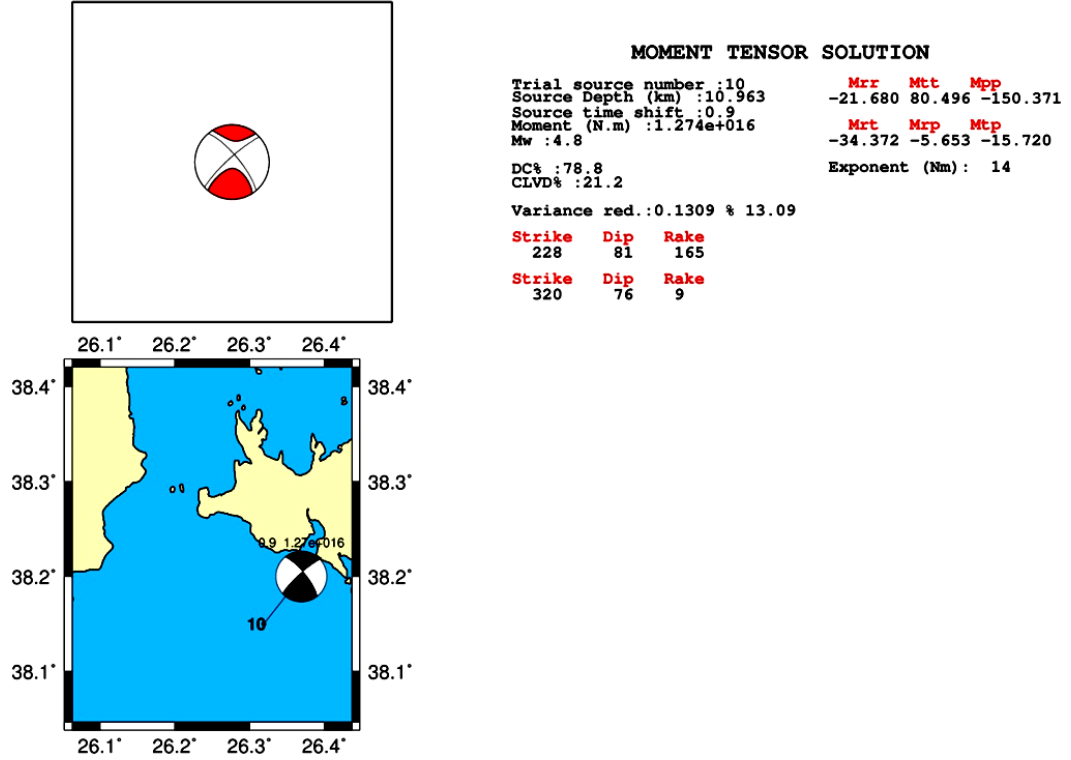
Çizelge 5.3 17 Ekim 2005 tarihinde Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir’de meydana gelen deprem için çeşitli organizasyonların hesapladığı parametreler (bu depreme ait sonuçlar kırmızı ok ile gösterilmiştir)

KAYNAK	TARİH	SAAT	ENLEM	BOYLAM	DERİNLİK (km)	BÜYÜKLÜK		
						Mw	Mi	Mb
KOERİ	17.10.2005	08:45	38.1307	26.5052	8.1		5.7	
→	17.10.2005	12:46	38.1690	26.5248	10.4		5.9	
	17.10.2005	12:55	38.1425	26.6152	20.7		5.6	
USGS	17.10.2005	08:45	38.150	26.670	16.8			5.2
→	17.10.2005	12:46	38.087	26.661	10	5.7		
	17.10.2005	12:55						
EMSC	17.10.2005	08:45	38.17	26.66	10	5.6		
→	17.10.2005	12:46	38.19	26.67	10	5.9		
	17.10.2005	12:55	38.15	26.77	25			4.9
ETHZ	17.10.2005	08:45	38.14	26.66		5.57		
→	17.10.2005	12:46	38.19	26.67		5.87		
	17.10.2005	12:55						



Şekil 5.4 17 Ekim 2005 tarihinde Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir’de meydana gelen deprem için çeşitli kurumlarca hesaplanan odak mekanizma çözümleri (bu depreme ait çözümler dikdörtgen içine alınmıştır)

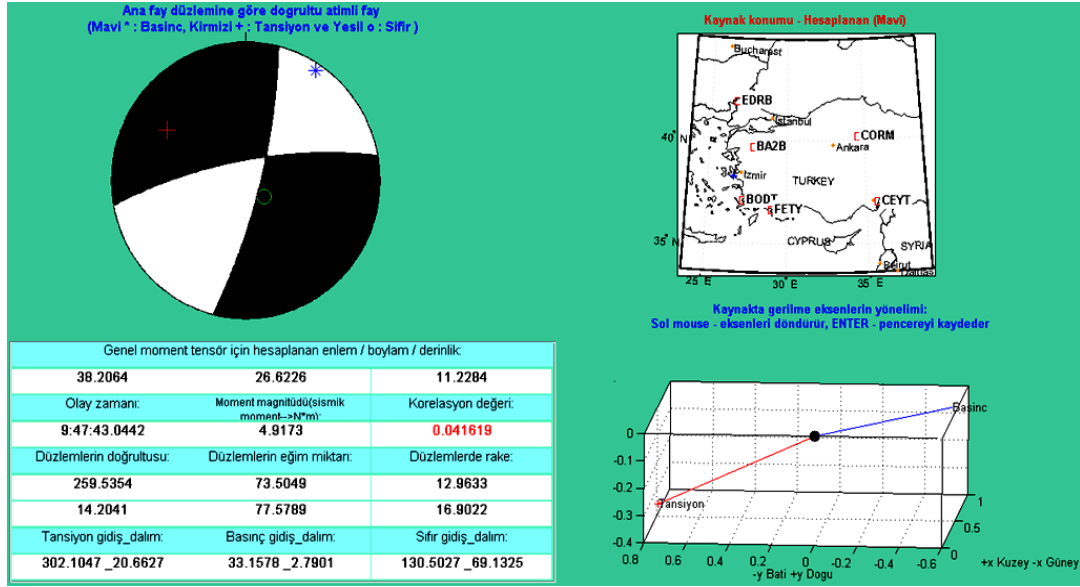
Bu tez kapsamında 17 Ekim 2005 İzmir – Sığacık Körfezi – Seferihisar $M_L=5.9$ depremi için ISOLA programıyla hesaplanan çözüm şekil 5.5’de sunulmuştur.



Şekil 5.5 17 Ekim 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremi için ISOLA ile hesaplanan çözüm

Görüldüğü gibi ISOLA ile hesaplanan konum yukarıda verilen diğer organizasyonların sonuçlarından biraz farklıdır. Bunun nedeni aynı ortam modeli parametrelerinin kullanılamamasıdır.

Bu deprem için MEKCOZ programında hesaplanan sonuç ise şekil 5.6’da sunulmaktadır.

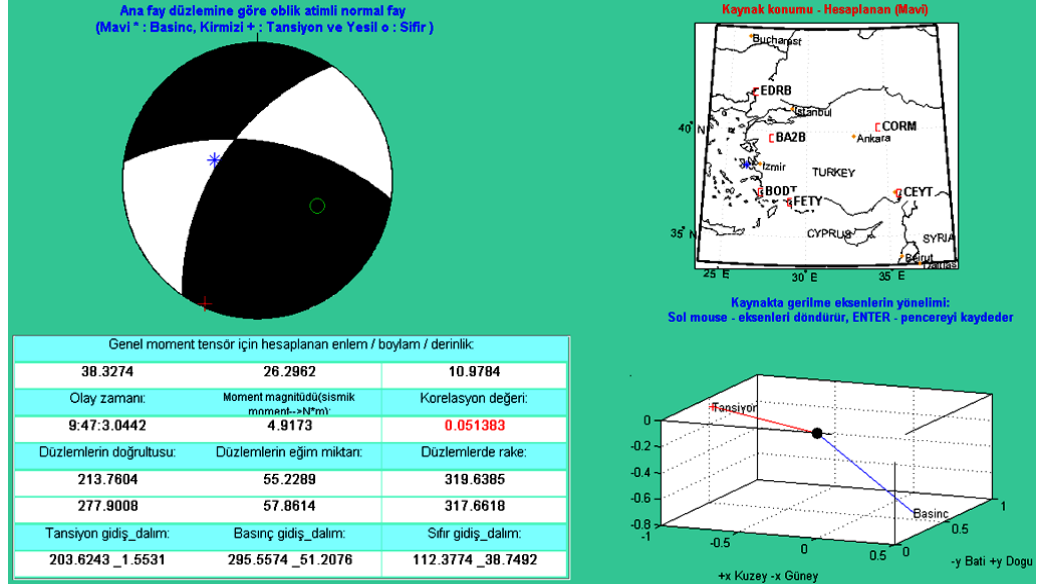


Şekil 5.6 MEKCOZ isimli programla 17. 10. 2005 İzmir – Sığacık Körfezi – Seferihisar $M_L=5.9$ depremi için hesaplanan sonuç

Çizelge 5.4 17. 10. 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremi için ISOLA ve MEKCOZ sonuçlarının karşılaştırması

		Doğrultu	Eğim	Kayma Açısı	Enlem	Boylam	Derinlik
ISOLA	Düzlem 1	228	81	165	38.1486	26.3219	10.963
	Düzlem 2	320	76	9			
MEKCOZ	Düzlem 1	259.5354	73.5049	12.9633	38.2064	26.6226	11.2284
	Düzlem 2	14.2041	77.5789	16.9022			

Şekil 5.6’da MEKCOZ tarafından hesaplanan sonucun konumu, derinliği, oluş zamanı ve mekanizma tipi; Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü tarafından 18 Ekim 2005 tarihinde yayınlanan raporda verilen sonuçlara ve ISOLA programıyla hesaplanmış sonuca yakın değildir. Ancak ‘Yırtılma cephesinin fay boyunca ilerleme süresi için örnek sayısı’ isimli parametre 46 yerine 52 alındığında şekil 5.7’de görüldüğü gibi ISOLA ve diğer çalışmalara daha yakın bir sonuç elde edilmiştir.



Şekil 5.7 MEKCOZ isimli programla 17. 10. 2005 İzmir – Sığacık Körfezi – Seferihisar $M_L=5.9$ depremi için yeni değerle hesaplanan sonuç

Çizelge 5.5 17. 10. 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremi için ISOLA ve yeni değerle MEKCOZ sonuçlarının karşılaştırması

		Doğrultu	Eğim	Kayma Açısı	Enlem	Boylam	Derinlik
ISOLA	Düzlem 1	228	81	165	38.1486	26.3219	10.963
	Düzlem 2	320	76	9			
MEKCOZ	Düzlem 1	213.7604	55.2289	-40.3615	38.3274	26.2962	10.9784
	Düzlem 2	277.9008	57.8614	-42.3382			

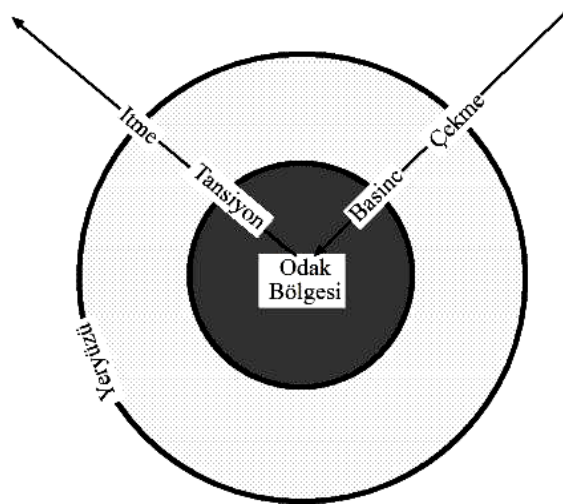
Şekil 5.7’de ve çizelge 5.5’de görüldüğü gibi kaynak dalga için daha uygun tercih yapıldığında MEKCOZ’de daha doğru bir sonuç hesaplar.

20. 12. 2007 Bala – Ankara $M_L=5.7$ ve 17. 10. 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremleri için MEKCOZ tarafından hesaplanan sonucun ISOLA ile hesaplanan sonuçlardan farklı olmasının sebebi; MEKCOZ ile her kaynak derinliği için birinci ters çözüm yinemesindeki korelasyon haritasının en yüksek değerinin incelenen tek alt olay konum ve zamanı olarak kabul edilmesidir.

ISOLA her derinlik kademesi için kullanıcının istediği sayıda alt olaylar konumu ve zamanı için hesaplama yapmaktadır ve bunlardan en yüksek korelasyon değerli mekanizmayı sonuç olarak kabul eder.

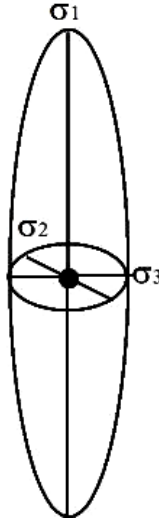
5.1 Odak Mekanizması ve Tektonik

Odak bölgesi için hesaplanan her hangi gerilme eksenleri sisteminin odak bölgesinin dışında, belli bir mesafe uzaklıkta veya yeryüzündeki, karakteri farklıdır. Odak bölgesinde tansiyonel karakterli bölgenin yeryüzüne iz düşümü olan bölgede itme sonucunda sıkışma karakterli yapısal unsurlar, odak bölgesinde basınç karakterli bölgenin yeryüzüne iz düşümü olan bölgede de çekme sonucunda genişleme karakterli yapısal unsurlar gelişir. Bu durum şekil 5.8’de betimlenmiştir.



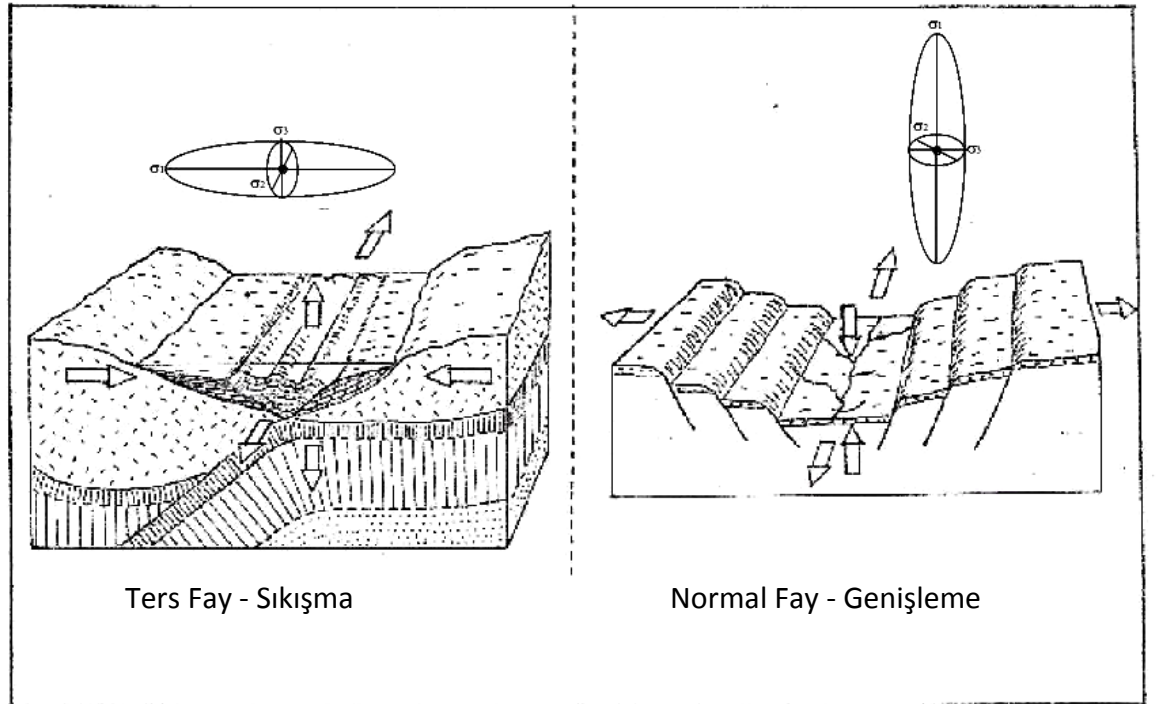
Şekil 5.8 Odak küresindeki gerilme bölgelerinin yeryüzünde karşılığı (Kikuchi, 1995)

Yer bilimciler için genel olarak kabul gören yaklaşım; bir bölgedeki birincil (asal) gerilme eksenlerinden magnitudü en büyük olanın basınç karakterli ve en küçük olanın da tansiyonel karakterli olmasıdır. Söz konusu birincil (asal) gerilme eksenleri için bir örnek şekil 5.9’da sunulmuştur.



