

DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİSİNİN
İKİ BOYUTLU SEYAHAT ZAMANI
TOMOĞRAFİSİ

Çağlayan BALKAYA

Ekim, 2010
İZMİR

KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİSİNİN İKİ BOYUTLU SEYAHAT ZAMANI TOMOGRAFİSİ

Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Doktora Tezi

Jeofizik Mühendisliği Bölümü, Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Çağlayan BALKAYA

Ekim, 2010

İZMİR

DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

ÇAĞLAYAN BALKAYA, tarafından **PROF. DR. ZAFER AKÇIĞ** yönetiminde hazırlanan “**KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİSİNİN İKİ BOYUTLU SEYAHAT ZAMANI TOMOGRAFİSİ**” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Zafer AKÇIĞ

Yönetici

Prof. Dr. Günay ÇİFÇİ

Tez İzleme Komitesi Üyesi

Doç. Dr. Mustafa AKGÜN

Tez İzleme Komitesi Üyesi

Prof. Dr. Kenan GELİŞLİ

Jüri Üyesi

Yrd.Doç.Dr. Gökhan GÖKTÜRKLER

Jüri Üyesi

Prof. Dr. Mustafa SABUNCU

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca gösterdiği destek ve rehberlik için danışman hocam, Prof. Dr. Zafer AKÇIĞ'a en içten teşekkürlerimi sunarım. Kendisi, maddi ve manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyerek her zaman yanımda olmuştur.

Bölümümüzün bir kamp stajı sırasında kendisini daha yakından tanıma şansı bulduğum, bu çalışma konusunu öneren ve daha sonraki zamanlarda çalışmamın her aşamasında yer alarak görüş ve eleştirileri ile tezimin olgunlaşmasında çok büyük katkı sağlayan, bilgi ve deneyimlerini karşılıksız paylaştan, ağabeyim, Yard. Doç. Dr. Gökhan GÖKTÜRKLER'e candan teşekkür ederim.

BHRS (Boise Hydrogeophysical Research Site) veri seti ve bu veri seti ile ilgili bilgileri sağlayan Dr. William P. CLEMENT ve Dr. Warren BARRASH'a, bu veri setinin kullanılmasına izin veren, CGISS'e (Center for the Geophysical Investigation of the Shallow Subsurface) ve SEG (Society of Exploration Geophysicists) tarafından yayınlanan bir şeklin kullanılmasına izin veren SEG'e ve Dr. James D. IRVING'e ayrıca, bu veri setinin değerlendirilmesinde kullandığım tomografik ters çözüm kodunu (*PRONTO*) kullanmama izin veren ve değerli bilgilerini paylaştan Dr. David F. ALDRIDGE'e teşekkür ederim.

Tez izleme komitemin üyeleri; Prof. Dr. Günay ÇİFÇİ, Doç. Dr. Mustafa AKGÜN ve ilk tez izleme komitemde yer alan, daha sonra iki dönem tez danışmanlığımı da yapan Prof. Dr. Rahmi PINAR'a, tezimi destekleyici olumlu görüşlerinden dolayı teşekkür ederim. Sevgiyle anımsadığım ve yaşamımda bir dönüm noktası olan sıcak insanların kenti Trabzon'dan, Prof. Dr. Kenan GELİŞLİ, eleştiri ve önerileriyle çalışmamın neticelenmesinde katkıda bulunmuştur, teşekkür ederim.

Beni y reklendirerek akademik çalışma hayatına girmeme vesile olan, manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen, bir baba gibi sevdiğim hocam Doç. Dr. M. Ali KAYA'ya, eğitimim ve yaşamım boyunca sevgi ve desteklerini eksik etmeyen, canlarım, annem Perihan ve babam Mehmet BALKAYA'ya sonsuz teşekkür ederim.

Ve nihayet sevgili, biricik eşim, Ecem'e, bu zor ve uzun dönemde, şik yet etmeden, her zaman yanımda olduğu ve gösterdiği içten sevgi, sabır ve desteği için minnettarım. Bu süreçte hayata merhaba diyen biricik minik kızlarım; İrem Elena ve Didem Alina, her zaman benim moral kaynağım olmuşlardır. Sevgiyle kucaklarım...

 aęlayan BALKAYA

KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİSİNİN İKİ BOYUTLU SEYAHAT ZAMANI TOMOGRAFİSİ

ÖZ

Bu tez kapsamında, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin iki boyutlu seyahat zamanı tomografisinde; seyahat zamanı denkleminin fonksiyonel tanımına (Yöntem 1) ve ışın izleme temeline dayanan (Yöntem 2) iki ayrı yöntem üç test modeli ve bir arazi veri seti kullanılarak karşılaştırılmıştır. Yapay veri setleri, basitten karmaşığa doğru değişen çeşitli hız dağılımlarından oluşan modellerden üretilen seyahat zamanlarıyla oluşturulmuştur. Değerlendirmede, sadece ilk varışlar dikkate alınarak, hava-yer arayüzeyinde oluşan baş dalgaları hesaplamaya dahil edilmemiştir. Seyahat zamanları, eikonal denkleminin sonlu farklarla çözümü ve elektromanyatik dalga yayılımının zaman ortamı sonlu farklar (FDTD) modellemesiyle elde edilmiştir.

Bu tez kapsamında önerilen yöntem (Yöntem 1), Tikhonov düzgünleyicisi ile seyahat zamanlarının doğrusallaştırılmış en küçük-kareler ters çözümüne dayanmaktadır ve geleneksel ışın izleme yöntemi bu ters çözümün bir parçası değildir. Bu yöntemde, hücre yavaşlıklarına göre seyahat zamanlarının kısmi türevlerinden oluşan duyarlılık düzeyi bir sonlu-farklar yaklaşımıyla elde edilmiştir. Dizey terslemeleri için yinelemeli eşlenik türev yöntemleri, çözümü durağanlaştırmak için düzgünlük kısıtlı düzgünleyici ve duyarlılık düzeyinin hesaplama zamanını hızlandırmak için Broyden yöntemi kullanılmıştır. Işın izleme temeline dayanan Yöntem 2’de, hız alanları, doğrusal ve de eğrisel ışın yaklaşımları kullanılarak eşzamanlı yinelemeli çözüm tekniğiyle (SIRT) güncellenmiştir. Test modellerinde; hücre hızı boyutlarının, başlangıç hızı modelinin ve gürültünün her iki yöntemin çözüm gücüne etkisi araştırılmıştır. Yöntem 1’den elde edilen hız tomogramları, daha küçük seyahat zamanı rezidüelleri, Öklid uzaklıkları ve hücre hızı hatalarıyla tanımlanmıştır. Ayrıca, Yöntem 1’in çözümlerinin yakınsama hızları, Yöntem 2’nin her iki yaklaşımından daha fazladır. Test modellerinin düşük hız zıtlığına sahip zonları, her iki yöntem tarafından çok iyi görüntülenirken yüksek hız zıtlığı olan zonlarda Yöntem 1 daha başarılı olmuştur. Yöntem 2’nin yaklaşımları

arasında, genel olarak, eğrisel ışınların kullanıldığı çözümler daha iyi sonuçlar üretmiştir. Bu sonuçlar neticesinde, arazi veri seti hem Yöntem 1 hem de eğrisel ışın temelli Yöntem 2 ile değerlendirilmiştir. Her iki yöntem de modeldeki karakteristik hız anomalilerini başarıyla görüntülemiştir. Bu tez çalışması kapsamında önerilen algoritmanın (Yöntem 1), karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin değerlendirilmesinde etkin bir şekilde kullanılabileceği gösterilmiştir.

Anahtar sözcükler: Broyden güncellemesi, Eikonal çözücü, Karşılıklı kuyu yer radarı yöntemi, Modelleme, Seyahat zamanı tomografisi, Yinelemeli yöntemler, Zaman ortamı sonlu-farklar yöntemi

TWO-DIMENSIONAL TRAVELTIME TOMOGRAPHY OF CROSSHOLE GROUND PENETRATING RADAR (GPR) DATA

ABSTRACT

In this thesis, two different traveltime tomography methods, based on the functional description of traveltimes (Method 1) and ray tracing (Method 2), was compared by using both three synthetic and a field data set. The synthetic data sets were generated using the models with the various velocity distributions ranging from simple to complex. Only direct arrivals were considered during the inversion thus the head waves caused at air-ground interface were not taken into account. Traveltimes were obtained by a finite-difference solution of the eikonal equation and a finite difference time domain (FDTD) modeling of electromagnetic wave propagation.

The proposed method in this thesis (Method 1) is based on a linearized least-squares inversion of traveltimes using Tikhonov regularization and conventional ray tracing is not a part of this scheme. In this method, the Jacobian matrix containing the partial derivatives of traveltimes with respect to the cell slowness was obtained by a finite-difference approach. Matrix inversions were implemented by iterative conjugate gradient algorithm. Smoothness-constrained regularization was used to stabilize the solutions, and Broyden's method was carried out to expedite the computation of the sensitivity matrix. In the second method based on the ray tracing, the velocity fields were updated by simultaneous iterative reconstruction method (SIRT) using both straight- and curved-ray approximations. The effects of the velocity cell size, initial model and noise on the solutions were also investigated for both inversion schemes. The velocity tomograms obtained from Method 1 were characterized by lower traveltime residuals, smaller Euclidean distances, and lower cell velocity errors. Furthermore, the convergence rate of the solutions from Method 1 was quicker than from the both approximations of Method 2. The zones with low velocity contrast in the test models were better imaged by both of the methods, but the Method 1 was more successful to image the zones with high-velocity contrast. Among the approximations of Method 2, the solutions obtained by using curved rays

have generally produced better results. Based on these, the field data set was interpreted by the Method 1 and curved-ray based Method 2. Both algorithms successfully imaged the characteristic velocity anomalies in the model. It was shown that the suggested algorithm in this thesis study could be effectively used to interpret crosshole GPR data.

Keywords: Broyden update, Eikonal solver, Crosshole radar data method, Modeling, Traveltime tomography, Iterative methods, Finite-difference time-domain method

İÇİNDEKİLER

Sayfa

DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÖZ	v
ABSTRACT	vii
BÖLÜM BİR – GİRİŞ	1
BÖLÜM İKİ – YER RADARI YÖNTEMİ	7
2.1 Tarihsel Gelişim.....	7
2.2 EM Dalga Yayınımı	10
2.2.1 Teori	10
2.2.2 Enerji Kaybı ve Sinyalin Sönümlenmesi.....	12
2.2.3 Düşey ve Yanal Ayrımlılık.....	14
2.2.4 Malzemelerin Dielektrik Özellikleri	17
2.2.5 Dalga Yolları	21
2.3 Veri Toplama	23
2.3.1 Yansıma Profili.....	24
2.3.2 Çoklu Ofset Sistemleri	25
2.3.2.1 Geniş Açılı Yansıma ve Kırılma Ölçümleri	25
2.3.2.2 Ortak Derinlik Noktası Ölçümleri	26
2.3.3 Tomografi Ölçümleri.....	26

**BÖLÜM ÜÇ – KARŞILIKLI KUYU YER RADARI SEYAHAT
ZAMANLARININ SONLU FARK HESABI 28**

3.1 Dalga Cephelerinden Seyahat Zamanlarının Hesaplanması	28
3.1.1 Genişleyen Kare Yöntemi (Expanding Square Method).....	28
3.1.2 Genişletilmiş Sonlu-Farklar Yöntemi (Expanded Finite-Difference Method)	33
3.2 Test Modelleri	35
3.2.1 Model 1	36
3.2.2 Model 2	39
3.2.3 Model 3	43

**BÖLÜM DÖRT – KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİLERİNİN
ZAMAN ORTAMI SONLU-FARKLAR YÖNTEMİ İLE SAYISAL
MODELLEMESİ 47**

4.1 Maxwell Denklemleri.....	47
4.2 İki Boyutta Maxwell Denklemleri	50
4.2.1 TM-Modu	52
4.2.2 TE-Modu	53
4.3 Yee Algoritması	53
4.4 Notasyon ve Maxwell Denklemlerinin İki Boyutlu Sonlu Farklar Tanımlamaları	54
4.5 Sınır Koşulları	59
4.6 Sayısal Modellemede Courant Kararlılık Ölçütü	60
4.7 İki Tabakalı Model için FDTD Modellemesi ve EM Dalga Fazlarının Tanımlanması	62

4.8 Test Modellerinin FDTD Modellemesi.....	66
4.8.1 Model 1.....	66
4.8.2 Model 2.....	69
4.8.3 Model 3.....	71

BÖLÜM BEŞ – KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİLERİNİN TOMOGRAFİK TERS ÇÖZÜMÜ 74

5.1 İlk Varış Seyahat Zamanı Tomografisi.....	74
5.1.1 Yapay Veri Setleri.....	75
5.2 Yöntem 1.....	77
5.2.1 Tikhonov Düzgünleyicisi.....	77
5.2.2 Ters Çözüm Probleminin Tanımlanması.....	79
5.2.3 Duyarlılık Düzeyinin Sonlu-Farklar Hesabı.....	82
5.2.4 Broyden Güncellemesi.....	83
5.2.5 Laplas Yuvarlaması.....	84
5.2.6 En-küçük Kareler Eşlenik Türev (Conjugate Gradient Least-Squares, CGLS) ve LSQR Yöntemleri.....	85
5.3 Yöntem 2.....	88
5.3.1 Eşzamanlı Yinelemeli Çözüm Tekniği (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique, SIRT).....	90
5.4 Test Modellerinin Ters Çözümü.....	93
5.5 Ters Çözüm Sonuçlarının Değerlendirilmesi.....	94

BÖLÜM ALTI – UYGULAMALAR 95

6.1 Model 1	95
6.1.1 Hız Hücre Boyutlarının Çözümüne Etkisi.....	95
6.1.2 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması.....	97
6.1.2.1 Başlangıç Modelinin Çözümüne Etkisi	97
6.1.2.2 Broyden Güncellemesi	100
6.1.2.3 Seyahat Zamanı Rezidüelleri.....	102
6.1.2.4 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri	103
6.1.2.5 Öklid Uzaklıkları	104
6.2 Model 2	105
6.2.1 Hız Hücre Boyutlarının Çözümüne Etkisi.....	105
6.2.2 Başlangıç Modelinin Çözümüne Etkisi.....	106
6.2.3 Broyden Güncellemesi	110
6.2.4 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması.....	110
6.2.4.1 Çözümler	110
6.2.4.2 Seyahat Zamanı Rezidüelleri.....	113
6.2.4.3 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri	114
6.2.4.4 Öklid Uzaklıkları	116
6.3 Model 3	116
6.3.1 Gürültüsüz Veri Seti.....	117
6.3.1.1 Hız Hücre Boyutlarının Çözümüne Etkisi.....	117
6.3.1.2 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması.....	119
6.3.1.2.1 Başlangıç Modelinin Çözümüne Etkisi	119
6.3.1.2.2 Broyden Güncellemesi.....	121
6.3.1.2.3 Seyahat Zamanı Rezidüelleri	121

6.3.1.2.4 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri	122
6.3.1.2.5 Öklid Uzaklıkları	123
6.3.2 Gürültülü Veri Seti	124
6.3.2.1 Broyden Güncellemesi	124
6.3.2.2 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması.....	125
6.3.2.2.1 Çözümler.....	125
6.3.2.2.2 Seyahat Zamanı Rezidüelleri	125
6.3.2.2.3 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri	127
6.3.2.2.4 Öklid Uzaklıkları	127
6.4 Arazi Verisi	128
6.4.1 Araştırma Alanı ve Veri Seti	128
6.4.2 Veri Setinin Yöntem 1 ile Değerlendirilmesi.....	130
6.4.2.1 Gözlemlenen ve Hesaplanan Seyahat Zamanlarının Karşılaştırılması	132
6.4.2.2 Broyden Güncellemesi	133
6.4.3 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması.....	135
6.4.3.1 Çözümler	135
6.4.3.2 Işın Yolları Örtüsü	136
6.4.3.3 Gözlemlenen ve Hesaplanan Seyahat Zamanlarının Karşılaştırılması	137
BÖLÜM YEDİ – SONUÇLAR	138
KAYNAKLAR	143

BÖLÜM BİR

GİRİŞ

Jeofiziğin, yüksek ayrımlılıklı, hızlı ve tahribatsız (non-destructive) yöntemlerinden biri olan yer radarı (ground penetrating radar, GPR), sığ yeraltı yapılarının araştırılmasında yaygın olarak kullanılmaktadır. Jeoloji, çevre ve mühendislik problemleri, buzul araştırmaları, arkeolojik prospeksiyon ile adli bilimler yöntemin uygulandığı temel alanlar olarak verilebilir (Reynolds, 1997). Yansıma sismiğinde kullanılan veri toplama, veri işlem ile düz ve ters çözüm tekniklerinin pekçoğu, prensipte sismik yöntemle benzer özellikler gösteren GPR verilerine de uygulanabilmektedir (Fisher, McMechan ve Annan, 1992). Ayrıca, GPR araştırmaları, sismik yöntemde olduğu gibi iki farklı düzende, hem yüzeyde hem de kuyu içinde gerçekleştirilebilir. Ancak, yer yüzeyindeki GPR ölçümlerinde, derinlik arttıkça ayrımlılık azalmaktadır (Annan, 2004). Diğer taraftan, kuyu içinde gerçekleştirilen GPR çalışmaları için bu durum çok fazla geçerli değildir.

Tek bir kuyu (borehole) içerisinde ya da karşılıklı iki kuyu arasında (crosshole) gerçekleştirilen kuyu içi yer radarı ölçümleri çoğunlukla, kırık, boşluk ve tünel araştırmalarında (Haeni, Halleux, Johnson ve Lane 2003; Hauser, Jackson, Lane ve Hodges, 1995; Kong, Westerdahl ve By, 1993; Labson, Pellerin, Ellefsen ve Brodley, 1995; Olsson, Falk, Forslund, Lundmark ve Sandberg, 1992; Sato ve Miwa, 2000; Guy ve Daniels, 2003; Serzu, Kozak, Lodha, Everitt ve Woodcock, 2004; Wright, Grover, Liu, Lane ve Quan, 1998) ve hidrojeolojide (Hubbard, Peterson, Roberts ve Wobber, 1997; Peterson, Majer ve Knoll, 1999; Rucker ve Ferré, 2004) kullanılmaktadır.

Karşılıklı iki kuyu arasında kalan alanın hız dağılımını belirleyebilmek için elde edilen seyahat zamanı verisi tomografik ters çözüm teknikleri ile değerlendirilmektedir. Bu teknikler arasında en yaygın olarak kullanılan ilk varış zamanlarının ters çözümü esasına dayanan seyahat zamanı tomografisidir (Troncke, Tweeton, Dietrich ve Appel, 2001). Bu yöntem, kaynaktan alıcıya doğrudan gelen varışların, seyahat zamanlarının hesaplanması esasına dayanmaktadır. Bunun için, ilk

akla gelen ve literatürde en çok karşılaşılan yöntem ışın izleme yaklaşımı (Červený, 1987, 2001) olmakla birlikte, eikonal denkleminin sonlu-farklar çözümü de son yirmi yıl içinde geniş ölçekte uygulanmaktadır (Afnimar ve Koketsu, 2000; Podvin ve Lecomte, 1991; Vidale, 1988, 1990 gibi). Bu yöntemin, jeofizikteki ilk uygulaması, iki kuyu arasındaki jeolojik yapıların saptanabilmesi amacıyla Bois, Porte, Lavergne ve Thomas (1972) tarafından bir sismik veri seti üzerinde gerçekleştirilmiştir. Sismik ışın teorisi ve uygulamaları için detaylı bilgiler Červený, (1987, 2001); Rawlinson, Hauser ve Sambridge, (2007) ve Virieux ve Farra, (1991)'in çalışmalarında bulunabilir. Kuyu içi sismik ve radar yönteminin benzerlikleri nedeniyle, kuyu içi sismik tomografi çalışmaları ve tekniklerinin pek çoğu kuyu içi radar yönteminde de uygulanabilir (Tronicke ve diğer., 2001). Bu nedenle, araştırmacılar bu yöntemi, karşılıklı kuyu yer radarı verileri için de yaygın olarak kullanmışlardır (Bellefleur ve Chouteau, 2001; Carlsten, Johansson ve Worman, 1995; Clement ve Barrash, 2006; Fullagar, Livelybrooks, Zang, Calvert ve Wu, 2000; Holliger, Musil ve Maurer, 2001; Holliger ve Maurer, 2004; Irving ve Knight, 2005; Musil, Maurer, Holliger ve Green, 2006; Paasche, Tronicke, Holliger, Green ve Maurer, 2006; Tronicke ve diğer., 2001).

Bu tez kapsamında, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin iki boyutlu (2B) seyahat zamanı tomografisi için iki ayrı yöntem kullanılmış ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu yöntemlerden, seyahat zamanlarının bir denklem (eikonal denklemi) yardımıyla bir fonksiyonel olarak tanımlamasına dayalı ters çözüm yöntemi, Yöntem 1; ışın izlemeye dayalı yöntem ise Yöntem 2 olarak tanımlanmıştır. Bu tez kapsamında önerilen Yöntem 1, karşılıklı kuyular arasında kalan alanın hız dağılımını, eikonal denklemini bir fonksiyonel olarak kullanarak görüntülemektedir (Ammon ve Vidale 1993, Göktürkler, 2009). Bu yaklaşımda, Tikhonov düzgünleyicisi ile seyahat zamanlarının doğrusallaştırılmış en küçük kareler ters çözümü kullanılmaktadır ve dolayısıyla geleneksel ışın izleme yöntemi bu ters çözümün bir parçası değildir. Hız alanları, bir dizey terslemesi ile güncellenmektedir. Bu tez çalışmasında, dizey terslemesi için eşlenik türev en küçük kareler (CGLS, conjugate gradient least square) (Hestenes and Stiefel, 1952; Scales, 1987; Scales, Smith ve Treitel 2001) ve LSQR (Paige ve Saunders, 1982a, 1982b) gibi yinelemeli

yöntemler kullanılmıştır. Hücre yavaşlıklarına göre seyahat zamanlarının kısmi türevlerinden oluşan duyarlılık dizeyi (Jacobian matrix) ise bir sonlu farklar (finite differences) yaklaşımı ile hesaplanmıştır (Ammon ve Vidale, 1993). Bu yaklaşım, her bir hücrenin yavaşlıklarının pertürbasyonu esasına dayanmaktadır. Bu yöntemde, her bir yineleme adımı için duyarlılık dizeyi yeniden hesaplanmaktadır. Bu işlem, hız dağılımlarının hesaplanma zamanının artmasına neden olmaktadır. Bu süre, Broyden (1965) yöntemi ile azaltılabilir. Buna göre, duyarlılık dizeyi, ilk birkaç yineleme adımından sonra, sayısal bir yaklaşım ile elde edilen bir dizey ile değiştirilmekte ve sonraki yineleme adımlarında bu dizey güncellenmektedir. Broyden güncellemesi, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin seyahat zamanı tomografisinde ilk olarak bu tez kapsamında gerçekleştirilmiştir.

Yöntem 2 ise geleneksel ışın izleme temeline dayanmaktadır. Işın izleme tabanlı algoritmalarda, tomografi uygulamaları için geliştirilen yinelemeli yöntemler kullanılır (Dines ve Lytle, 1979; Lo ve Inderwiesen, 1994; Peterson, Paulsson ve McEvelly, 1985). Bunlar arasında en yaygın olarak kullanılanlar, cebirsel çözüm tekniği (algebraic reconstruction technique, ART) ve eşzamanlı yinelemeli çözüm teknikleridir (simultaneous iterative reconstruction technique, SIRT). Bu algoritmalar, dizey terslemesine gerek duymadıkları için hesaplama zamanını azaltırlar (Aster, Borchers ve Thurber, 2004). Lehmann (2007)'ye göre ise en durağan sonuçları SIRT algoritması üretmektedir. Bu algoritma, hız dağılımının hesaplanmasında, bir başlangıç modelinden hareketle önce düz çözüm ile seyahat zamanlarını hesaplar. Sonra, gözlenen ve hesaplanan seyahat zamanlarını karşılaştırarak başlangıç modelini günceller. Bu adımlar, gözlenen ve hesaplanan seyahat zamanlarının, önceden belirlenen bir duyarlılık değerinde çakışmaya ya da belirli bir yineleme adımının sonuna ulaşmaya kadar yinelenir. Kısaca, bir başlangıç modeli, bir çözüme yakınsaymaya kadar adım adım değiştirilir. Bu tez kapsamında, Yöntem 2, *MIGRATOM* (Jackson ve Tweeton, 1994) adlı bir yazılım yardımıyla uygulanmıştır. *MIGRATOM*, tomografik kuyu içi sismik ve radar görüntüsünü elde etmek için SIRT algoritmasını kullanan ve hem doğrusal hem de eğrisel ışın ters çözümlerini birlikte yapabilen bir yazılımdır.

Bu yöntemler, üç yapay ve bir arazi veri seti kullanarak karşılaştırılmıştır. Yapay veri setleri, genişlikleri 4,5-6 m arasında değişen ve 11 m derinliğinde, basit bir modelden daha karmaşığa doğru değişen yeraltı modelleri kullanılarak oluşturulmuştur. İlk model, düşük hızlı homojen bir ortam içerisinde (0,1 m/ns), artı işareti şeklinde, yüksek hızlı (0,12 m/ns) ve birbirine dik iki bloktan oluşmaktadır. İkinci model, bir hidrojeolojik test alanını temsil eden bir akifer modelidir (Clement, 2000); vadoz ve/veya doymamış zon (vadose/unsaturated zone) ile suya doymun zon (water-saturated zone) olmak üzere iki ana zondan oluşmaktadır. Göreceli olarak düşük hızlı katmanlardan oluşan suya doymun zon, yüksek hızlı vadoz zonun (0.14 m/ns) altında yer almaktadır. Yaklaşık 10° eğime sahip, ardışık eğimli tabakalardan ve nispeten düşük hızlı (0,085 m/ns) bir bloktan oluşan son model ise diğer ilk iki modele göre daha karmaşık bir yapıdadır. Bu modellerden elde edilen veri setleri, her iki yöntem ile değerlendirilmiş ve elde edilen hız tomogramları nicel olarak karşılaştırılmıştır. Bunun için, varış zamanı rezidüelleri (traveltime residuals), hücre hızı hataları (cell velocity errors) ve Öklid uzaklıkları (Euclidean distance) (Gordon, 1974) hesaplanmıştır. Ayrıca bu yapay veri setlerinde, farklı hücre hızı boyutlarının ve farklı başlangıç modellerinin ve ek olarak ta karmaşık modelde gürültü içeriğinin çözüme etkisi her iki yöntem için araştırılmıştır. Bunun için, son yapay veri setindeki her bir seyahat zamanı değerine standart sapması ± 1 ns olan sıfır-ortalımalı Gaussian gürültü eklenmiştir.

Arazi veri seti, Boise Devlet Üniversitesinin (Boise State University, ABD) Sığ Yeraltı Jeofizik Araştırma Merkezi (CGISS, Center for the Geophysical Investigation of the Shallow Subsurface) tarafından sağlanmıştır. CGISS'nin, Boise nehrine oldukça yakın, heterojen bir alüvyonlu akifer alanı üzerinde 18 adet araştırma kuyusu bulunmaktadır. Veri seti, bu kuyulardan A1 ve B2 olarak adlandırılan ve yaklaşık 18 m derinliğindeki iki kuyuya aittir. Bu kuyular arasındaki alandaki radar hız dağılımı, Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin eğrisel ışın izleme temelli yaklaşımı uygulanarak elde edilmiştir. Arazi verisi, klasik tomografi görüntüleme düzeninden kısmen farklı olarak toplandığından bu veri setinin Yöntem 2 ile değerlendirilmesinde *MIGRATOM* yerine ışın izleme temelli bir diğer yazılım olan *PRONTO* (Aldridge ve Oldenburg, 1993) kullanılmıştır. Bu yazılım, çözümü durağanlaştırmak için yatay ve düşey

yönde ilk ve ikinci fark düzgünleyicisini (first and second-difference regularization) kullanırken, yavaşlık modelini LSQR (Paige ve Saunders, 1982a, 1982b) algoritması ile güncellemektedir. Ayrıca, aynı veri seti Irving, Knoll ve Knight'in (2007) çalışmalarında, yine ışın izleme temelli, farklı bir ters çözüm yaklaşımı ile değerlendirilmiştir. Yöntem 1 ve Yöntem 2'den (*PRONTO*) elde edilen sonuç ile bu çalışmanın sonucu karşılaştırılmıştır.

Bu tez çalışmasının amacı; karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin 2B'lu seyahat zamanı tomografisinde iki farklı yöntemin çözüm güçlerinin araştırılmasıdır. Bu yöntemlerden, Yöntem 1; açıklandığı gibi dizey terslemesi esasına dayanmaktadır ve bu bağlamda karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin tomografisinde ilk kez uygulanmıştır. Yöntem 2 ise ışın izleme esasına dayanmakta ve literatürde özellikle SIRT ile çok yaygın bir kullanımı bulunmaktadır. Bu tez çalışmasından elde edilen sonuçlar, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin 2B'lu seyahat zamanı tomografisinde, Yöntem 1'in, Yöntem 2'ye göre daha başarılı olduğunu göstermiştir. Yöntem 1, daha düşük seyahat zamanı rezidüelleri, hücre hızı hataları ve Öklid uzaklık değerleri üretmiştir. Yöntem 1'e dayanan ters çözüm algoritması daha hızlı yakınsamaktadır ve ayrıca ışın izleme temelli yöntemle göre başlangıç modelinden çok daha az etkilendiği görülmektedir. Yapay veri setlerinin yüksek hızlı zonları, Yöntem 1 ile çok daha iyi görüntülenirken, düşük hızlı zonlar, her iki yöntemde de yakın bir başarı ile görüntülenmiştir. Arazi verisinin çözüm tomogramları incelendiği zaman ise Yöntem 1 ile elde edilen hız tomogramının, Irving ve diğer., (2007)'nin çalışmasındaki çözüm tomogramının ana karakteristik özelliklerini, hız skalasındaki küçük değişimler dışında, başarılı bir şekilde sergilediği görülmektedir. Yöntem 2 (*PRONTO*) ise özellikle nispeten yüksek radar hızına sahip alanı (7-12 m) önerilen yöntem kadar başarılı görüntüleyememiştir. Tüm bu sonuçlar ışığında, Yöntem 1, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin 2B'lu tomografisinde, Yöntem 2'den öncelikli olarak önerilmektedir.