Şekil 5.9 Birincil (asal) gerilme eksenlerinin (σ_1 sıkışma / kompresyonel ve σ_3 genişleme / dilatasyonel) görünümü (Gökten, 1994)

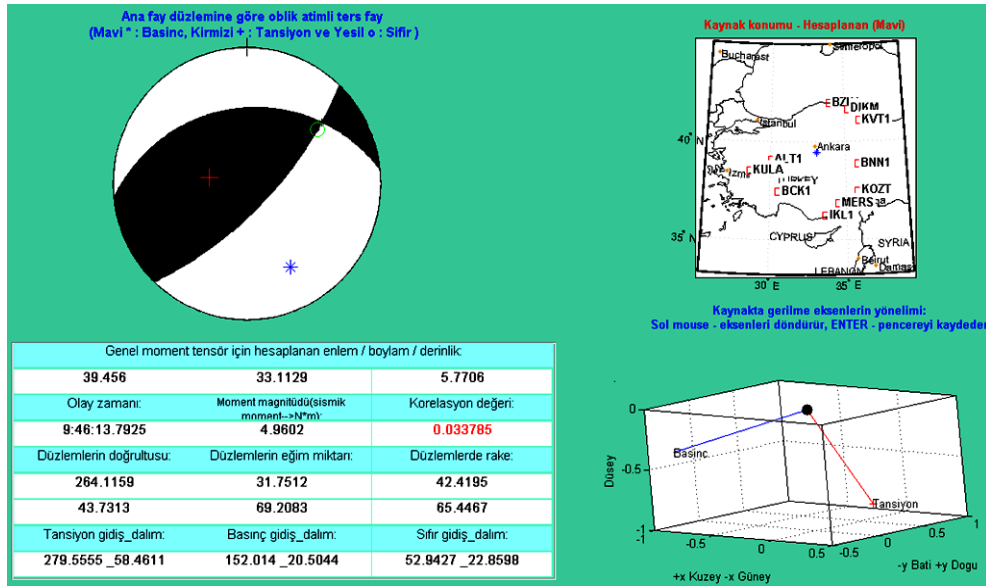
Eğim atımlı fay sistemleri için yukarıdaki gerilme eksenleri yaklaşık olarak şekil 5.10'daki gibidir.



Şekil 5.10 Yeryüzünde eğim atımlı fay sistemlerini temsil eden gerilme eksenleri ve oluşturduğu gerilme elipsi (Gökten, 1994)

Kabukta normal faylanmanın geliştiği durumda söz edilen en büyük magnitüdü, sıkışma (kompresyonel) karakterli birincil (asal) gerilme eksenini düşey ve en düşük magnitüdü, genişleme (dilatasyonel) karakterli birincil (asal) gerilme eksenini ise yatay konumlandırır. Ters faylanmanın geliştiği durumdaysa gerilme elipsinin konumu tam tersi olacaktır.

Tez kapsamında yazılan bilgisayar programının şekil 5.11 ile verilen sonucunda basınç ve tansiyon gerilme eksenlerinin dalım değerleri kıyaslanırsa, basınç ekseninin dalımının daha küçük olduğu (20.5044°) görülür. Yani basınç eksenini daha yatay konumlandırır.



Şekil 5.11 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için 5.7706 km derinlikte MEKCOZ ile mekanizma sonucu

Tansiyon ekseninin dalımı 58.4611° , yani daha düşeydir. Odak bölgesinde oblik atımlı ters fay mekanizması görülmesinden ötürü; şekil 5.10'da yeryüzündeki ters fay sistemine ait birincil gerilme sistemiyle kıyaslanırsa,

Odak küresi

Birincil (asal) gerilme eksenini

Basınç eksenini ($\vec{P}$) $\Leftrightarrow$

σ_1

Tansiyon eksenini ($\vec{T}$) $\Leftrightarrow$

σ_3

biçiminde birbirini temsil eder. Yani; moment tensör yoğunluk düzeyinin en büyük özdeğerine göre hesaplanan basınç eksenini en büyük birincil eksene karşılık gelir.

Şekil 5.11'deki sonucun şekil 5.10'da görüldüğü gibi herhangi bir eğim atımlı sistem olabilmesi için sıfır karakterli gerilme ekseninin dalımının da sıfır veya sıfıra yakın olması gereklidir. Şekil 5.11'e göre sıfır ekseninin dalımı 22.8598° , yani yatay değildir. Bu nedenle, mekanizma için, sadece eğim atım değil, aynı zamanda bir miktar da yatay atımın mevcut olduğu yorumu yapılabilir ve mekanizma oblik atımlı ters fay olarak yorumlanır. Benzer yaklaşımla; sıfır ekseninin dalımının 90.0° olması durumunda da eğim atımın hiç bulunmadığı, doğrultu atımlı fay yorumunun yapılması mümkündür.

6. SONUÇLAR

Bu tez kapsamında, dalga şekli ters çözümüyle deprem konumunu, oluş zamanını ve sebep olan gerilme sistemini hesaplayan MATLAB dilinde bir programın (MEKCOZ) geliştirilmesi ve gerçek deprem verisi üzerinde uygulanması yapılmıştır.

Geliştirilen programın işlevselliğini sınamak için, 20. 12. 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ ve 17. 10. 2005 Sığacık Körfezi – Seferihisar - İzmir $M_L=5.9$ depremleri incelenmiş ve sonuçlar farklı yöntemlerle yapılmış çalışmalar ve Sokos ve Zahradnik (2006) çalışmasında sunulan ‘ISOLA’ isimli programın sonuçlarıyla kıyaslanmıştır. Yazılan programın deneme-yanılma yöntemine dayanmasına rağmen, deprem parametreleri ve ortamın elastik parametreleri hakkında uygun tercihler yapıldığında tutarlı sonuçlar elde edilmiştir. MEKCOZ ile elde edilen sonuçların ISOLA ile elde edilenlerden farklı olmasının sebebi, MEKCOZ ile sadece tek bir alt olay için hesaplamalar yapılırken, ISOLA ile bir çok alt olay için hesaplama yapılır ve bunlardan en yüksek korelasyon değerli olan sonuç kabul edilir. Programın kullanımı Ek 3’de detaylı olarak verilmiştir. MEKCOZ’ün üstünlüğü, kaynak noktası için hesaplanan mekanizmayı temsil eden doğrusal dipollerin (gerilme eksenlerinin) de üç boyutta görselleştirilmesidir. Ayrıca bu tez kapsamında sunulmuş seminer için yazılmış olan Wadati ve Geiger Yöntemlerine dayanan deprem konumunu ve oluş zamanını belirleyen programın doğru sonuçlar ürettiği görülmüştür. Söz konusu programın sonuçları MEKCOZ için ön kestirim giriş değerleri olarak kullanılmıştır. MEKCOZ ile diğer programların tutarlılığını arttırmak amacıyla yapılması planlanan geliştirmeler; hesaplamalarda kayıtçıların üç bileşeninin de kullanımı ve her derinlik kademesi için birden çok sayıda alt olay için çözümlerin hesaplanıp içlerinden en yüksek korelasyon değerine sahip olanın sonuç olarak seçilmesidir.

Son olarak, deprem kaynak noktasında etkin gerilme eksenleriyle yer bilimciler tarafından bilinen asal gerilme eksenlerinin kıyaslaması yapılmıştır. Asal gerilme eksenlerinden en büyük olanın (σ_1) odak küresindeki Basınç eksenini ($\vec{P}$) ‘ne ve en küçük olanın (σ_3) da odak küresinde Tansiyon eksenini ($\vec{T}$) ‘ne karşılık geldiği görülmüştür.

KAYNAKLAR:

- Aki, K. 1966 Generation and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964: Part 2. Estimation of earthquake moment, released energy and stress drop from the G wave spectra., Bull. Earthq. Res. Inst. Univ. Tokyo, 44, 73 – 88.
- Aki, K. and Richards, P. G. 1980 Quantitative seismology. W. H. Freeman, San Francisco, p. 703.
- Barker, J. S. and Langston C. A. 1981 Inversion of teleseismic body waves for the moment tensor of the 1978 Thessaloniki, Greece, earthquake. Bull. Seism. Soc. Am., v: 71, no: 5, pp: 1423 - 1444.
- Başokur, A. T. 2007 Spektral analiz ve sayısal süzgeçler. TMMOB Jeofizik Mühendisleri Odası Yayını, p. 486.
- Bisztricsany, E. A. 1958 A new method for the determination of the magnitude of earthquakes. Geofiz. Kozl., pp: 69-76.
- Brannon, R. M. 2003 Functional and structured tensor analysis for engineers. The University of Utah, p. 323.
- Brisbourne, A and Horlestone, A 2007 SEIS-UK Instrument response removal and the derivation of Wood-Anderson filters for SHM. www.le.ac.uk/seis-uk/, Erişim tarihi: 12.05.2009.
- Bouchon, M. 1979 Discrete wave number representation of elastic wave fields in three space dimensions. Journal of Geophysical Research, v: 84, no: B7, pp: 3609 – 3614.
- Dimri, V 1992 Deconvolution and inverse theory: application to geophysical problems. Elsevier Amsterdam, p. 230.
- Emre, Ö Doğan, A Özalp, S ve Yıldırım, C 2005 17 Ekim 2005 Sığacık (İzmir) depremleri ön değerlendirme raporu. MTA Rapor No: 10756.
- Gökten, E 1994 Yapısal Jeoloji (Ders Notları), Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi, Ankara.
- Gutenberg, B 1936 The structure of the Earth's crust and the spreading of the continents. Bull. Geol. Soc. Am., v:47, pp: 1587-1610.
- Gutenberg, B and Richter, C F. 1942 Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration. Bull. Seism. Soc. Amer., v:32, pp: 163-191.
- Gutenberg, B and Richter, C F. 1956 Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration. Bull. Seism. Soc. Amer., v:46, pp: 105-145.
- Hartzell, S H. and Heaton, T H. 1983 Inversion of strong ground motion and teleseismic waveform data for the fault rupture history of the 1979 Imperial Valley, California, earthquake. Bull. Seism. Soc. Am., v: 73, no: 6, pp: 1553 - 1583.
- Haskell, N A. 1969 Elastic displacements in the near field of a propagating fault. Bull. Seism. Soc. Am., v: 59, pp: 865 – 908.
- Jost, M L and Herrmann, R. 1989 A student's guide to and review of moment tensors, Seismol. Res. Letters., v:60, pp: 37 – 57.
- Kalafat, D. Kekovalı, K. Deniz, P. Güneş, Y. Pınar, A. ve Hasan, G. 2008 31 Temmuz 2005-1 Ağustos 2005 Ve 20-27 Aralık 2007 Afşar-Bala (Ankara) Deprem Dizisi. İstanbul Yerbilimleri Dergisi, C. 21, S. 2, SS. 47-60.
- Kanamori, H. and Steward, G S. 1976 Mode of the strain release along the Gibbs fracture zone, Mid Atlantic Ridge. Physics of the earth and planetary interiors, v: 11, pp: 312 - 332.

- Kanamori, H. 1977 The energy release of great earthquakes, *J. Geophys. Res.* v: 82, pp: 2981-2987.
- Karahan, A E. Berckhemer, H. and Baier, B. 2001 Crustal structure at the western end of the North Anatolian Fault Zone from deep seismic sounding, *Annali Di Geofisica*, v: 44, no: 1, pp: 49 – 68.
- Kikuchi, M. and Kanamori, H. 1982 Inversion of complex body waves. *Bull. Seism. Soc. Am.*, v: 72, no: 2, pp: 491 - 506.
- Kikuchi, M and Kanamori, H. 1986 Inversion of complex body waves - II. Physics of the earth and planetary interiors, v: 43, pp: 205 - 222.
- Kikuchi, M. and Kanamori, H. 1991 Inversion of complex body waves - III. *Bull. Seism. Soc. Am.*, v: 81, no: 6, pp: 2335 - 2350.
- Kikuchi, M. 1995 Earthquake source process. Training course in seismology and earthquake engineering. International Institute Of Seismology and Earthquake Engineering (IISSE), Japan International Cooperation Agency (JICA).
- Knopoff, L and Randall, M. 1970 The compensated vector linear dipole: a possible mechanism for deep earthquakes. *J. Geophys. Res.*, v: 75, no: 26, pp: 4957-4963.
- Langston, C A. and Helmberger, D V. 1975 A procedure for modelling shallow dislocation sources. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, v: 42, pp: 117 – 130.
- Lay, T. and Wallace, T C. 1995 Modern global seismology. Academic Press, San Diago, p: 521.
- Mallet, R. 1862 Great Neapolitan earthquake of 1857: the first principles of observational seismology as developed in the report to the Royal Society of London., v: 1 & 2., Chapman and Hall, London.
- Michael, A J. 1987 Use of focal mechanisms to determine stres: a control study. *Journal of Geophysical Research*, v: 92, no: B1, pp: 357 – 368.
- Nakano, H. 1923 Notes on the nature of the focus which gives rise to the earthquake motions. *Seism. Bull. Centr. Meteor. Obs.*, Japan, v:1, pp: 92 – 120.
- Park R. G. 1989 Foundations of structural geology., Blackie Academic & Professional Press, United Kingdom, p.148.
- Pujol, J. 2003 Elastic wave propagation and generation in seismology., Cambridge University Press, United Kingdom, p. 444.
- Richter, C F. 1935 An instrument earthquake magnitude scale. *Bull. Seism. Soc. Am.*, v: 25, pp: 1 - 32.
- Saunders, P. Priestley, K. and Taymaz, T. 1998 Variations in the crustal structure beneath western Turkey, *Geophys.J.Int.*, v: 134, pp: 373-389.
- Sokos, E. and Zahradnik, J. 2006 A Matlab GUI for use with ISOLA fortran codes. User's guide.
- Suetsugu, D. 1995 Source mechanism practice. Training course in seismology and earthquake engineering. International Institute Of Seismology and Earthquake Engineering (IISSE), Japan International Cooperation Agency (JICA).
- Tan, O. Tapırdamaz, C. Ergintav, S. İnan, S. İravul, Y. Saatçılar, R. Tüzel, B. Tarancıoğlu, B. Karakısa, S. Kartal, R F. Zünbül, S. Yanık, K. Kaplan, M. Şaroğlu, F. Koçyiğit, A. Altunel, E. and Özel, N M. 2010, Bala (Ankara) Earthquakes: Implications for shallow Crustal Deformation in Central Anatolian Section of the Anatolian Platelet (Turkey). *Turkish J. Earth Sci.*, v: 19, pp: 449 – 471.
- Udias, A and Baumann, D. 1969 A computer program for focal mechanism determination combining P and S wave data. *Bull. Seism. Soc. Am.*, v: 59, no: 2, pp: 503 - 519.

Udias, A 1999 Principles of seismology. Cambridge University Press, United Kingdom, p. 475.

EKLER

Ek 1 VEKTÖR VE TENSÖR TERİMLERİNİN TANIMI

Ek 2 GREEN FONKSİYONU BAĞINTISININ ELDE EDİLMESİ

Ek 3 MEKCÖZ PROGRAMI

EK 1: YÖNEY VE TENSÖR TERİMLERİNİN TANIMI

1. Bir Yöneyin Temel Açılımı

Birim büyüklükte ve birbirine dik yöneyler kümesi $\{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ ile ifade edilsin ve bu üçlü yöney sistemine temel yöney sistemi ismi verilsin. Her hangi bir yöneyin bu temel yöney sistemi cinsinden ifade edilişi;

$$\vec{v} = v_1 \vec{e}_1 + v_2 \vec{e}_2 + v_3 \vec{e}_3 \quad (1.1)$$

şeklinde olacaktır. Burada $v_{1:3}$ ‘değerleri $\vec{v}$ yöneyinin bileşenleridir. Bu yöneyin bileşenlerini bir sütun dizey olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

ve benzer şekilde yukarıdaki temel yöney sistemini oluşturan birbirine dik üç birim yöney de ifade edilirse;

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{bmatrix} = v_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + v_2 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} + v_3 \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

olarak (3×1) boyutlu sütun dizeylerin toplamına dönüştürülür. Bu dönüşüm dördüncü başlıkta açıklanacak tensör kavramının tanımına uyar.

2. Toplama Kuramı ve Serbest İndis

Yukarıdaki (1.1) ifadesi daha sade bir şekilde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{v} = \sum_{i=1}^3 v_i \vec{e}_i \quad (2.1)$$

Bu ifade yöneyin toplama kuramıyla gösterimidir. Bir terimde sadece bir kere bulunan indise serbest indis denir ve bu tür indisler diğer terimlerde de sadece bir sefer bulunmalıdır. Serbest indis sayısı; ifadenin kaçınıcı dereceden bir tensör olduğunu gösterir (Brannon,2003).