Bu tez çalışması yedi bölümden oluşmaktadır. İlk bölümde, giriş, tezin amacı ve içeriği özetlenerek literatür bilgisi verilmiştir. İkinci bölümde, yer radarı yönteminin tarihsel gelişimi, temel ilkeleri ve veri toplama teknikleri özetlenmiştir. Üçüncü

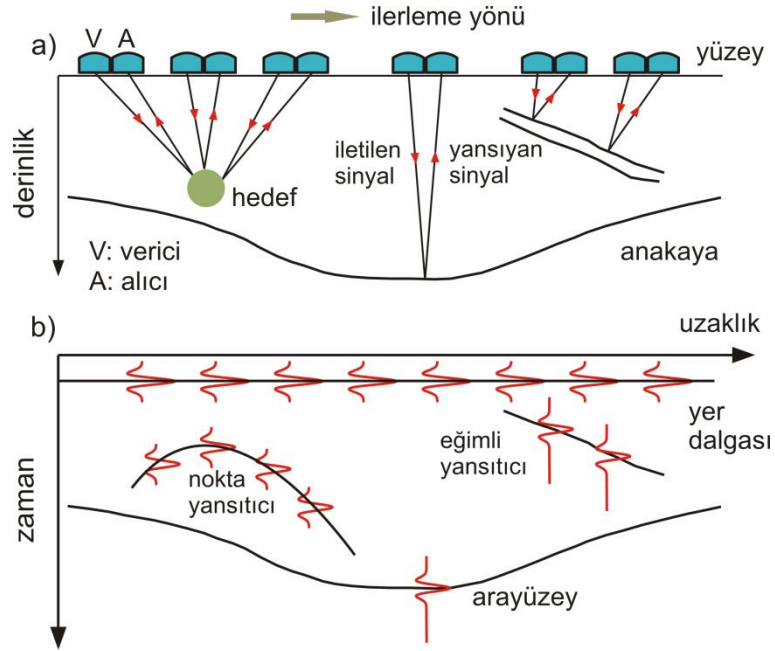
bölümde, seyahat zamanlarının hesaplanmasında eikonal denkleminin sonlu-farklar yaklaşımı ile çözümü ve test modelleri; dördüncü bölümde ise elektromanyetik (EM) dalga yayılımının zaman ortamı sonlu farklar (FDTD) yöntemi ile sayısal modellemesi irdelenmiştir. Karşılıklı kuyu yer radarı veri setlerinin 2B'lu seyahat zamanı tomografisi için ters çözüm probleminin tanımlanması beşinci bölümde yer almaktadır. Burada, yapay ve arazi veri setlerinin tomografik çözümünde kullanılan yöntemler açıklanmıştır. Altıncı bölüm, uygulamalar, yapay ve arazi veri setlerinin 2B'lu seyahat zamanı tomografisiyle her iki yöntemden elde edilen hız tomogramlarını ve bunların nicel karşılaştırmalarını içermektedir. Tüm test modellerinde, Yöntem 1'in CGLS ve Yöntem 2'nin doğrusal ve eğrisel ışın yaklaşımları uygulanmıştır. LSQR, Model 3 ve arazi veri setinin değerlendirilmesinde kullanılmıştır. Test modellerinde, düzgünleyici parametresinin (λ), Yöntem 1 üzerindeki etkisi incelenmiştir. Broyden yöntemi, Yöntem 1'de, tüm test modellerine uygulanarak sonuçları irdelenmiştir. Tüm modellerde farklı hız hücre boyutları, tekdüze hız ve düşey hız dağılımından elde edilen farklı başlangıç hız modelleri denenmiştir. Ek olarak, Model 2'de iki ve üç tabakalı modeller başlangıç hız modelleri olarak kullanılmıştır. Model 3'te, her bir seyahat zamanı değerine standart sapması ± 1 ns olan sıfır-ortalı Gaussian gürültüsü eklenmiştir. Test modellerinin tomografik ters çözüm sonuçları, seyahat zamanı rezidüelleri (traveltime residuals), Öklid uzaklıkları (Euclidean distances) ve model hücre hızlarındaki hata görüntüleri (cell velocity error) ile karşılaştırılmıştır. Arazi veri seti için hız dağılımı, Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin eğrisel ışın yaklaşımı (*PRONTO*) ile araştırılmıştır. Çözümler, ışın izleme temelli farklı bir ters çözüm yaklaşımının (Irving ve diğer., 2007) çözümü ile karşılaştırılmıştır.

BÖLÜM İKİ

YER RADARI YÖNTEMİ

2.1 Tarihsel Gelişim

Yer radarı (ground penetrating radar, GPR), yüksek frekanslı (10-1500 MHz) elektromanyetik (EM) dalgaları (radyo dalgaları) kullanarak, sığ yeraltını, yüksek ayrırlılıhta görüntüleyebilen, jeofiziğin veri kazanımı hızlı ve kolay uygulanabilir yöntemlerinden biridir. Bu yöntemde, EM radar sinyali (chirp), bir verici antenden yere iletilir. Tabaka sınırlarından veya gömülü nesnelerden yansıyarak ve saçılarak şekil değiştiren sinyal, alıcı antenler tarafından varış zamanının bir fonksiyonu olarak kaydedilir (Şekil 2.1). Böylece, radar dalgalarının gidiş-geliş zamanlarından (two-way travel time) yararlanılarak, elektrik özelliklerin değiştiği yerin derinliği belirlenir. Yer radarı ölçümleri, teknolojinin son yıllardaki hızlı gelişimi neticesinde nanosaniye (10^{-9} s) duyarlılığında gerçekleştirilebilmektedir. Kaynak dalgası için belirlenen merkez frekans, bu değerin %50 altı ve %50 üstünü kapsayan bir frekans aralığında kullanılabilir (Milsom, 2003).



Şekil 2.1 a) Yer radarı yönteminin genel çalışma sistemi b) Radargram
(Grégoire, Halleux ve Vervoort, 2003'ten düzenlenmiştir)

Yer radarı yönteminin, 19. yüz yılın başlarından günümüze değin uzanan tarihsel gelişimi dört aşamada incelenebilir (Moorman, 2001). Buna göre, ilksel alet deneyimleri birinci aşama olarak tanımlanırken, çalışmalar Alman patentinde gerçekleştirilmiştir. Metal nesnelerin yerinin belirlenmesi amacıyla, EM enerjinin ilk kullanımı Hülsmeier (1904)'e atfedilir. Ancak, bu kullanım için yapılan ilk tanımlama, bundan altı yıl sonra Leimbach ve Löwy tarafından (Daniels, Gunton ve Scott, 1988) yapılmıştır. Bu araştırmalarda kullanılan sistemler, sürekli dalga (continuous wave, CW) iletimini uygulamaktaydı. Bir yıl sonra Löwy (1911), kendisinin geliştirdiği bir teknikle, yeraltı arayüzeylerinin derinliğinin saptanabileceğini göstermiştir. Gömülü nesnelerin araştırılmasında, ilk olarak darbeli radarın (pulsed radar) kullanımı Hülsenbeck (1926) tarafından gerçekleştirilmiştir (Reynolds, 1997). Stern (1930) ise jeolojik materyallerin haritalanmasında, yöntemi uygulayan ilk kişi olurken, daha sonra izleyen otuz yıl içerisinde, yöntemin uygulama alanlarının tam olarak ortaya konamaması nedeniyle çok az bir çalışma gerçekleştirilmiştir (Moorman, 2001).

Gelişimin ikinci aşamasında, belirli amaçlar için özel tasarlanmış sistemler ortaya çıkmıştır ve yöntem; buzulların, buz örtüsünün, tuz çökellerinin, kömür ve kaya madenlerinin araştırılmasında kullanılmıştır (bk. Tablo 2.1).

İlk ticari, analog yer radarı sisteminin geliştirilmesi (Lerner, 1974), yöntemin gelişiminin üçüncü aşamasıdır. 1970'lerde, uygulama alanlarının artması ile yöntemin kullanımı çarpıcı bir şekilde artmıştır. Ancak, ilk ticari sistemlerin kullanımı, gerek performanslarının düşüklüğü gerek lojistik problemlere neden olan büyüklük ve ağırlıkları ve de sayısal veri işlemedeki yetersizlikleri nedeni ile sınırlı olmuştur.

Son aşama ise 1980'li yılların ortalarına gelindiğinde, ilk dijital yer radarı sisteminin (Sensors & Software) ortaya çıkması ile başlamıştır. Bu sistemin en belirgin özellikleri; yüksek performansının yanında, penetrasyon derinliği, veri işlemeye uygun sayısal veri üretebilmesi ve hareket kabiliyetidir (Moorman, 2001). Yöntem, alet ve yazılım teknolojisindeki hızlı gelişimi takip eden son yıllarda;

boşluk araştırmaları (Zhou ve Sato, 2004), arkeolojik uygulamalar (Conyers ve Cameron, 1998; Neubauer, Eder-Hinterleitner, Seren ve Melichar, 2002; Vafidis ve diğer., 2005; Negri ve Leucci, 2006), sedimantoloji (Neal, 2004), zeminin su içeriğinin belirlenmesi (Huisman, Hubbard, Redman ve Annan, 2003, Turesson, 2006), jeomorfolojik araştırmalar (Sass ve Wollny, 2001), buzul araştırmaları (Degenhardt ve Giardino, 2003) ve çevre problemleri (Porsani, 2004) gibi jeofiziğin sığ araştırmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Tablo 2.1 Gelişimin ikinci aşamasında gerçekleştirilen çeşitli çalışmalar (Annan, 2004 ve Moorman 2001'den derlenmiştir)

Amaç	Kaynak
Buz kalınlığının ölçülmesi	Annan ve Davis (1976) Behrendt, Drewry, Jankowski ve England (1979) Bentley, Clough, Jezek ve Shshtaie (1979) Bryan (1974) Evans (1963) Steenson (1951)
Yeraltı madenlerindeki ana kaya yapılarının haritalanması, maden ve kömür aramaları	Annan, Davis ve Gendzwill (1988) Cook (1973, 1975, 1977) Coon, Fowler ve Schafers (1981) Dellwig ve Bare (1978)
Yeraltındaki tuz çökellerinin belirlenmesi	Holser, Brown, Roberts, Fredriksson ve Unterberger (1972) Thierbach (1973) Unterberger (1978)
Gömülü boruların ve kamu hizmetinde kullanılan yapıların yerinin tespiti	Caldecott, Poirier, Scofea, Svoboda ve Terzuoli (1988) Morey (1974, 1976) Osumi ve Ueno (1988)
Sığ suların derinliğinin araştırılması	Austin ve Austin (1974) Ulriksen (1982)
Arkeolojik uygulamalar	Dolphin, Beatty ve Tanzi (1978)

2.2 EM Dalga Yayınımı

2.2.1 Teori

Yeraltındaki jeolojik malzemenin EM özellikleri, onların bileşimi ve su içeriği ile doğrudan ilişkilidir. EM dalgaların, yeraltındaki yayılım hızını ve sönümlenmesini bu iki parametre belirlemektedir. Herhangi bir ortam içerisinde radyo dalgalarının hızı, serbest ortamdaki ışığın hızına ($c \cong 0.2998$ m/ns), bağıl dielektrik katsayısına (ϵ_r), elektriksel iletkenliğe (σ) ve bağıl manyetik geçirgenliğe (manyetik olmayan malzemeler için μ_r : 1) bağlıdır (Reynolds, 1997). EM dalga yayılımı, izleyen bir-boyutlu dalga denklemi ile verilebilir (Daniels, 2004).

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \mu \epsilon_r \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (1)$$

EM dalga yayılımı düşey eksen (-z) boyuncadır ve elektrik alan (E) ile manyetik alan (H) birbirine diktir (Şekil 2.2). Yayılımın hızı ise,

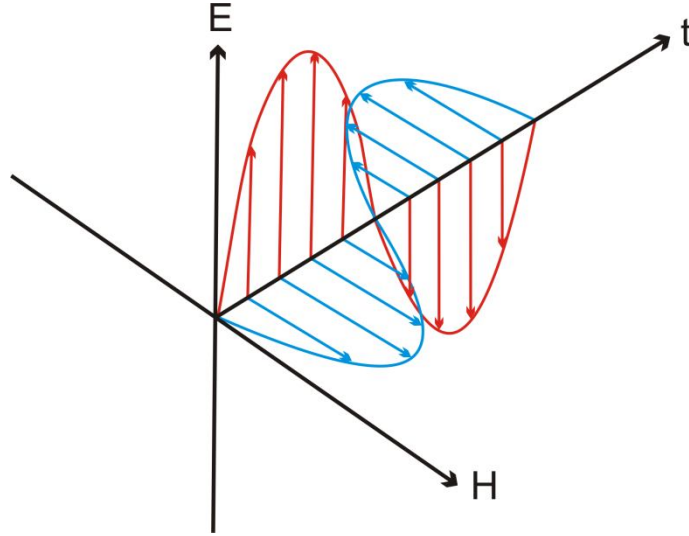
$$v_m = c / \{(\epsilon_r \mu_r / 2)[(1 + P^2) + 1]\}^{1/2}, \quad (2)$$

$$P = \sigma / \omega \epsilon, \quad \omega = 2\pi f, \quad \epsilon = \epsilon_r \epsilon_0,$$

eşitliği ile verilir. Burada, P kayıp faktörü (loss factor); f frekans; ϵ elektriksel geçirgenlik ve ϵ_0 ise serbest havanın elektriksel geçirgenliğidir (8.854×10^{-12} F/m). Düşük kayıplı malzemelerde, (2) eşitliğinde $P \approx 0$ olur, bu durumda radyo dalgalarının yayılım hızı ise,

$$v_m = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (3)$$

eşitliği ile verilir.



Şekil 2.2 Serbest ortamda EM dalga yayılımı (Daniels, 2004'ten düzenlenmiştir). Elektrik alan (E) ve manyetik alan (H) birbirine dik ve eşevrededir.

Radyo dalgalarının yer içerisindeki iletimi, yer radarı yönteminin başarısını etkiler. Örneğin, kutuplardaki buzlar EM dalgalar için saydam bir ortam gibidir ve dalga yayılımını neredeyse hiç etkilemezlerken, suya doymun kil ve deniz suyu bu dalgaları ya soğurur ya da yansıtırlar (Reynolds, 1997). Ayrıca, iki jeolojik birim arasındaki yüksek bağıl dielektrik katsayı zıtlığı, EM dalganın, arayüzeyden daha büyük bir oranda yansımaları sağlar. Yansıma ve iletim katsayıları, dielektrik özellikleri farklı iki malzeme arasındaki arayüzeyde, EM alanların genliklerinin değişimini gösterir. EM dalganın geliş açısı (θ_i), yansıma açısına (θ_r) eşittir. Kırılma açısı (θ_t) ise, geliş açısı ile ilgilidir (Snell kanunu). Kırılmanın indeksi elektriksel geçirgenlik ile ilgilidir (Blindow, 2006; Annan, 2009).

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_r} = n_{21} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} = \frac{V_1}{V_2}. \quad (4)$$

Yansıma katsayısı (R) ile tanımlanmaktadır ve/veya

$$R = \frac{V_2 - V_1}{V_2 + V_1} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \quad (5)$$

eşitlikleri ile verilmektedir. Burada V_1 ve V_2 sırasıyla birinci ve ikinci katmanın radar hızları; ε_1 ve ε_2 ise yine bağlı dielektrik katsayılarıdır. Tüm durumlarda; R , ± 1 aralığında değişmektedir. İletim katsayısı (T) ise

$$T = \frac{2V_2}{V_2 + V_1} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}, \quad (6)$$

eşitliklerinden hesaplanabilir. Homojen, tekdüze bir ortamda EM dalga yayılımı genel olarak Maxwell denklemleri ile açıklanır. Maxwell denklemleri, Bölüm dörtte irdelenecektir.

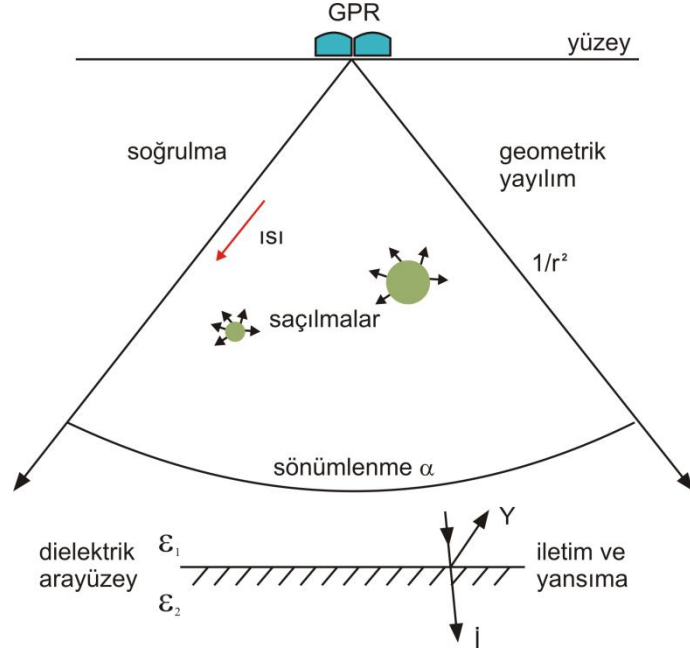
2.2.2 Enerji Kaybı ve Sinyalin Sönümlenmesi

EM radar sinyali, tabakalı bir ortamda, bir arayüzey ile karşılaştığı zaman, sinyalin bir kısmı bu arayüzeyden yansırken, kalan kısmı diğer ortama iletilir. Bu olay esnasında ve artan derinliğin de etkisiyle, iletilen radar enerjisinin genliğinde kayıplar meydana gelir. Ortamda, sinyalin dalga boyuna eşit büyüklükte nesneler olması durumunda ise bu nesnelerden rastgele enerji saçılmaları (Mie saçılması) olmaktadır (Reynolds, 1997). Ayrıca, EM enerji, bir miktar ısı enerjisine dönüşerek kaybolur ve radar sinyali, 90° 'lik bir açı ile konik olarak seyahat ederken enerjisi birim alanda $1/r^2$ oranında azalır (Şekil 2.3).

Enerji kaybının temel nedeni sönümlenme (attenuation) olayıdır. Sönümlenme, sinyalin seyahat ettiği ortamın elektrik özelliklerinin ve dielektriğinin karmaşık bir fonksiyonu olarak tanımlanabilir (Reynolds, 1997). Dolayısıyla, sönümlenme veya soğrulma faktörü (α); ortamın, elektrik, manyetik ve dielektrik özelliklerine bağlıdır. Soğrulma faktörü, izleyen eşitlik ile tanımlanmaktadır (Knight, 2001; Reynolds, 1997).

$$\alpha = \omega \left\{ \left(\frac{\mu\varepsilon}{2} \right) \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad \omega = 2\pi f. \quad (7)$$

Burada, f frekans (Hz); μ manyetik geçirgenlik ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m); σ elektrik iletkenlik (S/m); ε ise dielektrik geçirgenliktir (F/m). Bu eşitlik, manyetik olmayan malzemeler için geçerlidir. Yukarıdaki eşitlikteki, $(\sigma/\omega\varepsilon)$ terimi, daha önce (2) eşitliğinde tanımlanan kayıp faktörüne (P) eşittir.



Şekil 2.3 a) Sinyalin sönümlenmesi (Reynolds, 1997'den düzenlenmiştir)

Kabuk derinliği (δ) ise, soğrulma faktörünün tersine eşittir ($\delta=1/\alpha$) ve genliğin ilk değerinin $1/e$ 'sine (yaklaşık %37) düştüğü derinlik olarak tanımlanır. Kabuk derinliği, sadece $P \ll 1$ olması durumunda geçerlidir. Tablo (2.2), bazı malzemelerin 100 MHz ve 1 GHz frekansında ölçülen elektriksel iletkenlik (σ), hız (v) ve sönümlenme (α) değerlerini göstermektedir.

Tablo 2.2 Bazı malzemelerin 100 MHz frekansında ölçülen elektriksel iletkenlik, hız ve sönümlenme değerleri (Annan, 2004'den alınmıştır)

Malzeme	σ (mS/m)	v (m/ns)	α (dB/m)
Hava	0	0,3	0
Damıtılmış su	0,01	0,033	0,002
Tatlı su	0,5	0,033	0,1
Deniz suyu	309	0,01	103
Kuru kum	0,01	0,15	0,01
Suya doymuş kum	0,1-1	0,06	0,03-0,3
Kireçtaşı	0,5-2	0,12	0,4-1
Şistler	1-100	0,09	1-100
Siltler	1-100	0,07	1-100
Killer	2-1000	0,06	1-300
Granit	0,01-1	0,13	0,01-1
Kuru tuz	0,01-1	0,13	0,01-1
Buz	0,01	0,16	0,01

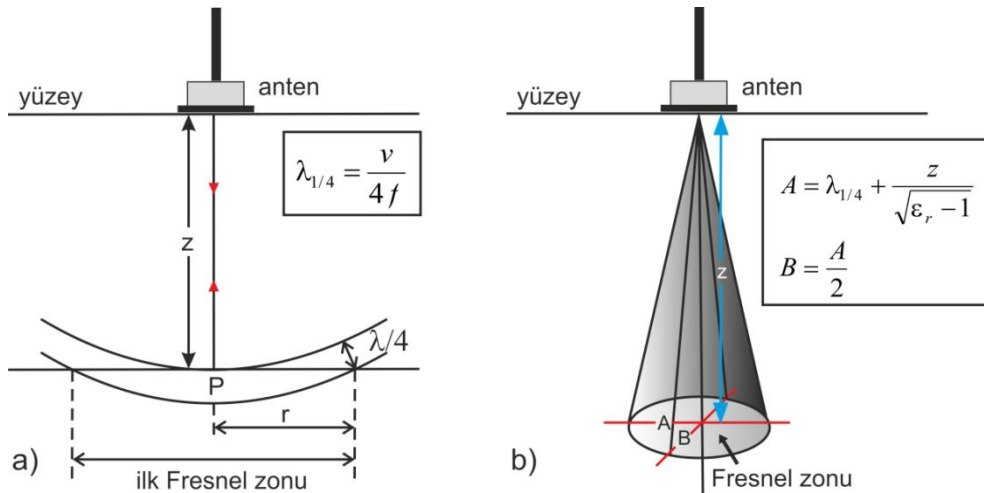
Kabuk derinliği, yer radarının penetrasyon derinliğine eşit değildir. Gerçek radar aralığının saptanabilmesi için; aletsel özellikler, radyo dalgalarının yayıldığı ortamın özellikleri (elektriksel iletkenlik, dielektrik katsayısı) ve araştırılması istenen hedefin yüksekliği, uzunluğu, derinliği, eğimi, dalımı gibi parametrelerin de hesaplamaya dahil edilmesi gerekir. Belirli bir uzaklık için toplam kayıp; verici ve alıcı antenlerinin yönlenmesinden kaynaklanan anten kayıpları, hava ve yer arasındaki iletim kayıpları, geometrik yayılımın neden olduğu kayıplar, sönümlenme ve hedeften radar sinyalinin saçılmaları olarak beş bileşenden oluşmaktadır (Reynolds, 1997).

2.2.3 Düşey ve Yanal Ayrırlılık

Düşey ayrırlılık, zaman ortamında, birbirine komşu iki sinyal arasındaki farklılıkların bir ölçümüdür (Reynolds, 1997). Daha basit bir tanımlama ile düşey ayrırlılık, frekansın bir fonksiyonudur ve dalga boyu (λ) ile kontrol edilir.

$$\lambda = \frac{v}{f}. \quad (8)$$

Frekans değeri büyüdükçe, düşey ayrırlılık ta artar (Neal, 2004). Yer radarı sistemlerinde, her bir anten belirli bir frekans aralığında (bandwidth) çalışmaktadır. 100 MHz'lık bir anten için merkez frekans ta 100 MHz'dir. Merkez frekans, sinyal periyodu (ns) ile ters orantılıdır. Sinyal periyodu 10 ns olan ıslak toprak için ($v = 0,06$ m/ns) dalga uzunluğu, eşitlik (8)'den 0,6 m olarak hesaplanabilir. Düşey ayrırlılık teorik olarak dalga boyunun $\frac{1}{4}$ 'üne ($\lambda/4$) karşılık gelir (Şekil 2.4) ve 0,15 m olarak bulunur. Dolayısı ile tabaka kalınlığının, dalga boyunun $\frac{1}{4}$ 'nden küçük olması durumunda, bu tabakanın radargramlarda izlenebilmesi zordur. Anakaya ve toprak için, üç farklı frekans değerinde teorik olarak hesaplanmış düşey ayrırlılık değerleri Tablo 2.3'te verilmiştir.

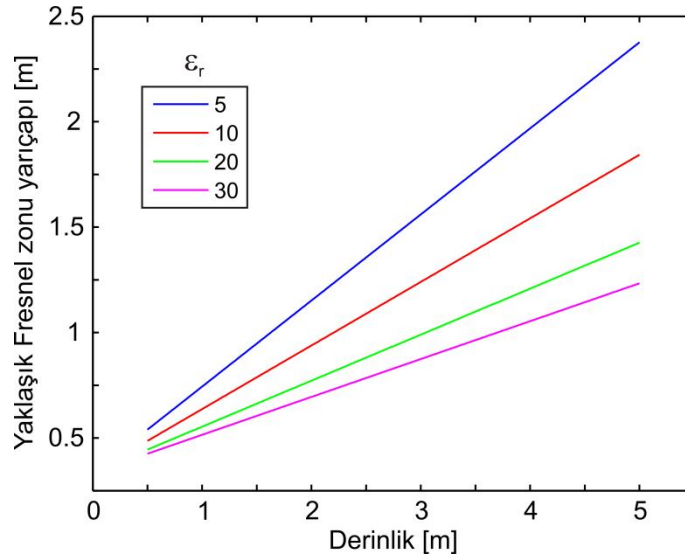


Şekil 2.4 a) Arayüzeyden yansıma. Hedef kesit alanı ilk Fresnel zon alanına eşdeğerdir. (Reynolds, 1997'den düzenlenmiştir) b) Fresnel zone (Conyers ve Goodman 1997'den düzenlenmiştir). A ve B sırasıyla Fresnel zonunun çapını, z ise derinliği göstermektedir.

Tablo 2.3 Anakaya ($v = 0.11$ m/ns) ve toprak ($v = 0,075$ m/ns) için üç farklı frekans değerinde hesaplanan düşey ayrırlılık değerleri (Reynolds, 1997)

Malzeme		Anten frekansı (MHz)		
		120	500	900
Anakaya	Dalgaboyu (cm)	92	22	12
	Düşey Ayrırlılık (cm)	23	5,5	3
Toprak	Dalgaboyu (cm)	62,5	15	8
	Düşey Ayrırlılık (cm)	15,6	3,75	2

Yanal ayrırlılık ise Fresnel zonunun (Şekil 2.4a) genişliği ile ilişkilidir. Bu ise, dalga boyu ve yansıtıcının derinliğine bağlıdır (Neal, 2004). Genel olarak, Şekil 2.4a-b'den de görüldüğü gibi, derinlik arttıkça, yayılan enerji dolayısıyla ilk Fresnel zonu yanal yönde genişlemektedir. Bunun neticesinde, yanal yönde ayrırlılık azalmakta ve birbirine yakın hedeflerin ayrımı güçleşmektedir (Reynolds, 1997). Şekil 2.5 ise 100 MHz merkez frekansına sahip bir antenin, sırasıyla bağıl dielektrik geçirgenlik katsayıları 5, 10, 20 ve 30 olan bir ortam için hesaplanan yaklaşık Fresnel zonu değerlerinin derinlik ile değişimini göstermektedir.



Şekil 2.5 Bağıl dielektrik geçirgenlik ve derinlik ile Fresnel zonunun yarıçapının değişimi (Conyers ve Goodman, 1997'den düzenlenmiştir)

Buna göre, derinliğin artması bu zonun büyümesine, bağlı dielektrik katsayısındaki artış ise tersine bu zonun küçülmesine neden olmaktadır. Tablo 2.4 ise silt, traverten ve granitin, iki farklı frekans değeri için düşey ve yanal ayrımlılık özelliklerini göstermektedir.

Tablo 2.4 Silt, Traverten ve Granitin, iki farklı frekans değeri için düşey ve yanal ayrımlılık özellikleri (Leucci, Negri ve Carrozzo, 2003'ten düzenlenmiştir)

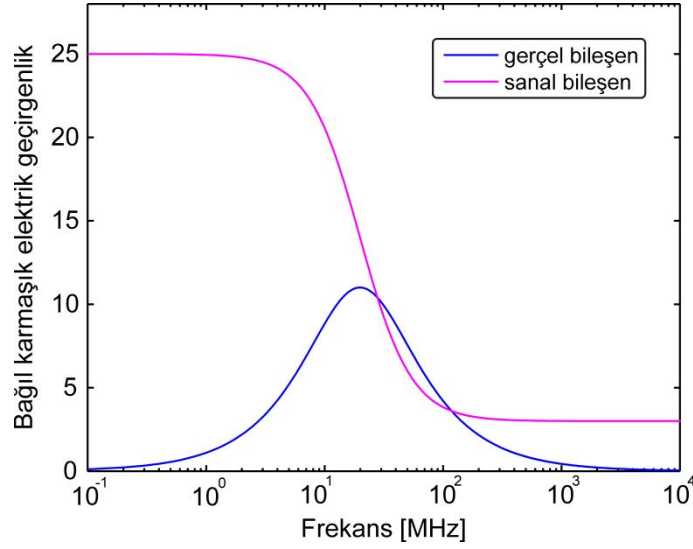
Anten frekansı (GHz)	Derinlik (cm)	Malzeme	Hız (cm/ns)	Dielektrik katsayısı (ϵ_r)	$\lambda_{1/4}$ (cm)	A (cm)
1	20	Silt	7	5-30	1,75	6,34
		Traverten	10,6	8	2,65	9,32
		Granit	13	4-6	3,25	11,4
0,25	20	Silt	7	5-30	7	11,6
		Traverten	10,6	8	10,6	17,3
		Granit	13	4-6	13	20,6

2.2.4 Malzemelerin Dielektrik Özellikleri

Karmaşık elektrik geçirgenlik (ϵ^*) ve karmaşık elektrik iletkenlik (σ^*), bir malzemenin dielektrik davranışını belirlemektedir (Reynolds, 1997). İletken olmayan malzemeler için, karmaşık elektrik geçirgenlik,

$$\epsilon^* = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (9)$$

eşitliği ile tanımlanmaktadır. Burada, ϵ' ve ϵ'' sırasıyla bağlı karmaşık elektrik geçirgenliğin gerçel ve sanal kısmıdır (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Cole-Cole fonksiyonu ile hesaplanan bağıl karmaşık elektrik geçirgenliğinin gerçel ve sanal bileşeninin çizimi

Söz konusu malzeme iletken olması durumunda ise,

$$\varepsilon^* = \varepsilon' + i(\varepsilon'' + \sigma_s / \omega \varepsilon_0), \quad (10)$$

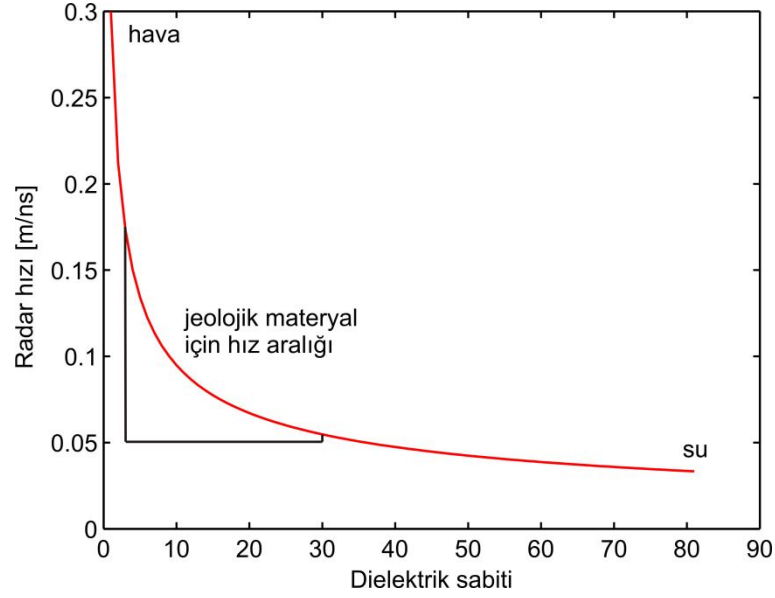
eşitliği kullanılır. Burada, σ_s statik veya DC elektriksel iletkenlik; ε_0 ise serbest havanın elektriksel geçirgenliği ve ω ise açısal frekanstır. Frekans değeri büyüdükçe ε' değeri azalır. Dielektrik malzemeler arasındaki soğurma veya enerji kaybını ise ε'' değeri gösterir. Karmaşık elektrik iletkenlik ise izleyen eşitlik ile verilir.

$$\sigma^* = \sigma' + i\sigma'' = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon^*. \quad (11)$$

Bağıl dielektrik katsayısı (ε_r), 1-81 arasında değerler alır. Buradaki en düşük ve en yüksek değerler sırası ile hava ve suya aittir. Bazı malzemelere ait dielektrik katsayı değerleri Tablo 2.5'te verilmiştir. Jeolojik malzemelerin çoğu için dielektrik katsayısı 3-30 aralığında yer alırken, bu malzemelerin radar hızları ise geniş bir aralıkta (0,06-0,175 m/ns) değişmektedir (Reynolds, 1997) (Şekil 2.7).