3. Farklı Koordinat Sistemleri Arasındaki İlişki

Eğer (x_1, x_2, x_3) bir Kartezyen koordinat sistemiye ve onunla aynı merkeze sahip başka bir kartezyen Koordinat sistemi de (x'_1, x'_2, x'_3) ile gösterilirse; her eksen çifti arasındaki açının kosinüsü izleyen şekilde ifade edilirse

$$\beta_{ij} = \cos(x_i, x'_j) \quad (3.1)$$

Bu Kartezyen koordinat sistemlerinden birine göre tanımlanmış bir yöneyin diğer sisteminde gösterimi:

$$v'_i = \sum_{j=1}^3 \beta_{ij} v_j \quad (3.2)$$

şeklindedir. İkinci dereceden bir Kartezyen tensör, kordinat eksenlerinin dönüşümü altında dokuz bileşen ile gösterilir

$$B'_{ij} = \beta_{ik} \beta_{jl} B_{kl} \quad (3.3)$$

ve burada β_{ik} gibi ifade edilen terimler bir koordinat sisteminin i . ekseniiyle diğer sistemin k . eksenii arasındaki açının kosinüsüdür (Udias, 1999).

4. Tensörün Tanımı

Genel bir yaklaşımla tensör, bir yöneyin başka bir yöneye doğrusal dönüşümü olarak tanımlanabilir. Sıfırıncı dereceden tensöre skaler ve birinci dereceden bir tensöre ise yöney denir. Birinci dereceden tensörü tanımlamak için, normalinin bileşenleri (ds_x, ds_y, ds_z) olan birim yüzeye etkiyen ve bileşenleri (f_x, f_y, f_z) olan $\vec{F}$ kuvvetinin f_x bileşeni de üç bileşene ayrılır (p_{xx}, p_{xy}, p_{xz}) . Burada

$p_{xx} : f_x$ bileşeninin x yönünde bileşeni

$p_{xy} : f_x$ bileşeninin y yönünde bileşeni

$p_{xz} : f_x$ bileşeninin z yönünde bileşeni

'ni temsil eder. Benzer olarak kuvvetin f_y bileşeninin (p_{yx}, p_{yy}, p_{yz}) ve kuvvetin f_z bileşeninin (p_{zx}, p_{zy}, p_{zz}) şeklinde üç koordinat eksenii üzerinde bileşenleri vardır. Bu durumda f_x tarafından ds_x yönünde oluşturulan kuvvet için $p_{xx} \cdot ds_x$ işlemi

kullanılmalıdır. Birim yüzeyin normalinin üç koordinat eksenine yönündeki bileşenleri (ds_x, ds_y, ds_z) kullanılarak $\mathbf{f}_x$ kuvvet bileşeninin yöney olarak ifadesi:

$$\mathbf{f}_x = (p_{xx} \cdot ds_x) + (p_{xy} \cdot ds_y) + (p_{xz} \cdot ds_z) \quad (4.1)$$

Benzer olarak $\mathbf{f}_y$ ve $\mathbf{f}_z$ için izleyen bağıntılar geçerlidir.

$$\mathbf{f}_y = (p_{yx} \cdot ds_x) + (p_{yy} \cdot ds_y) + (p_{yz} \cdot ds_z) \quad (4.2)$$

$$\mathbf{f}_z = (p_{zx} \cdot ds_x) + (p_{zy} \cdot ds_y) + (p_{zz} \cdot ds_z) \quad (4.3)$$

Net kuvvet için

$$\vec{\mathbf{F}} = \mathbf{f}_x + \mathbf{f}_y + \mathbf{f}_z \quad (4.4)$$

ifadesinden yola çıkarak

$$\vec{\mathbf{F}} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}_x \\ \mathbf{f}_y \\ \mathbf{f}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (p_{xx} \cdot ds_x) + (p_{xy} \cdot ds_y) + (p_{xz} \cdot ds_z) \\ (p_{yx} \cdot ds_x) + (p_{yy} \cdot ds_y) + (p_{yz} \cdot ds_z) \\ (p_{zx} \cdot ds_x) + (p_{zy} \cdot ds_y) + (p_{zz} \cdot ds_z) \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

eşitliği üretilir. (4.5) numaralı eşitliğin en sağ tarafı, aradaki toplama işlemleri ihmal edilirse, dokuz elemanlı (3×3) boyutlu bir kare dizey olarak düşünülebilir. Yani Kartezyen koordinat sisteminde tanımlanan net kuvvet sadece bir yöney olarak değil ama (3×3) boyutlu bir dizey olarak da ifade edilebilir. Bu dizeye ikinci dereceden tensör de denir. (4.5) numaralı eşitliğin sağ tarafı iki dizeyin çarpımı olarak aşağıdaki eşitliğe dönüşür.

$$\vec{\mathbf{F}} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}_x \\ \mathbf{f}_y \\ \mathbf{f}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ds_x & ds_y & ds_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{xx} & p_{yx} & p_{zx} \\ p_{xy} & p_{yy} & p_{zy} \\ p_{xz} & p_{yz} & p_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

Genel bir yaklaşımla, n boyutlu koordinat sistemi için ikinci dereceden bir tensörün n^2 tane elemanı vardır. n boyutlu koordinat sistemi için üçüncü dereceden bir tensörün de n^3 tane elemanı olmalıdır.

Bu tez kapsamında kullanılan tüm tensör ifadeleri birinci veya ikinci derecedendir.

EK 2: GREEN FONKSİYONU BAĞINTISININ ELDE EDİLMESİ

Kikuchi (1995)'e göre; 'Green Fonksiyonu ve Saçılım Yapısı' başlıklı bölümdeki noktasal kaynağın tanımından, (2.18) ve (2.19) denklemlerinden yola çıkarak; koordinat eksen sistemi merkezine etki eden kuvvetin yönelim yöneyi $\vec{e}(e_1, e_2, e_3)$ ise ve bu kuvvetin zaman ortamında bir birim tepki fonksiyonu $\delta(t)$ olduğu düşünülürse bu kuvvetin kuvvet yoğunluğu cinsinden ifadesi

$$\vec{F}(x, t) = \frac{\vec{e}\delta(t)\delta^3(x)}{\rho} \quad (1)$$

gibidir. Burada; $\delta^3(x)$ üç boyutlu birim tepki fonksiyonudur.

Green fonksiyonunun açık ifadesini bulmak için hareket denkleminde ve ortamın elastik parametrelerinden yola çıkılmalıdır (Kikuchi, 1995).

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) - \frac{\mu}{\rho} (\nabla \times \nabla \times \vec{u}) + \vec{F}(x, t) \quad (2)$$

Son ifadede $\vec{u}$ tanecik hareketi yöneyidir.

Ayrıca, hareket denklemine göre ortamın faz hızları için

$$\alpha^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad (3)$$

$$\beta^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (4)$$

olduğu da bilinir. (1) bağıntısı (2) bağıntısında yerleştirilecek olursa;

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) - \frac{\mu}{\rho} (\nabla \times \nabla \times \vec{u}) + \frac{\vec{e}\delta(t)\delta^3(x)}{\rho} \quad (5)$$

ifadesine dönüşür. Kikuchi (1995)'e göre üç boyutlu birim tepki fonksiyonu odak noktasından uzaklığa bağlı olarak aşağıdaki gibi tanımlanırsa;

$$\delta^3(x) = -\frac{1}{4\pi} \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) \quad (6)$$

ve (5) bağıntısında yerine yazılacak olursa

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) - \frac{\mu}{\rho} (\nabla \times \nabla \times \vec{u}) + \frac{\vec{e}\delta(t) \left[-\frac{1}{4\pi} \nabla^2 \left(\frac{1}{r} \right) \right]}{\rho} \quad (7)$$

eşitliği elde edilir. Son ifadenin sağ tarafındaki en son terimin payında aşağıdaki gibi bir düzenleme yapılacak olursa;

$$\vec{e}\delta^3(x) = -\frac{1}{4\pi}\nabla^2\left(\frac{\vec{e}}{r}\right) \quad (8)$$

ve her hangi bir yöney için Laplas operatörünün aşağıda verilen açık ifadesinden faydalanarak;

$$\nabla^2(\vec{k}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{k}) - (\nabla \times \nabla \times \vec{k}) \quad (9)$$

hareket denklemi aşağıdaki bağıntıya dönüşür (Kikuchi 1995).

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \nabla(\nabla \cdot \vec{u}) - \frac{\mu}{\rho} (\nabla \times \nabla \times \vec{u}) - \frac{1}{4\pi\rho} \left[\nabla(\nabla \cdot \frac{\vec{e}}{r}) - (\nabla \times \nabla \times \frac{\vec{e}}{r}) \right] \delta(t) \quad (10)$$

Son ifade A ve B gibi iki farklı fonksiyon kullanılarak parçalanırsa;

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} [\nabla(\nabla \cdot A) - (\nabla \times \nabla \times A)] - \frac{\delta(t)}{4\pi\rho r} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} [\nabla(\nabla \cdot B) - (\nabla \times \nabla \times B)] - \frac{\delta(t)}{4\pi\rho r} \quad (12)$$

inhomojen dalga denkleminin çözümü için skaler ve yöneysel potansiyellerin aşağıda verilen matematiksel ifadeleri kullanılarak;

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -g \quad (13)$$

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = -g \quad (14)$$

odağın konumunun koordinatları x ile ve alıcının konumunun koordinatları da x' ile simgelenirse odak noktası için yukarıda söz edilen skaler ve yöneysel potansiel bağıntıları;

$$\phi(x, t) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{g(x', t \pm \frac{R}{\alpha})}{R} d^3x' \quad (15)$$

$$\psi(x, t) = \frac{1}{4\pi} \iiint \frac{g(x', t \pm \frac{R}{\beta})}{R} d^3x' \quad (16)$$

bağıntılarına dönüşecektir (Kikuchi 1995). Bu iki potansiyel bağıntısındaki R terimi, homojen bir ortam için odak ve alıcı arasındaki mesafeyi temsil eder. Yukarıdaki A ve B skaler fonksiyonları

$$A(x, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \iiint \frac{\delta(t - \frac{R}{\alpha})}{4\pi r' R} d^3x' \quad (17)$$

$$B(x, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} \iiint \frac{\delta(t - \frac{R}{\beta})}{4\pi r' R} d^3x' \quad (18)$$

şeklinde hesaplanabilir. Burada r' terimi yer kürenin merkez noktasından alıcı konumuna olan mesafedir. (15 - 18) bağıntılarındaki üçüncü dereceden integrasyon ifadelerinin difransiyel terimi üç Kartezyen koordinat eksenini tanımlar. Yani söz konusu ifadeler hacim integralidir. Eğer bu terim yerine birim yüzey alanı difransiyeliyle odak-alıcı mesafesinin difransiyelinin çarpımı alınırsa;

$$d^3x' \Rightarrow dSdR \quad (19)$$

yukarıda hesaplanan A skaler fonksiyonu için,

$$A(x, t) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \int \frac{\delta(t - \frac{R}{\alpha})}{4\pi R} dR \iint \frac{1}{r'} dS \quad (20)$$

ve B skaler fonksiyonu için de

$$B(x, t) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} \int \frac{\delta(t - \frac{R}{\beta})}{4\pi R} dR \iint \frac{1}{r'} dS \quad (21)$$

bağıntısı yazılabilir (Kikuchi 1995). Daha sonra odak noktasının yer küre merkezine uzaklığı r ile gösterilirse ve küresel kabukta gravite potansiyeli teorisine göre;

$$\iint \frac{1}{r'} dS = \begin{cases} 4\pi \frac{R^2}{r} \Leftrightarrow r > R \\ 4\pi R \Leftrightarrow r < R \end{cases} \quad (22)$$

ilişkisinden faydalanılır ve ara işlemlerden sonra

$$\nabla(\nabla \cdot A\vec{e}) = \frac{1}{4\pi\rho\alpha^2} \left[-\frac{3(\vec{\gamma} \cdot \vec{e})\vec{\gamma} - \vec{e}}{r^3} \int_0^r \delta(t - \frac{R}{\alpha}) R dR + \frac{(\vec{\gamma} \cdot \vec{e})}{r} \delta(t - \frac{R}{\alpha}) \right] \quad (23)$$

$$\nabla \times \nabla \times (B\vec{e}) = \frac{1}{4\pi\rho\beta^2} \left[-\frac{3(\vec{\gamma} \cdot \vec{e})\vec{\gamma} - \vec{e}}{r^3} \int_0^r \delta(t - \frac{R}{\beta}) R dR + \frac{(\vec{\gamma} \times (\vec{e} \times \vec{\gamma}))}{r} \delta(t - \frac{R}{\beta}) \right] \quad (24)$$

bağıntıları elde edilir. Burada:

$\vec{\gamma}$: odaktan alıcıya ışın yolunun yön kosinüslerini içeren yöney ve

$\vec{e}$: odakta etkin kuvvetin yönelim yöneyidir.

Kikuchi (1995)'e göre bu işlemlerin sonucunda odak noktasında kullanılan Kartezyen koordinat eksenine göre yönelimi tanımlanmış ve zaman ortamında birim tepki fonksiyonuyla temsil edilebilen kuvvetin odaktan R mesafesi kadar uzakta neden olduğu tanecik yer değiştirmesini veren Green fonksiyonu:

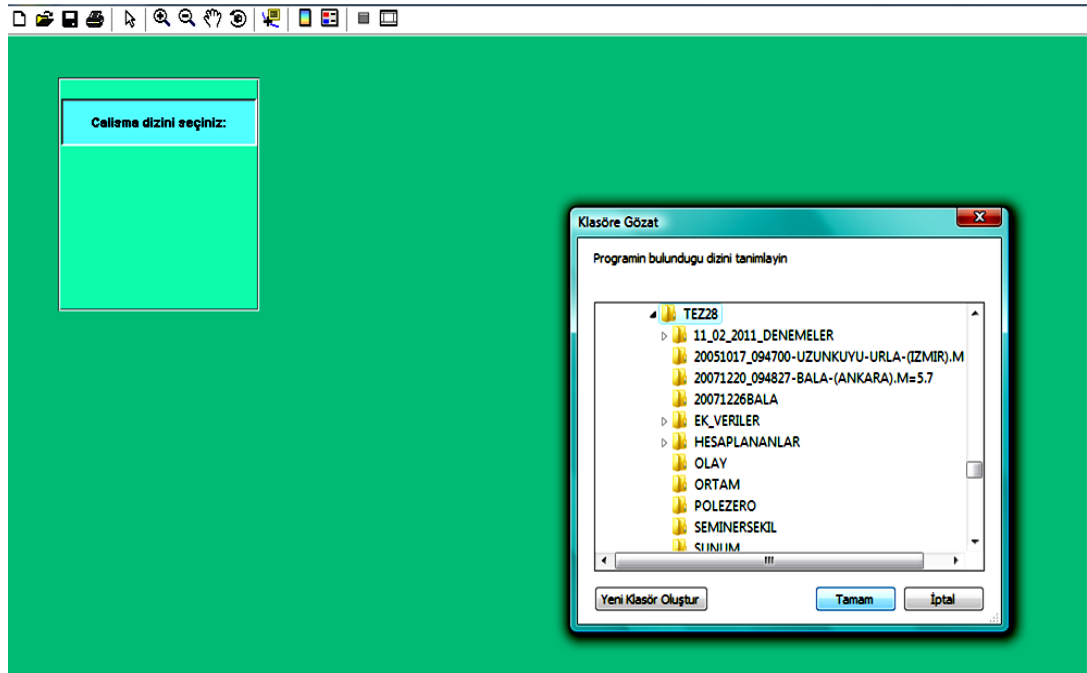
$$\bar{G}_{ik}(x,t) = \frac{(3\gamma_i\gamma_k - \delta_{ik})}{4\pi\rho R^3} \int_{R/\alpha}^{R/\beta} \tau \delta(t-\tau) d\tau + \frac{\gamma_i\gamma_k}{4\pi\rho\alpha^2 R} \delta\left(t - \frac{R}{\alpha}\right) + \frac{(\delta_{ik} - \gamma_i\gamma_k)}{4\pi\rho\beta^2 R} \delta\left(t - \frac{R}{\beta}\right) \quad (25)$$

ifadesiyle temsil edilir.

EK 3: MEKCOZ PROGRAMI

Programın yazımında 32 bitlik Intel(R) Core2Duo işlemciyle Windows işletim sistemi için MATLAB 7.01 sürümü ve Systems Planning And Analysis Inc. tarafından geliştirilen MATLAB dilinde yazılmış ‘map’ aracı kullanılmaktadır.

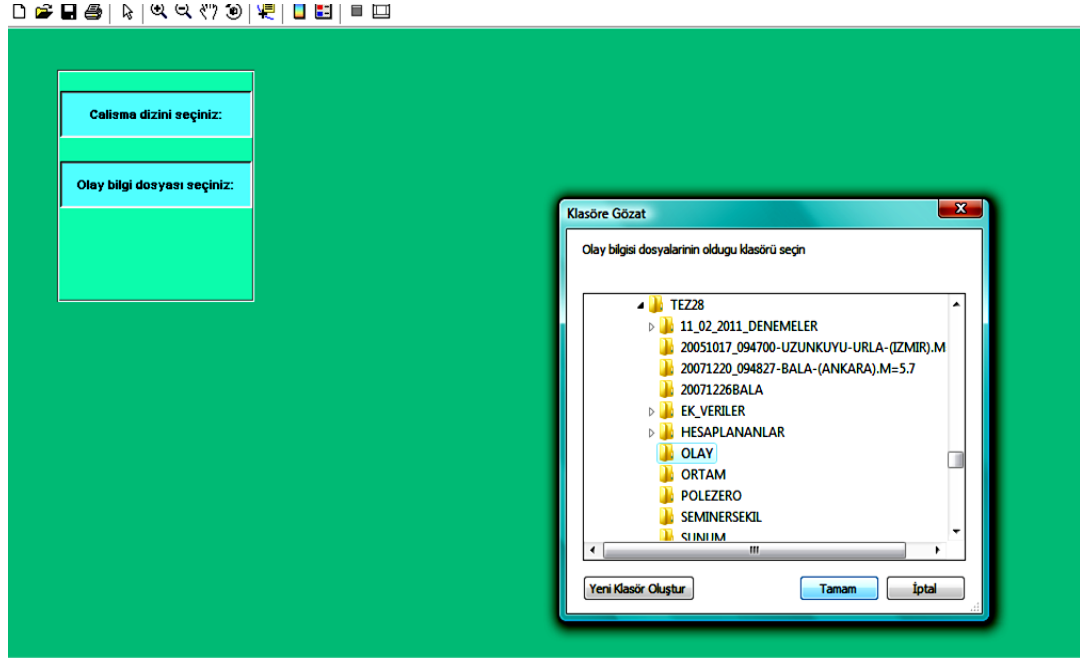
Program kısaca, bölgesel veya lokal bir deprem için her alıcı ve alt olay için kuramsal yerdeğiştirmeleri hesaplar, sonra bunların zamana göre türevini alarak hız kayıtlarını elde eder ve gözlemsel hız kayıtlarıyla korelasyonunu en büyükmeye çalışır. Bu yöntem Kikuchi ve Kanamori (1986 ve 1991)’de önerilmiştir.



Şekil 1 Program başlatılırken çalışma dizininin seçilmesi

Şekil 1’de program çalıştırıldığında ilk ekran görüntüsü görülüyor. Açılan dosya seçim menüsüyle kullanılacak veri ve sonuçların kaydedileceği klasörü içeren dizin tanımlanır. Seçilecek bu klasörün içinde programın ‘.m’ uzantılı kaynak kod dosyaları da yer alır. Bu seçimden sonra; incelenecek depremin konumu, zamanı ve faz okumaları hakkında ön kestirim değerleriyle kullanılacak istasyonlara ait bilgilerin yer aldığı dosyaların programa tanıtılması gerekir. Söz konusu dosyalar, az önce

tanımlanmış çalışma dizini altındaki OLAY isimli klasörde yer alan KONUM.dat ve VARIS.dat. isimli dosyalardır.



Şekil 2 İncelenilen deprem ve kullanılan alıcılar hakkında bilgi içeren dosyaların seçilmesi

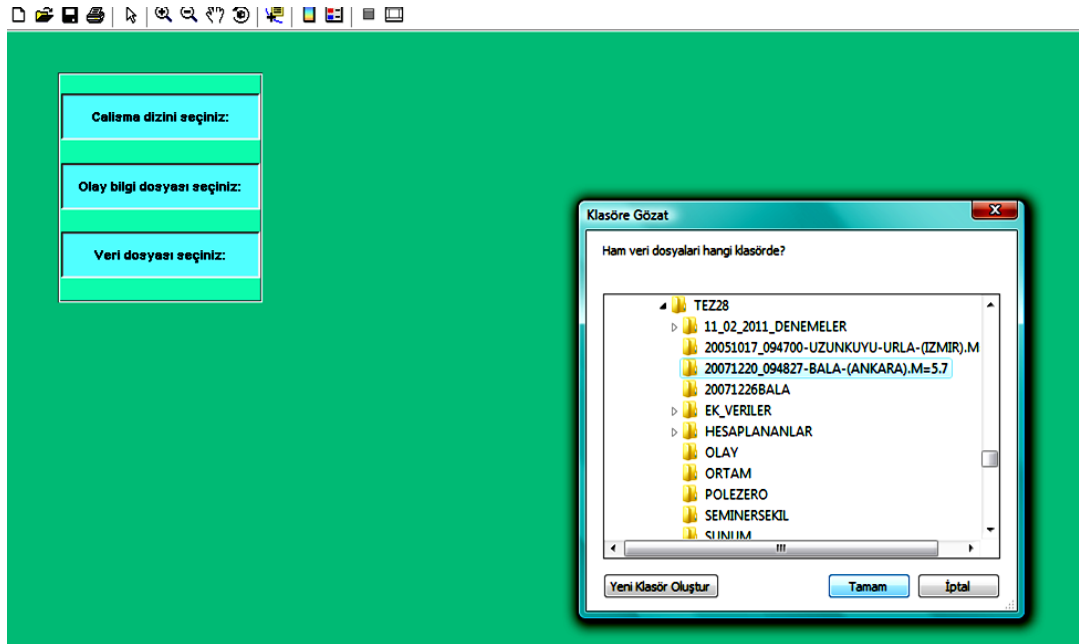
KONUM.dat dosyasında aşağıda görüldüğü gibi, sırasıyla, saniye cinsinden oluş zamanı, derece-desimal cinsinden enlem, boylam ve kilometre cinsinden derinlik bilgisi yer alır.

35243.044248 38.232394 26.443216 12.094444

OLAY klasöründeki diğer dosyada ise kullanılan her istasyonun ismi, derece-desimal cinsinden enlem ve boylamı, saniye cinsinden P ve S fazları için ilk varış zamanı okuma değerleriyle ilk varışın yönünü gösteren kutup değerleri bulunur. Söz konusu polarite değerinin +1.0 olması, düşey bileşen kayıttıda ilk hareketin yönünün yukarı, -1.0 olması ise aşağı doğru olduğunu ifade eder. OLAY klasörü içindeki ikinci dosya olan örnek bir VARIS.dat dosyası aşağıda verilmiştir.

ALT1	39.0552	30.1103	35348.1063	35352.3453	1.0
BCK1	37.4610	30.5877	35353.9182	35358.3870	-1.0
BZK1	41.9600	34.0035	35346.7401	35352.1027	1.0
DIKM	41.6497	35.2578	35347.6302	35350.0306	1.0
BNN1	38.8522	35.8472	35342.5545	35345.3635	1.0
IKL1	36.2387	33.6852	35359.6399	35365.4813	-1.0

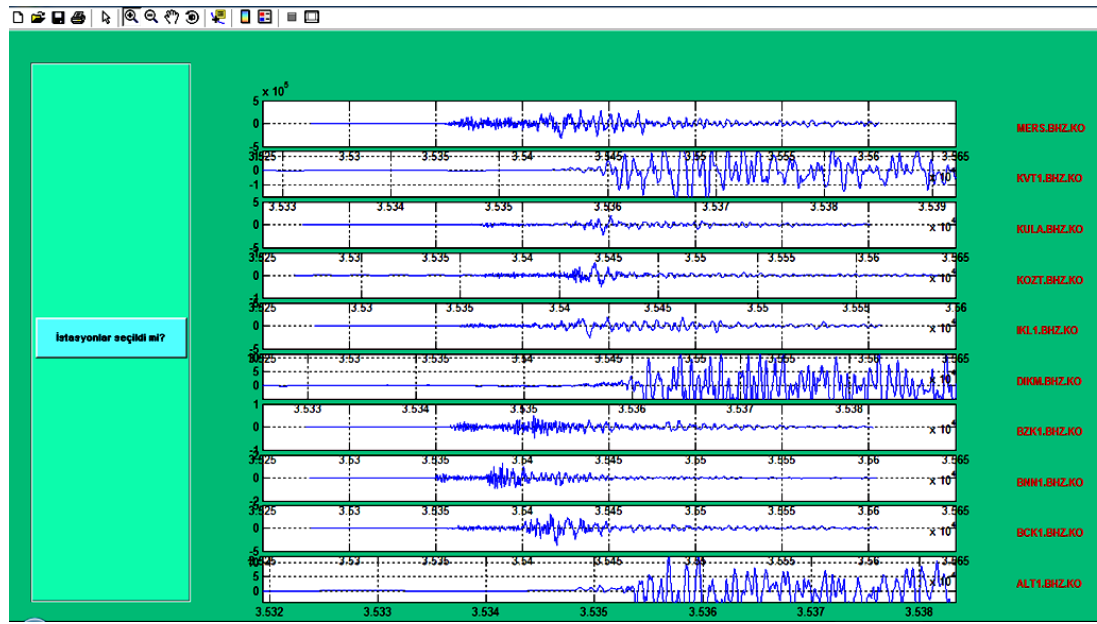
KONUM.dat ve VARIS.dat isimli dosyalar bu tez çalışmasında sunulan seminer kapsamında yazılmış deprem konum hesaplama amaçlı başka bir programın (KONSEC) çıkış dosyalarıdır. Ancak, söz konusu dosyaların farklı editör kullanarak da hazırlanması mümkündür. Dikkat edilmesi gereken unsur, dosyaların formatıdır. Sonraki aşamada, kullanılacak istasyonlardaki gözlemsel verinin bulunduğu dizin tanımlanır. Gözlemsel veri dosyaları .sac uzantılı olmalıdır.



Şekil 3 İncelenilen deprem için gözlemsel verinin yer aldığı dizinin tanımlanması

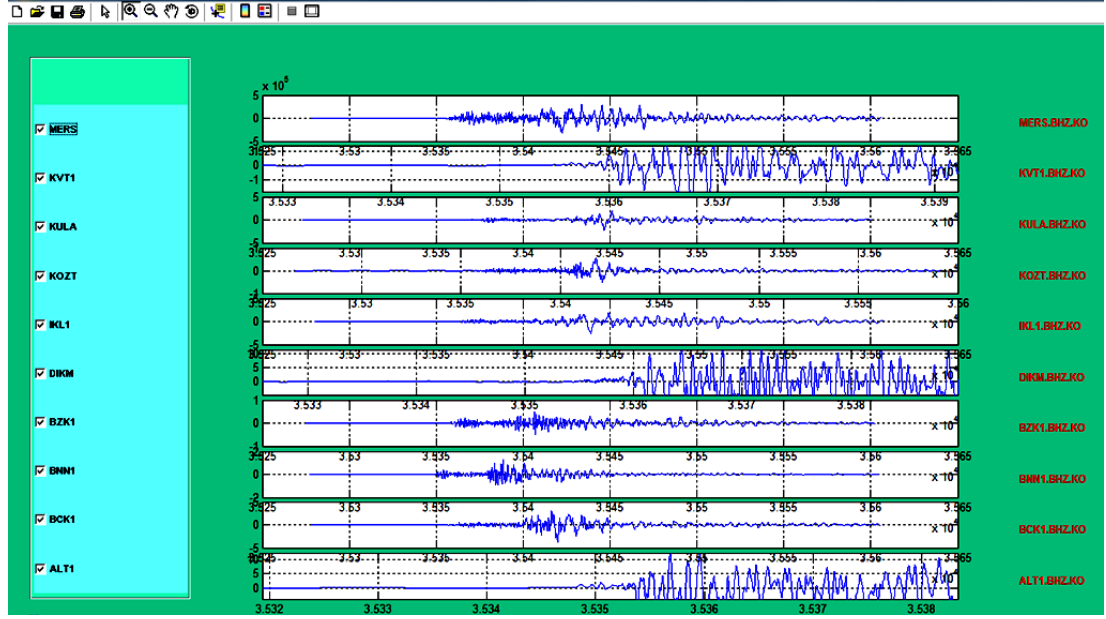
Seçilen gözlemsel veri dizininden sadece VARIS.dat dosyasındaki istasyonlar için düşey bileşen gözlemsel sismogramlar okunur ve şekil 4’deki gibi görüntülenerek kullanılacak istasyonlar seçilir. Program veri dosyasının ismindeki sekizinci karakter olan düşey bileşen indisi ‘Z’ ye göre okunacak dosyaları seçer. Her istasyonun düşey bileşen dosyasında bulunan saat:dakika:saniye.milisaniye cinsinden kayıt başlangıç zamanı depremin olduğu gün için saniye.milisaniye cinsine çevrilir. Kayıta ait zaman

ekseni de istasyon için okunan gözlemsel veri dosyasındaki örnekleme zaman artımı ve toplam örnek sayısı değerleri kullanılarak hesaplanır. Seçilen istasyonlarda gözlemsel veriden ortalama değer uzaklaştırması ve doğrusallık düzeltmesi yapıldıktan sonra, örnekleme aralığı 0.02 saniye gibi çok geniş bantlı bir kayıt ise, ikinci dereceden 0.01 Hz – 10.0 Hz bant geçiş aralıklı bir Butterworth süzgeçle süzülür. Bu süzgeçleme işleminin amacı kayıttaki alet gürültüsünün bastırılmasıdır. Şekil 4’de görüleceği gibi, bu aşamada her düşey bileşen kaydı üzerinde yakınlaştırma-uzaklaştırma ve kaydırma işlemi uygulanabilir.



Şekil 4 VARIS.dat dosyasındaki tüm istasyonlar için düşey bileşen kayıtların incelenmesi

Kullanılacak istasyonlara karar verildikten sonra sol paneldeki ‘İstasyonlar seçildi mi?’ isimli buton kullanılarak istasyon seçim paneli açılır. Bu panelde kullanılacak istasyonun isminin solundaki kutu işaretlenir.



Şekil 5 Programda kullanılacak istasyonların belirtilmesi

Kullanılacak istasyonlar seçildikten sonra sol menüde açılan değer giriş alanından kaynak noktalarından tüm alıcılara ulaşacak ışın yollarının yatay ekseninde istasyonlara yaklaşma ölçütü kilometre cinsinden girilir. Bu değer 0.0005 km'den de küçük olacak şekilde girilmesi, sonraki aşamalarda tanımlanacak ortam modeline göre ışın yollarının hesaplanma süresini uzatacak ve kullanılan işlemcinin mutlak sıfıra yaklaşma kapasitesine bağlı olarak programın hata yapmasına neden olacaktır. Yapılan bu seçimden sonra ekrandaki sağ panelden sırasıyla hesaplanacak dalga boyu için tam sayı ve ortamda P ve S faz hızları arasındaki oranın (V_p/V_s) girilmesi istenmektedir. Dalga boyu için girilen tam sayı (τ) kullanılarak $lr = 2^\tau$ ilişkisiyle hesaplanacak tüm kuramsal veri ve kullanılacak gözlemsel veri için zaman ortamında örnek sayısı belirlenir.

Işının İstasyona Yaklaşma Ölçütü (km)		Kaynak dalga boyu için tam sayı ve P faz hızı/S faz hız oranını giriniz	
0.001		6	1.67

Şekil 6 Işının istasyona yaklaşma ölçütü, dalga boyu için tam sayı ve vP/vS oranının girilmesi

Sonraki adımda kullanılacak istasyonlardaki yapılacak alet düzeltmesi için her istasyona ait POLE-ZERO dosyalarının dizini tanımlanır. Şekil 7’de görüldüğü gibi, soldaki menüde oluşacak ‘POLE ZERO dosyalarını seçiniz’ isimli buton seçilerek çıkan dosya menüsünden söz konusu alıcıların tümüne ait alet düzeltme dosyalarının bulunduğu dizin seçilir.

Işının İstasyona Yaklaşma Ölçütü (km)		Kaynak dalga boyu için tam sayı ve P faz hızı/S faz hız oranını giriniz	
0.001		6	1.67

POLE ZERO dosyalarını seçiniz:

Klasöre Gözet

İstasyon düzeltme dosyaları hangi klasörde?