Tablo 2.5 Bazı malzemelerin 100 MHz frekansında ölçülen dielektrik katsayıları (Martinez ve Byrnes, 2001)

Malzeme		Dielektrik katsayısı	
		(Davis ve Annan, 1989)	(Daniels, 1996)
Hava		1	1
Damıtılmış su		80	
Tatlı su		80	81
Deniz suyu		80	
Taze buzlu su		3-4	4
Buzlu deniz suyu			4-8
Kar			8-12
Kutuplardaki donmuş toprak (permafrost)			4-8
Kum	kuru	3-5	4-6
	ıslak	20-30	10-30
Kumtaşı	kuru		2-3
	ıslak		5-10
Kireçtaşı		4-8	
Kireçtaşı	kuru		7
	ıslak		8
Şist		5-15	
Şist	ıslak		6-9
Siltler		5-30	
Killer		5-40	
Kil	kuru		2-6
	ıslak		15-40
Toprak grubu	Kumlu	kuru	4-6
		ıslak	15-30
	Balçıklı	kuru	4-6
		ıslak	10-20
	Killi	kuru	4-6
		ıslak	10-15
	Kömür	kuru	3,5
		ıslak	8
Granit		4-6	
Granit	kuru		5
	ıslak		7
Tuz	kuru	5-6	4-7



Şekil 2.7 Radar dalga hızlarının, bağıl dielektrik katsayısının bir fonksiyonu olarak gösterimi (Reynolds 1997'den düzenlenmiştir)

Bağıl dielektrik katsayısı ile gözeneklilik arasındaki ilişki ise Parkhomenko (1967) tarafından izleyen eşitlikler ile tanımlanmaktadır.

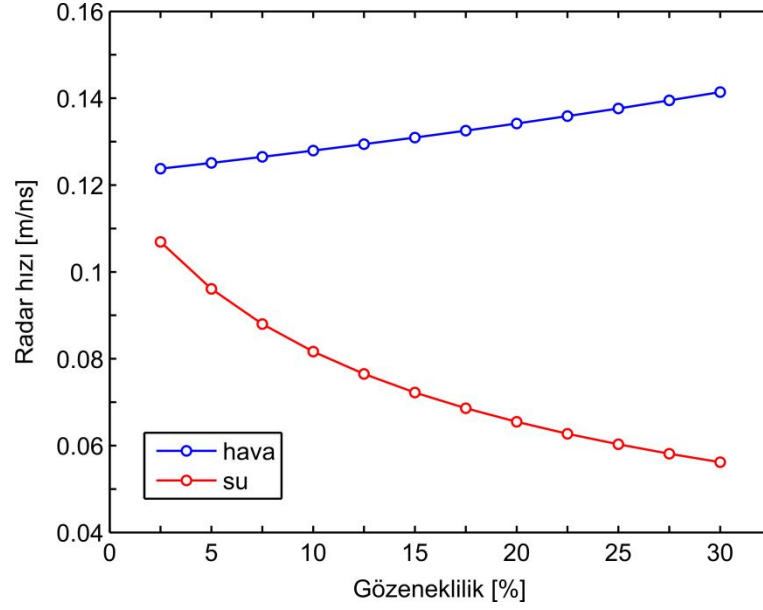
$$\varepsilon_r = (1 - \phi)\varepsilon_m + \phi\varepsilon_w, \quad (12)$$

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_w}{[(1 - \phi)\varepsilon_m + \phi\varepsilon_w]}. \quad (13)$$

Burada, ϕ gözenekliliği; ε_m ve ε_w ise sırasıyla kaya matriksi ve gözenek suyu için bağıl dielektrik katsayılarını göstermektedir. Yukarıdaki eşitliklerden ilki, EM dalganın tabakalanmaya paralel, ikincisi ise dik olduğu durumlarda geçerlidir. İlk eşitliğin, $v = c/\sqrt{\varepsilon_r}$ eşitliğinde yerine konulması ile

$$v = c/\sqrt{[(1 - \phi)\varepsilon_m + \phi\varepsilon_w]}, \quad (14)$$

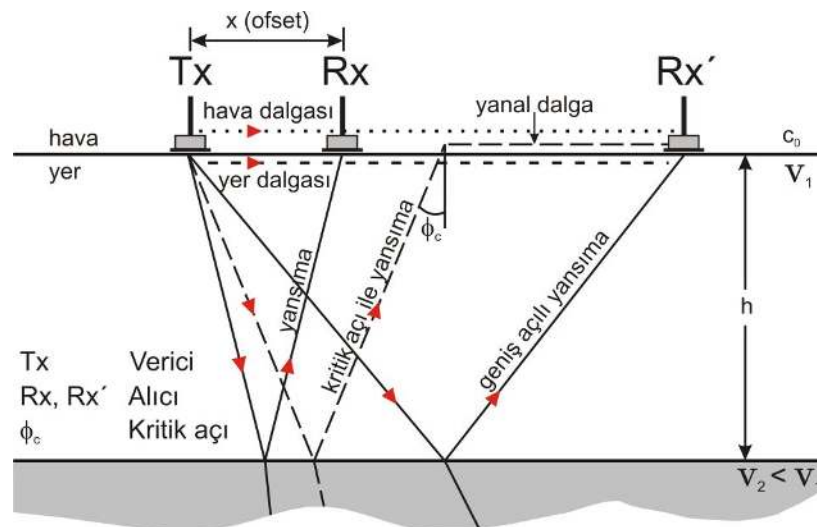
radar hızları ile gözeneklilik arasındaki ilişkiyi gösteren eşitlik elde edilmiş olur (Reynolds, 1997). Gözeneklerin su ile dolu olması radar hızlarını azaltırken, hava ile dolu olması hız değerlerini arttırmaktadır (Şekil 2.8).



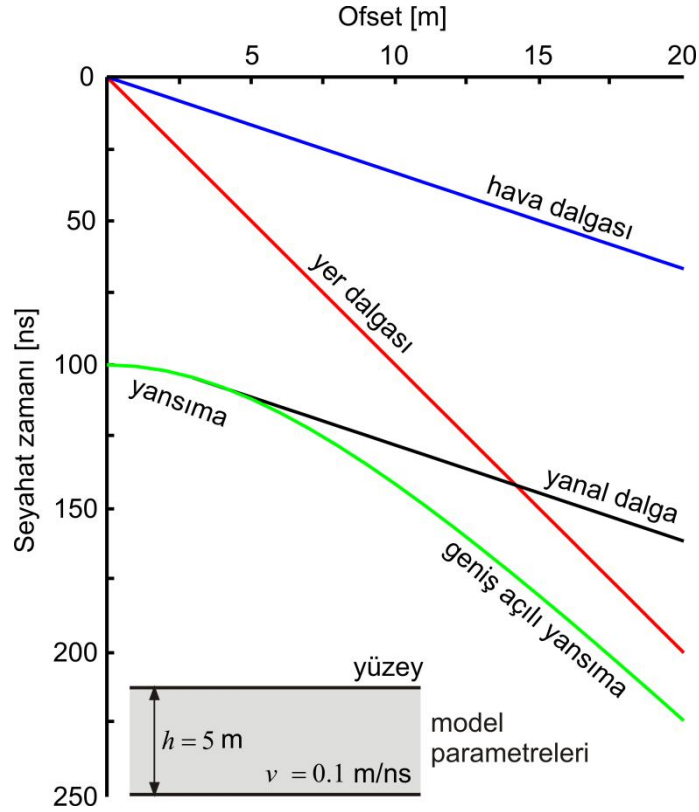
Şekil 2.8 Radar hızlarının, hava ve suya doymuş malzemeler için, gözenekliliğin bir fonksiyonu olarak değişimi ($\epsilon_m = 6$ ve $\epsilon_w = 81$ alınmıştır) (Reynolds, 1997'den düzenlenmiştir)

2.2.5 Dalga Yolları

EM dalga yayılımı, optikte ve yansıma sismisinde olduğu gibi bir ışın gösterimi ile tanımlanabilir. Dalga yolları ve seyahat zamanı eğrileri, en basit olarak, belirli bir derinlikte (h), yansıtıcı bir arayüzeye sahip, iki tabakalı, yatay bir model üzerinde gösterilebilir (Şekil 2.9 ve Şekil 2.10).



Şekil 2.9 İki tabaklı ortamda yer radarı ışın yolları (Blindow, 2006'dan düzenlenmiştir)



Şekil 2.10 İki tabakalı ortamda yer radarı seyahat zamanı eğrileri

Yer radarı yönteminde karşılaşılan dört farklı dalga için seyahat zamanı diyagramı Şekil 2.10'de gösterilen model parametreleri kullanılarak hesaplanmıştır (Blindow, 2006). Doğrudan gelen dalgalar, hava (air wave) ve yer dalgası (ground wave), yer yüzeyi boyunca farklı faz hızlarında ve genliklerinde seyahat ederler. Hava ve yer dalgasının seyahat zamanları (sırasıyla t_a ve t_g), uzaklığın (x) bir fonksiyonu olarak aşağıdaki iki eşitlik ile hesaplanabilir.

$$t_a = \frac{x}{c}, \quad t_g = \frac{x}{v}. \quad (15)$$

Şekil 2.9'da gösterilen ve bir baş dalgasına benzeyen yanal dalga ise, arayüzeyden kritik açı ($\phi_c = \arcsin(v/c)$) ile bir yansıma olması durumunda, (v) hızı her zaman (c)'nin hızından küçük olacağı için, oluşacaktır. Bu dalga, yere paralel olarak ve serbest havada yol alır. Kritik açı (ϕ_c), kritik uzaklık (x_c) ile ilişkilidir ve izleyen,

$$x_c = \frac{2hv}{\sqrt{c_0^2 - v^2}}, \quad (16)$$

eşitliği ile verilir. Yanal dalganın seyahat zamanı (t_l), ($x > x_c$) durumunda,

$$t_l = \frac{x}{c_0} + \sqrt{\frac{1}{v^2} - \frac{1}{c^2}}, \quad (17)$$

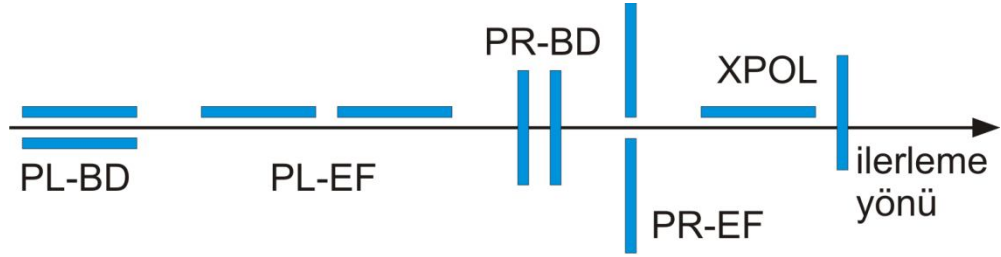
eşitliğinden hesaplanabilir. Yer radarı yönteminde, çoğu durumda hız derinlikle azaldığı için, baş dalgası oluşumuna çok az rastlanır. Buna karşılık, yansıyan dalgalar, bu yöntem için en önemli dalgalardır ve seyahat zamanları,

$$t_r = \frac{1}{v} \sqrt{x^2 + 4h^2}, \quad (18)$$

eşitliğinden bulunabilir (Blindow, 2006).

2.3 Veri Toplama

Yer radarı çalışmalarında veri toplama; yansıma profili / ortak ofset (reflection profiling / common-offset), geniş açılı yansıma ve kırılma (wide-angle reflection and refraction, WARR) veya ortak derinlik noktası, (common depth point, CDP) yöntemini içeren çoklu ofset (multi-offset) sistemleri ve radar tomografi ölçümleri olarak üç şekilde gerçekleştirilebilir (Reynolds, 1997). İlk iki yöntem ile veri toplama sırasında, verici ve alıcı antenler, birbirlerine ve ilerleme yönüne göre farklı konumlarda olabilirler (Şekil 2.11).



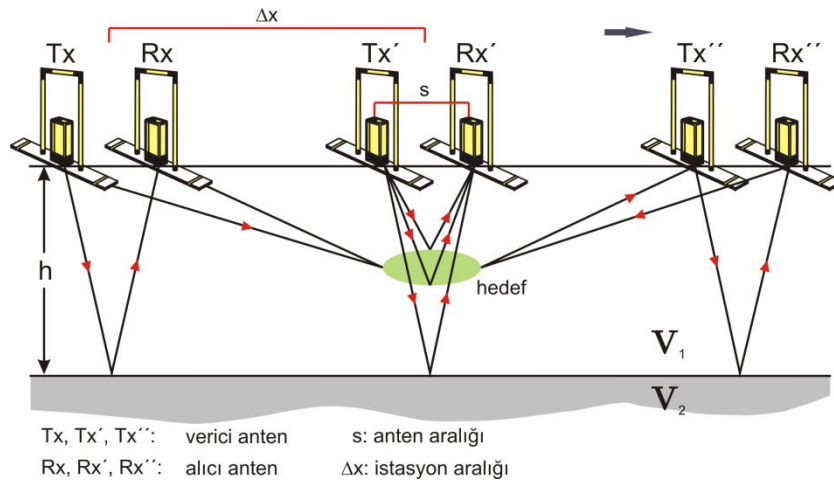
AÇIKLAMALAR

PL : Paralel	PL-BD : Antenler birbirlerine ve hatta paralel
PR : Dik	PL-EF : Antenler hatta paralel
BD : Broadside	PR-BD : Antenler birbirlerine paralel, hatta dik
EF : Endfire	PR-EF : Antenler hatta dik
XPOL : Çapraz Polarizasyon	XPOL : Verici anten hatta paralel, alıcı anten hatta dik

Şekil 2.11 Yer radarı anten dizilimleri (Reppert, Morgan ve Toksöz, 2000'den düzenlenmiştir)

2.3.1 Yansıma Profili

Bu yöntemde, bir veya daha fazla radar anteni, eş zamanlı olarak yer yüzeyi boyunca ilerlerken yeraltı yansıtıcılığının derinliğe bağlı olarak haritalanması amaçlanmaktadır (bk. Şekil 2.1). Tek bir anten kullanılması durumunda (monostatic configuration) sıfır ofsetli (zero offset) veri elde edilir. İki anten kullanılması durumunda (bistatic configuration) (Şekil 2.12), antenler arasındaki mesafe, kalkansız (unshielded) antenler için bir dalga boyu, kalkanlı (shielded) antenler için ise dalga boyunun yarısı kadar olmalıdır (Blindow, 2006).



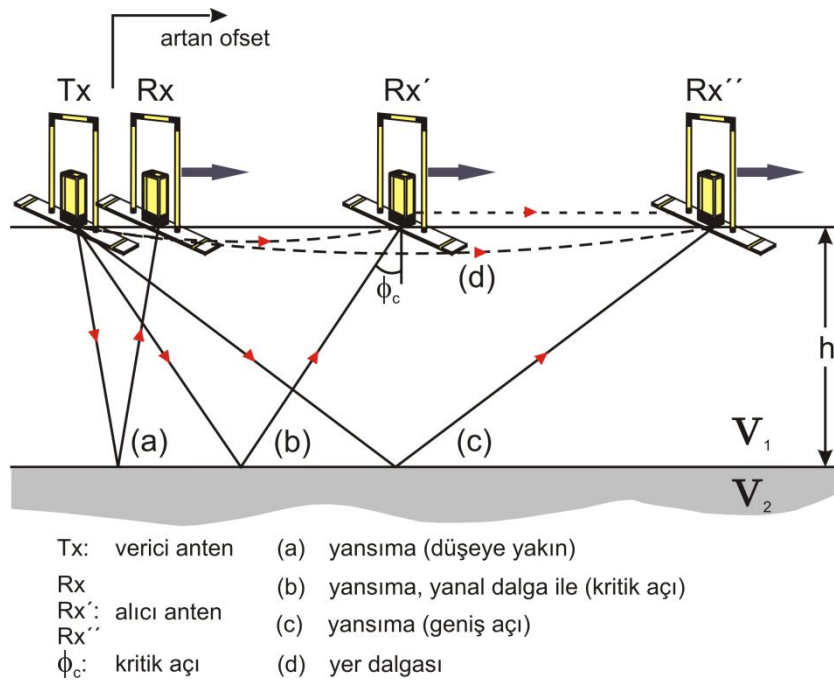
Şekil 2.12 Yansıma profili (ortak ofset) yönteminin şematik gösterimi (Annan 2005'ten düzenlenmiştir)

2.3.2 Çoklu Ofset Sistemleri

Çoklu ofset sistemleri ile veri toplama iki şekilde gerçekleştirilebilmektedir. Bunlar sırasıyla, ortak derinlik noktası (CDP) ve geniş açılı yansıma ve kırılma yöntemleridir (WARR). Bu yöntemler, ortak ofset yöntemi ile karşılaştırıldığında zaman, uygulamasının zaman alması ve değerlendirmesinin basit olmaması nedeni ile çok sık kullanılmamaktadır (Annan, 2005).

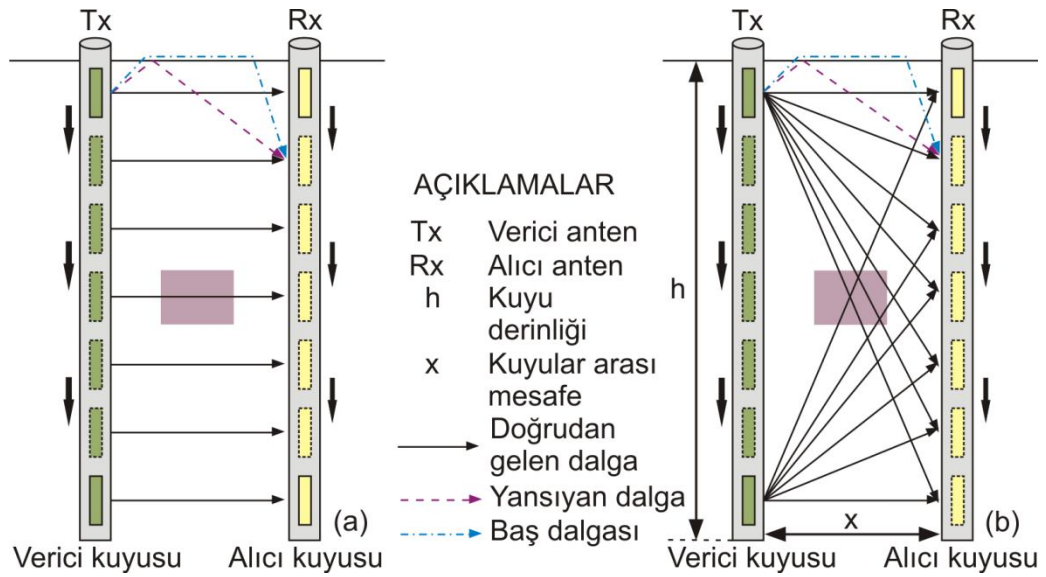
2.3.2.1 Geniş Açılı Yansıma ve Kırılma Ölçümleri

WARR ölçümlerinde verici anten, başlangıç noktasında sabit kalırken, alıcı anten, ofsetin artırılmasıyla doğrultu boyunca ilerler (Şekil 2.13). Bu yöntemin uygulanabilmesi için, araştırma alanındaki temel yansıtıcı yüzeyin yatay veya eğiminin çok az olması gerekmektedir (Reynolds, 1997). Bu nedenle, bu yöntemin uygulanabilirliği düşüktür.



Şekil 2.13 WARR yönteminin şematik gösterimi (Reynolds, 1997'den düzenlenmiştir)

ilerler. Daha sonra, verici anten kuyu boyunca bir sonraki istasyona ilerlerken, alıcı anten ilk istasyondan itibaren aynı adımları tekrarlar (Şekil 2.15b). Her iki teknik avantaj ve dezavantajlara sahiptir (Binley ve diğer., 2001; Rucker ve Ferré, 2004; Cassiani, Binley ve Ferré, 2006). ZOP ile veri toplamak ve yorumlamak hızlı ve kolay iken bu MOG ile göreceli olarak biraz daha zordur ve dolayısıyla fazla zaman gerektirir. Radar hızları, ZOP ile ilk varış enerjisinin varış zamanlarından saptanır ve ancak bir boyutlu (1B) olarak görüntülenebilir. Bu hızlar, ilk varışlar doğrudan gelen değil kırılan dalga olduğu durumlarda yanlış olarak belirlenebilir (Rucker ve Ferré, 2004). Bununla birlikte, kuyular arasındaki ortamın dielektrik özelliklerinin iki boyutlu (2B) görüntüsü, her bir verici-alıcı yönelimi için, ışın yolları farklı açılar sunacağından MOG ile elde edilebilir. Dolayısı ile bu düzen, tomografik görüntüleme için daha uygundur. Veri toplama esnasında yer-hava arayüzünde kırılan dalganın, doğrudan varışları maskeleymesini önlemek için kuyu derinliğinin verici ve alıcı kuyular arasındaki mesafenin 2 katından büyük ($h \geq 2x$) olmasına (Şekil 2.15b) dikkat edilmelidir (Annan, 2005, 2009).



Şekil 2.15 Karşılıklı kuyular arası radar tomografi ölçümlerinin şematik gösterimi a) ZOP ve b) MOG (Annan, 2009; Kayen, Barnhardt, Ashford, Rollins, Minasian ve Carkin, 2002'den düzenlenmiştir)

BÖLÜM ÜÇ

KARŞILIKLI KUYU YER RADARI SEYAHAT ZAMANLARININ SONLU FARK HESABI

3.1 Dalga Cephelerinden Seyahat Zamanlarının Hesaplanması

3.1.1 Genişleyen Kare Yöntemi (*Expanding Square Method*)

Vidale (1988), eikonal denklemini sonlu-farklar ile çözerek, bir hız gridi üzerinde seyahat zamanlarını hesaplayabilmek için, günümüzde çok sık olarak ‘eikonal çözümleyici’ (eikonal solver) olarak adlandırılan yöntemi önermiştir. Vidale, bu çalışmasını, ışıklardan ziyade, dalga cephelerini izleyerek (waveform tracing) gerçekleştirmiştir. Bunun iki önemli nedeni: (i) seyahat zamanlarının, bir modeldeki tüm grid noktaları için, aynı anda hesaplanması gerektiğinden ışın izlemenin neden olabileceği hesaplama yavaşlığını aşarak algoritmayı hızlandırmak ve (ii) doğrudan gelen ışınlarla erişilemeyen gölge zonlara (shadow zones) nüfuz edebilmektir (Mo ve Harris, 2002). Bu orjinal çalışmadan günümüze kadar birçok benzer yaklaşım ele alınmış ve çeşitli araştırma alanlarına uygulanmıştır (Aldridge ve Oldenburg, 1992; Cai ve Schuster, 1992; Hole ve Zelt, 1995; Lecomte, Gjoystdal, Dahle ve Pedersen, 2000; Podvin ve Lecomte, 1991; Qin, Luo, Olsen, Cao ve Greenhalgh, 1994; Vidale, 1990 vb.).

Bu yöntemde, seyahat zamanı alanlarını saptamak için ışınlar yerine dalga cepheleri izlenmektedir. İki boyutlu (2B) bir ortamda dalga yayılımının seyahat zamanı izleyen eikonal denklemi (seyahat zamanlarının kısmi türevi) ile tanımlanır.

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^2 = s(x,z)^2. \quad (19)$$

Yukarıdaki eşitlikte, x ve z uzay koordinatları, $t(x,z)$ seyahat zamanı alanı ve $s(x,z)$ ise yavaşlık alanıdır. Vidale’in yöntemi, 2B’lu bir ortamda, eşit yatay ve düşey örnekleme aralıklarında, hız düğümlerinin oluşturduğu kare şeklindeki bir grid için

tanımlanmıştır. Sismik ya da EM dalgaların kaynağının Şekil 3.1a-b’de gösterilen A noktası olduğu kabul edilir ve bu noktadaki seyahat zamanı sıfır olarak atanır.

A noktasındaki seyahat zamanı ile iki nokta arasındaki mesafe ve ortamın hızı bilindiğinden $B1$, $B2$, $B3$ ve $B4$ olarak tanımlanan, dört köşe noktası için (Şekil 3.1a) seyahat zamanları,

$$t_i = \frac{h}{2}(s_{Bi} + s_A), \quad (20)$$

eşitliği ile hesaplanabilir. Burada h düğüm noktaları arasındaki mesafe; s_A A noktasındaki yavaşlık ve s_{Bi} ise B_i noktasındaki yavaşlıktır.

Hücrelerin dördüncü noktalarındaki ($C1$ - $C4$) seyahat zamanlarının hesaplanması için, hücrenin üç köşesindeki, (20) bağıntısı ile hesaplanan, seyahat zamanlarından Vidale, dışdeğer bulma yöntemiyle iki bağıntı türetmiştir. İlk bağıntı düzlemsel dalga cepheleeri için geçerlidir. Orijin ve C_1 noktası arasındaki seyahat zamanı, orijin, $B1$ ve $B2$ noktalarının seyahat zamanları (sırasıyla t_0 , t_1 ve t_2) bilindiği için eikonal denkleminde hesaplanabilir. İlk hesaplama işlemi için, kaynak noktasında seyahat zamanı sıfır alınmaktadır (Vidale, 1988). (19) bağıntısındaki iki diferansiyel terim sonlu-farklar yöntemi ile izleyen eşitliklerden

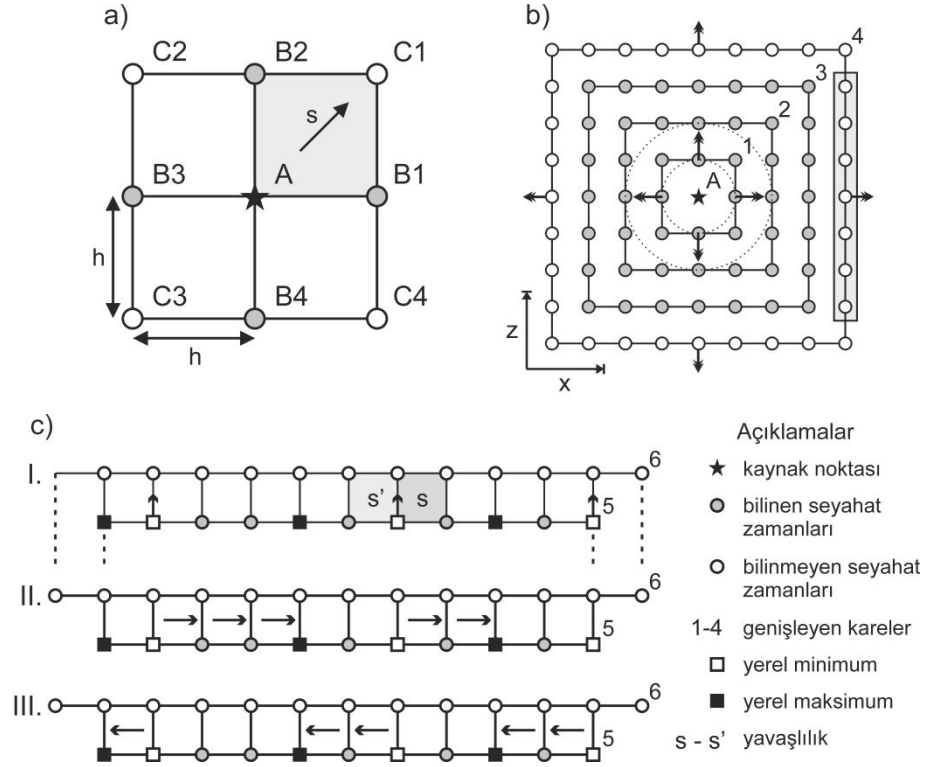
$$\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{1}{2h}(t_0 + t_2 - t_1 - t_3), \quad (21)$$

$$\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{1}{2h}(t_0 + t_1 - t_2 - t_3), \quad (22)$$

yaklaşık olarak bulunabilir. Yukarıdaki eşitliklerin (21 ve 22), eikonal denkleminde yerine konulması ile

$$t_3 = t_0 + \sqrt{2(h\bar{s})^2 - (t_2 - t_1)^2}, \quad (23)$$

eşitliği elde edilir. Burada, $\bar{s}$ dikkate alınan dört nokta için ortalama yavaşlıktır. (23) bağıntısı, A , $B1$ ve $B2$ kaynak noktalarındaki seyahat zamanlarını kullanarak $C1$ noktasındaki, seyahat zamanını düzlemsel dalga yaklaşımı için verir. Bununla birlikte, A noktası, artık bu bağıntı için kaynak noktası olmak zorunda değildir.



Şekil 3.1 Vidale'in genişleyen kare yöntemi (Lecomte ve diğer., 2000 ve Vidale, 1988'den düzenlenmiştir). a) A noktasındaki kaynağın (içi dolu yıldız) etrafındaki dört köşede ($C1$ - $C4$) seyahat zamanlarını hesaplamak için kullanılan sonlu-farklar gridinin genel gösterimi. $C1$ noktasındaki bilinmeyen seyahat zamanı, kaynak noktası (A) ve komşu iki noktanın ($B1$ ve $B2$) bilinen seyahat zamanlarından hesaplanmaktadır. b) Genişleyen kare yönteminin şematik gösterimi. İçi boş dairelerdeki seyahat zamanları, içi dolu dairelerdeki seyahat zamanlarından hesaplanmaktadır. c) (b)'deki dikdörtgen içerisinde kalan düğüm noktalarındaki (burada 5 ve 6. kareler için gösterilmiştir) seyahat zamanlarının yerel minimumdan, yerel maksimuma hesaplama adımları (I-III).

İkinci dışdeğer bağıntısı ise küresel dalga cepheleri içindir. Bir küresel dalga cephesi, üç parametre ile karakterize edilebilir; (a) x_s , sanal kaynak noktanın x yardımcı ordinatı, (b) z_s , sanal kaynak noktanın z yardımcı ordinatı ve (c) t_s , sanal kaynak için orijin zamanı. Sanal kaynak noktası, küresel dalga cephesinin

merkezinde bulunmaktadır. Basit olarak, bu koordinat sisteminin orijini A noktasındadır ve $B1$, $B2$ ve $C1$ grid noktaları, sırasıyla $(h,0)$, $(0,h)$ ve (h,h) yardımcı ordinatlarına sahiptir. A , $B1$ ve $B2$ noktasındaki seyahat zamanları sırası ile izleyen eşitlikler ile ifade edilebilir.

$$t_0 = t_s + s\sqrt{x_s^2 + z_s^2}, \quad (24)$$

$$t_1 = t_s + s\sqrt{(x_s + z_s)^2 + z_s^2}, \quad (25)$$

$$t_2 = t_s + s\sqrt{x_s^2 + (z_s + h)^2}. \quad (26)$$

Sırasıyla üç bilinmeyen t_s , x_s ve z_s için yukarıda tanımlanan denklem sistemleri, x_s 'de dördüncü derece bir denkleme indirgenebilir. Burada, x_s , z_s , ve t_s bilindiği için t_3 ,

$$t_3 = t_s + s\sqrt{(x_s + h)^2 + (z_s + h)^2}, \quad (27)$$

eşitliğinden hesaplanabilir. Dalga cephelerinin küresel olduğu durumlarda (kaynak noktasına yakın noktalar), yukarıdaki (27), düzlemsel olması durumunda (kaynak noktasından uzak noktalar için) ise (23) eşitlikleri ile hesaplanan t_3 en iyi tahmin değerini vermektedir (Vidale, 1988).