- TEZ28
 - 11_02_2011_DENEMELER
 - 20051017_094700-UZUNKUYU-URLA-(IZMIR).M
 - 20071220_094827-BALA-(ANKARA).M=5.7
 - 20071226BALA
 - EK_VERILER
 - HESAPLANANLAR
 - OLAY
 - ORTAM
 - POLEZERO
 - SEMINERSEKIL
 - CI İNİ İLM

Yeni Klasör Oluştur Tamam İptal

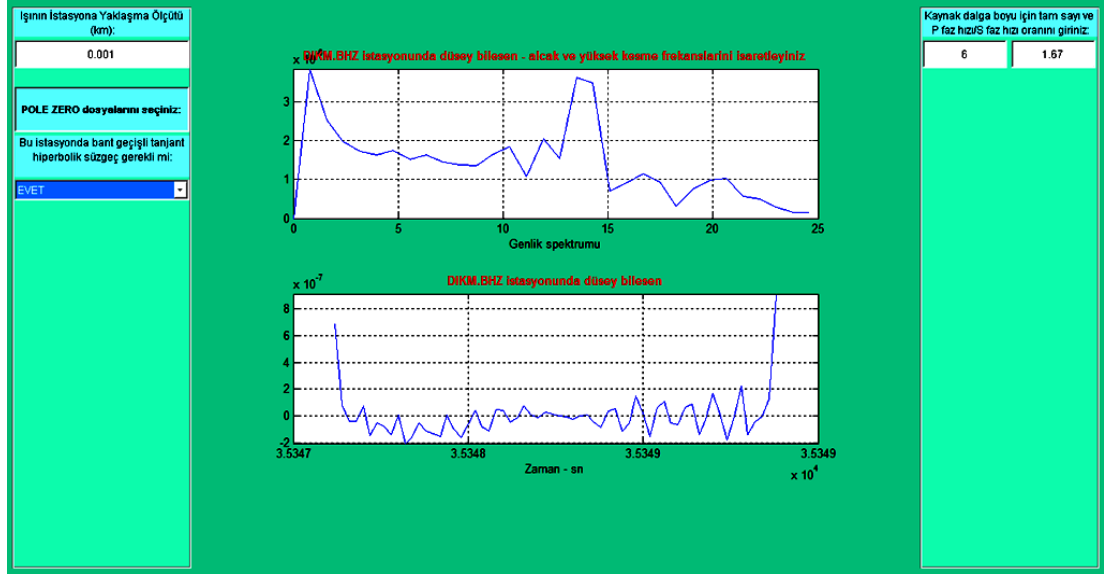
Şekil 7 Programa alet düzeltme dosyalarının girilmesi

Alet düzeltme dosyanın uzantısındaki BHZ tanımı, kayıtcının geniş bant ve düşey bileşenli olduğunu ifade eder. Alet düzeltme dosyasının biçimi için bir örnek aşağıda verilmiştir. A_0 sabiti ve kutup (pole) – sıfır (zero) değerleri program tarafından radyan birimine çevrilir.

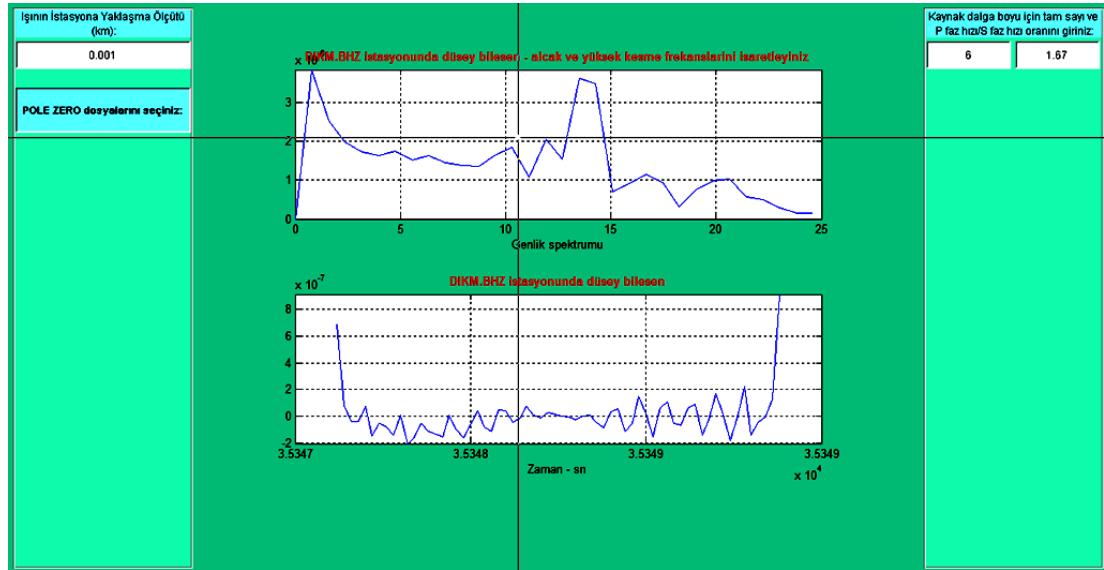
```
A0
2304000
count-->m/sec
540.257E-12
ZEROS
2
0 0
0 0
POLES 5
-0.00589 -0.00589
-0.00589 0.00589
-180 0
-160 0
-80 0
```

Kullanılan gözlemsel veri, her alıcı için, OLAY klasöründeki VARIS.dat dosyasında tanımlanan P fazı varış zamanı ve kaynak dalgası için yapılmış toplam süre seçimine göre kısıtlanmaktadır. Yani yapılacak işlemler tüm gözlemsel veri yerine sadece bir parçası için gerçekleştirilir. Gözlemsel veri parçasının zaman sınırlı olabilmesi için; veri boyuyla eşit boyda bir Tukey penceresiyle törpülenir.

Her istasyon için gerekli dosya kullanılarak düzeltmeler yapıldıktan sonra; isteğe bağlı olarak, sonuç veri bant geçişli bir tanjant hiperbolik süzgeçle süzülebilir (Başokur, 2007). Bu işlem veri boyunun uzatılmaması için frekans ortamında çarpma biçiminde gerçekleştirilir. Şekil 8’de görüldüğü gibi sol menüde bu istasyonda bant geçişli süzgeç kullanılmak istendiği veya istenmediği bir sorgu kutusuyla belirlenir ve cevabın Evet olması durumunda ekranın orta üst kısmındaki genlik izgesi üzerinde sırasıyla alçak ve yüksek kesme frekansları işaretlenir. Alçak kesme frekansındaki geçiş bölgesinin yarısının uzunluğu, frekans örnekleme aralığı kadar ve yüksek kesme frekansındaki geçiş bölgesinin yarısının uzunluğu frekans örnekleme aralığının beş katı olarak atanmıştır.



Şekil 8 İsteğe bağlı bant geçişli tanjant hiperbolik süzgeç kullanımı hakkında sorgu

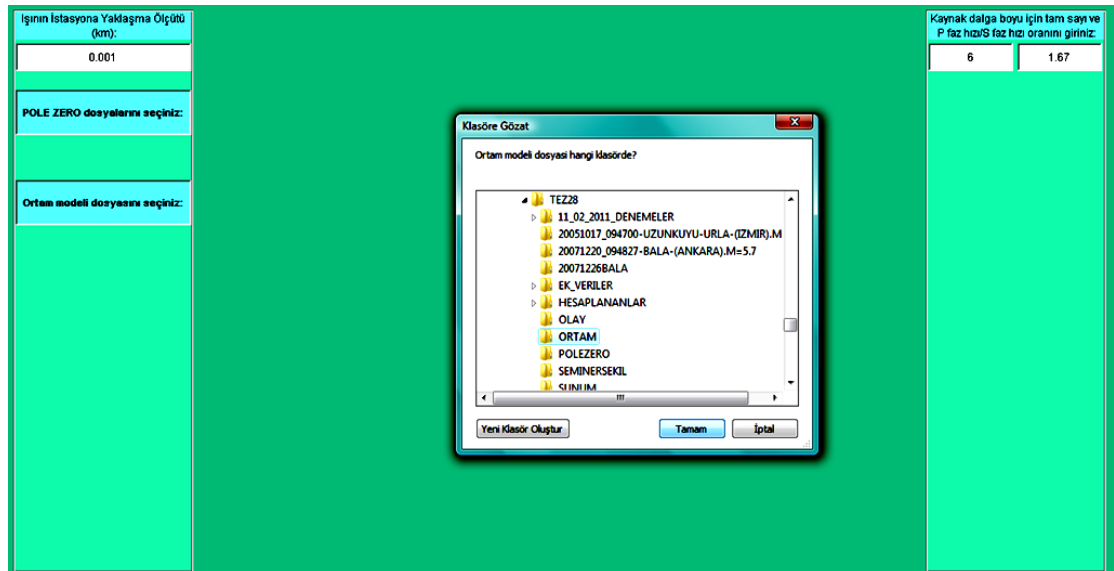


Şekil 9 Tanjant hiperbolik süzgecin kullanımı. Kesme frekansları üstteki genlik izgesinden işaretleniyor.

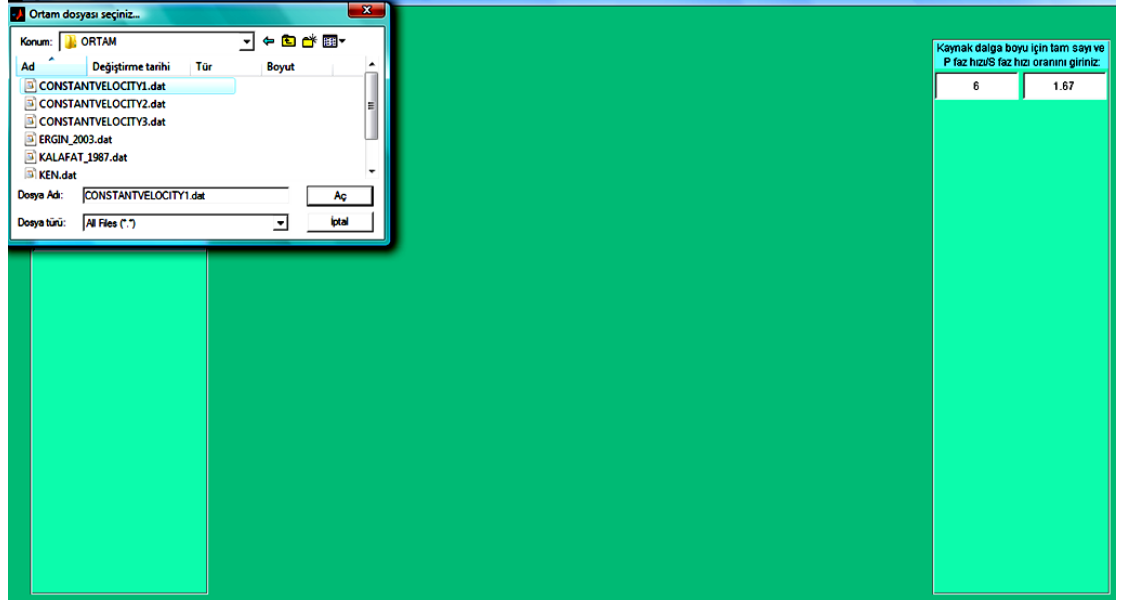
Her istasyonda süzgeçleme işlemi tamamlandıktan sonra sol menüde işlemin tekrarlanması veya süzülmemiş veriyle hesaplamalara devam edileceği yönünde bir seçenek listesi görülür. Bu seçime göre alet düzeltmesi yapılmış gözlemsel veri yeni seçilecek kesme frekanslarıyla tekrar süzülür veya hiç süzülmeden kullanılır.

Bütün istasyonlar için alet düzeltmesi ve süzgeçleme işlemi tamamlandıktan sonra programa ortam modeli dosyası okutulur. Bu amaçla, çalışma dizini altında ‘ORTAM’ isimli alt dizin içinde birkaç tane örnek dosya hazırlanmıştır. CONSTANTVELOCITY1.dat dosyası Karahan vd. (2001) çalışmasından oluşturulmuştur. CONSTANTVELOCITY2.dat dosyası ise Saunders vd. (1998) çalışmasında ANTO istasyonu için ve SAUNDERS_KULA_1998.dat dosyası ise Saunders vd. (1998) çalışmasında KULA istasyonu için verilmiştir. Aşağıda görüldüğü gibi, model dosyalarında sol sütunda kilometre cinsinden arayüzey derinlikleri ve sağ sütunda da km/s cinsinden P fazı hızı değerleri bulunur. Ortam modeli dosyası seçildikten sonra P fazı hızına ve ortam için girilmiş P ve S faz hızları arasındaki oran kullanılarak programın ana panelinde hız modeli grafiği oluşturulur. Programın kullanılabilmesi için faz hızı değerlerinin derinlikle arttığı homojen katmanlardan oluşan ortam modelleri kullanılmalıdır.

0.00000	4.5
2.00000	4.5
2.00000	5.85
17.0000	5.85
17.0000	6.2
29.0000	6.2
29.0000	7.5

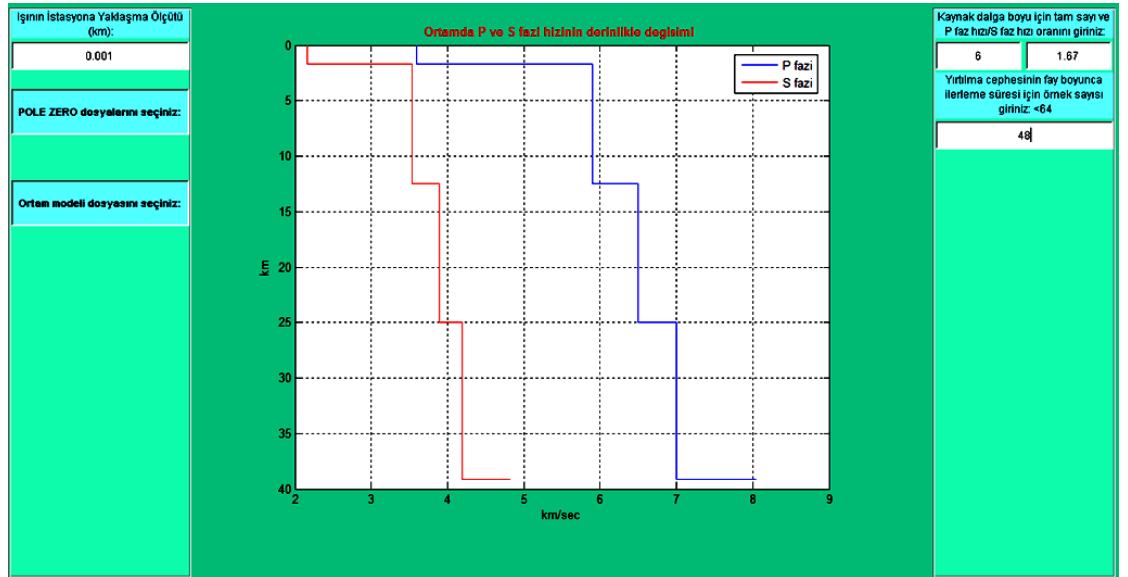


Şekil 10 Ortam modeli dosyalarının bulunduğu dizinin seçimi



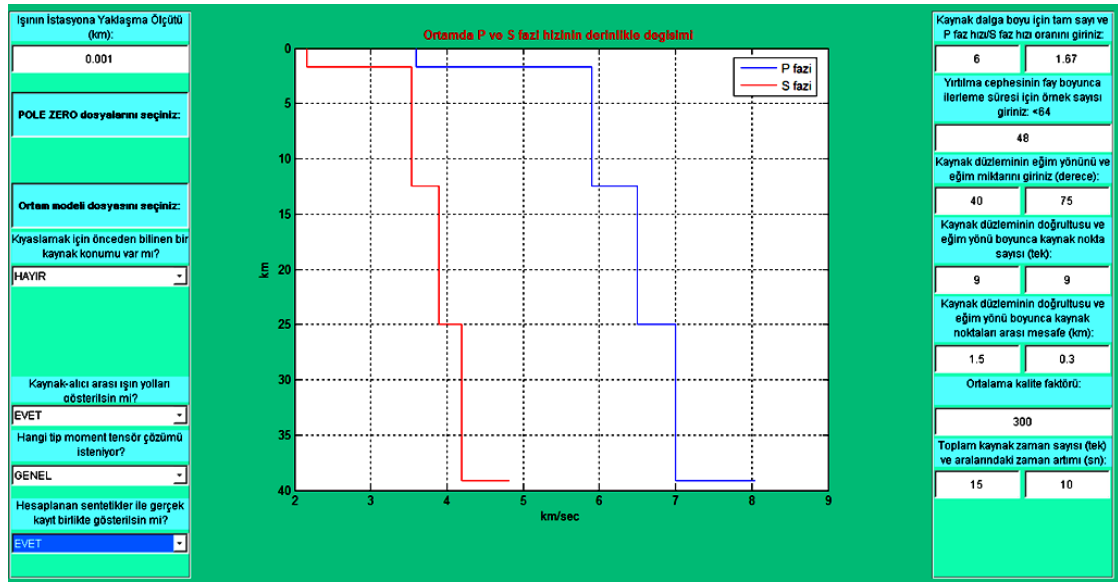
Şekil 11 Ortam modeli dosyasının seçimi

Sonraki aşamada sağ menüden kayma düzlemi üzerindeki her nokta için eşit olacak ‘Yırtılma cephesinin fay düzlemi boyunca ilerleme süresi için örnek sayısı’ girilir. Bu değer programın başında kaynak dalga süresi için tanımlanmış örnek sayısından küçük olmalıdır.



Şekil 12 ‘Yırtılma cephesinin fay düzlemi boyunca ilerleme süresi için örnek sayısı’ girilişi ve ortamda tanımlanan hız modeli

Kaynak dalga üretimi için ‘Hareketli Süreksizlik Kaynağı ve Moment Oran Fonksiyonu’ başlıklı bölümde anlatılan yaklaşım kullanılmıştır. Bu amaçla alt olayların yer aldığı kaynak düzleminin yönelimi, kaynak düzleminde yer alan kaynak konumu sayısı, kaynak konumlarının arasındaki mesafe, ortam için kalite faktörü, oluş zamanının zamanda ötelenme sayısı ve aralarındaki zaman farkı şekil 13’de görüldüğü gibi sağ panelden girilir. Kalite faktörü dışında birimler derece, kilometre ve saniye cinsindendir.

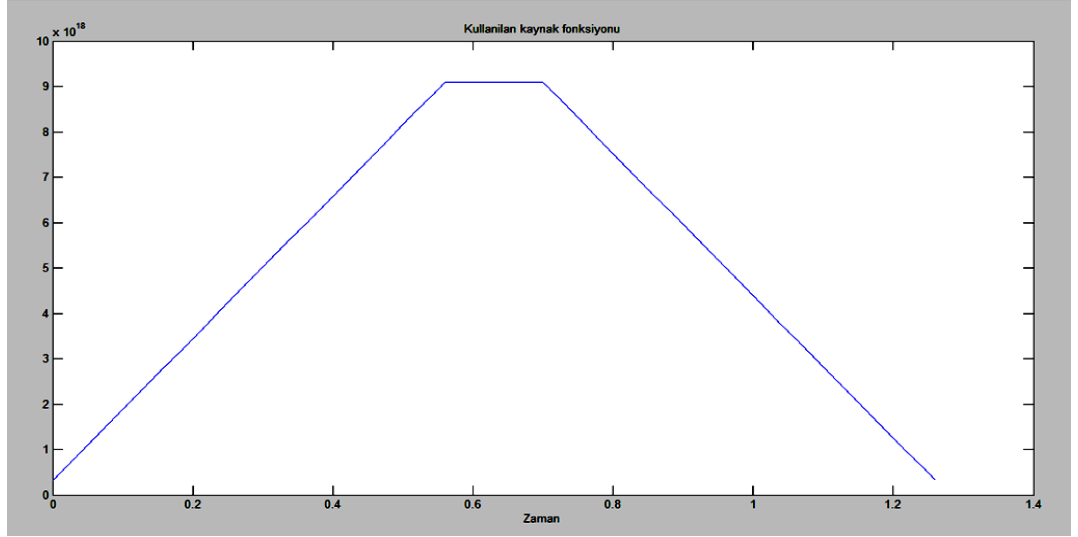


Şekil 13 Programın çalışması için son tercihlerin yapılması

Şekil 13’deki sol panelde ise; sonuç grafiklerinde kıyaslanmak üzere, varsa, ‘ bilinen kaynak konumunun enlem ve boylamının girişi ’, ‘ her kaynak konumu ile alıcıların arasında dalga ilerleme doğrultusunun grafiklenmesi hakkında seçim ’, ‘ odaktaki gerilme sistemini tanımlamak için moment tensör tipi seçimi ’ ve ‘ her kaynak derinliği için ters çözümün her tekrarında en yüksek korelasyona sahip kaynak konumu-oluş zamanı çifti için gözlemsel ve sentetik verinin grafiklenmesi hakkında seçim ’ yapılır.

Programın başlangıcında OLAY klasörü altındaki KONUM.dat dosyasından alınan deprem konum noktası ve zamanı, yukarıda oluşturulan kaynak düzleminin ve oluş

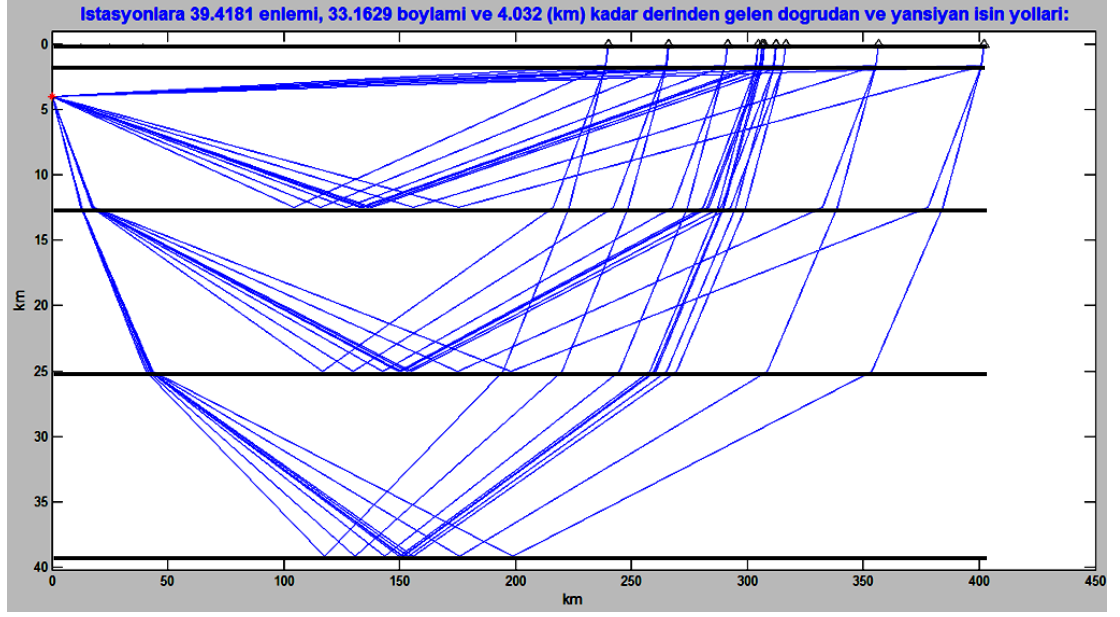
zamanı dizisinin tam ortasına yerleştirilir. Bu nedenle kaynak konum ve oluş zamanı sayıları tek sayı olarak girilmelidir.



Şekil 14 Yapılan tercihler göre hesaplanan örnek kaynak zaman fonksiyonu

Şekil 14’de yapılan tercihlere göre hesaplanmış moment oran fonksiyonuna örnek görülmektedir. ‘Hareketli Süreksizlik Kaynağı ve Moment Oran Fonksiyonu’ başlıklı bölümden ve (2.35) bağıntısından faydalanılmıştır. ‘Kaynak zaman fonksiyonu’ olarak isimlendirilmesinin nedeni, odaktan alıcılara deprem dalgasının katmanlı bir ortam modelinden geçerek ulaşmasıdır.

Şekil 13’deki sol panelde ‘ her kaynak konumuyla alıcıların arasında dalga ilerleme doğrultusunun grafiklenmesi ’ istenirse, şekil 15’de görüldüğü gibi, her kaynak konumu ve alıcı çifti için doğrudan ve ortamdaki arayüzeylerden yansıyan fazlara ait dalga ilerleme yönleri grafiklenir. Ancak bu seçim programın çalışma süresini uzatacaktır.



Şekil 15 Bir kaynak konumu için kullanılan tüm istasyonlara ulaşan dalga ilerleme yönleri

Yukarıdaki şekilde görüldüğü gibi; tanımlanan ortam modelinde kaynak konumundan daha derindeki tüm ara yüzeylerden yansıyan ve alıcılara doğrudan ulaşan ışın yolları kullanılır. Program, ortam modeline göre en derinde olan ara yüzeyi Moho süreksizliği olarak kabul eder ve sadece bu ara yüzeyden yansıyan ışın yolu için dönüşmüş fazları hesaplar. Diğer yansımalar için faz dönüşümü söz konusu değildir. Bütün kaynak-alıcı çiftleri arasındaki ışın yolları kaynaktan çıkış açıları tekrarlamalı olarak artırılarak veya azaltılarak, deneme-yanılma yöntemi ile hesaplanır.

Doğrudan dalga ışın yollarını hesaplamak için; kaynak-alıcı arasındaki düz çizginin kaynak noktasında düşey eksenle yaptığı dar açı başlangıç açısı değeri alınarak yinelemeye başlanır. Çünkü yer içinden yüzeye doğru modelin her katmanında hız değerinin azalması sebebiyle ışının geçtiği her ara yüzeyde ışın yolu ara yüzey normaline daha yaklaşır ve ışın alıcının dış merkez mesafesinden daha kısa bir yatay eksen mesafesinde son bulur, yani ışın alıcıya ulaşmaz. Ardışık ışın yolları arasında çıkış açıları arasında fark $d\theta = 0.01$ derece olacak şekilde başlangıç açısı değeriyle $90 - d\theta$ değeri arasında tüm ışın yolları hesaplanır. Sonra;

- En büyük açı için hesaplanan ışın yeryüzüne söz konusu alıcıdan daha önce ulaşıyorsa, ardışık çıkış açıları arasında fark $dtheta = \frac{dtheta}{10}$ olacak şekilde düzeltilir ve bu çıkış açısı değeri ile $90 - dtheta$ derece arasında ardışık çıkış açılarının farkı $dtheta$ olacak şekilde bölünerek yapılan işlem tekrarlanır. Bu tekrarlama işlemi programın başında girilen ‘Işının istasyona yaklaşma ölçütü’ ile en son hesaplanan ışın yolunun dış merkez mesafesinin kıyaslanmasıyla kontrol edilir.
- Söz konusu alıcı hesaplanan iki ardışık ışın yolunun yeryüzüne ulaştığı noktaların arasında kalıyorsa; sadece bu iki ışın yolunun çıkış açı değerlerinin arası on eşit parçaya bölünerek benzer yinelemeli bir yaklaşımla doğrudan ışın yolu aranır.

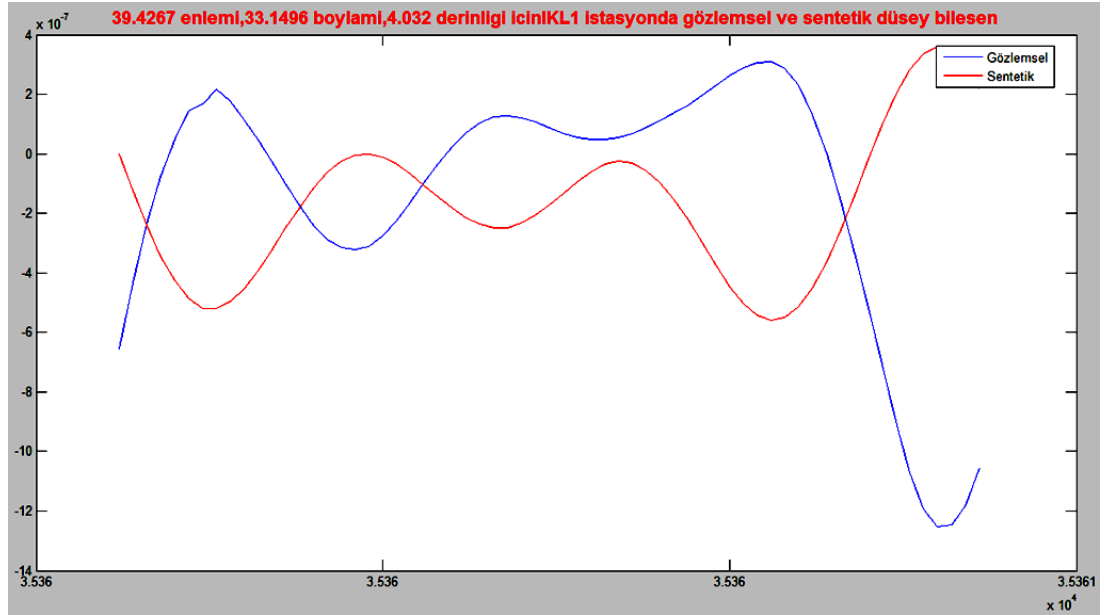
Yansıyan dalga ışın yolları içinse ortam modeline ve kaynak derinliğine göre her istasyon için kaç tane yansımanın gerçekleşeceği belirlenir ve her yansıma için, doğrudan dalga ışın yolu hesabına benzer olarak, ardışık ışın yolları arasında çıkış açısı farkı $dtheta = 1$ alınarak işleme başlanır. Her yansıma için kaynak noktasından derine doğru en küçük çıkış açısı; ilgili ara yüzeyin kritik açısına göre belirlenir (Snell yasası) ve en büyük çıkış açısı da $90 - dtheta$ alınarak; ardışık ışın yolları arasındaki çıkış açısı farkı $dtheta$ olacak şekilde bölünür. Bütün istasyonlara her ara yüzeyden hesaplanan yansıyan dalga ışın yolları, doğrudan dalga ışın yolu hesabında kullanılan yaklaşım ile tekrarlamalı olarak ‘Işının istasyona yaklaşma ölçütü’ ile kıyaslanarak en uygun ışın yolu belirlenir.

Şekil 13’de görüldüğü gibi yapılacak bir sonraki tercih odak bölgesinde çözümü aranan moment tensör tipi hakkındadır. Bu tercihe göre söz konusu odak noktaları için kullanılacak toplam temel tensör tipi sayısı belirlenir. Genel moment tensör (GMT), Saf deviatorik moment tensör (SDMT) ve Saf doğrultu atım moment tensör (SDATM) sistemleri kullanılabilecek seçeneklerdir. Odak bölgesinde çözümü aranan moment tensör tipleri hakkında bu tezin ‘Ters Çözüm İle Moment Tensör Hesaplama Yöntemleri’ başlıklı bölümünde ve çizelge 4.1’de bilgi verilmektedir.

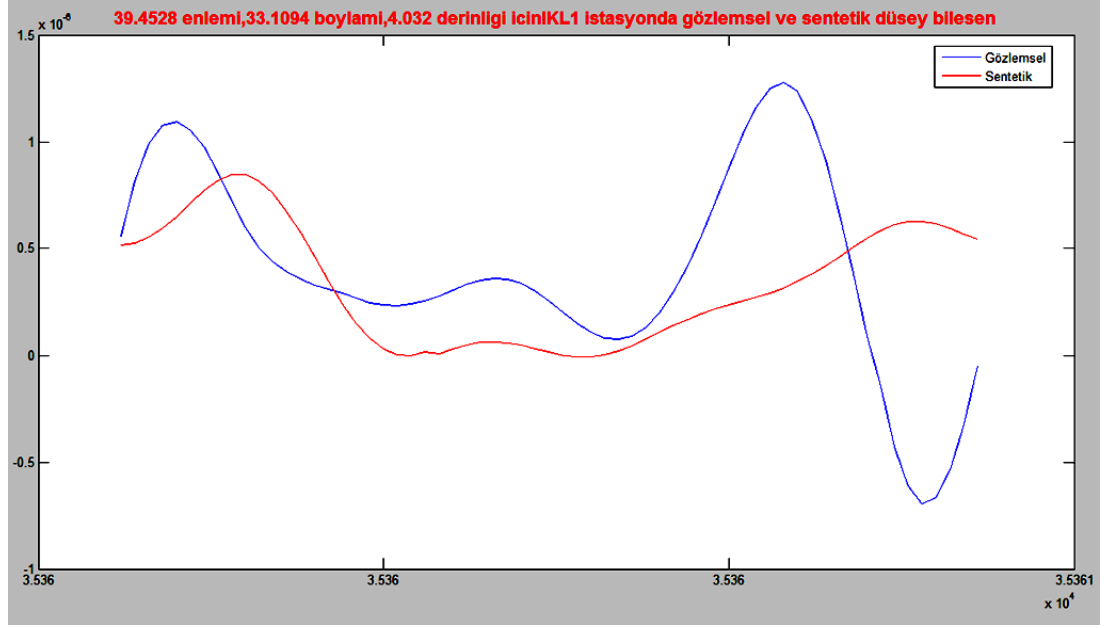
Şekil 13’deki sol sütunda yapılan son tercih, ters çözüm yinelemesinin her aşamasında her konum ve oluş zamanı çifti için her alıcıda hesaplanan kuramsal veriyle gözlemsel verinin birlikte görselleştirilmesi hakkındadır. Dikkat edilmesi gereken nokta, kuramsal verinin (3.6) ve (4.23) bağıntıları için tanımlandığı gibi hesaplanır.