Kaynak noktası etrafındaki yarıçap artırılarak yeni karenin düğüm noktalarındaki seyahat zamanları benzer adımlarla hesaplanmaktadır (Şekil 3.1b). Bununla birlikte, (23) eşitliği, sadece yavaşlık vektörünün mutlak büyüklüğünü tanımlamaktadır. Dolayısı ile kareköklü ifadenin işareti bilinmemektedir (Lecomte ve diğer., 2000). Vidale, bu yeni karenin düğüm noktalarındaki seyahat zamanlarını hesaplarken, (23) eşitliğini hesaplama gridi üzerinde gelişigüzel değil, belli bir izlencede uygulayarak, yavaşlık vektörünün her zaman pozitif yönde kalmasını sağlamıştır. Şekil 3.1b, seyahat zamanlarının, genişleyen kare yöntemi ile A kaynak noktası etrafındaki yarıçap artırılarak nasıl hesaplandığını göstermektedir. Burada oklar dalga cephelerinin yayılma yönünü, içi dolu daireler, bilinen seyahat zamanlarını ve 4. kare üzerindeki içi boş daireler ise bilinmeyen ancak hesaplanacak seyahat zamanlarını

göstermektedir. Dikdörtgen içerisinde kalan düğüm noktalarının seyahat zamanlarının hesaplanmasında, bir önceki kareden bilinen komşu seyahat zamanları kullanılmaktadır. Şekil üzerinde, bunu daha iyi gösterebilmek için 5. ve 6. kareler dikkate alınmıştır. İlk aşamada, 5. karenin düğüm noktaları için yerel minimumlar bulunmaktadır (Şekil 3.1c). Daha sonra, bu yerel minimumların önündeki 6. karenin düğüm noktalarında, aşağıdaki bir diğer eikonal denkleminin sonlu-farklar tahmini uygulanmaktadır.

$$t_3 = t_0 + \sqrt{(h\bar{s})^2 - 0.25(t_2 - t_1)^2}. \quad (28)$$

Burada $\bar{s}$, yine yavaşlılığın ortalamasıdır. İkinci aşamada ise kalan noktalardaki seyahat zamanları, yerel minimumlardan soldan sağa doğru, ya bir sonraki yerel maksimuma ya da bir köşe noktasına ulaşınca kadar tekrar (20) eşitliği ile hesaplanır. Benzer olarak bu adımlar, üçüncü aşamada bu kez sağdan sola doğru tekrarlanır. Bu işlemlerin bir sonucu olarak, yerel maksimumlarda iki adet seyahat zamanı bulunmaktadır. Ancak, en küçük değer, seyahat zamanı olarak kaydedilir. Bu adımlar tekrar edilerek 2B'lu gridin tüm seyahat zamanları hesaplanır (Vidale, 1988).

Vidale bu çalışmasında, gölge zonlara rağmen, saçınımları (difraksiyon) ve baş dalgalarını ilk varışlar olarak belirleyebilmiştir. Sonuç olarak, Vidale (1988, 1990), yukarıda belirtildiği gibi varış zamanlarının hesaplanması için, eikonal denklemini sonlu-farklar ile çözen etkili bir algoritma sunmuştur. Bununla birlikte, genişleyen kare yaklaşımı ile hesaplanan seyahat zamanları, hız zıtlığının yüksek olduğu ortamlarda ($v_2 = \sqrt{2}v_1$), arayüzey boyunca seyahat eden baş dalgaları için yanlış olabilmektedir (Hole ve Zelt, 1995; Qin ve diğer., 1992). Bu durum, (23) eşitliğindeki karekökün argümanının negatif olmasına ve durağanlığını kaybetmesine neden olmaktadır. Bu eksiklikler, izleyen yıllarda araştırmacılar tarafından irdelenerek kendi çalışmalarında giderilmeye çalışılmıştır (örn. Afnimar ve Koketsu, 2000; Hole ve Zelt, 1995; Podvin ve Lecomte, 1991, Qin ve diğer., 1992).

3.1.2 Genişletilmiş Sonlu-Farklar Yöntemi (*Expanded Finite-Difference Method*)

Podvin ve Lecomte (1991), dalga cephelerinin modellenmesinde, Vidale'in sonlu-farklar yöntemine alternatif olarak, hesaplamaların nispeten daha az doğru olduğu, fakat daha fazla koşulun dikkate alındığı bir diğer sonlu-farklar yöntemi önermiştir. Aslında, her iki yöntemin temel yaklaşımları birbirinden çok da farklı değildir. Buna göre, hesaplama gridinin her bir düğüm noktasındaki ilk varış zamanları, komşu noktalardan daha önce belirlenen seyahat zamanlarından elde edilir ve kabaca en hızlı dalga cephesinin yayılımı takip edilir. Bununla birlikte, bu yöntem, uygulamada aynı grid üzerinde farklılıklar göstermektedir. Örneğin, bu yaklaşımda, hücrenin her bir kenarından hesaplanan seyahat zamanları kullanılmaktadır (Şekil 3.2a'daki MN kenarı gibi) ve her bir kenar bir arayüzey olarak kabul edilmektedir. Seyahat zamanları, gelen dalga cephesi, daha önce MN kenarına ulaştığı için, M ve N noktalarında tanımlanır. Daha sonra, aynı dalga cephesi hücre içerisinde Huygens ilkesine göre ilerleyerek P noktasına ulaşır (Şekil 3.2b). Dolayısıyla, buradaki dalga cephesi M ve N düğüm noktaları arasındaki her bir ikincil kaynak tarafından oluşturulan küresel dalga cephelerinin bir zarfı olmaktadır. Gelen dalga cephesinin seyahat zamanları, t_n ve t_m olarak tanımlanmaktadır. M ve N noktaları arasındaki her bir ikincil kaynağın seyahat zamanları ise t_n ve t_m arasında, doğrusal ara değer bulma yöntemi ile (linear interpolation) bulunur (Lecomte, 1992).

Genişleyen kareler yönteminin en büyük problemi, algoritmanın hesaplamalarda yakın hücrelerdeki yavaşlıkları dikkate almamasıdır. Bununla birlikte, P noktasında tahmin edilecek seyahat zamanı, komşu hücrelerdeki bu yavaşlıklar (s' ve s'') nedeniyle OP ve NP arayüzeylerinde oluşan iki yüzey dalgasından kaynaklanabilir (Şekil 3.2a). Burada, Vidale'in düzlem dalga bağıntısı (23), bu hücreler için uygulandığı zaman sanal bir terim elde edilecektir. Bunun fiziksel anlamı, çok çabuk sönen dalgaların (evanescent waves) oluşmasıdır. Vidale, bu durum oluştuğu zaman kareköklü terimi ihmal ederek algoritmayı bir çözüme zorlamaktadır. Ancak, elde edilen sonuçlar doğru olmamaktadır (Lecomte ve diğer., 2000). Bu durumun aşılabilmesi için Podvin ve Lecomte (1991), sonlu-farklar yaklaşımında, Huygens

prensibini kullanarak, genel izlencesi Şekil 3.2a-d’de gösterilen yöntem için izleyen 5 eşitliğin uygulanmasını önermişlerdir.

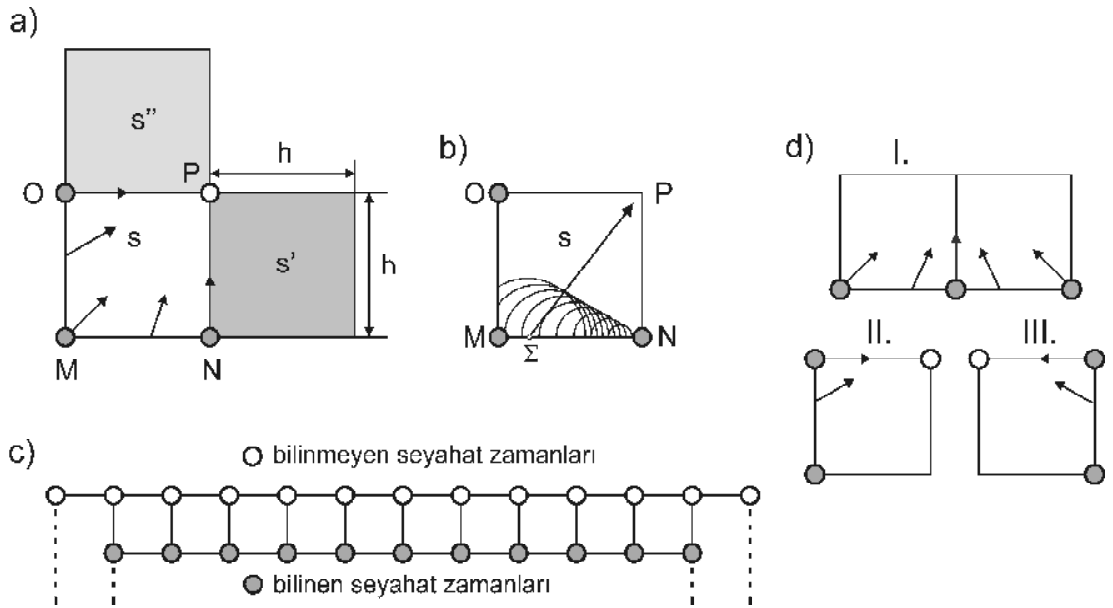
$$t_p = t_N \pm \sqrt{(hs)^2 - (t_N - t_M)^2} \quad \left\{ 0 \leq t_N - t_M \leq \frac{hs}{\sqrt{2}} \right\}, \quad (29)$$

$$t_p = t_O \pm \sqrt{(hs)^2 - (t_O - t_M)^2} \quad \left\{ 0 \leq t_O - t_M \leq \frac{hs}{\sqrt{2}} \right\}, \quad (30)$$

$$t_p = t_M + \sqrt{2}hs, \quad (31)$$

$$t_p = t_N + h\min(s, s'), \quad (32)$$

$$t_p = t_O + h\min(s, s''). \quad (33)$$



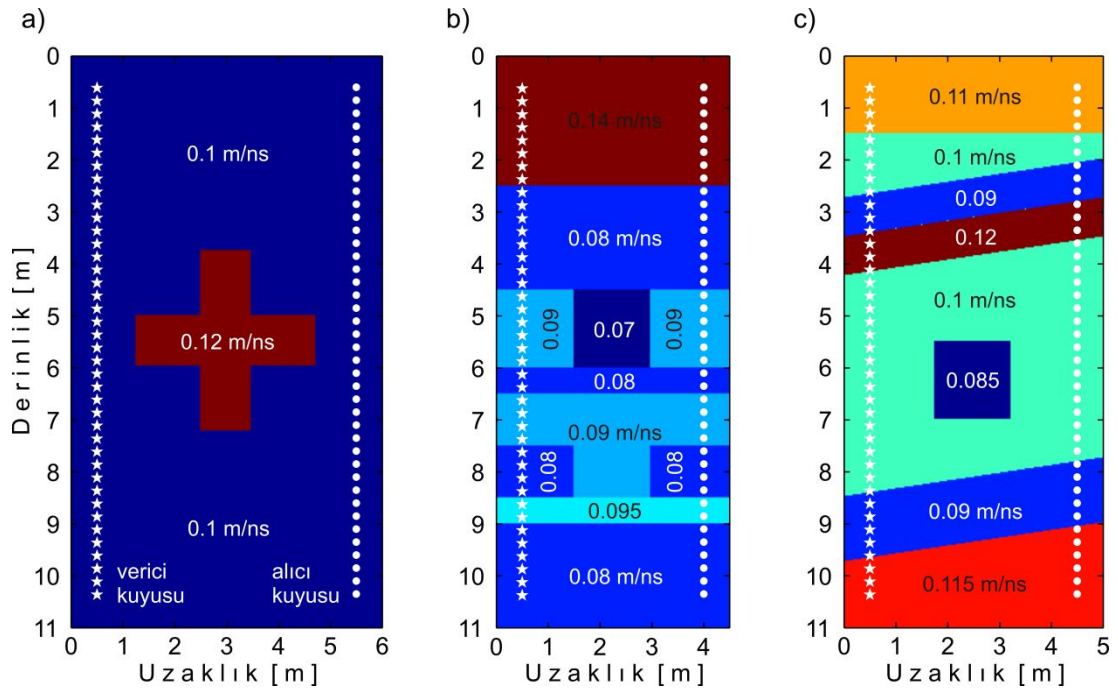
Şekil 3.2 Genişletilmiş sonlu-farklar (expanded finite-difference) yöntemi (Lecomte, 1992; Lecomte ve diğer., 2000; Podvin ve Lecomte 1991’den düzenlenmiştir) a) P düğüm noktasındaki seyahat zamanı, diğer üç köşedeki düğüm noktalarında (M, N ve O) hesaplanan seyahat zamanlarından belirlenmektedir. b) Hücre içerisindeki dalga cephesi, MN arayüzeyinde yayılan dalgacıkların bir zarfıdır. c) Hesaplama gridi üzerinde bilinen ve bilinmeyen seyahat zamanlarının gösterimi c) Düğüm noktalarının bilinen seyahat zamanları kullanılarak hedef düğüm noktasındaki seyahat zamanının hesaplanma aşamaları.

Buna göre, bu bağıntılardan, hücrelerin yavaşlıkları da dikkate alınarak elde edilen en küçük seyahat zamanı, P düğüm noktasının seyahat zamanı olarak atanır. Son iki seyahat zamanı bağıntısı, Vidale'den farklı olarak hücrenin arayüzeylerinde oluşan baş dalgaları için kullanılır.

Sonuç olarak, Vidale (1988) yöntemi, sınırlı koşullarda ve izotropik ortamlarda doğru çözümler üretmektedir. Buna karşın, Podvin ve Lecomte (1991) yöntemi, çok yüksek hız zıtlığına sahip ($V_2 = 10V_1$), daha gerçekçi koşullarda başarılı sonuçlar üretebilmektedir. Bu nedenle, bu tez kapsamında, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin düz ve ters modellemesi için Podvin ve Lecomte (1991)'in genişletilmiş sonlu-farklar yöntemi kullanılmıştır.

3.2 Test Modelleri

Seyahat zamanlarını hesaplamak için kullanılan veri setleri basitten karmaşığa doğru değişen bir hız dağılımı gösteren, üç yapay kuyu içi radar modelinden oluşmaktadır (Şekil 3.3).



Şekil 3.3 Yapay seyahat zamanlarını hesaplamak için kullanılan modeller. Alıcı ve verici düzenleri modeller üzerinde gösterilmiştir. a) Model 1 b) Model 2 (Clement ve Knoll, 2000) c) Model 3

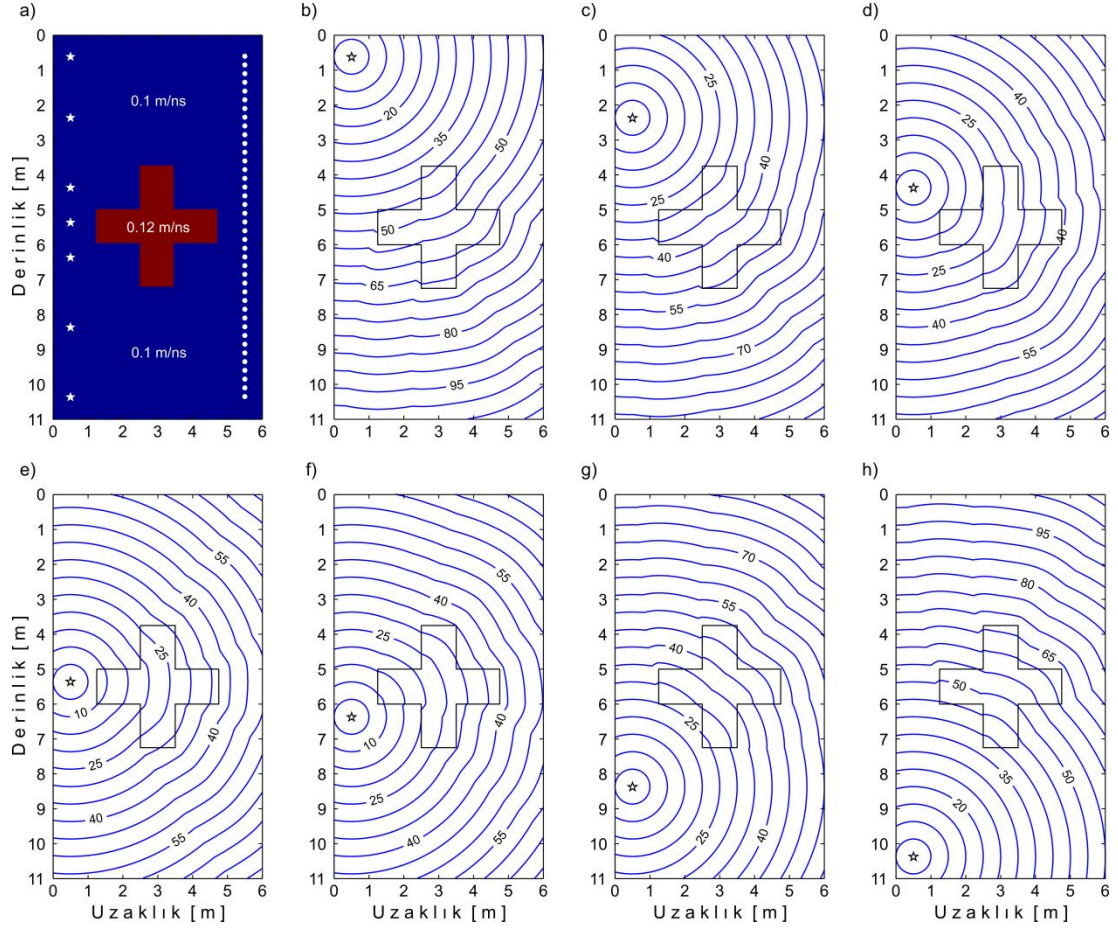
Her bir model 11 m derinliğe sahiptir ve genişlikleri ise 4,5-6 m arasında değişmektedir (Tablo 3.1). Modellerde alıcı ve vericiler düşey yönde 0,25 m aralıklarla, 0,625-10,375 m arasına yerleştirilmiştir. Dolayısıyla her bir modelde, 40 verici ve her bir verici başına 40 alıcı olmak üzere 1600 seyahat zamanı elde edilecektir. Bu modellere ait düz modelleme parametreleri Tablo 3.1’de verilmektedir. Ayrıca, seyahat zamanlarının modellenmesinde veri setlerinden Model 2 ve Model 3 için ek olarak hava tabakası bilgisi de dikkate alınmıştır.

Tablo 3.1 Modellemede kullanılan temel parametreler

Parametreler		Veri seti		
		Model 1	Model 2	Model 3
Model boyutları		6m x 11m	4,5m x 11m	5m x 11m
Hücre boyutu (m)	Yatay	0,25	0,25	0,25
	Düşey			
Seyahat zamanı sayısı		1600	1600	1600
Hücre sayısı		1056	792	880

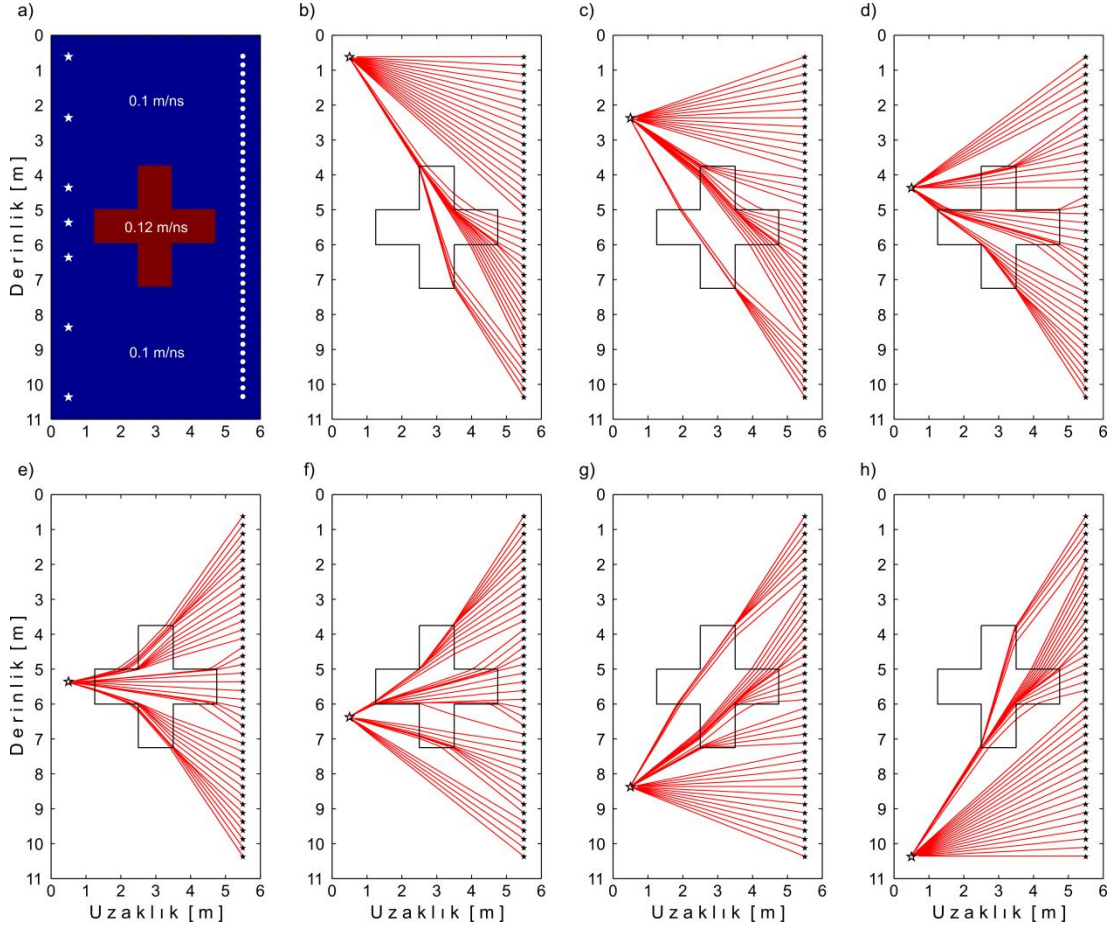
3.2.1 Model 1

Şekil 3.4a yapay Model 1’i göstermektedir. Hız zıtlığı %20 olan modelde (6 x 11 m) düşük hızlı homojen bir ortam içerisinde (0,1 m/ns), artı işareti şeklinde, yüksek hızlı (0,12 m/ns) ve birbirine dik iki blok bulunmaktadır. Yatay blok, yanal yönde 1,25-4,75 m ve düşey yönde 5-6 m’ler arasında, düşey blok ise yanal ve düşey yönde sırasıyla 2,5-3,5 ile 3,75-7,25 m’ler arasındadır. Bu model için ilk varış zamanlarının hesaplanmasında hava-yer arayüzeyinde oluşacak baş dalgaları dikkate alınmamıştır.



Şekil 3.4 a) Yapay model. Sol taraftaki 7 adet yıldız seyahat zamanlarının hesaplandığı kaynak noktalarını, sağ taraftaki, 40 adet küçük daireler ise alıcı noktalarını göstermektedir. b-h) Model 1'e ait seyahat zamanı kontur haritaları. Yüksek hızlı yapı her bir harita üzerinde gösterilmiştir.

Küresel olarak yayılan dalga cephelerinin, farklı derinliklerdeki kaynak noktaları için seyahat zamanı kontur haritaları Şekil 3.4b-h'de verilmektedir. Kaynak noktaları şekil üzerinde sırası ile 0,625, 2,375, 4,375, 5,375, 6,375, 8,375 ve 10,375. m'lerdedir. Her bir haritada, seyahat zamanlarının kontur aralığı 5 ns'dir. İlk varışlar, yüksek hızlı ortamlar içerisinde iletilen dalgalar ve/veya yapının köşe noktalarından saçınımlar (difraksiyon), ya da arayüzeylerde baş dalgaları olarak gözlemlenirler. Dalga cepheleri, blokların köşe noktalarına ulaştığı zaman, her bir köşe noktası ikinci bir kaynak gibi davranmaktadır. Bu modelin seyahat zamanı haritalarında, blokların köşeli yapısından dolayı, saçınımlar gözlemlenmektedir. Yüksek hızlı blok içerisinde ise dalga cephelerinin hızı artmaktadır.



Şekil 3.5 a) Yapay model. b-h) Seyahat zamanlarının hesaplandığı kaynak noktaları için hesaplanan ışın yolları

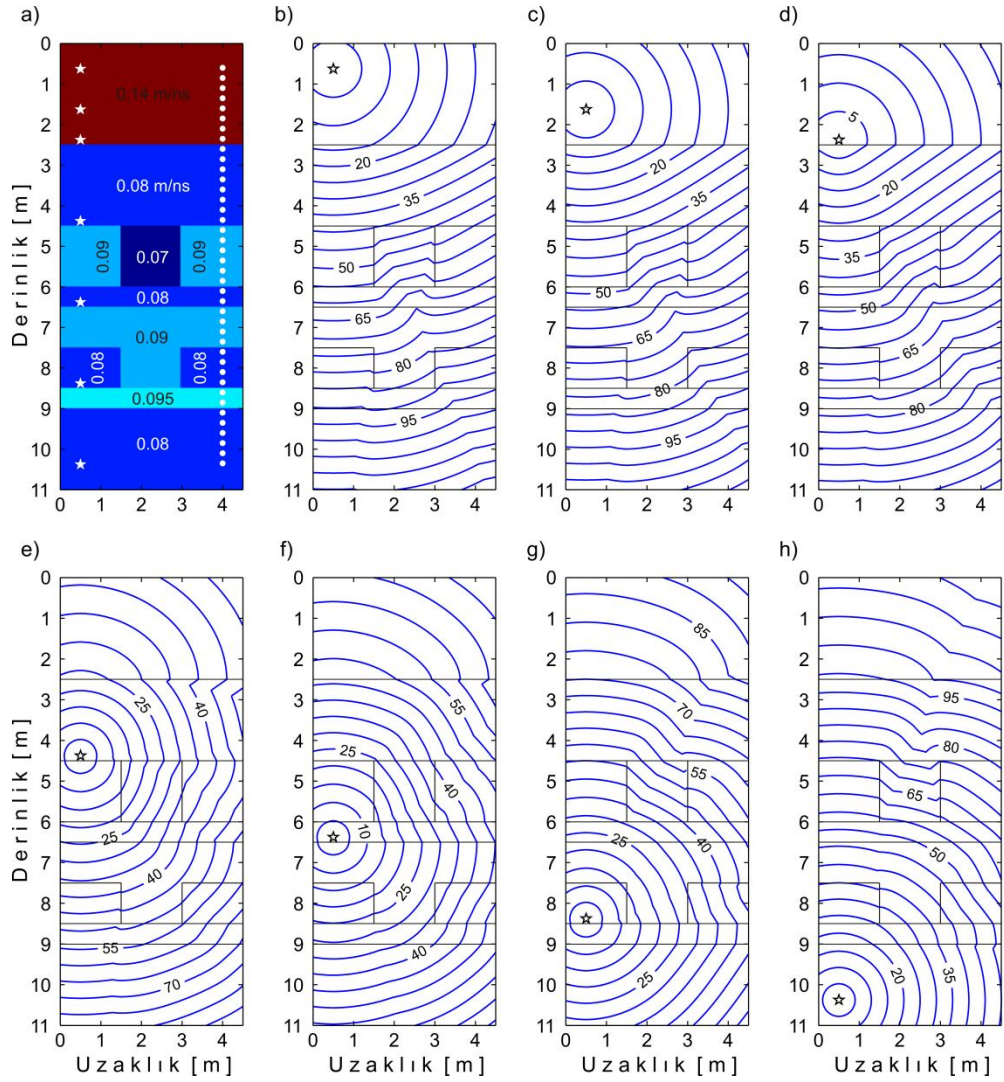
EM alanlar, dalgalar olarak yayıldıkları zaman dalga cepheleri ve ışın yolları olarak karakterize edilirler. Bu nedenle ışın yolları, dalga cepheleri ile birlikte elektromanyetik alanların kavranması için oldukça yararlıdır (Annan, 2004). Şekil 3.5, sırasıyla yapay modeli (a) ve modelin sağ tarafındaki alıcılardan, geriye, kaynağa doğru seyahat zamanı haritası kullanılarak izlenen ışın yollarını göstermektedir (b-h). Işın yolları, her bir düğüm noktasındaki seyahat zamanları hesaplandıktan sonra, herhangi bir alıcı noktasından kaynağa doğru, en hızlı iniş (steepest descent) yönünde, geriye doğru izlenebilir. Alıcılara ilk varışlar, doğrudan gelen dalgalar, baş dalgaları ve saçınım sonucu oluşan dalgalar olarak üç şekilde izlenebilir. Kaynak noktasından alıcılara ilk ulaşan ışınların hangi dalga fazından kaynaklandığı, kaynak noktasının verici kuyusu içerisindeki konumuna göre değişiklik göstermektedir. Örneğin, Şekil 3.5b’de ilk 19 ışın doğrudan gelen varış iken 3.5d’de sadece ilk 6 ışın doğrudan gelen varış olarak gözlenmektedir. Yüksek

hızlı model içerisinde geçen ışınlar ise alıcılara, çoğunlukla bloklar içerisinde kırılarak ulaşmaktadır.