MEKCOZ birinci ters çözüm yinelemesinde tüm kaynak konum ve oluş zamanı çiftleri için sentetik ve gözlemsel veriler arasındaki korelasyonu hesaplamakta ve en yüksek değerine karşılık gelen konum-oluş zamanı çiftini tek alt olay olarak kabul edip ters çözüme onun için devam etmektedir.

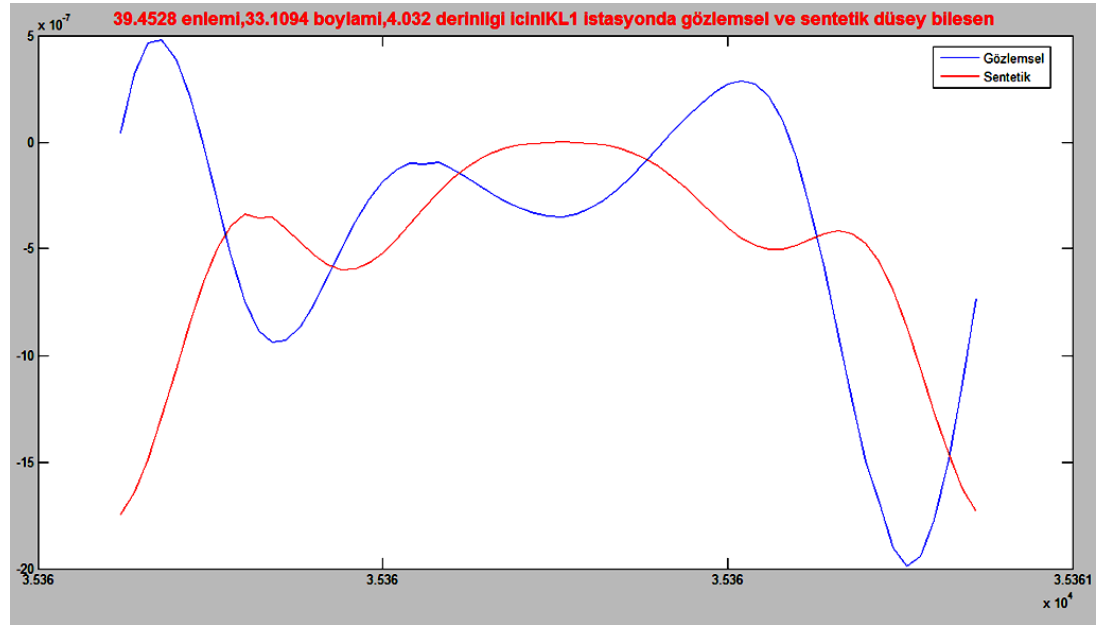
Şekil 16 - 18’de görüldüğü gibi aynı istasyon için ters çözümün 3. 6. ve 9. tekrarlamalarında en yüksek korelasyonu veren olay konumu aynı kalsa bile sentetik veri değişmektedir. Bunun sebebi, her tekrarlama için en yüksek korelasyonu veren oluş zamanının değişmiş olmasıdır.



Şekil 16 Üçüncü ters çözüm yinelemesinde gözlemsel ve sentetik veri



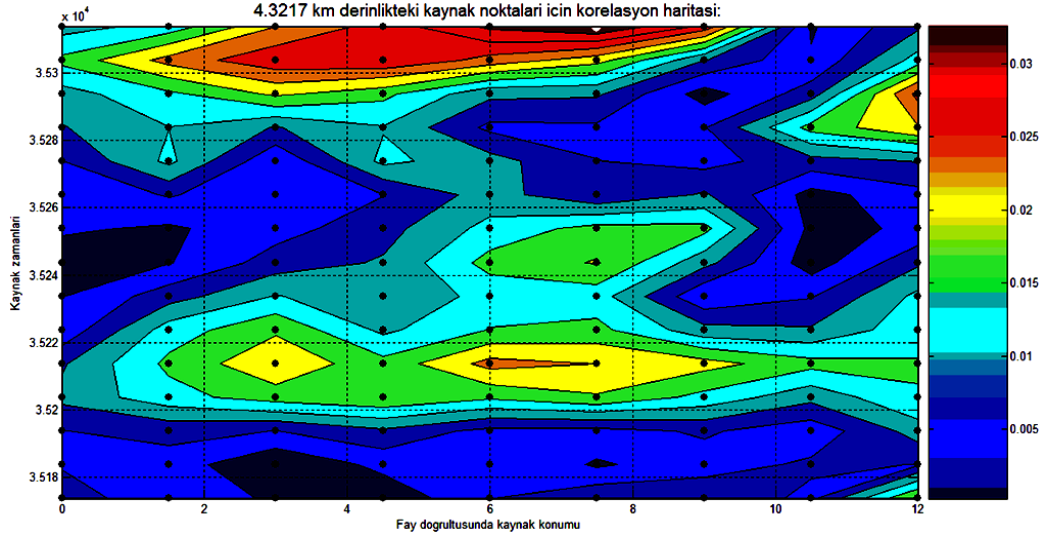
Şekil 17 Altıncı ters çözüm yinelemesinde gözlemsel ve sentetik veri



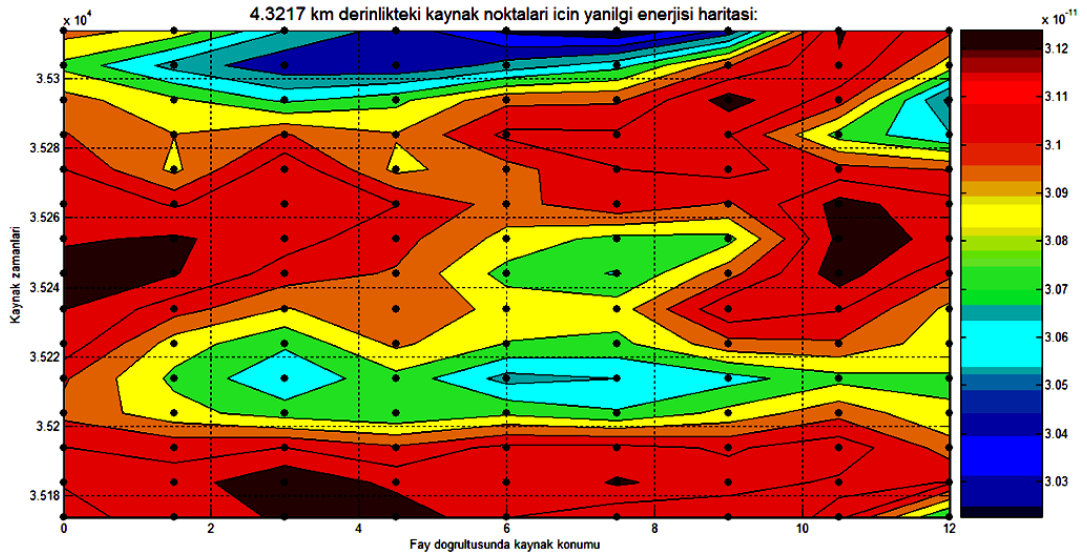
Şekil 18 Dokuzuncu ters çözüm yinelemesinde gözlemsel ve sentetik veri

Yapılan tüm seçimler ve girişler sonucunda çalışmanın yapıldığı dizinin altında oluşturulan CIKIS klasöründe üretilen sonuç grafikleri ve dosyaları saklanır. Deprem konumlarının yer aldığı her derinlik kademesi için kaynak düzleminin doğrultu

eksenindeki konum değerleriyle oluş zamanı değerlerine göre kuramsal ve gözlemsel veri arasındaki korelasyon ve yanilgi enerjisi haritaları hesaplanır. Bu amaçla; (4.25 - 27) ve (4.30 - 31) bağıntıları kullanılır.



Şekil 19 Ters çözüm sonucunda hesaplanmış korelasyon haritası. En yüksek korelasyon değeri beyaz nokta ile gösterilmiştir.



Şekil 20 Aynı derinlik için ters çözümün sonucunda hesaplanmış yanilgi enerjisi haritası

Şekil 19 ve şekil 20’de görüldüğü gibi; ters çözümün her tekrarlama için hesaplanan korelasyon ve yanılğı enerjisi haritalarının birinde yüksek değere karşılık gelen konum ve oluş zamanı çiftinin diğer haritada değeri düşüktür.

Korelasyon haritasında en yüksek değere veya yanılğı enerjisi haritasında en düşük değere karşılık gelen konum-oluş zamanı çiftine göre hesaplanan sentetik veri gözlemsel veriye en yakın olandır.

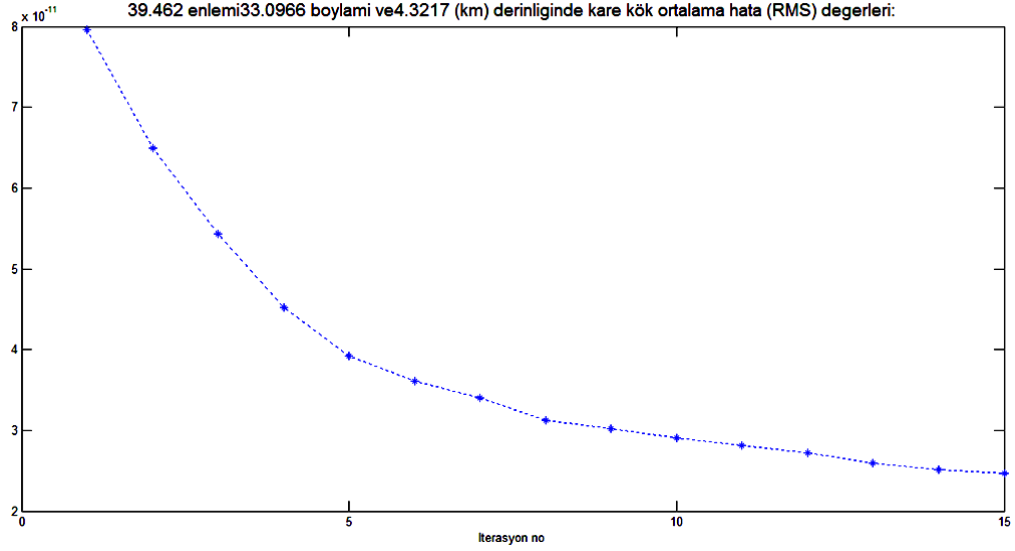
Ters çözümün ilk aşamasında hesaplanan korelasyon haritasında en yüksek değeri veren konum ve oluş zamanı çiftleri için hesaplanan kuramsal veri gözlemsel veriden çıkartılarak; bir sonraki yineleme için yeni gözlemsel veri hazırlanır. Sonraki yinelemede ise bu yeni gözlemsel veriyle önceki yinelemede tüm konum ve oluş zamanı çiftleri için hesaplanmış kuramsal verinin korelasyonu hesaplanır ve yine en yüksek korelasyon değerine karşılık gelecek konum ve oluş zamanı çifti seçilir. Aynı işlemler ters çözümün sonraki yinelemelerinde tekrarlanır.

Bu tekrarlamalı işlem için sınır değer olarak her alıcı için hesaplanan gözlemsel ve kuramsal verinin arasındaki karekök ortalama hatası (RMSE) kullanılır

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{lr} (d(j) - w(j))^2}{lr}} \quad (1)$$

Burada lr terimiyle söz konusu istasyondaki veri boyu; d dizisiyle söz konusu istasyondaki gözlemsel veri ve w ile de hesaplanan kuramsal veri tanımlanmaktadır. Daha sonra, bu tekrarlama için, (1) bağıntısıyla her alıcı için hesaplanmış karekök ortalama hata değerlerinin toplanmasıyla toplam karekök ortalama hata değeri bulunur. Ardışık tekrarlamaadaki toplam karekök ortalama hata değerleri arasındaki fark birinci tekrarlamaadaki değerin %1’inden küçükse tekrarlama işlemi durdurulur. Ayrıca tekrarlamaı durdurmak için başka bir koşul da, ardışık tekrarlamalar ile toplam karekök ortalama hatanın artmasıdır. Her derinlik için konum ve oluş zamanı çifti seçilirken ters çözümün her yinelemesinde hesaplanan toplam karekök ortalama hata değerleri şekil 21’deki gibi görselleştirilmekte ve ‘.bmp’ uzantılı olarak CIKIS klasöründe saklanır.

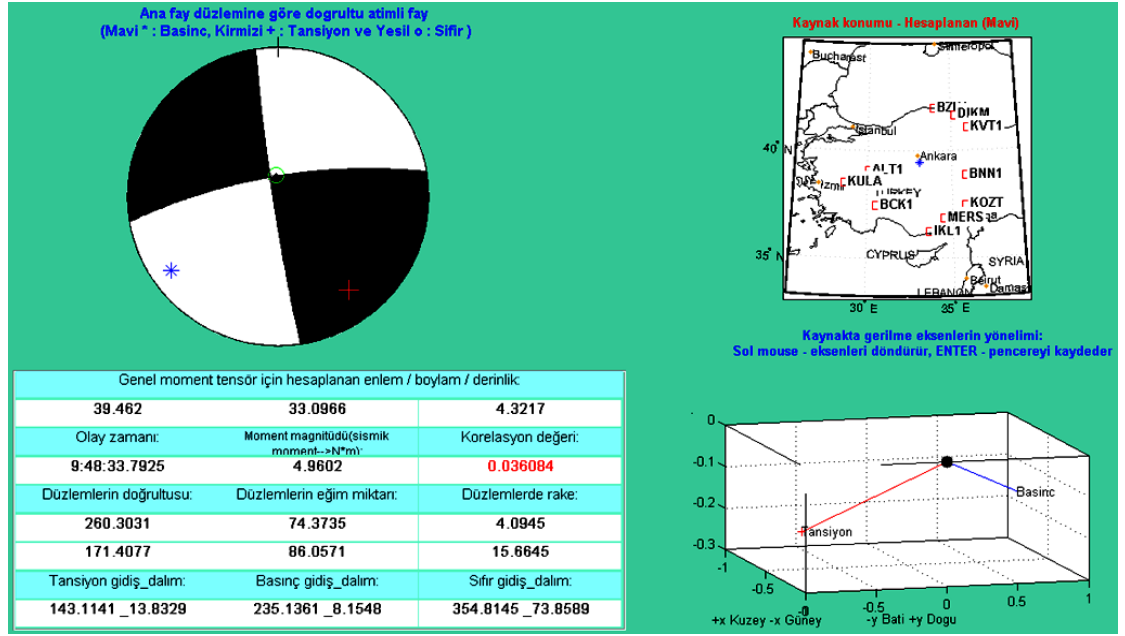
Yinelemelerde en yüksek korelasyon değerini veren konum ve oluş zamanı çiftleri birbirine eşit olmak zorunda değildir.



şekil 21 Ters çözümün her yinelemesi için toplam karekök ortalama hata değerlerinin değişimi

Her derinlik kademesi için ters çözüm işleminin sonunda hesaplanan korelasyon ve yanılığ enerjisi haritaları CIKIS klasörü altında **.bmp** uzantılı olarak saklanır.

CIKIS klasöründe oluşturulan diğer bir grafik çıktıısı incelenen her derinlik kademesi için ters çözümün sonunda belirlenen konum ve oluş zamanı çifti için hesaplanmış odak mekanizması çözümüdür. Bu dosyalar **.fig** uzantılıdır.



Şekil 22 Örnek bir derinlik kademesi için hesaplanmış odak mekanizması

Şekil 22’de görüldüğü gibi; grafik dört unsurdan oluşmaktadır. Sol üst köşede; hesaplanmış odak mekanizması yer alır. (4.33) bağıntısıyla hesaplanan moment tensör yoğunluk düzeyi; (2.59) ve (2.60) bağıntıları kullanılarak sırasıyla özdeğerlerine ve her özdeğeri için birer özyöneyle ayrıılır. Bu özdeğer ve özyöneyle göre; ‘Moment Tensör ve Elastik Kaymalar’ başlıklı bölümde anlatıldığı gibi, ana (birinci) ve yardımcı (ikinci) düğüm düzlemlerin doğrultusu, eğimi ve üzerlerindeki kayma yöneyi yönelimiyle harekete neden olan çift eşlenik kuvvet sisteminin dengi doğrusal çift kutuplu kuvvet sistemi, şekil 2.8’deki gibi, tanımlayan yöneylerin doğrultusu ve dalım açıları hesaplanır. Söz konusu doğrusal çift kutuplu sistem, odak noktasında geçerlidir. Tansiyonel (çekme) karakterli doğrusal çift kutbun yeryüzünde karşılığı olan bölgede sıkışma (kompresyon) ve basınç (itme) karakterli doğrusal çift kutbun yeryüzünde karşılığı olan bölgede ise genişleme (dilatasyon) görülür. Bu bölgelerin birbirinden ayrılması için odak mekanizma küresinde tansiyonel karakterli doğrusal çift kutbun denk geldiği bölge siyah olarak boyanır. Program mekanizma tipini çizelge 5.1’de verilen sınır değerlerine göre tanımlar.