3.2.2 Model 2

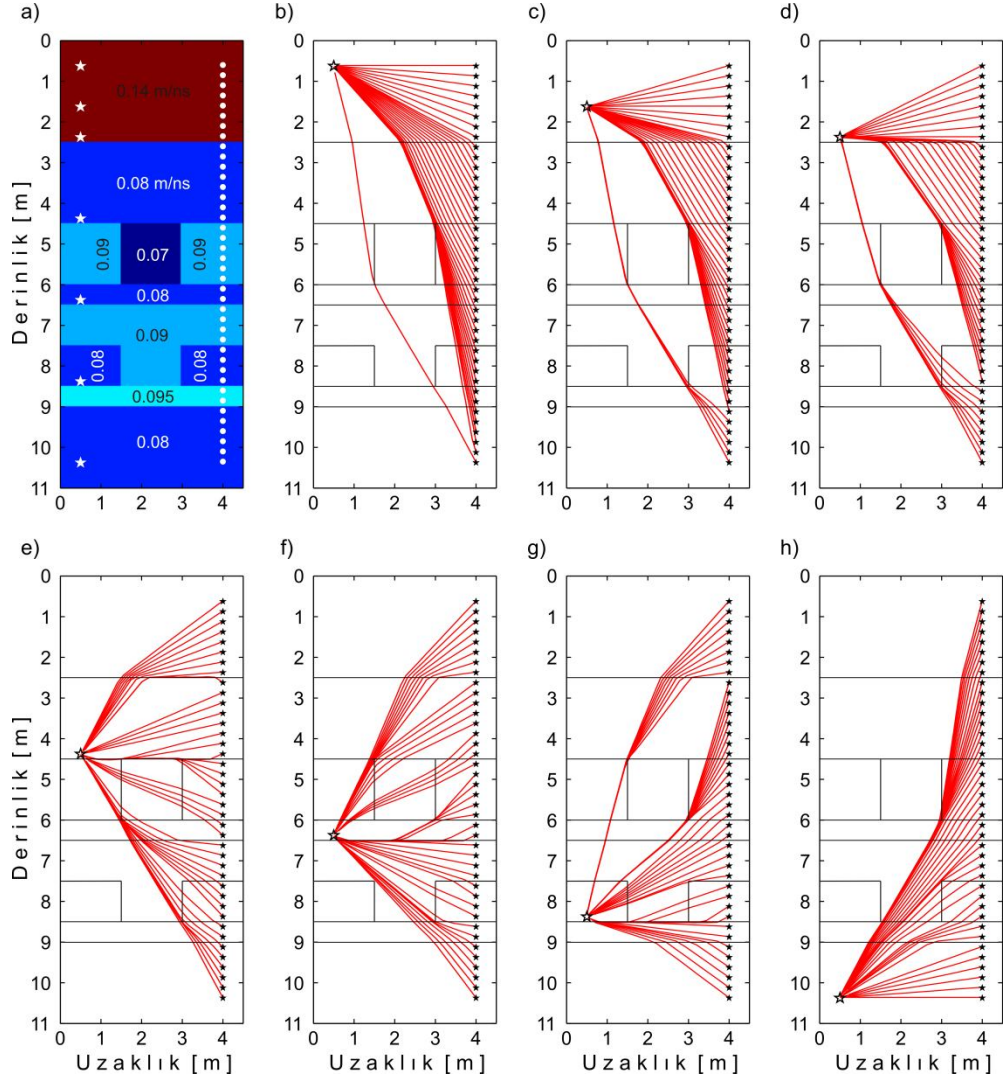
İkinci yapay model (Clement ve Knoll, 2000), Boise nehri (Boise, ABD) yakınlarındaki 18 adet araştırma kuyusundan oluşan bir hidrojeolojik test alanını temsil eden bir serbest akifer modelidir (Şekil 3.6a) ve izleyen yıllarda, çeşitli kuyu içi radar tomografi çalışmalarında kullanılmıştır (Clement, 2006; Hanafy ve Hagrey, 2006). 4,5 x 11 m boyutlarındaki model, genel olarak iki farklı hız zonundan oluşmaktadır. Bunlardan ilki, 2 m kalınlığındaki vadoz zon, hava ihtiva eden gözenekler nedeni ile yüksek radar hızı (0,14 m/ns) ile karakterize edilmektedir (bk. Şekil 2.8). İkincisi, yanal ve düşey yönde değişim gösteren ve farklı geometrilere tabakalar içeren suya doymuş zon, 0,07-0,095 m/ns arasında göreceli olarak daha düşük radar hızlarına sahiptir. Bu iki zon arasındaki arayüzeyde hız zıtlığı %75'tir. Bu modelde ayrıca, ilk modelden farklı olarak, dalga cepheleeri, hava tabakası bilgisi de eklenerek modellenmiştir.

Şekil 3.6b-h sırasıyla 1, 5, 8, 16, 24, 32 ve 40 numaralı kaynak noktaları için hesaplanan seyahat zamanı kontur haritalarını göstermektedir. Genel olarak, vadoz zon (0,14 m/ns) içerisinde küresel dalga cepheleeri (iletelen dalgalar) görülmektedir. Düşük hızlı suya doymuş zonun ilk tabakasında (0,08 m/ns) bu küresellik, arayüzeydeki yüksek hız zıtlığı nedeni ile bozulmaktadır (Şekil 3.6b-d) ve hatta bu zon içerisinde bir baş dalgası da oluşmaktadır (Şekil 3.6e). Yapay modelin ortasındaki, en düşük radar hızına sahip (0,07 m/ns) zon içerisinde ise dalga cepheleerinin hızı azaldığı için yine küresellik bozulmaktadır. Genel olarak, dalga cepheleeri, düşük hızlı zonlar içerisinde geçerken kontur çizgileri birbirlerine yaklaşırken, yüksek hızlı vadoz zonun içerisinde uzaklaşmaktadır. Yapay akifer modeli, hem yanal hem de düşey yönde hız geçişlerinin olduğu suya doymuş zon içerisinde dalga cepheleerinin davranışlarını çok iyi bir şekilde yansıtmaktadır.



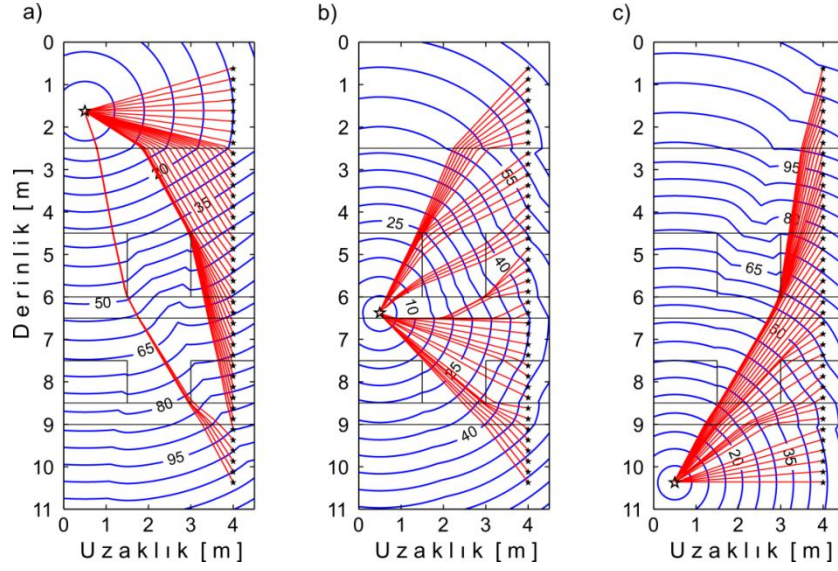
Şekil 3.6 a) Yapay model. b-h) Yapay modelin seyahat zamanı kontur haritaları. Vadoz zon ve suya doymun zonun tabakaları her bir harita üzerinde gösterilmiştir.

Yukarıdaki şekilde verilen seyahat zamanı kontur haritalarından izlenen ışın yolları Şekil 3.7b-h’de verilmektedir. Buradan da görüldüğü gibi, doğrudan gelen varışlar vadoz zon içerisindeki ışınlar aittir. Bu zonun altında, ışınlar, suya doymun zon içerisindeki alıcılara tabakalardan kırılarak ulaşmaktadır. Kırılmalar, doğal olarak tabakaların hızlarına bağlı olarak gerçekleşmektedir. En düşük hızlı birim içerisinde ise sadece 4,375 ve 6,375. m’lerdeki, 16 ve 24. kaynaklar için ışın yolları izlenmektedir. Ayrıca, bu modelin, sırasıyla 1,625, 6,375 ve 10,375. m’lerdeki kaynak noktaları için hesaplanan seyahat zamanı kontur haritaları ve ışın yolları birlikte çizilerek ışın yolları ve dalga cepheleri arasındaki diklik ilişkisi gösterilmiştir (Şekil 3.8a-c).

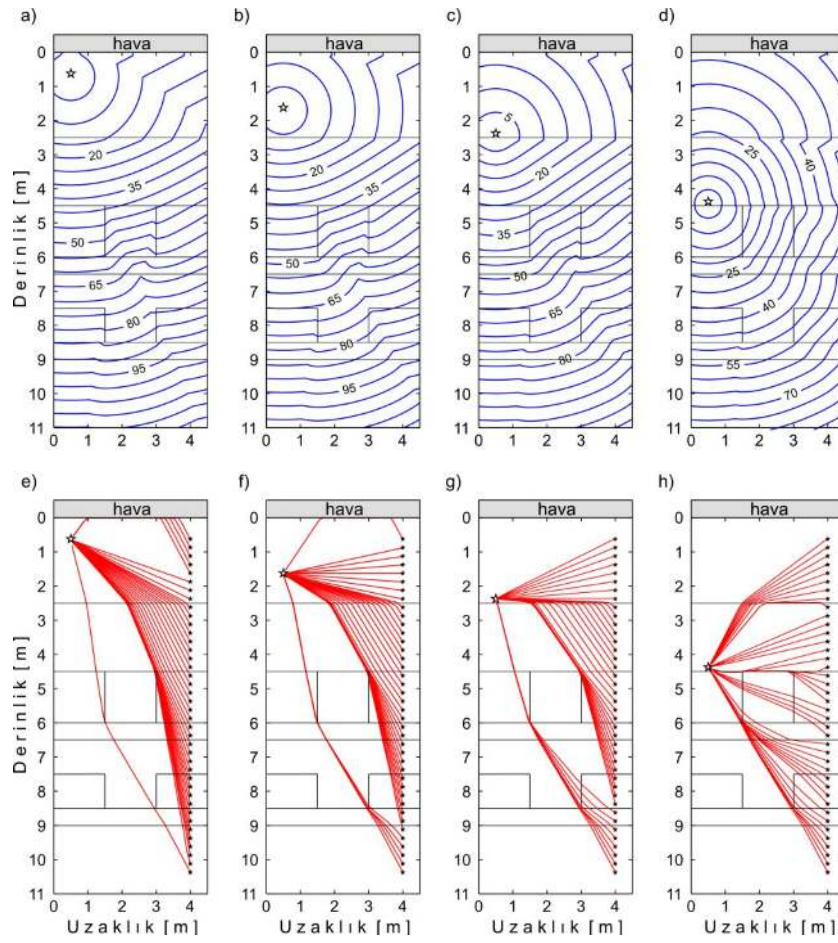


Şekil 3.7 a) Yapay model. b-h) Işın yolları

Clement ve Knoll (2000)'in akifer modeli, aynı zamanda hava tabakası bilgisi de eklenerek modellenmiştir. Hava tabakası içermeyen modelde, vadoz zondan ilk varışlar iletilen dalgalar olurken, bu modelde, ek olarak, doğrusal baş dalgaları da oluşmaktadır (Şekil 3.9a-d). Şekil 3.9a'da ilk 5 ve 3.9.b'deki ilk alıcıdaki ilk varışlar, baş dalgası olarak kaydedilmiştir. Bu zon içerisindeki diğer alıcılardaki ilk varışlar ise daha önce belirtildiği gibi doğrudan gelen dalgalar olurken, suya doymun zon içerisinde ise ilk varışlar kırılarak gelen dalgalarla elde edilmiştir. Ve benzer olarak en düşük hız zonundan ise en az sayıda ışın geçmektedir.



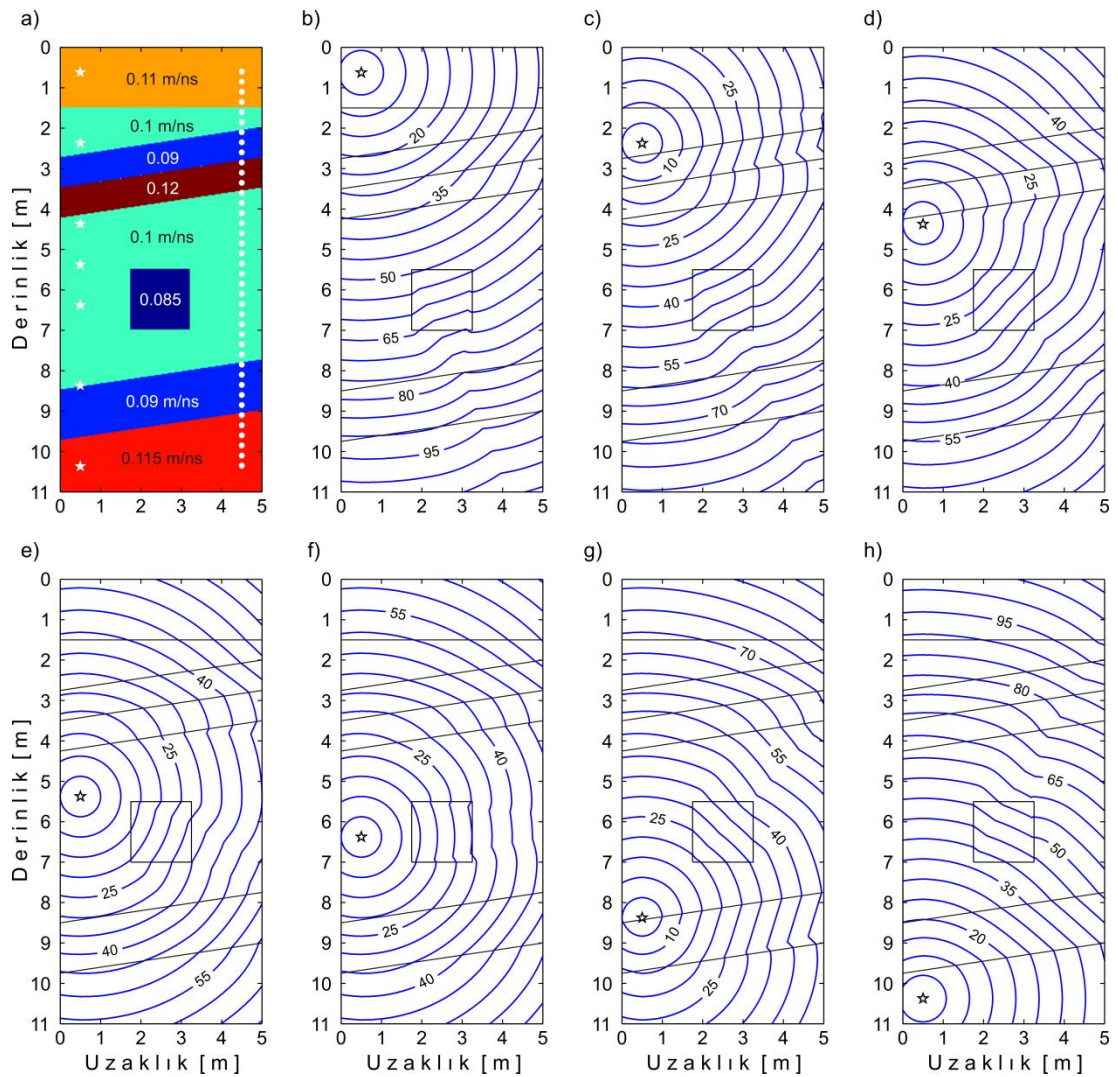
Şekil 3.8 Işın yolları ve dalga cepheleri arasındaki diklik ilişkisi a-c) Sırası ile 5, 24 ve 40 numaralı kaynak noktaları için hesaplanan seyahat zamanı kontur haritaları ve ışın yolları



Şekil 3.9 a-d) Yapay modelin hava tabakası bilgisi ile modellenerek elde edilen seyahat zamanı kontur haritaları e-h) Işın yolları

3.2.3 Model 3

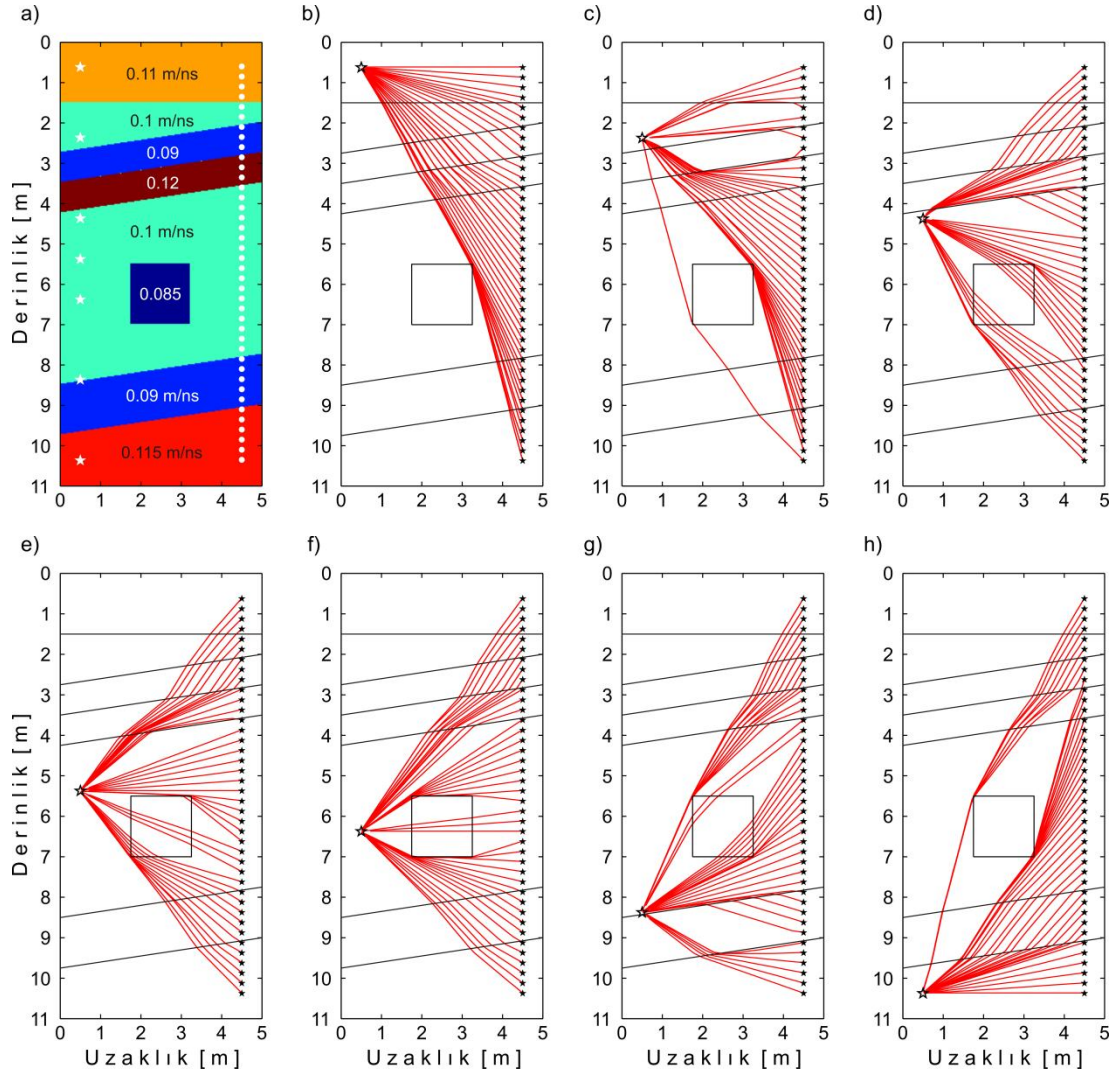
Ardışık eğimli tabakalar (yaklaşık 10°) ve nispeten düşük hızlı (0,085 m/ns) bir bloktan oluşan model, diğer ilk iki modelden daha karmaşık bir yapıdadır (Şekil 3.10a). Alt ve üst tabakaları göreceli olarak yüksek hızlardan (sırasıyla 0,11 ve 0,115 m/ns) oluşan modelin boyutları 5 x 11 m ve ortamdaki baskın radar hızı ise 0,1 m/ns'dir. Model 2'ye benzer olarak bu model için de hava tabakasının etkisi dikkate alınmıştır.



Şekil 3.10 a) Yapay model. b-h) Seyahat zamanı kontur haritaları

Yapay model 3'e ait seyahat zamanı kontur haritaları yukarıdaki Şekil 3.10b-h üzerinde gösterilmektedir. Genel olarak, bu modeldeki dalga cephesi haritalarından

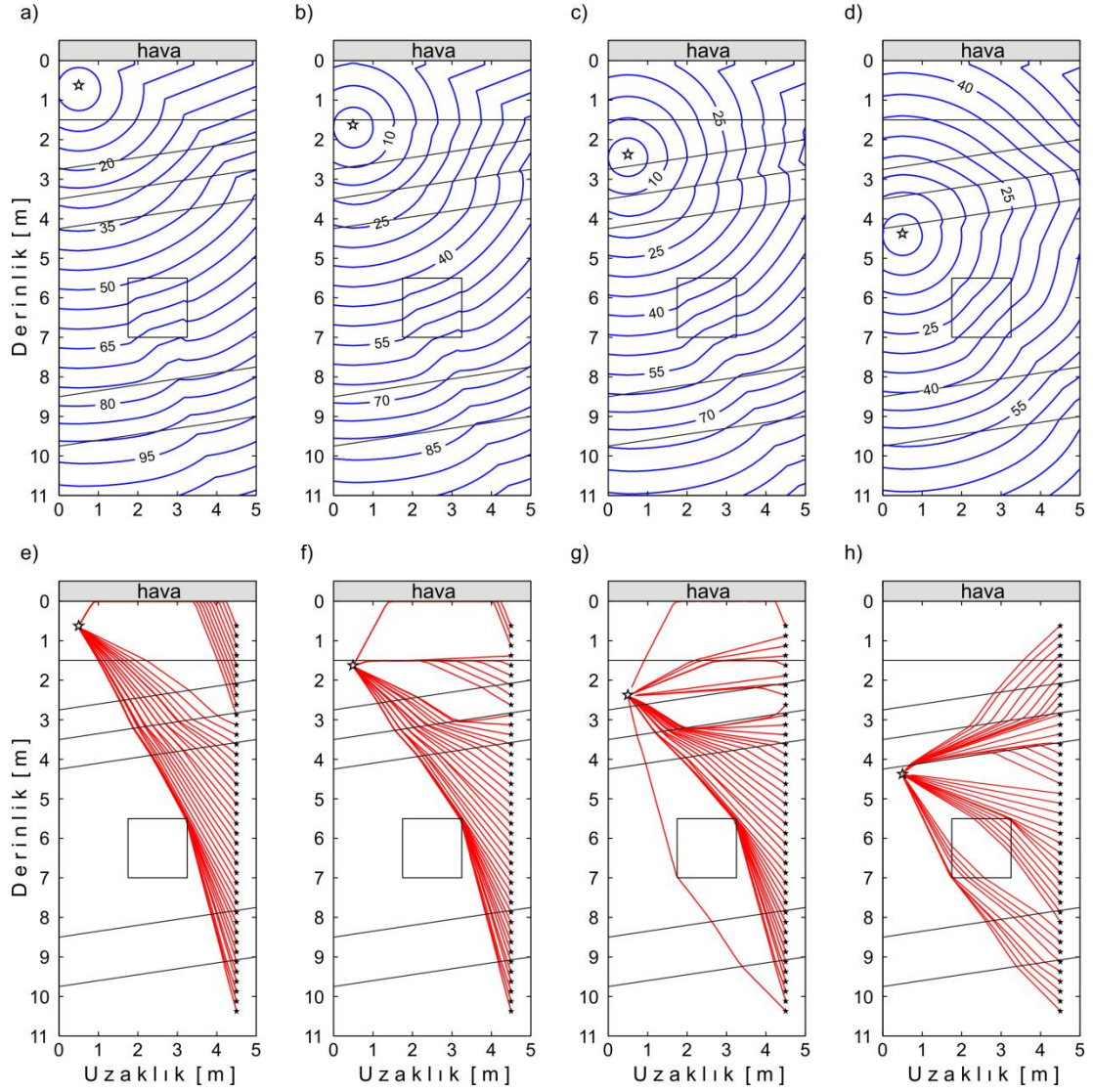
gözlenen olaylar bir önceki akifer modeli ile benzerlikler göstermektedir. Dalga cepheleri model içerisindeki ilerlerken hızları, karşılaştıkları tabakanın veya yapının radar hızına bağlı olarak azalmakta ya da artmaktadır. Ayrıca, düşük hızlı bloğun köşelerinden kaynaklanan saçınımlar oluşmaktadır.



Şekil 3.11 a) Yapay model. b-h) Işın yolları

Şekil 3.11b-h bu karmaşık modelin ışın yollarını göstermektedir. 1,5 m derinliğindeki yanal tabaka içerisinde ilk 4 alıcıya ışınlar doğrudan ulaşmıştır (Şekil 3.11b-c). Benzer olarak, 4,25-8,5 m'ler arasındaki, 0,1 m/ns hızlı, eğimli tabaka içerisindeki kaynaktan (5,375 m) çıkan ışınlar, düşük hızlı bloğun üzerinden (Şekil 3.11e) ve 10,375 m'deki kaynaktan, en alttaki tabaka içerisinde (0,115 m/ns) son 6 alıcıya ışınlar doğrudan ulaşmıştır (Şekil 3.11h). Bununla birlikte, ışınların, genel

olarak, tabaka arayüzlerinden ya da düşük hızlı zonun köşelerinden kırılarak alıcılara ulaştıkları görülmektedir.



Şekil 3.12 a-d) Yapay hava tabakası bilgisi içeren seyahat zamanı kontur haritaları. e-h) Işın yolları

Şekil 3.12, genel olarak, hava tabakasının, dalga cepheleri ve ışın yolları üzerindeki etkisini göstermektedir. En belirgin fark, modelin ilk tabakası ve bunun birkaç metre altındaki eğimli tabakalar üzerinde görülmektedir. Bu alanlarda, baş dalgaları oluşurken, alıcılara ulaşan ilk ışınlar artık doğrudan gelen dalgalardan değil, baş dalgalarından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, akifer modeli ile bu model arasında hava tabakasının etkisi kıyaslanabilir. Akifer modelinin ilk tabakasının hızı (0,14 m/ns) bu modeldekinden (0,11 m/ns) yüksek olduğu için, bu modelde daha fazla baş

dalgasından kaynaklanan ilk varışlar meydana gelmiştir. Buradan da görüldüğü gibi, örtü tabakalarındaki düşük hız, hava tabakası dikkate alındığı zaman daha fazla baş dalgalarının ilk varışlar olarak kaydedilmesine neden olmaktadır.

BÖLÜM DÖRT

KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİLERİNİN ZAMAN ORTAMI SONLU-FARKLAR YÖNTEMİ İLE SAYISAL MODELLEMESİ

4.1 Maxwell Denklemleri

Zaman ortamı sonlu-farklar (Finite-Difference Time-Domain, FDTD), EM alan analizinin temeli olarak kabul edilen algoritma (Yee, 1966), Maxwell denklemleri ile elektrik ve manyetik alan vektör bileşenlerini, hem diferansiyel hem de integral olarak her iki biçimde gösterebilen bir geometri sunmaktadır (Taflove ve Hagness, 2005). Maxwell denklemleri, matematiksel olarak elektromanyetiğin fizliğini tanımlamakta ve aynı zamanda bir EM dalga olan GPR sinyallerinin de nicel olarak tanımlanması için temel oluşturmaktadır (Annan, 2004). FDTD kullanarak, iki boyutlu (2B) sayısal modelleme için, modellenecek olan yapının boyutları belirlendikten ve alan, birim Yee hücrelerine bölündükten sonra, belirlenen bir kaynak noktasından bir EM sinyal uygulanmaktadır. Sınır şartları da dikkate alınarak, ilgilenilen elektrik ve manyetik alan bileşeni değerleri, alıcılarda, uygun bir zaman adımı (time step) süresince yinelenmeli olarak kaydedilmektedir. Taflove ve Hagness, (2005)'e göre, Yee'nin bu yaklaşımından günümüze değin üretilen birçok alternatif yaklaşımların hiçbiri Yee'nin algoritması kadar uzun ömürlü ve de yeni bir bakış açısı doğuracak kadar etkili olamamışlardır.

Elektrik veya manyetik akım kaynakları olmayan, fakat elektrik veya manyetik alan enerjisini absorbe eden materyallere sahip olabilen bir alanın bir bölümü dikkate alınarak ve MKS birim sistemi kullanılarak, zamana bağlı Maxwell denklemleri diferansiyel formda; Faraday, Amper, elektrik alan için Gauss, ve manyetik alan için Gauss kanunları ile verilebilir (Taflove ve Hagness, 2005). Zamanla değişen manyetik alan, elektrik alanın varlığını açıklayan elektrik yüklerinin hareket etmesine neden olur. Dolayısıyla, bir elektrik alan meydana gelir (Faraday kanunu).

Akım ile manyetik alan arasındaki ilişkiyi ise Amper kanunu açıklamaktadır. Buna göre, elektrik akımları, manyetik alanları oluşturmaktadır. (36) eşitliği ise

elektrik yüklerinin, elektrik alanın kaynakları olduğunu ifade etmektedir. Elektrik alanlar, elektrik yüklerden yayılmaktadır. Serbest manyetik yükler doğada asla gözlemlenmedikleri için manyetik alanlar kapalı eğrilerden oluşmalıdır (eşitlik 37).

$$\text{Faraday kanunu :} \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \times E - M, \quad (34)$$

$$\text{Amper kanunu :} \quad \frac{\partial D}{\partial t} = \nabla \times H - J, \quad (35)$$

$$\begin{array}{l} \text{Elektrik alan} \\ \text{için Gauss kanunu :} \end{array} \quad \nabla \times D = 0, \quad (36)$$

$$\begin{array}{l} \text{Manyetik alan} \\ \text{için Gauss kanunu :} \end{array} \quad \nabla \times B = 0. \quad (37)$$

Tablo 4.1 MKS birim sisteminde, (34-37) eşitliklerinde kullanılan sembol tanımlamaları

<i>E</i>	: elektrik alan (V / m)
<i>D</i>	: elektrik akı yoğunluğu (C / m ²)
<i>H</i>	: manyetik alan (A / m)
<i>B</i>	: manyetik akı yoğunluğu (Wb / m ²)
<i>J</i>	: elektrik akım yoğunluğu (A / m ²)
<i>M</i>	: eşdeğer manyetik akım yoğunluğu (V / m ²)

Lineer, izotropik ve dağıtıcı olmayan, bir başka değişle, alandan, yönden ve frekanstan bağımsız elektrik ve manyetik özelliklere sahip olan materyallerde elektrik akı yoğunluğu (*D*) ile elektrik alan (*E*) ve manyetik akı yoğunluğu (*B*) ve manyetik alan (*H*) ile basit orantılar kullanılarak ilişkilendirilebilir.

$$D = \varepsilon E = \varepsilon_r \varepsilon_0 E; \quad B = \mu H = \mu_r \mu_0 H. \quad (38)$$

Tablo 4.2 MKS birim sisteminde, (38) eşitliğinde kullanılan sembol tanımlamaları

ϵ	: dielektrik katsayısı (F / m)
ϵ_r	: bağıl dielektrik katsayısı
ϵ_0	: serbest boşluğun dielektrik permitivitesi (8.854×10^{-12} F / m)
μ	: manyetik geçirgenlik (H / m)
μ_r	: bağıl manyetik geçirgenlik
μ_0	: serbest boşluğun manyetik geçirgenliği ($4\pi \times 10^{-7}$ H / m)

Elektrik akım yoğunluğu (J) ve eşdeğer manyetik akım yoğunluğu (M), elektrik (E) ve manyetik alan (H) enerjilerinin bağımsız kaynakları (J_{kaynak}, M_{kaynak}) gibi davranışta bulunabilir. Isı enerjisine dönüşüm nedeniyle E ve H alanlarındaki kayıplar da dikkate alınır;

$$J = J_{kaynak} + \sigma E; \quad M = M_{kaynak} + \sigma^* H, \quad (39)$$

eşitlikleri elde edilir. Burada, σ elektrik iletkenlik (S/m) ve σ^* ise eşdeğer manyetik kayıp (ohm/m)'tir. Sonuç olarak (38) ve (39) eşitlikleri, (34) ve (35) eşitliklerinde yerine konulur ise Maxwell'in rotasyonel (curl) eşitliklerine ulaşılır.

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E - \frac{1}{\mu} (M_{kaynak} + \sigma^* H) \quad (40)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H - \frac{1}{\epsilon} (J_{kaynak} + \sigma E) \quad (41)$$

Yukarıdaki eşitliklerdeki, rotasyonel operatörlerin vektör bileşenlerinin kartezyen koordinatlarda yazılması ile izleyen altı denklem sistemi elde edilir.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - (M_{kaynak_x} + \sigma^* H_x) \right] \quad (42)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - (M_{kaynak_y} + \sigma^* H_y) \right] \quad (43)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - (M_{kaynak_z} + \sigma^* H_z) \right] \quad (44)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - (J_{kaynak_x} + \sigma E_x) \right] \quad (45)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - (J_{kaynak_y} + \sigma E_y) \right] \quad (46)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - (J_{kaynak_z} + \sigma E_z) \right] \quad (47)$$

(42-44) ve (45-47) eşitliklerindeki bu altı kısmi diferansiyel denklem sistemi, EM dalga etkileşimi için, sayısal FDTD algoritmasının temelini oluştururlar. EM dalga olgusunu göstermek açısından, üç boyutlu (3B) FDTD algoritması yerine daha az karmaşık olan iki boyutlu (2B) durumunun incelenmesi daha kolay ve anlaşılırdır.

4.2 İki Boyutta Maxwell Denklemleri

Modellenmiş olan yapının ve onun enine kesitinin konumunda ve şeklinde değişiklik olmadan, y-yönünde sonsuza uzandığı kabul edilirse, alanların tüm kısmi türevleri y-yönünde sıfır olacaktır. Bu durumda, (42-44) ve (45-47) bağıntılarıyla verilen Maxwell'in rotasyonel eşitlikleri iki boyuta indirgenebilir.

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} + (M_{kaynak_x} + \sigma^* H_x) \right] \quad (48)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} (M_{kaynak_y} + \sigma^* H_y) \right] \quad (49)$$

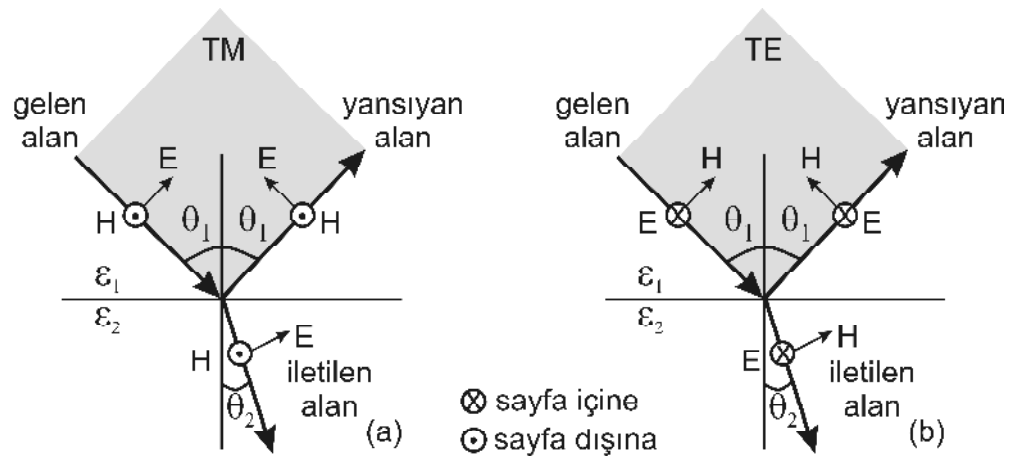
$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_y}{\partial x} - (M_{kaynak_z} + \sigma^* H_z) \right] \quad (50)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial z} - (J_{kaynak_x} + \sigma E_x) \right] \quad (51)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - (J_{kaynak_y} + \sigma E_y) \right] \quad (52)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - (J_{kaynak_z} + \sigma E_z) \right] \quad (53)$$

EM dalgalar, enine dalga alanlarıdır. Gelen dalga, düzlemsel bir sınırla karşılaştığı zaman, bu sınıra uygun yönelimlere sahip olan iki bileşene ayrılır. Bu dalga alanları, enine manyetik (transverse magnetic field) ve enine elektrik (transverse electric field) alanlardır (Annan, 2004) (Şekil 4.1a-b).



Şekil 4.1 EM dalgalar enine vektör dalga alanlarıdır. Herhangi bir yayılım doğrultusu için, düzlem arayüzeylerde iki bağımsız alan oluşur. (a) Enine manyetik alan (TM) (b) Enine elektrik alan (TE) (Annan (2004, 2009)'dan düzenlenmiştir).

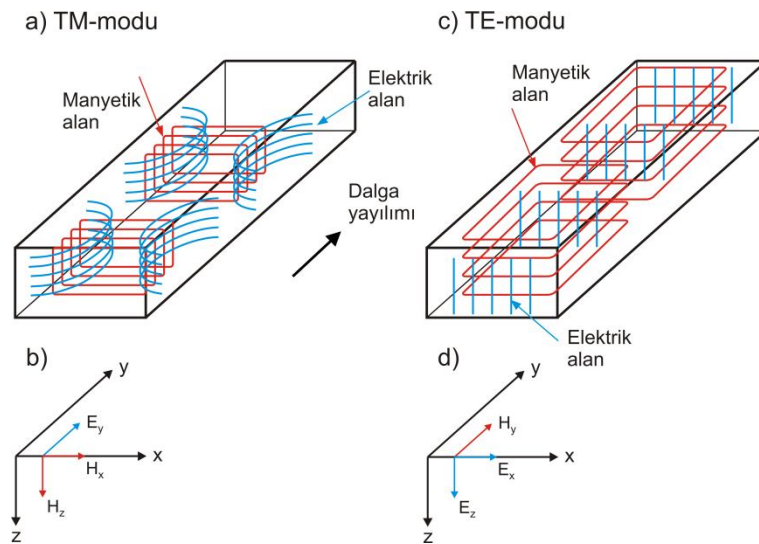
4.2.1 TM-Modu

Manyetik alan, TM-modunda yayılım doğrultusuna diktir ve bu doğrultuda herhangi bir bileşeni yoktur (Şekil 4.2a). Elektrik alan bileşenleri ise, her yönde olabilmektedir, çünkü bu alanın boyuna bileşeni, ortamın tüm sınırlarına teğettir (Guru ve Hızıroğlu, 2004). İki boyuta indirgenen (48-53) eşitliklerini, alan vektör bileşenlerine göre gruplandırırsak, (48), (50) ve (52) eşitliklerindeki H_x , H_z ve E_y , TM-modunun bileşenleri olarak ayrılabilir (Şekil 4.2b).

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} - (M_{kaynak_x} + \sigma^* H_x) \right] \quad (54)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_y}{\partial x} - (M_{kaynak_z} + \sigma^* H_z) \right] \quad (55)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - (J_{kaynak_y} + \sigma E_y) \right] \quad (56)$$



Şekil 4.2 (a) TM-modu ve (b) alan bileşenleri (c) TE-modu ve (d) alan bileşenleri ((a) ve (c) Kuphaldt (2009)'dan düzenlenmiştir)

4.2.2 TE-Modu

TM-modunun tersine, elektrik alan, yayılım doğrultusuna diktir ve manyetik alan bileşenleri her yöndedir (Guru ve Hızıroğlu, 2004) (Şekil 4.2c). İkinci grubu oluşturan TE-modu, sırasıyla geriye kalan (51), (53) ve (49) eşitliklerindeki E_x , E_z ve H_y bileşenlerinden oluşmaktadır (Şekil 4.2d).

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - (J_{kaynak_x} + \sigma E_x) \right], \quad (57)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - (J_{kaynak_z} + \sigma E_z) \right], \quad (58)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} (M_{kaynak_y} + \sigma^* H_y) \right]. \quad (59)$$

TM- ve TE-modları, eşitliklerden de görüldüğü gibi, herhangi bir ortak vektör alan bileşenine sahip olmadıkları için, birbirleri ile etkileşimde bulunmadan, eş zamanlı olarak oluşabilirler. Sonuç olarak, bu modlar, y-yönünde alan bileşenlerinde herhangi bir değişimin olmadığı kabulü ve bu yönde kısmi türevlerin sıfıra eşit olması ile iki boyutlu EM dalga etkileşim problemleri için elde edilmektedir. Kuyu içi radar çalışmalarında kullanılan verici ve alıcılar dipol antenlerdir ve bunlar kuyu eksenine (z-yönünde) aynı doğrultudadır. Dolayısıyla, bu çalışmalarda, verici ve alıcı antenlere paralel, iletilen elektrik alan bileşeniyle ilgilenildiği için Maxwell denklemlerinin TE-modu eşitliklerinin karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin modellenmesinde kullanılması daha uygun olmaktadır. (Belina, Ernst, Holliger, 2009; Ernst, Green, Maurer ve Holliger, 2007; Holliger ve Bergmann, 2002).

4.3 Yee Algoritması

Yee (1966), Maxwell'in zamana bağlı rotasyonel denklem sistemleri için enerji kaybının olmadığı materyallerin varlığı durumunda ($(\sigma^* = 0)$ ve $(\sigma = 0)$) bir sonlu-

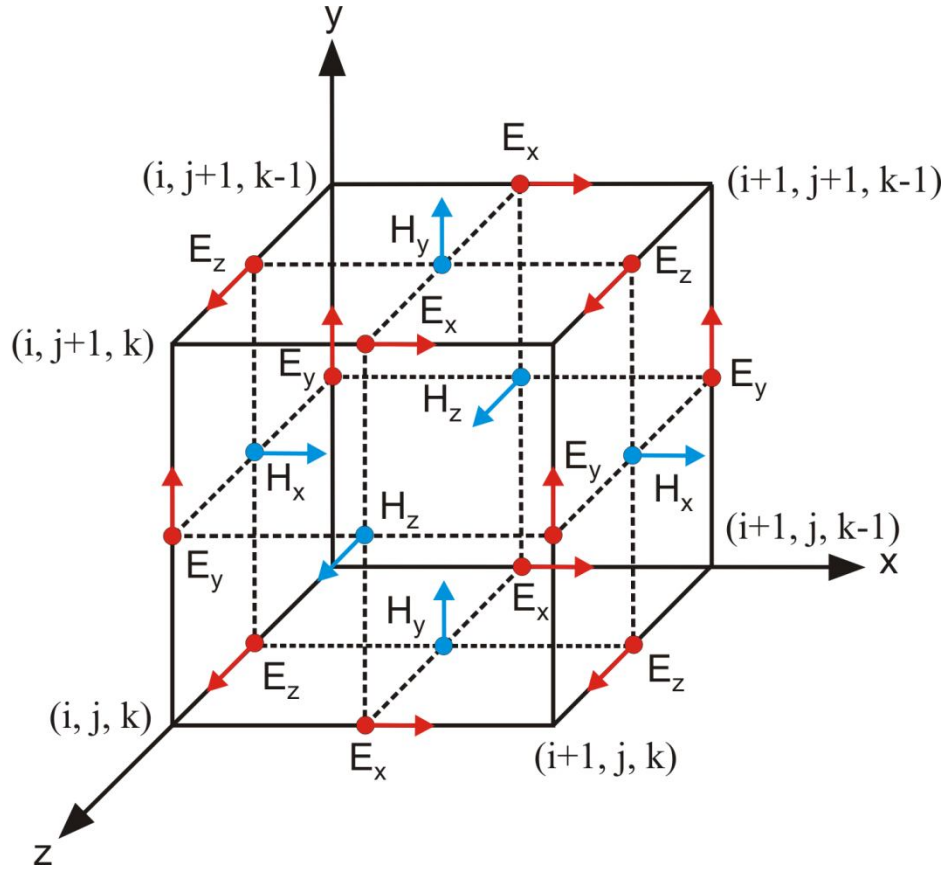
farklar denklem dizisi oluşturmıştır. Maxwell denklemleri için çok sayıda sonlu-farklar izlencesi olmasına rağmen, daha önce de belirtildiği gibi Yee'nin izlencesi çok kararlı ve çok yönlülüğü nedeni ile günümüze kadar diğerlerine göre etkinliğini korumayı başarmıştır (Taflove ve Hagness, 2005).

Öncelikle Yee algoritması, bir dalga denklemiyle, sadece elektrik alan veya sadece manyetik alanı çözmekten ziyade, birleştirilmiş Maxwell denklemlerini kullanarak, alan ve zamanda, elektrik ve manyetik alanlarını birlikte çözmektedir. Her iki alan bilgisini kullanmakla elde edilen çözüm yalnız birini kullanarak elde edilenden daha kararlı olmaktadır. Her bir elektrik alan bileşeni, dört manyetik alan bileşeni ile çevrilmiştir. Benzer olarak, her manyetik alan bileşeninin etrafında da dört elektrik alan bileşeni bulunmaktadır. Yee algoritmasında, model öncelikle çok sayıda küplere bölünmektedir. İşlemlerde kolaylık sağlaması açısından küpler eşit büyüklüklerde düzenlenmektedir. Elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin konumları Şekil 4.3'de görüldüğü gibi olmaktadır.

4.4 Notasyon ve Maxwell Denklemlerinin İki Boyutlu Sonlu Farklar Tanımlamaları

Sonlu-farklar yöntemi, Maxwell denklemlerindeki konuma bağlı türev operatörlerinin Taylor açılımı kullanılarak ayrıklaştırılması ile elde edilmektedir. Zamanda sonlu-farklar, FDTD, olarak bilinen yöntem ise zamana bağlı türevlerin de bu yönetime benzer şekilde sayısallaştırılarak, Yee (1966) tarafından zaman ortamına taşınarak elde edilmiştir. Bu yöntemde, hesaplama alanı, birim hücrelere ayrılmakta ve bilinmeyen fonksiyonların yaklaşık ifadeleri sonlu sayıda bilinmeyen içermektedir. Her bir zaman adımında E ve H alan bileşenleri bu hücrelerin tümünde birbirinden bağımsız olarak, yinelemeli denklemler yardımıyla hesaplanmaktadır. Genel olarak, üç boyutlu FDTD yönteminde her bir Yee hücresinde, hesap uzayındaki konumları (i, j, k) ile belirlenen üç elektrik (E) ve üç manyetik (H) alan bileşeni yer almaktadır. Şekil 4.3'deki, hesaplama ağı üzerindeki bir alan noktası,

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z), \quad (60)$$



Şekil 4.3 Elektrik ve manyetik alan vektör bileşenlerinin Yee'nin hesaplama ağı üzerindeki konumları (Giannopoulos (2005)'den düzenlenmiştir)

ile ifade edilebilir. Burada Δx , Δy ve Δz sırasıyla x-, y- ve z-yönündeki ağı alan artışları ve i, j, k ise tamsayılardır (Taflove ve Hagness, 2005). Ayrıca, zamanda ve gridde kesikli bir noktada alan ve zamanın herhangi bir u fonksiyonu,

$$u(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = u_{i,j,k}^n, \quad (61)$$

olarak gösterilebilir. Burada Δt zaman artışı ve n ise bir tamsayıdır. Yee, zaman ve alan kısmi türevleri için basit olarak programlanabilen merkezi sonlu-farklar tanımlamalarını kullanmıştır. $t_n = n\Delta t$ sabit zamanında, x-yönünde u 'nun birinci kısmi alan türevi için,

$$\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i+1/2,j,k}^n - u_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2], \quad (62)$$

yazılabilir. Yee hesaplama ağında, E ve H alanlarını birleştirebilmek için, tam bir Δx 'lik artış yerine $\Delta x/2$ 'lik bir artışı tercih etmiştir. Dolayısıyla, bir manyetik alan bileşeninin, iki yanındaki elektrik alan bileşeni arasındaki fark Δx kadar olmaktadır. Bu da H bileşenini adımlamaya izin veren $\partial E / \partial x$ için sayısal bir yaklaşım sağlamaktadır. $\frac{\partial u}{\partial y}$ ve $\frac{\partial u}{\partial z}$ benzer şekilde u 'nun, j ve k alt indisleri sırasıyla $\pm 1/2 \Delta y$ ya da $\pm 1/2 \Delta z$ kadar arttırılarak elde edilebilir. Sabit bir (i, j, k) noktasında, zamana göre kısmi türevi ise izleyen şekilde,

$$\frac{\partial u}{\partial t}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i,j,k}^{n+1/2} - u_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2], \quad (63)$$

verilebilir (Taflove ve Hagness, 2005). Yee, $1/2 \Delta t$ aralığında, zamanda, E ve H alanlarını birleştirebilmek için bu notasyonu oluşturmuştur. Bir hücre içindeki elektrik ve manyetik alanlar arasında da hesaplama sırasında $\Delta t/2$ kadar bir zaman farkı bulunmaktadır. Yani, elektrik alan bileşenleri $t = 0, \Delta t, 2\Delta t, 3\Delta t$ vb. adımlarda hesaplanırken, manyetik alanlar $t = \Delta t/2, t = 3\Delta t/2, t = 5\Delta t/2$ vb. adımlarda hesaplanmaktadır. Sonuç olarak, hesaplama, bir elektrik alanlar, bir manyetik alanlar olmak üzere yinelemeli olarak sürdürülmektedir (Sevgi, 1999).

Maxwell denklemlerinin sayısal yaklaşımını gerçekleştirebilmek için, (42-44) ve (45-47)'deki üç boyutta verilen eşitliklere açıklanan bu notasyon uygulanmaktadır. Daha sonra, bu eşitlikler, benzer olarak, y -yönünde alanların kısmi türevleri sıfıra eşitlenerek ve k indeksini dikkate almayarak iki boyuta indirgenebilir. Burada, sadece, kuyu içi radar modellemesini ilgilendiren TE-modunun alan bileşenlerinin (E_x, E_z ve H_y) 2B'lu eşitlikleri verilecektir.

$$E_x|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = C_a(m)E_x|_{i,j+1/2}^{n-1/2} + C_b(m) \cdot (H_z|_{i,j+1}^n - H_z|_{i,j}^n - J_{kaynak_x}|_{i+j+1/2}^n \Delta), \quad (64)$$

$$\begin{aligned}
E_z|_{i-1/2,j+1/2}^{n+1/2} &= C_a(m)E_z|_{i-1/2,j+1/2}^{n-1/2} + C_b(m) \\
&\cdot \left(H_y|_{i,j+1/2}^n - H_y|_{i-1,j+1/2}^n + H_x|_{i-1/2,j}^n \right. \\
&\quad \left. - H_x|_{i-1/2,j+1}^n - J_{kaynak_z}|_{i-1/2+j+1/2}^n \Delta \right),
\end{aligned} \tag{65}$$

$$\begin{aligned}
H_y|_{i,j+1/2}^{n+1} &= D_a(m)H_y|_{i,j+1/2}^n + D_b(m) \cdot \left(E_z|_{i+1/2,j+1/2}^{n+1/2} - \right. \\
&\quad \left. E_z|_{i-\frac{1}{2},j+1/2}^{n+1/2} - M_{kaynak_y}|_{i+j+1/2}^{n+1/2} \Delta \right).
\end{aligned} \tag{66}$$

Bu eşitliklerde tanımlı ola, Δ ağ konum artış değeri; C_a , C_b , D_a ve D_b güncelleme sabitleridir ve sayısal modelleme başlanmadan önce, her bir alan vektör bileşeni için izleyen eşitliklerden hesaplanarak kaydedilmektedir.

$$C_a|_{i,j} = \left(1 - \frac{\sigma_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j}\Delta_1} \right) \left(1 + \frac{\sigma_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j}} \right)^{-1}, \tag{67}$$

$$C_{b_1}|_{i,j} = \left(\frac{\Delta t}{2\varepsilon_{i,j}\Delta_1} \right) \left(1 + \frac{\sigma_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j}} \right)^{-1}, \tag{68}$$

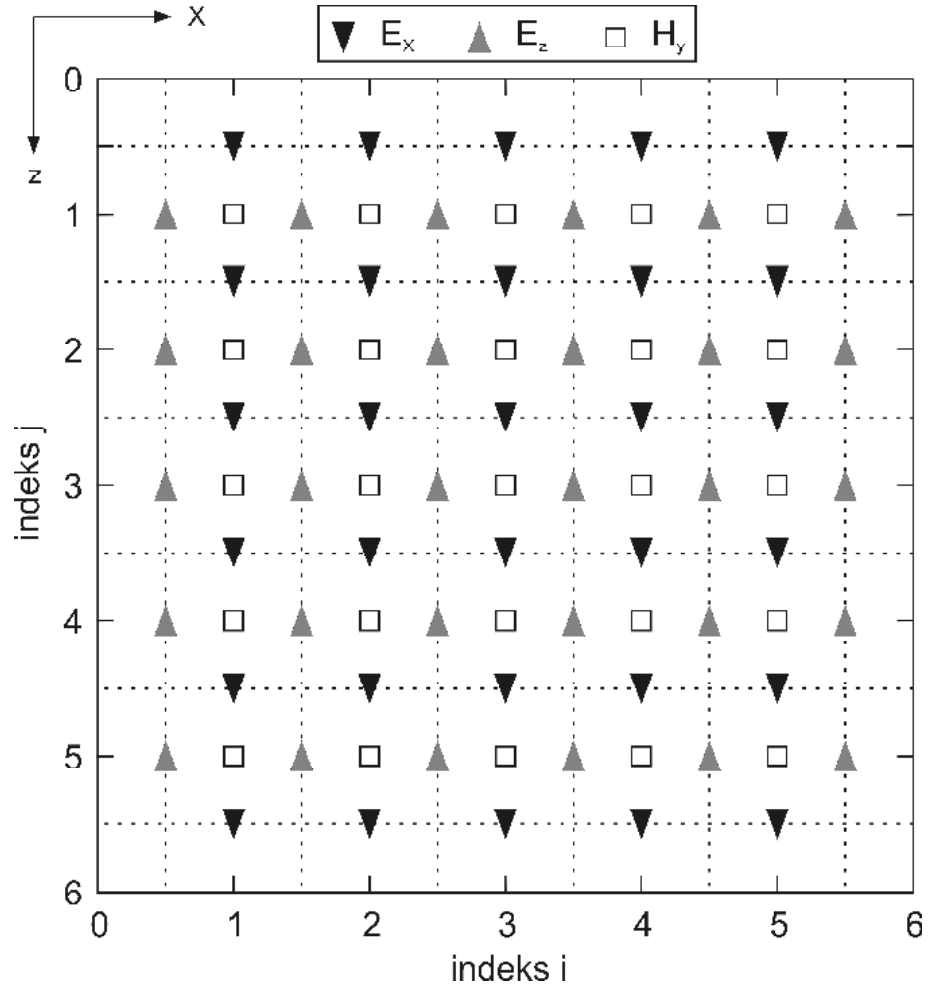
$$C_{b_2}|_{i,j} = \left(\frac{\Delta t}{2\varepsilon_{i,j}\Delta_2} \right) \left(1 + \frac{\sigma_{i,j}\Delta t}{2\varepsilon_{i,j}} \right)^{-1}, \tag{69}$$

$$D_a|_{i,j} = \left(1 - \frac{\sigma_{i,j}^*\Delta t}{2\mu_{i,j}\Delta_1} \right) \left(1 + \frac{\sigma_{i,j}^*\Delta t}{2\mu_{i,j}} \right)^{-1}, \tag{70}$$

$$D_{b_1}|_{i,j} = \left(\frac{\Delta t}{\mu_{i,j}\Delta_1} \right) \left(1 + \frac{\sigma_{i,j}^*\Delta t}{2\mu_{i,j}} \right)^{-1}, \tag{71}$$

$$D_{b_2}|_{i,j} = \left(\frac{\Delta t}{\mu_{i,j}\Delta_2} \right) \left(1 + \frac{\sigma_{i,j}^*\Delta t}{2\mu_{i,j}} \right)^{-1}. \tag{72}$$

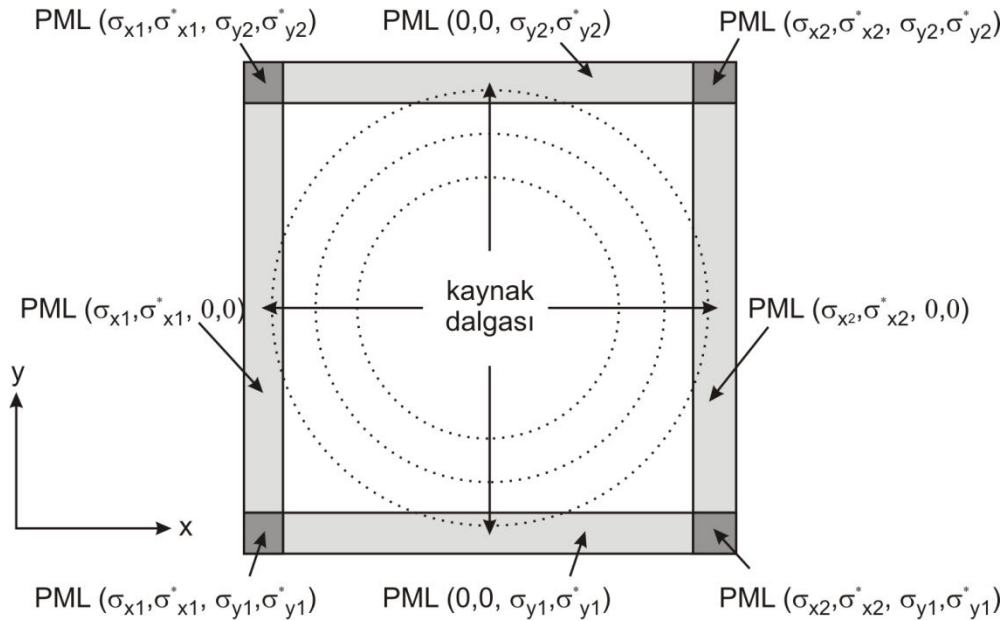
Bu eşitliklerdeki Δ_1 ve Δ_2 her bir alan bileşeninin hesaplanmasında, sonlu-farklar yaklaşımı için kullanılan iki olası ağ konum artış değeridir. Eğer hesaplama ağı kare hücrelerden oluşuyorsa, $\Delta x = \Delta y = \Delta$ ve dolayısıyla da $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ olacaktır. Bu durumda, $C_{b_1} = C_{b_2}$ ve $D_{b_1} = D_{b_2}$ olacağından, bunlar içerisinde tek bir güncelleme sabiti kaydedilerek bellek tüketimi azaltılabilir. Şekil 4.4, TE-modunun, elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin, kartezyen koordinatlardaki 2B'li düzenini göstermektedir.



Şekil 4.4 TE-modu sayısal modellemesi için, elektrik ve manyetik alan vektör bileşenlerinin sonlu-farklar ağındaki gösterimi (Chen ve Huang, 1998; Irving ve Knight, 2006'dan düzenlenmiştir).

4.6 Sınır Koşulları

Uzay bölgesi, EM saçılma ve ışıma problemlerinde genel olarak sınırsızdır. Ancak, FDTD yöntemi ile sayısal modellerin oluşturabilmesi için, bu sınırsız bölgenin, yapay olarak sınırlandırılması gerekmektedir. Ayrıca, sınırsız sayıda verinin bir PC’de depolanması mümkün değildir. FDTD yönteminde sınır koşulları tanımlanmazsa, gerçekte olmayan ancak, bu yapay sınırlardan kaynaklanan yansımalar meydana gelir ve grid sınırlarında istenmeyen, yansıtıcı dalgalar oluşur. Modellemede, sınır koşulları, bu dalgaları absorbe edebilmek için uygulanmaktadır. Sınır koşulları için, günümüze kadar birçok araştırmacı tarafından farklı algoritmalar sunulmuştur. Bunlardan bazıları; ABC (Absorbing Boundary Condition; Mur, 1981), PML (Perfectly Matched Layer absorbing boundaries; Berenger, 1994; Fang ve Wu, 1996) ve CPML (Convolutional PML; Roden ve Gedney, 2000) olarak verilebilir. Berenger (1994), her bir vektör alan bileşeninin, iki ortogonal bileşene ayrıldığı yerdeki, Maxwell’in bölünmüş alan formulasyonuna yeni bir yaklaşım getirmiştir. Bu yaklaşımda PML (mükemmel eşlenmiş katmanlar), uzay bölgesini, gelen EM dalgayı, geliş yönünden ve frekansından bağımsız olarak ve yansıtımsızın emen bir materyal ortamla sınırlandırmaktadır (Şekil 4.5).



Şekil 4.5 Berenger (1994)’ün kullandığı (PML ABC) iki boyutlu TE_z FDTD gridinin yapısı (Taflove ve Hagness (2005)’ten düzenlenmiştir)

Bu katmanlarda elektrik ve manyetik alanlar çeşitli bileşenlere ayrılmakta ve EM alanlar, Maxwell denklemlerini sağlamamaktadır. İzleyen yıllarda, Maxwell denklemlerinin sağlandığı ve anizotropik ortamlar şeklinde modellenen tamamen eşlenmiş katmanlar da ortaya atılmıştır (Kuzuoğlu ve Mittra, 1997; Sacks vd. 1995). CPML'nin diğer yaklaşımlarla göre çok önemli avantajları vardır (Irving ve Knight, 2006). Burada, diğer PML yaklaşımlarındaki ortak nokta, elektrik ve manyetik alan bileşenlerinin ayrılması, istenmemektedir. Gedney (1998)'e göre bu yaklaşım çok az sayıda hücre gereksinimi duymakta ve modelleme gridinin sınırlarından olan yansımaların sönümlenmesi de diğer yaklaşımlarınkinden daha iyi sonuçlar üretmektedir.

4.6 Sayısal Modellemede Courant Kararlılık Ölçütü

Yer radarı, vurgulandığı gibi, sığ yeraltının yüksek ayrırlılıkla görüntülenmesinde çok yaygın olarak kullanılan jeofizik yöntemlerin başında gelmektedir. Temel olarak, bu yöntemde, yeraltındaki objelerden yansımaların elde edilmesi amaçlanır. Yeraltının heterojenliği veya hedef dışındaki bazı objelerin varlığı vb. etmenlerin de etkisiyle bu yansımalar her zaman istenildiği gibi elde edilemez. Bu da diğer yöntemlerde olduğu gibi, yer radarı problemlerinin de bilgisayar ortamında sayısal olarak modellenmesini önemli kılar. Modelleme ise çoğunlukla, FDTD yöntemi ile gerçekleştirilmektedir. Bu yöntemde, hesaplama ortamı daha önce açıklandığı gibi dalga boyundan çok daha küçük olan ve Yee hücresi olarak bilinen küplere bölünmektedir. Bu küplerin üzerindeki, farklı noktalarındaki manyetik ve elektrik alanların x-, y- ve z-yönündeki bileşenleri, ardışık zaman adımlarında hesaplanmaktadır. FDTD algoritması, önceki bölümlerde ifade edildiği gibi, ayrıklaştırılmış ve kısmi türevleri, sonlu-farklar eşdeğerleri ile değiştirilmiş Maxwell denklemlerinin yinelemeli çözümüne dayanmaktadır. Yinelemeli denklemler şeklinde ortaya çıkan açık çözümler, kapalı çözümlerdeki gibi bir dizey tersi hesaplaması gerektirmediği için daha kolay ve hızlı olarak hesaplanabilmektedir. Ancak, burada, çözümün kararlı olması bazı koşullara bağlıdır (Sevgi, 1999). Buna göre, zaman adımı Δt , konum adımları Δx , Δy ve Δz 'den

bağımsız olamazlar. Zaman ve konum örnekleme adımları, yeterince küçük olmalı ve izleyen Courant kararlılık ölçütünü de sağlamalıdır.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (73)$$

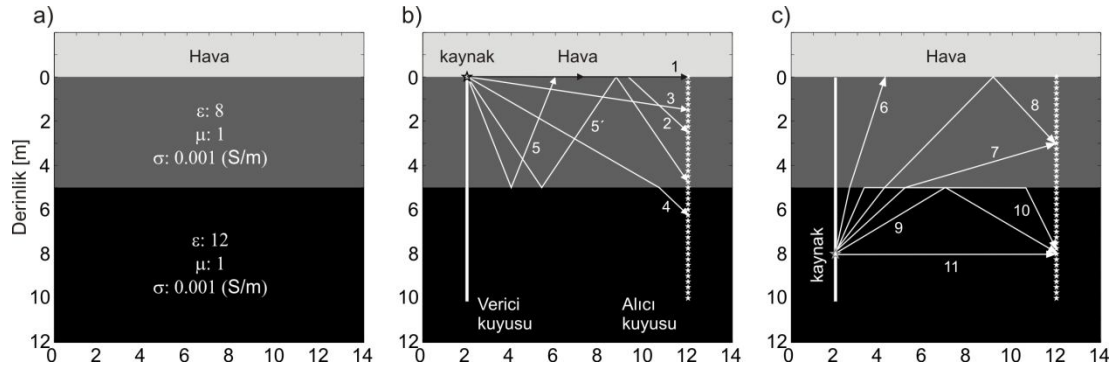
Burada c ışık hızıdır ($\cong 0.3$ m/ns). Eşitlik, kararlılığı sağlayabilmek için, seçilen zaman adımında, EM dalganın maksimum ilerlemesinin, hücre boyutunu aşmaması gerekir şeklinde açıklanabilir. Zaman örnekleme aralığının büyük seçilmesi durumunda, EM dalga, FDTD hücre boyutlarını aşacağından yanlış sonuçlar üretilmesine neden olacaktır. Bu nedenle, Courant ölçütü, EM dalgayı zamanda ve konumda modelleyebilmek ve dalga iletimini izleyebilmek açısından önemlidir (Sevgi, 1999). Yer radarı verilerinin sayısal olarak modellenmesinde birçok araştırmacı farklı yaklaşımlar uygulamışlardır (Tablo 4.3). Son yıllarda ise FDTD yöntemi, karmaşık modellerde bile çok iyi sonuçlar üretmesi ve farklı anten düzenlemelerinin uygulanabilmesi nedeniyle daha çok tercih edilmektedir (Irving ve Knight, 2006).