Şekil 22’de görüldüğü gibi; sol alt bölümde odak noktasına ve mekanizmaya ait hesaplanmış parametreler yer alır. Sağ üst köşede ise; kullanılan alıcıları da içeren bir

konum haritası bulunur. Eğer kıyaslamak için başka bir odak konum bilgisi bulunursa, bu haritada kırmızı bir yıldız olarak yer alacaktır. Sağ alt bölümde ise odak küresindeki tansiyonel ve basınç karakterli doğrusal çift kutupların üç boyutlu gösterimi bulunur.

CIKIS klasöründe yaratılan son dosya TENSOR.dat dosyasıdır. Bu dosyada hesaplanan her odak mekanizma çözümü için

- konum,
- ters çözüm için yapılan yineleme sayısı
- oluş zamanı,
- moment tensör yoğunluk düzeyi,
- köşegen moment tensör düzeyi,
- hacimsel değişimi yansıtan; köşegen moment tensör düzeyinin izotrop bölümü,
- çift eşlenik (DC) bölümü (Knopoff ve Randal, 1970),
- dengelenmiş doğrusal çift kutuplu vektör (CLVD) bölümü (Knopoff ve Randal, 1970),
- saf çift eşlenik sistemden sapma ölçütü (Knopoff ve Randal, 1970),
- tansiyonel ve basınç karakterli doğrusal çift kutuplar için hesaplanan sismik moment değerleri

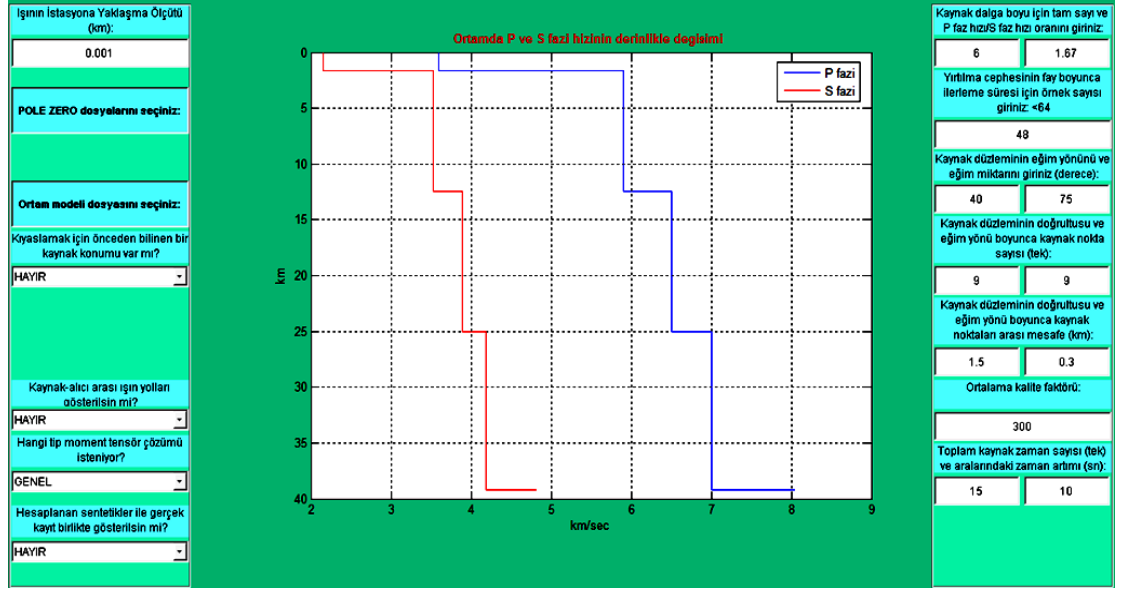
saklanır. Bu değerlerin hesaplanması için ‘Moment Tensör ve Elastik Kaymalar’ başlıklı bölümde ayrıntılı bilgi verilmektedir. Aşağıda görüldüğü gibi, her derinlik kademesi için bu dosyaya eklenen bölümler birbirinden bir çizgi ile ayrılır.

```

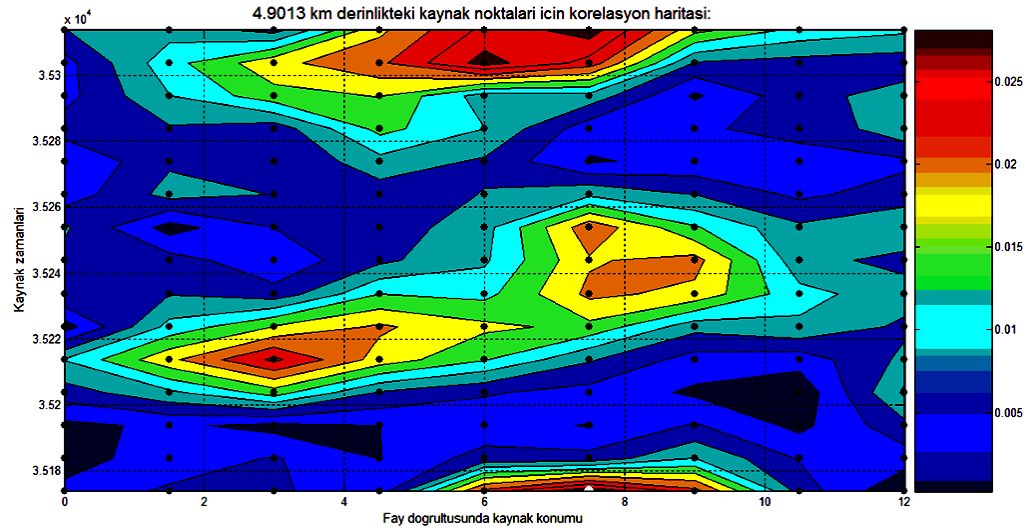
Enlem_____Boylam_____Deinlik_____
39.435422   33.136175   4.031972
Toplam iterasyon sayısı:
10
Olay zamanı:          9:47:23.7925
Moment tensor yoğunluk fonksiyonu:
-7.5778e+016   2.3043e+017  -4.4365e+016
2.3043e+017  -6.4345e+015  4.1801e+016
-4.4365e+016   4.1801e+016  3.368e+016
Moment tensor:
-2.8574e+017   0         0
0   4.524e+016   0
0   0   1.9197e+017
Moment tensorun isotrop kısmı :
-1.6177e+016   0         0
0   -1.6177e+016  0
0   0   -1.6177e+016
Moment tensorun çift eşlenik kısmı (Knopoff & Randall 1970):
2.3885e+017  0         0
0   0         0
0   0   -2.3885e+017
Moment tensorun dengelenmiş doğrusal vektör dipol kısmı (Knopoff & Randall
1970):
-2.262e+016  0         0
0   4.524e+016  0
0   0   -2.262e+016
Saf çift eşlenik (DC) sistemden sapma ölçütü (Knopoff & Randall 1970):
1.488480
Tansiyon eksenini için sismik moment____Basınç eksenini için sismik moment:
-2.857385e+017   1.919666e+017

```

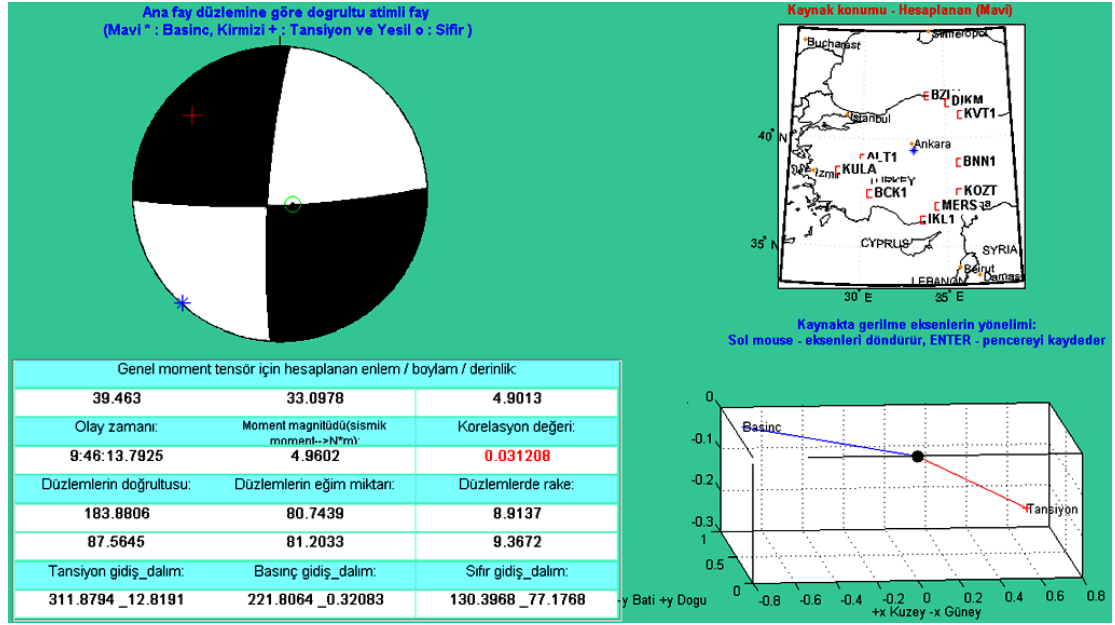
Şekil 23’de verilen parametre tercihleri ile 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için iki farklı kaynak derinliği için MEKCOZ ile hesaplanan korelasyon haritaları ve mekanizma çözümleri şekil 24 - 27’de sunulmaktadır.



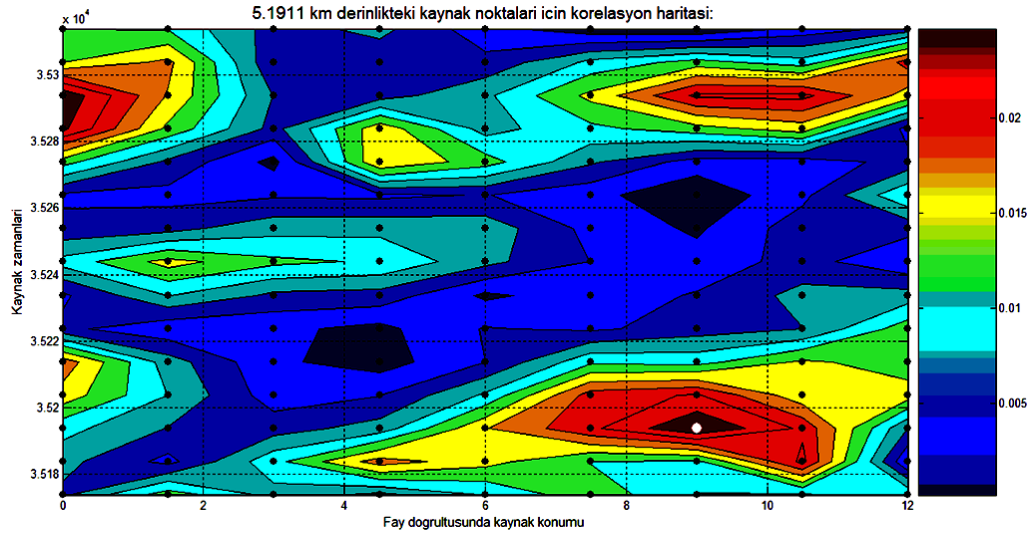
Şekil 23 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için parametre tercihleri



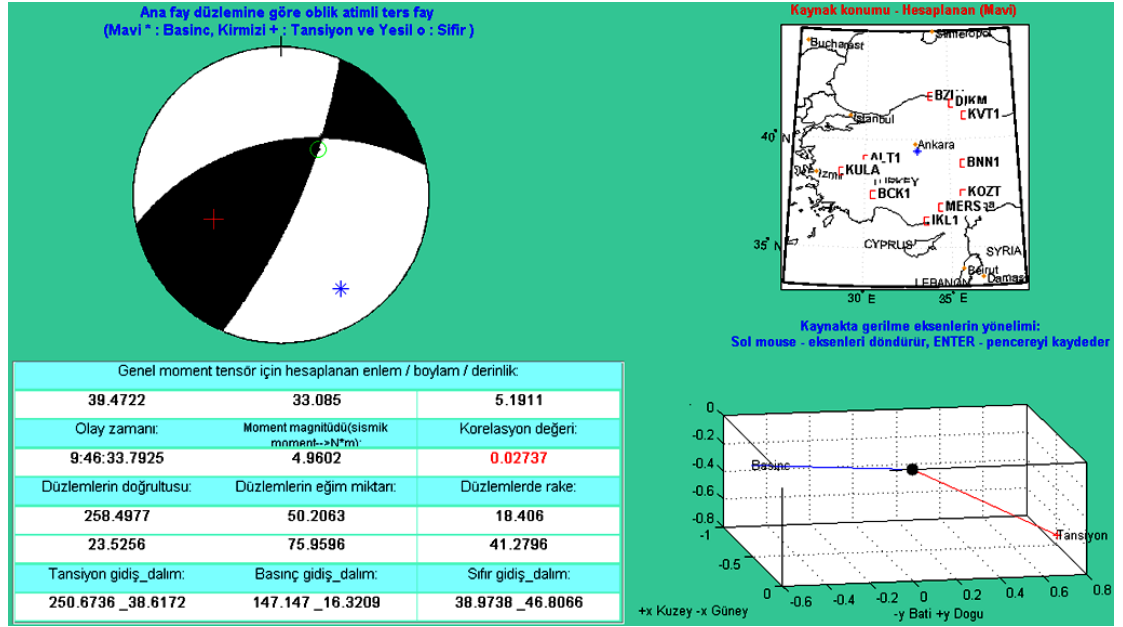
Şekil 24 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için 4.9013 km derinlikte korelasyon haritası. Çözüm için seçilen konum – oluş zamanı çifti beyaz noktayla gösteriliyor



Şekil 25 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için 4.9013 km derinlikte MEKCOZ ile mekanizma sonucu



Şekil 26 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için 5.1911 km derinlikte korelasyon haritası. Çözüm için seçilen konum – oluş zamanı çifti beyaz noktayla gösteriliyor



Şekil 27 20 Aralık 2007 Bala - Ankara $M_L=5.7$ depremi için 5.1911 km derinlikte MEKCOZ ile mekanizma sonucu

Şekil 23 - 27 birlikte değerlendirilecek olursa, Kikuchi ve Kanamori (1991) çalışmasında önerilen yöntemle üretilecek sonuçlar, kaynak düzlemi üzerinde olay konumlarının yerleştirildiği derinliğe bağlı olarak çok önemli farklılıklar gösterebilir. Ancak bu durum her kaynak düzlemi yönelimi için geçerli olmayabilir.

ÖZGEÇMİŞ:

Adı Soyadı: Tolga KARABIYIKOĞLU
Doğum Yeri: Ankara
Doğum Tarihi: 11 Kasım 1975
Medeni Hali: Bekar
Yabancı Dili: İngilizce

Eğitim Durumu:

Lise: Ayşeabla Koleji (1993)
Lisans: Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi
Jeoloji Mühendisliği Bölümü (1997)
Yüksek Lisans: - Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeoloji Mühendisliği Anabilim Dalı
(Eylül 1997 – Haziran 2000)
- Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı
(Şubat 2008 – Nisan 2011)

Çalıştığı Kurum / Kurumlar ve Yılı:

Türkiye Bilimler Akademisi (TÜBA) Eylül 1999 – Ekim 2004
Ankara Üniversitesi Rektörlüğü
Deprem Araştırma ve Uygulama
Merkezi (ADAUM) Ekim 2004 -

Yayınları (SCI ve Diğer):

Seyitoğlu G., Kazancı N., Karadenizli L., Şen Ş., Varol B. ve **Karabıyıkoglu T.**, 2000. Rockfall avalanche deposits associated with normal faulting in the NW of Çankırı basin: Implications for the postcollisional tectonic evolution of the Neo-Tethyan suture zone. Terra Nova, 12, 245 – 251.