Tablo 4.3 Araştırmacılar ve yer radarı modellemelerinde uyguladıkları yöntemler

Kaynak	Uygulama Yöntemi
Cai ve McMechan (1995)	ışın izleme yöntemi
Goodman (1994)	
Powers ve Olhoeft (1994)	frekans ortamı
Zeng, McMechan, Cai ve Chen (1995)	
Ellefsen (1999)	integral yöntemler
Carcione (1996)	yarı spektral yöntem
Casper ve Kung (1996)	
Liu ve Fan (1999)	
Bergman, Robertsson ve Holliger (1996)	zaman ortamı sonlu-farklar yöntemi (FDTD)
Bourgeois ve Smith (1996)	
Giannopoulos (2005)	
Holliger ve Bergman (2002)	
Irving ve Knight (2006)	
Teixeira, Straka, Oristaglio ve Wang (1998)	
Wang ve McMechan (2002)	
Wang ve Tripp (1996)	

4.7 İki Tabakalı Model için FDTD Modellemesi ve EM Dalga Fazlarının Tanımlanması

Basit kuyu içi radar modellerinin 2B'lu FDTD modellemesi, GPR dalga fazlarının daha net olarak belirlenebilmesi ve yorumlanabilmesi açısından önemlidir. Böylece, EM dalganın, daha karmaşık ve gerçekçi modeller üzerindeki temel davranış özellikleri tahmin edilebilir. Bu amaç için, hava etkisini de içeren iki tabakalı, basit bir kuyu içi radar modeli oluşturulmuştur (Wang ve McMechan, 2002) (Şekil 4.6a). Kuyu içi radar modellemesinde, doğrudan gelen, yansıyan veya kırılan dalgalar gibi farklı dalga fazları görülebilmektedir. Arayüzeyler (jeolojik tabaka arayüzeyleri, yer-hava arayüzeyi veya yeraltısuyu tablası gibi), farklı dielektrik özelliklere sahip olmaları nedeni ile yansıtıcı veya kırıcı gibi davranabilir (Tronicke ve diğer., 2001). Oluşturulan modelde, derinlik 12 m, uzaklık ise 14 m'dir. Verici ve alıcı kuyular ise sırasıyla yatayda 2 ve 12. m'lere yerleştirilirken toplam derinlikleri 10 m'dir. Sayısal modellemede, konum örnekleme aralıkları, $\Delta x = \Delta z = 0,05$ m ve zaman örnekleme aralığı, $\Delta t = 0,05$ ns seçilmiştir. Toplam kayıt zamanı ise 192 ns'dir.



Şekil 4.6 a) İki tabakalı model ve model parametreleri (Wang ve McMechan, 2002) b) 0. m'deki kaynak için, I. ve II. tabakada oluşacak olası ışın yolları c) 8. m'deki kaynak için, I. ve II. tabakada oluşacak olası ışın yolları

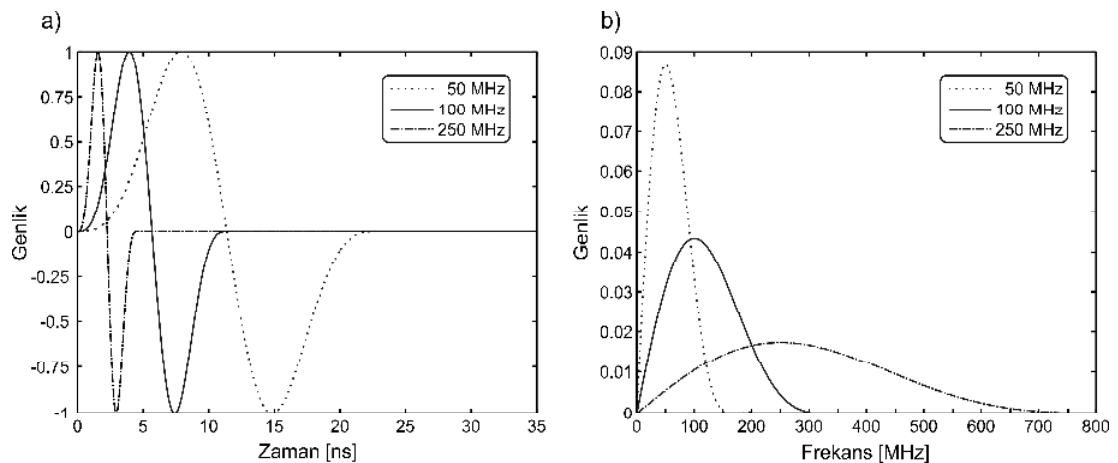
Şekil 4.6b-c, sırasıyla, modelin 0. ve 8. m'lerdeki kaynak noktalarına ait, I. ve II. tabaka içerisindeki ışın yollarını göstermektedir. İki tabakalı modelin FDTD ile sayısal modellemesi için, 0,25 m aralıklarla, 41 alıcı kullanılmıştır (Şekil 4.6b-c). İki tabakalı ortamda, 0 ve 8 m derinliğindeki kaynaklar için her iki tabaka içerisinde oluşacak olası ışın yolları Şekil 4.6b-c'de gösterilmektedir. Numaralandırılmış ışın

yolları (Tablo 4.4), ayrıca, sayısal modelleme ile elde edilecek dalga alanları ve ortak kaynak toplulukları (common-source gather) ile de ilişkilendirilecektir.

Tablo 4.4 Işın yolları ve tanımlamaları

Işın yolu	Açıklama
1	hava dalgası
2	hava-yer arayüzeyinde, kritik açıda kırılmış hava dalgası
3	I. tabakada doğrudan gelen dalga
4	tabaka arayüzeyinden kırılarak iletilen dalga
5	tabaka arayüzeyinden yansıyan dalga
5'	hava-yer arayüzeyinden çoklu yansıma
6-7	tabaka arayüzeyinden kırılarak I. tabakaya iletilen dalga
8	tabaka arayüzeyinden kırılarak hava-yer arayüzeyinden yansıyan dalga
9	tabaka arayüzeyinden yansıyan dalga
10	tabaka arayüzeyinden kritik açıda kırılan dalga
11	II. tabakada doğrudan gelen dalga

İki tabakalı ortamın sayısal modellemesi ile dalga alanlarının yayılımını elde etmek için, MATLAB programlama dili ile yazılmış bir 2B'li FDTD kodu kullanılmıştır (Irving ve Knight, 2006). Algoritma, kaynak sinyali olarak Blackman-Harris pencere fonksiyonunun (Harris, 1978) birinci türevini (Chen, Chew ve Oristaglio, 1997) ve sınır koşulu olarak CPML kullanmaktadır. Şekil 4.7; 50, 100 ve 250 MHz merkez frekansları için Blackman-Harris pencerelerini göstermektedir.



Şekil 4.7 a) 50, 100 ve 250 MHz merkez frekansları için Blackman-Harris pencereleri b) ve genlik spektrumları

Blackman-Harris pencere fonksiyonu izleyen eşitlik ile tanımlanmaktadır.

$$f(t) = \begin{cases} \sum_{n=0}^3 a_n \cos\left(\frac{2n\pi t}{T}\right), & \text{eğer } 0 < t < T \\ 0, & \text{diğer koşullarda} \end{cases} \quad (74)$$

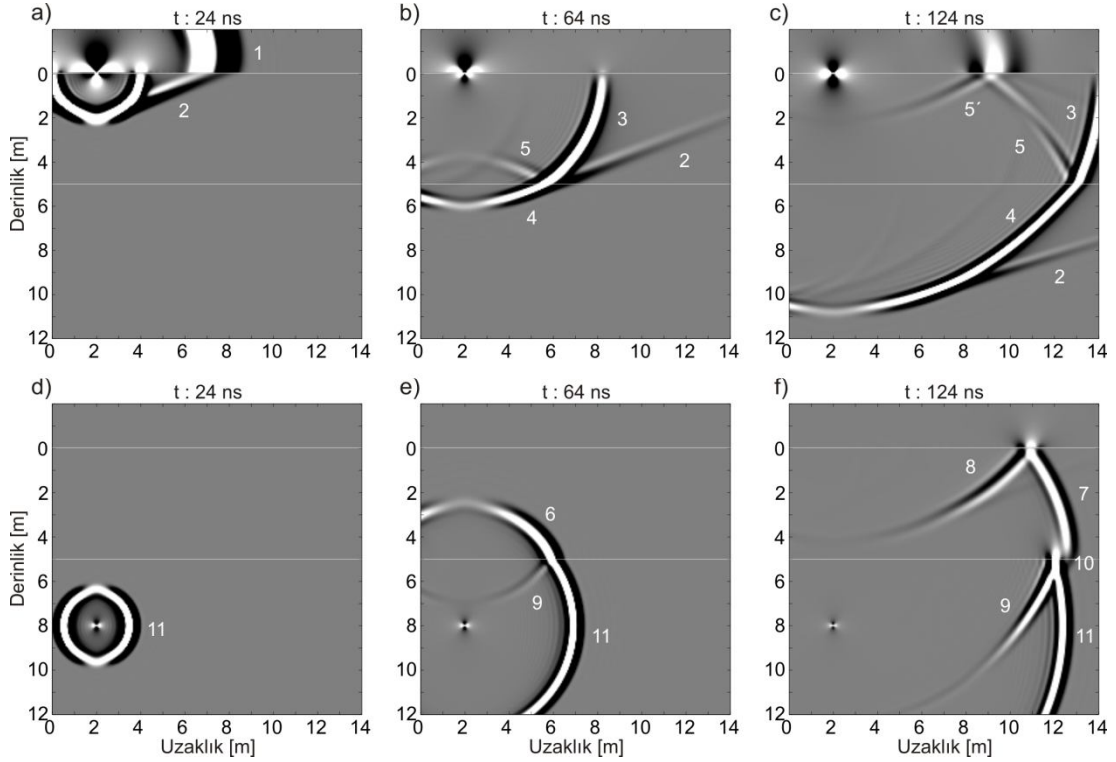
Burada, a_n katsayılar ($a_0=0,35322222$; $a_1=-0,488$; $a_2=0,145$; $a_3=-0,010222222$); t sayısal modellemenin kayıt süresi; T kaynak fonksiyonunun süresi ($T = 1,55/f_c$) ve f_c ise merkez frekanstır (Chen ve diğer., 1997).

İki tabakalı ortamın sayısal modellemesi için 100 MHz merkez frekansı kullanılmıştır. Tablo 4.5 bu iki tabakalı ortam için model parametrelerini göstermektedir.

Tablo 4.5 İki tabakalı modelin EM özellikleri

Model Parametreleri	hava	I. tabaka	II. tabaka
ϵ , dielektrik katsayısı	1	8	12
σ , elektriksel geçirgenlik (S/m)	0,001	0,001	0,001
μ , manyetik geçirgenlik	1	1	1

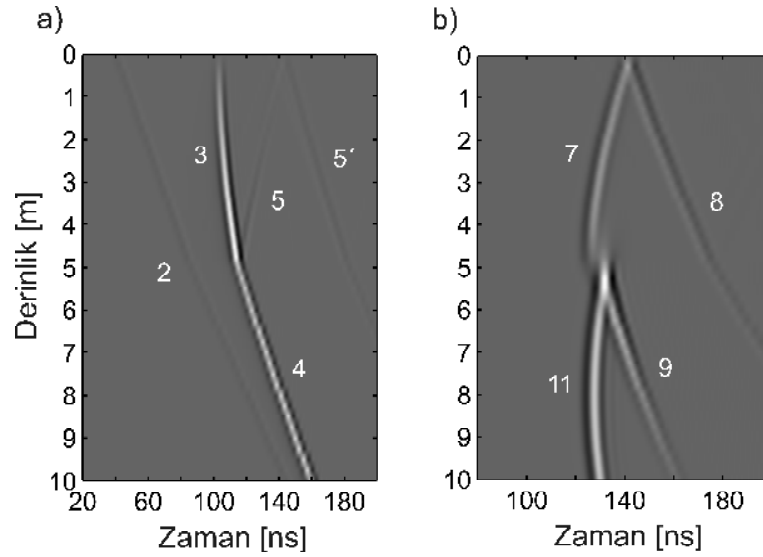
Kaynak noktasının, yüzeyde (Şekil 4.8a-c) ve 8. m’de olduğu durumlar için (Şekil 4.8d-f), EM dalganın, 24, 64 ve 124. ns’lerdeki dalga alanlarının düşey bileşenine (E_z) ait görüntüleri kaydedilmiştir. Numaralandırılmış dalga alanları, Tablo 4.6’da açıklanan ve Şekil 4.6b-c’de gösterilen ışın yolları ile ilişkilidir. Kaynak noktasının yüzeyde olması durumunda ve $t = 24$ ns anında EM dalganın yayılımı Şekil 4.8a’da gösterilmektedir. EM dalga ilk tabaka içerisinde ilerlerken (1) ve (2) no’lu dalgalar oluşmaktadır. Bir sonraki zaman adımında ($t = 64$ ns) ise EM dalga yayılımına devam ederken (3) aynı zamanda tabaka arayüzeyinden yansımakta (5) ve kırılarak II. tabakaya iletilmektedir (4). Ayrıca, hava-yer arayüzeyinde, kritik açıda kırılmış hava dalgası (2) da ilerlemeye devam etmektedir (Şekil 4.8b).



Şekil 4.8 a-c) 0. m'deki kaynaktan, EM dalganın sırasıyla, 24, 64 ve 124. ns'lerdeki dalga alanlarının Ez bileşeninin görüntüleri d-f) 8. m'deki kaynaktan, EM dalganın sırasıyla, 24, 64 ve 124. ns'lerdeki dalga alanlarının Ez bileşeninin görüntüleri

Seçilen son kayıt zamanı $t = 124$ ns durumunda (Şekil 4.8c), ilk tabakada EM dalga model sınırına ulaşmaktadır. Tabaka arayüzeyinden yansıyan dalga da (5), hava-yer arayüzeyine ulaşarak tekrar yansımaktadır (5').

İlk zaman adımı, $t = 24$ ns anı, ve kaynak noktasının verici kuyusu içerisinde 8. m'de olduğu durumda EM dalga II. tabaka içerisinde ilerlemektedir (11) (Şekil 4.8d). İkinci zaman adımı ($t = 64$ ns) ise EM dalga tabaka arayüzeyine ulaşıp geri yansırken (9), aynı zamanda I. ve II. tabaka içerisinde yol almaktadır (sırasıyla (6) ve (11) durumu). Son zaman adımı, $t = 124$ ns anında (Şekil 4.8f) ise EM dalga yayılımı her iki tabaka içerisinde ilerlemeye devam etmektedir ((7) ve (11) durumu). Ayrıca, tabaka arayüzeyinden kırılarak ilk tabakaya iletilen dalga (7), hava-yer arayüzeyine ulaşarak yansımaktadır (8). Tabaka arayüzeyinden kritik açıda kırılan dalga ise (10) ile numaralandırılmıştır.



Şekil 4.9 Ortak kaynak toplulukları a) Kaynak noktasının yüzeyde b) Kaynak noktası 8. m’de olduğu durum

İki tabakalı ortama ait ortak kaynak toplulukları Şekil 4.9’da verilmektedir. Tüm izler verici kuyusu içindeki tek bir kaynağa aittir ve alıcı kuyusu içerisindeki eşit aralıklarla konumlandırılmış 41 adet alıcıda kaydedilmektedir. Kaynak noktasının yüzeyde olduğu durum için ortak kaynak izleri Şekil 4.9a’da gösterilmektedir. Burada, ilk tabakadaki doğrudan gelen dalga (3) ve tabaka arayüzeyinden kırılarak iletilen dalga izleri (4) belirgin olarak kaydedilmiştir. Ayrıca, kritik açıda kırılmış hava dalgası (2) ile arayüzeylerden yansımalar da (5 ve 5’) kesitte izlenmektedir. Şekil 4.9b, kaynak noktasının 8. m’de olduğu duruma ait ortak kaynak izlerinin kaydını göstermektedir. Bu kayıta da (11), (9), (7) ve (8) no’lu dalgalara ait izler açık olarak izlenebilmektedir.

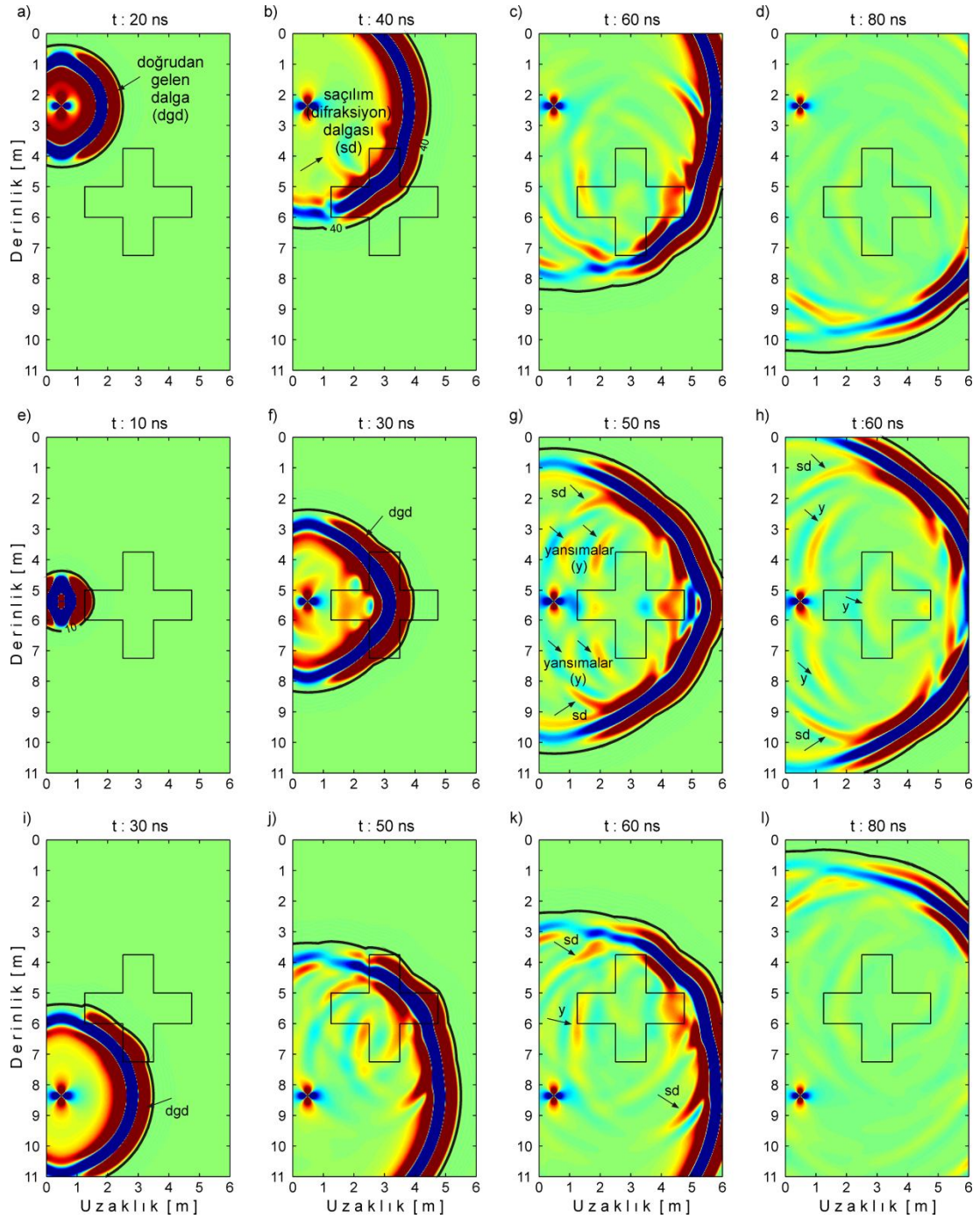
4.8 Test Modellerinin FDTD Modellemesi

4.8.1 Model 1

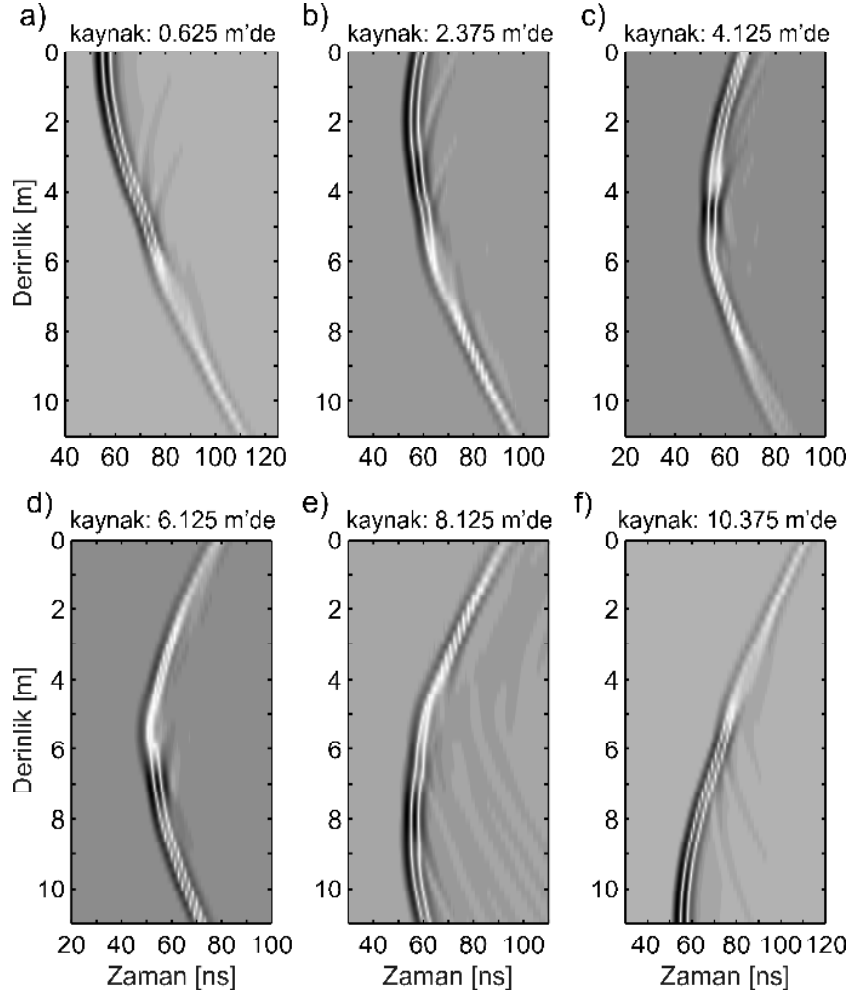
Model 1’in FDTD modellemesi için, iki tabakalı modelde olduğu gibi merkez frekansı 100 MHz olan Blackman-Harris pencere fonksiyonu kaynak fonksiyonu olarak kullanılmıştır. Sayısal modellemede, konum örnekleme aralıkları (Δx ve Δz) 0,025 m olarak kullanılmıştır. Zaman örnekleme aralığı (Δt) ise 0,1 ns alınmıştır.

Toplam kayıt zamanı ise her bir kaynak durumu için 125 ns'dir. Kaynağın sırasıyla, 2,375, 5,375 ve 8,375 m derinliklerinde olması durumları için, yapay modelin FDTD modellemesine ait çeşitli zaman adımlarındaki anlık dalga alanlarının görüntüleri Şekil 4.10a-l'de gösterilmektedir. Ek olarak, bir önceki bölümde, düz modellemeden elde edilen seyahat zamanı kontur haritalarının, her bir kaydedilen görüntünün, zaman adımı değerine karşılık gelen konturu çizdirilmiştir.

Kaynağın 2,375 m'de olduğu durum için Model 1'e ait sayısal modellemenin sırasıyla, $t = 20, 40, 60$ ve 80 ns anındaki dalga alanlarının görüntüleri Şekil 4.10a-d'de verilmektedir. Burada, doğrudan gelen dalga, saçılmış dalga alanları ve yüksek hızlı yapıya ulaşan dalga alanlarının geri yansımaları görüntülenmiştir. Şekil 4.10a'da ($t = 20$ ns) doğrudan gelen dalga izlenmektedir. Dalga alanı, artı işareti şeklindeki yüksek hızlı yapıya ulaştığı zaman ($t = 40$ ns), yapının köşe noktalarından saçılmalar meydana gelmekte ve saçılmış dalga alanları oluşmaktadır (Şekil 4.10b). Dalga alanının, yapının sol ve sağ kenarından olan geri yansımaları Şekil 4.10g, h ve k'da gözlemlenmektedir. Ayrıca, dalga cepheleri ve dalga alanları, her bir görüntüde birbirleri ile oldukça uyumludur. Model 1'in çeşitli derinliklerdeki ortak kaynak toplulukları ise Şekil 4.11'de gösterilmektedir.



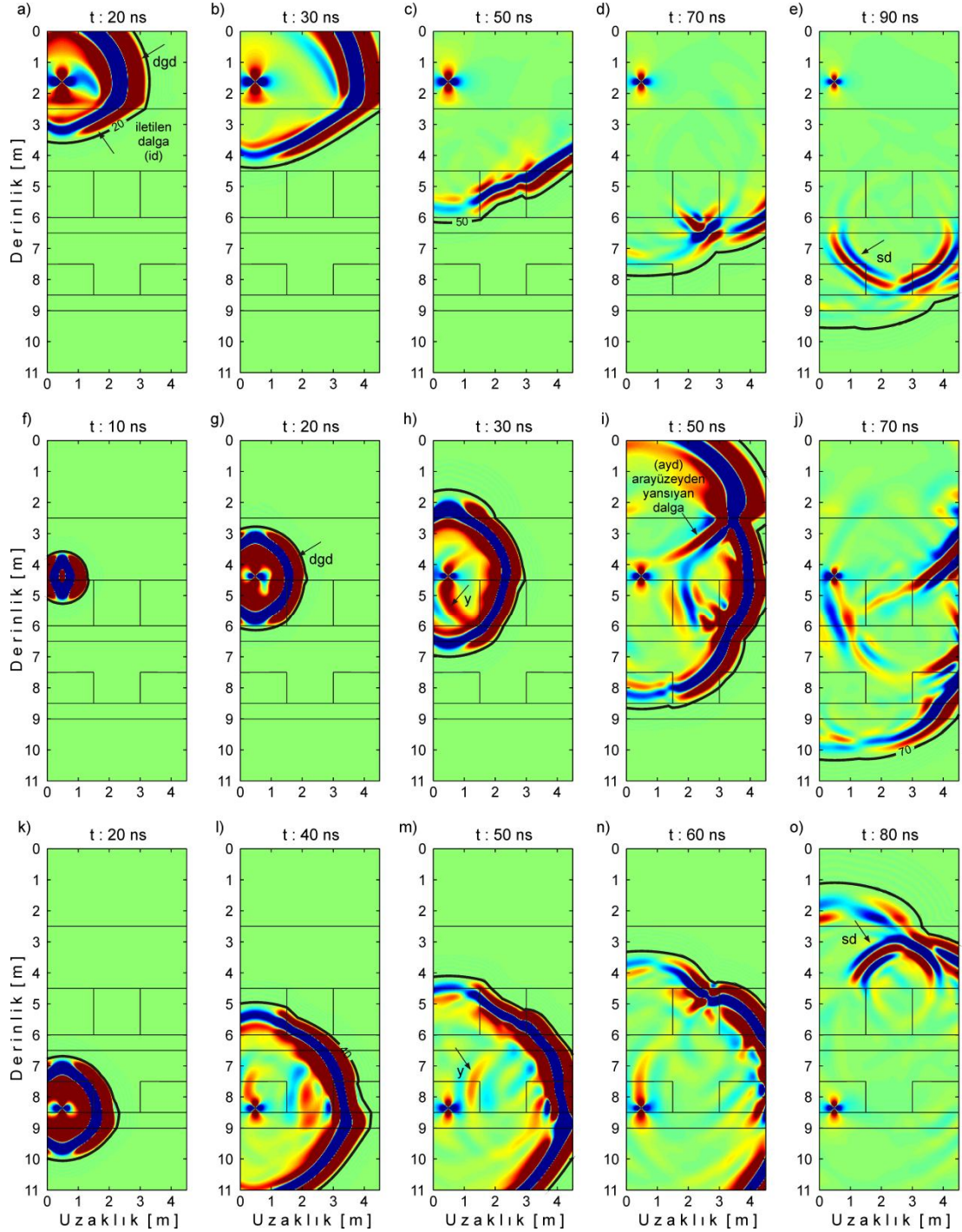
Şekil 4.10 Model 1 için, EM dalga alanının düşey bileşeninin (E_z) değişik zamanlardaki dalga alanlarının, üç farklı derinlik için kaydedilen anlık dalga alanı görüntüleri (Yüksek hızlı yapı her bir görüntüde çizdirilmiştir) a-d) Kaynak, 2,375 m’de e-h) Kaynak, 5,375 m’de i-l) Kaynak, 8,375 m’de. Her bir görüntüde, kayıt anına ait, düz modellemekten elde edilen seyahat zamanı konturu çizdirilmiştir.



Şekil 4.11 a-f) Çeşitli derinliklerde Model 1'e ait ortak kaynak toplulukları

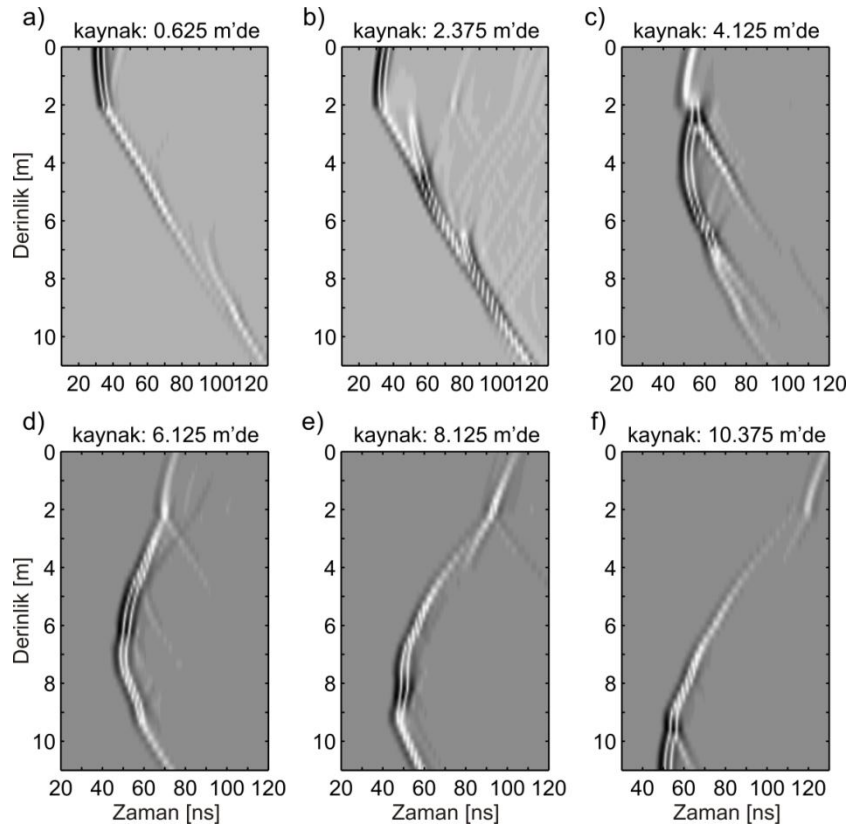
4.8.2 Model 2

Model 2'nin FDTD modellemesi için, konum örnekleme aralıkları (Δx ve Δz) Model 1'de olduğu gibi 0,025 m alınmıştır. Benzer olarak, kaynak fonksiyonunun merkez frekansı 100 MHz, zaman örnekleme aralığı (Δt) 0,1 ns ve toplam kayıt zamanı da 125 ns olarak seçilmiştir. Model 2, üç derinlik için (sırasıyla 1,625, 4,375 ve 8,375 m) FDTD ile modellenmiştir. Şekil 4.12a-o, 10-90 ns arasındaki zaman adımları için elde edilen dalga alanlarının anlık görüntülerini göstermektedir.



Şekil 4.12 Model 2 için, EM dalga alanının düşey bileşeninin (E_z) değişik zamanlardaki dalga alanlarının, üç farklı derinlik için, kaydedilen anlık dalga alanı görüntüleri (vadoz ve suya dogun zonun sınırları her bir görüntüde çizdirilmiştir) a-e) Kaynak, 1,625 m'de f-j) Kaynak, 4,375 m'de k-o) Kaynak, 8,375 m'de. Her bir görüntüde, kayıt anına ait, düz modellemekten elde edilen seyahat zamanı konturu çizdirilmiştir.

Şekil 4.12a-o'da görüldüğü gibi, bu modelin elde edilen anlık dalga alanı görüntülerinde, en belirgin durum, yüksek hızlı vadoz zon ve düşük hızlı suya doymun zon arasındaki arayüzeyde gerçekleşmektedir. EM dalga bu arayüzeyde kırılarak suya doymun zona iletilmekte ve dalga alanının yayılımı yavaşlamakta (Şekil 4.12a) ve $t = 50$ ns anında ise en yavaş olmaktadır (Şekil 4.12c). Şaçılmış dalga alanları, model, Model 1e göre daha az sayıda keskin köşe noktalarına sahip olduğu için daha az izlenmektedir. Bununla birlikte, benzer olarak tabaka arayüzeylerinden ve kenarlarından yansımalar görülmektedir. Şekil 4.13, modelin çeşitli derinliklerdeki ortak kaynak kuyu içi radar izlerini göstermektedir.

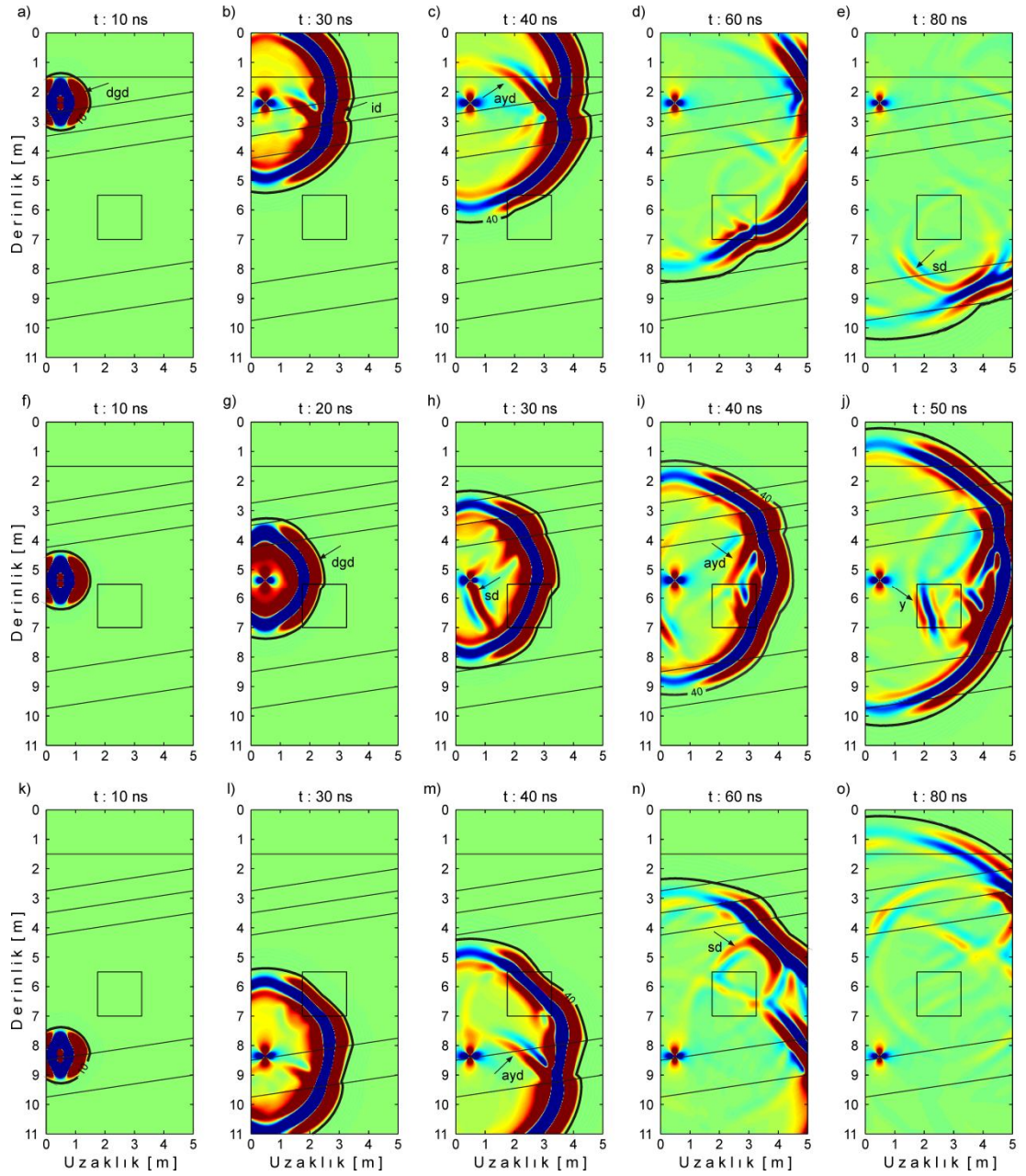


Şekil 4.13 a-f) Çeşitli derinliklerde Model 2'ye ait ortak kaynak toplulukları

4.8.3 Model 3

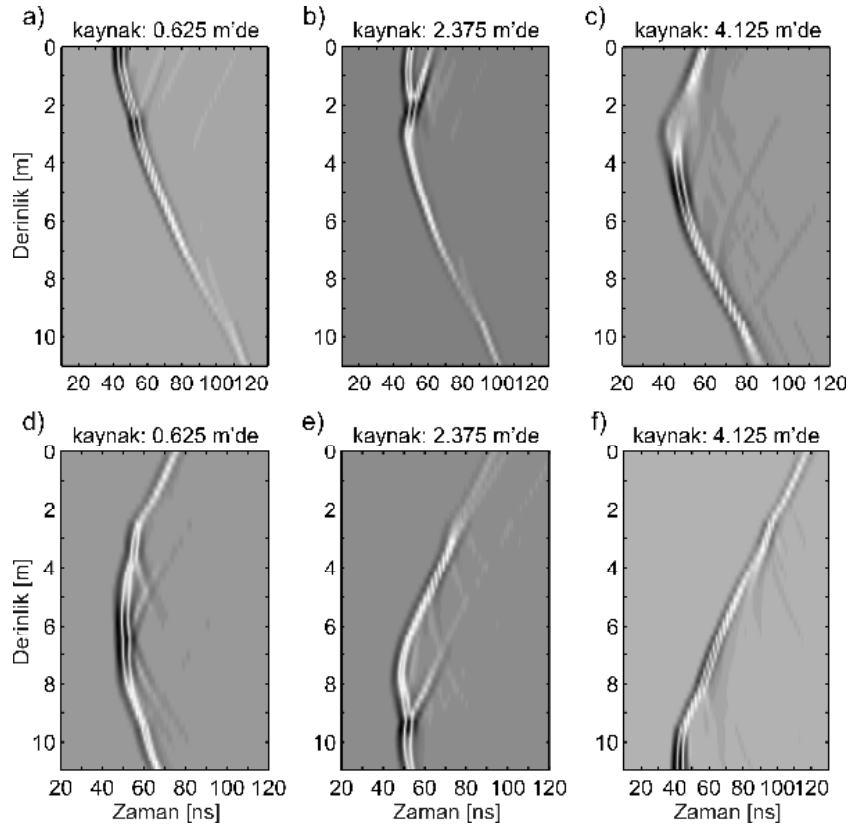
Şekil 4.14, 100 MHz merkez frekanslı kaynak fonksiyonu ile 125 ns süresince modellenmiş, Model 3 için dalga alanının Ez bileşenine ait anlık görüntülerini göstermektedir. Konum örnekleme aralıkları (Δx ve Δz), 0,025 m ve zaman

örnekleme aralığı (Δt) ise 0,1 ns'dir. Modelleme için kaynak, verici kuyusunda sırasıyla, 2,375, 5,375 ve 8,375 m derinliklerine yerleştirilmiştir.



Şekil 4.14 Model 3 için, EM dalga alanının düşey bileşeninin (E_z) değişik zamanlardaki dalga alanlarının, üç farklı derinlik için kaydedilen anlık dalga alanı görüntüleri (model sınırları her bir görüntüde çizdirilmiştir) a-e) Kaynak, 2,375 m’de f-j) Kaynak, 5,375 m’de k-o) Kaynak, 8,375 m’de. Her bir görüntüde, kayıt anına ait, düz modellemekten elde edilen seyahat zamanı konturu çizdirilmiştir.

Doğrudan gelen dalga, tabaka arayüzeylerinden kırılarak ya da yansıtılarak ilerlerken, modelin düşük hızlı kare bloğunda ise saçılmalara uğramaktadır (Şekil 4.14a-e). Kaynağın, modelin ortasında (Şekil 4.14f-j) ve 8,375 m’de (Şekil 4.14k-o) olduğu durumlarda da benzer olarak bloktan saçılmalar ve yansımalar ile birlikte arayüzeylerden yansımalar izlenmektedir. Çeşitli derinliklerdeki ortak kaynak kuyu içi radar izleri ise Şekil 4.15’de gösterilmektedir.



Şekil 4.15 a-f) Çeşitli derinliklerde Model 2’ye ait ortak kaynak toplulukları

BÖLÜM BEŞ

KARŞILIKLI KUYU YER RADARI VERİLERİNİN TOMOGRAFİK TERS ÇÖZÜMÜ

5.1 İlk Varış Seyahat Zamanı Tomografisi

Tomografi; tıp, jeofizik, biyoloji, arkeoloji vb. disiplinlerde etkin olarak kullanılmaktadır. Yunanca tomos sözcüğünden türemiş olup, bir kesit (section) ya da dilim (slice) anlamındadır. Jeofizikte, tomografi ile genel olarak bir yeraltı kesitinin görüntülenmesi amaçlanır. Kuyu içi radar yöntemi kullanılarak elde edilen seyahat zamanı verileri, kuyu içi radar tomografi yöntemleri (crosshole radar tomography methods) ile değerlendirilmektedir. Bunlardan, varış zamanı tomografisi (traveltime tomography) varış zamanlarının, atenüasyon tomografi (attenuation tomography) genliklerin ve saçılma tomografisi (diffraction tomography) de saçılmış dalga alanlarının çözümüne dayanmaktadır. Bunlar arasında, yeraltı hız dağılımının ilk varış zamanlarının ters çözümü ile elde edilmesi kuyu içi radar çalışmalarında kullanılan en yaygın tekniklerden biridir (Tronicke ve diğer., 2001). Son yıllarda birçok araştırmacı kuyu içi tomografi yöntemi ile gerek test modelleri ve gerekse arazi veri setleri üzerinde yüksek ayrımlılıkta çözümler elde etmiştir (Clement ve Knoll 2000; Tronicke ve diğer., 2001; Gloaguen, Marcotte, Chouteau ve Perroud, 2005; Clement ve Barrash, 2006; Clement, 2006; Ernst ve diğer., 2007; Irving, Knoll ve Knight, 2007).

Geleneksel olarak bu yöntemde, seyahat zamanlarının hesaplanması bir ışın izleme algoritması ile gerçekleştirilmektedir. Dolayısıyla ışın izleme, ilk varış seyahat zamanı tomografisinin hem seyahat zamanlarının hesaplanması hem de her bir yavaşlık hücresindeki ışın yolları uzunluklarından oluşan bir dizeyin oluşturulmasında esas olarak kullanılmaktadır. Işın izlemede doğrusal hem de eğrisel ışın yaklaşımları uygulanabilir. Doğrusal ışın yaklaşımı, ortamdaki hız zıtlığının küçük olduğu durumlarda (%15-20) geçerlidir (Clement ve Knoll, 2000; Clement, 2006; Hanafy ve Hagrey, 2006). Ancak, tersi durumlarda, doğru sonuçların elde edilebilmesi için eğrisel ışınların kullanılması gereklidir (Aldridge ve Oldenburg,

1993; Clement ve Knoll, 2000, Lehmann, 2007). Diğer taraftan, Ammon ve Vidale (1993), sismik ilk varış tomografisi için, ışın izlemenin kullanılmadığı bir algoritma önermişlerdir. Bu algoritma, seyahat zamanlarının, eikonal denkleminin sonlu-farklar çözümü ile hesaplanması esasına dayanmaktadır. Başka bir ifadeyle, seyahat zamanları, ışınların yerine dalga cephelerini izleyerek hesaplanmaktadır. Bu yaklaşımda, radar hızlarının tahmini, doğrusallaştırılmış ters çözüm (linearized inversion) tekniği ile gerçekleştirilirken, doğrusallaştırma için Taylor serisine açma yaklaşımı kullanılmaktadır. Model parametrelerine göre seyahat zamanlarının kısmi türevlerinden oluşan duyarlılık düzeyi, yavaşlık hücrelerinin pertürbe edilmesi esasına dayanan bir sonlu-farklar yaklaşımı ile elde edilmektedir.

Bu tez kapsamında, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin iki boyutlu (2B) ilk varış seyahat zamanı tomografisi için iki ayrı yöntem kullanılmış ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bu yöntemlerden, seyahat zamanlarının bir doğrusal olmayan denklem (eikonal denklemi) yardımıyla bir fonksiyonel olarak tanımlamasına dayalı ters çözüm yöntemi, Yöntem 1; ışın izlemeye dayalı yöntem ise Yöntem 2 olarak tanımlanmıştır. İzleyen bölümlerde, Yöntem 1 ve Yöntem 2 daha detaylı irdelenecektir.

5.1.1 Yapay Veri Setleri

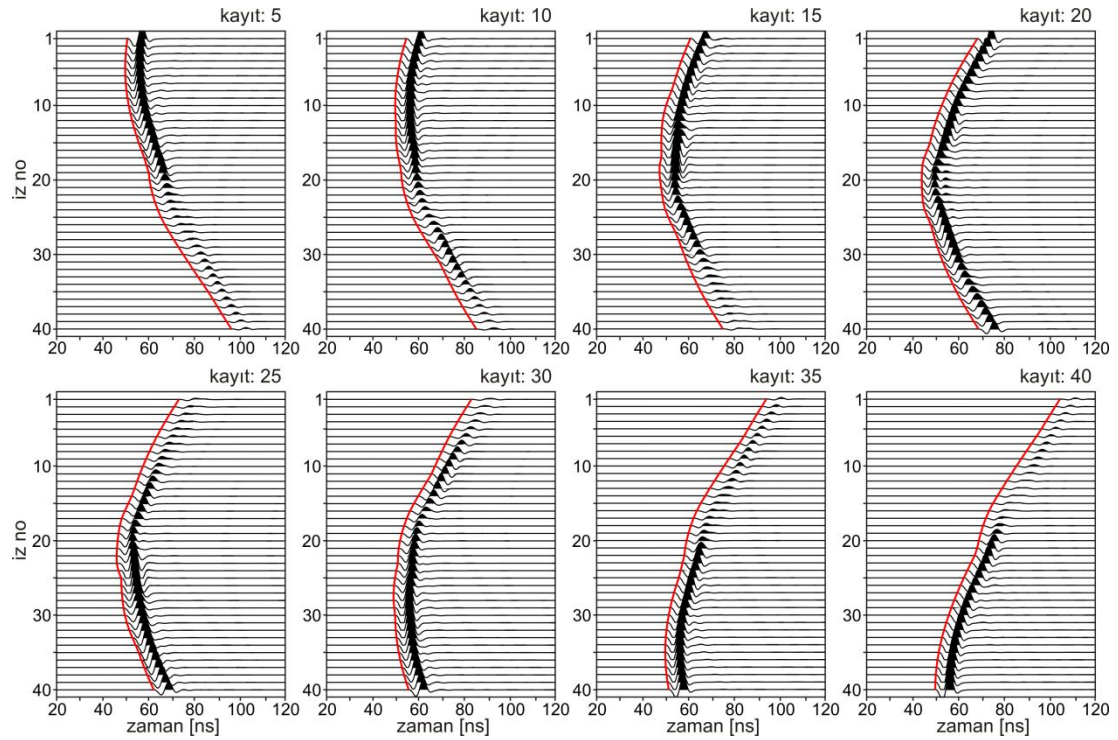
Tomografik görüntüleme yöntemi, düşük ve yüksek hız anomalileri içeren ve sırasıyla basitten karmaşığa doğru değişen, üç yapay test modeli için gerçekleştirilmiştir (bk. Şekil 3.3). Ters çözüm için, test modellerindeki verici ve alıcı kuyusu arasındaki alan dikkate alınmıştır. Dolayısıyla, her bir ters çözümde elde edilen model 10 m derinliğindedir ve genişlikleri ise 3,5-5 m arasında değişmektedir.



Şekil 5.1 FDTD modellemesi ile yapay veri setinin elde edilmesi

Bu modellere ait ilk varış zamanları, FDTD modellemesi (Bergman ve diğer., 1996; Bourgeois ve Smith, 1996; Giannopoulos, 2005; Holliger ve Bergman, 2002;

Irving ve Knight, 2006; Teixeira ve diğer., 1998; Wang ve Tripp, 1996; Wang ve McMechan, 2002) ile elde edilen dalga biçimi verileri üzerinde yapılan ilk varış okumalarından elde edilmiştir. Bunun için Irving ve Knight (2006) tarafından MATLAB programlama dili ile yazılmış bir 2B'lu FDTD kodu kullanılmıştır. Şekil 5.1'de gösterildiği gibi, bu ilk varış zamanı okumaları yapay veri setini oluşturmaktadır. Şekil 5.2, Model 1'e ait kayıtlardan bazılarını göstermektedir.



Şekil 5.2 Model 1 için farklı kaynak derinliklerine ait dalga biçimi görüntüleri. Düz, kırmızı çizgiler işaretlenmiş ilk varış zamanlarını göstermektedir.

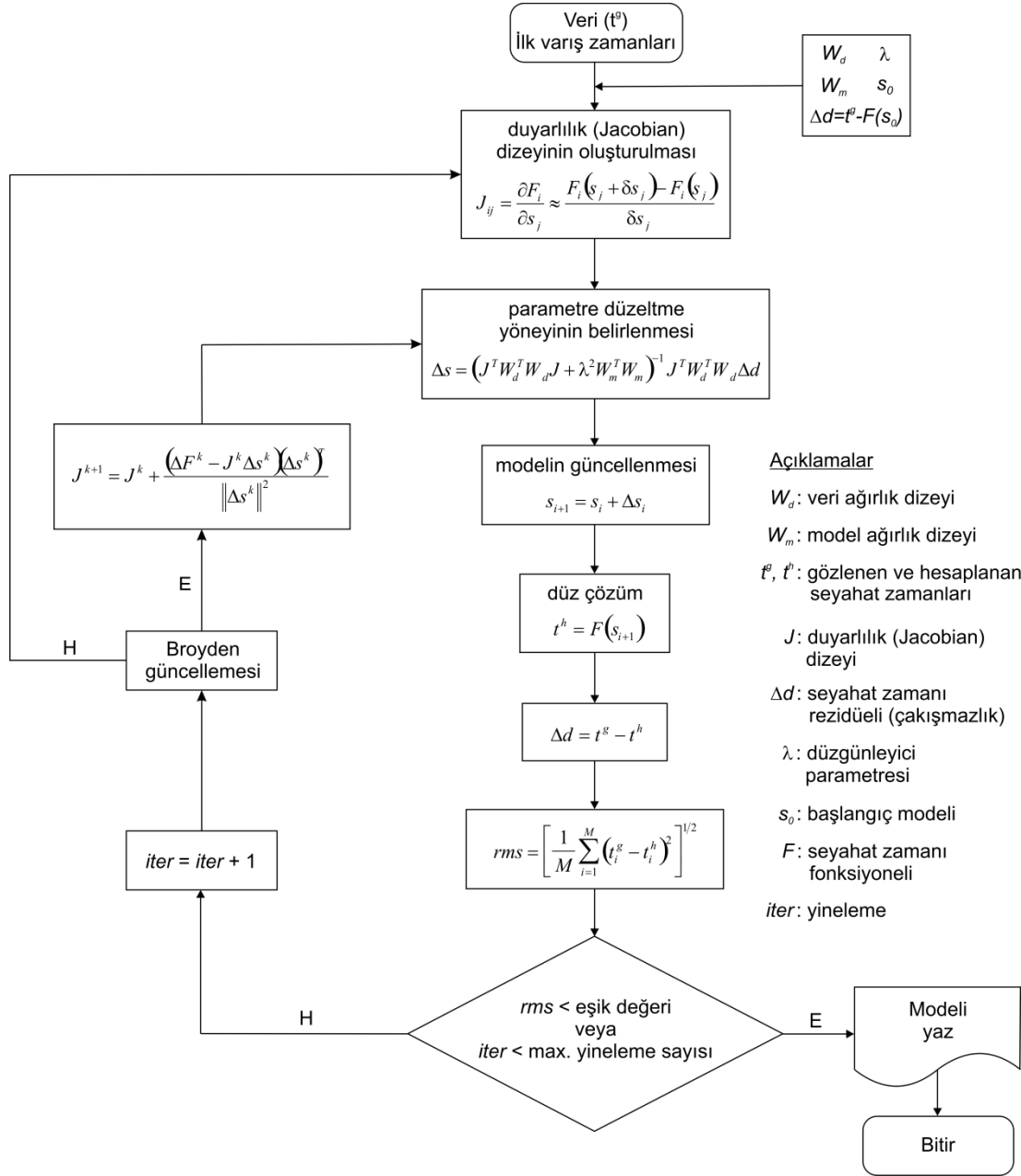
Her bir kayıt, 40 izden oluşmakta ve bu izler düşey doğrultuda 0,125-9,875 m'ler arasında 0,25 m aralıklarla konumlanmaktadır. Modellemede, hava-yer arayüzeyinde oluşan baş dalgaları dikkate alınmamıştır. Her bir yapay veri seti, 40 verici ve verici başına 40 alıcıdan oluşan 1600 seyahat zamanı içermektedir. Veri kazanımı için ise çoklu-ofset profil geometrisi (MOG) uygulanmıştır. Dalga biçimi modellemesinde, konum örnekleme aralıkları (Δx ve Δz) 0,025 m ve zaman örnekleme aralığı (Δt) ise 0,1 ns alınmıştır. Her bir veri setinde toplam kayıt uzunluğu 125 ns'dir.

5.2 Yöntem 1

Yöntem 1, Ammon ve Vidale'in (1993), sismik hız dağılımının belirlenmesi için ilk varış zamanlarının seyahat zamanı ters çözümünde kullandıkları yaklaşımı temel almaktadır. Bu yöntemde, duyarlılık dizeyinin elde edilmesi, eikonal denkleminin bir fonksiyonel olarak tanımlaması esasına dayanmaktadır. Yöntem 1'de, çözümü durağanlaştırmak için düzgünlük kısıtlı düzgünleyici (smoothnes-constrained regularization) kullanılmıştır. Dizey terslemesi için, eşlenik türev en-küçük kareler (CGLS, conjugate gradient least square) (Hestenes and Stiefel, 1952; Scales, 1987; Scales, Smith ve Treitel 2001) ve LSQR (Paige ve Saunders, 1982a, 1982b) gibi yinelemeli yöntemler kullanılmıştır. Hücre yavaşlıklarına göre seyahat zamanlarının kısmi türevlerinden oluşan duyarlılık dizeyi (Jacobian matrix), her bir hücrenin yavaşlılığının pertürbasyonu esasına dayanan bir sonlu-farklar (finite differences) yaklaşımı ile hesaplanmıştır (Ammon ve Vidale, 1993). Bu yöntemlerde, her bir yineleme adımı için duyarlılık dizeyi yeniden hesaplanmaktadır. Bu işlem, çok parametreden oluşan problemlerde hesaplanma zamanının artmasına neden olmaktadır. Duyarlılık dizeyinin hesaplanmasını hızlandırmak için Broyden (1965) tarafından önerilen bir yöntem kullanılmıştır ve bu yöntem, ilk olarak karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin tomografik ters çözümünde uygulanmıştır. Yöntem 1 için akış diyagramı Şekil 5.3'te verilmiştir.

5.2.1 Tikhonov Düzgünleyicisi

Hadamard (1923), bir matematik problemin iyi-durumlu (well-posed) olmasını üç koşula bağlamıştır. Bunlar, sırasıyla problemin çözümünün olması (existence), tek bir çözümün olması (uniqueness) ve çözümün durağanlığıdır (stable). Diğer durumlarda, yani, bir çözüm yoksa (not exist), çözüm tek değilse (nonunique) veya çözüm durağan değilse (unstable), problem kötü-durumlu (ill-posed) olarak tanımlanmaktadır (Candansayar, 2002). Buna göre, iyi-durumlu problemler büyük bir oranda durağan bir algoritma ile çözüm bulacaktır. Eğer problem kötü-durumlu ise çeşitli ek yaklaşımlar ile yeniden tanımlanırlar. Bu işlem düzgünleştirme (regularization) olarak adlandırılır.



Şekil 5.3 Yöntem 1 için genelleştirilmiş akış diyagramı

Ters çözüm problemi, genellikle, jeofizik yöntemler için doğrusal değildir ve kötü-durumludur. Kötü durumlu problemlerin düzgünleştirilmesinde ise en yaygın olarak kullanılan düzgünleyici Tikhonov düzgünleyicisidir (Tikhonov ve Arsenin, 1977).

Doğrusal olmayan problemlerin en-küçük kareler çözümü (Gauss-Newton), eğer ölçülen verilerdeki küçük değişimler çözümü çok etkiliyorsa (durağan olmama), kötü

durumlu problemler için her zaman doğru olmayacaktır. Tikhonov (Tikhonov ve Arsenin, 1977), bu durumu önleyebilmek için amaç fonksiyonunu aşağıdaki gibi tanımlamışlardır.

$$\Phi(s) = \Phi_d(s) + \lambda\Phi_m(s). \quad (75)$$

Burada, $\Phi(s)$ toplam amaç fonksiyonu (total objective function); λ düzgünleyici parametresi (regularization parameter); $\Phi_d(s)$ ve $\Phi_m(s)$ ise sırasıyla veri amaç fonksiyonu (data misfit function) ve model amaç fonksiyonudur (model misfit function) ve izleyen eşitlikler ile tanımlanırlar.

$$\Phi_d(s) = \|W_d[d_0 - d(s)]\|^2, \quad (76)$$

$$\Phi_m(s) = \|W_m[s - s_0]\|^2. \quad (77)$$

Burada, W_d veri ağırlık dizeyi (data weighting matrix); W_m model ağırlık dizeyi (model weighting matrix); $d(s)$ ve d_0 gözlenen ve hesaplanan veri; s ve s_0 ise sırasıyla model ve başlangıç model parametre yöneyidir (Greenhalgh, Bing ve Green, 2006). Ters çözümün amacı, eşitlik (75) ile verilen toplam amaç fonksiyonunu enküçüklemeektir.

$$\min\{\Phi(s)\} = \min\{\Phi_d(s) + \lambda\Phi_m(s)\}. \quad (78)$$

Bu eşitliğin çözümü genel olarak Tikhonov düzgünleyici çözümü olarak tanımlanmaktadır (Greenhalgh ve diğer., 2006).

5.2.2 Ters Çözüm Probleminin Tanımlanması

Bu tez çalışmasında, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin 2B'lu seyahat zamanı tomografisi ile radar hız dağılımının araştırılması için ters çözümde, izleyen toplam amaç fonksiyonu en küçüklemiştir.

$$\begin{aligned}
\Phi(\Delta s) &= \Phi_d(\Delta s) + \lambda^2 \Phi_m(\Delta s) \\
&= \|W_d(J\Delta s - \Delta d)\|^2 + \lambda^2 \|W_m \Delta s\|^2.
\end{aligned} \tag{79}$$

Burada, J duyarlılık düzeyi; Δs ve Δd ise sırasıyla parametre düzeltme ve seyahat zamanı rezidüeli (çakışmazlık veya misfit) yöneyleridir. Amaç fonksiyonu (yanılgı enerjisi), enküçük kareler yönteminde genel olarak hata düzeyinin (e) bileşenlerinin karelerinin toplamından bulunmaktadır. Yanılgı enerjisi için aşağıdaki işlemler yapılırsa,

$$E = \sum_{i=1}^n (d_i - f_i)^2 = \sum_{i=1}^n e^2 = e^T e = (d - f)^T (d - f), \tag{80}$$

sonucu elde edilebilir (Başokur, 2002). Burada, T bir dizeyin dönüğünü göstermektedir. Buna göre, (79) eşitliğinde verilen toplam amaç fonksiyonu benzer şekilde düzenlenebilir.

$$\Phi(\Delta s) = [W_d(J\Delta s - \Delta d)]^T [W_d(J\Delta s - \Delta d)] + \lambda^2 (W_m \Delta s)^T (W_m \Delta s). \tag{81}$$

Yukarıdaki eşitlikte, izleyen basit cebirsel işlemler uygulandığında,

$$\begin{aligned}
\Phi(\Delta s) &= (\Delta s^T J^T W_d^T - \Delta d^T W_d^T) (W_d J \Delta s - W_d \Delta d) + \lambda^2 \Delta s^T W_m^T W_m \Delta s, \\
&= \Delta s^T J^T W_d^T W_d J \Delta s - \Delta s^T J^T W_d^T W_d \Delta d - \Delta d^T W_d^T W_d J \Delta s + \Delta d^T W_d^T W_d \Delta d \\
&\quad + \lambda^2 \Delta s^T W_m^T W_m \Delta s,
\end{aligned}$$

eşitliği bulunur. Burada, 2. terim 3. terimin dönüğüdür. Buna göre son eşitlik yeniden düzenlenirse,

$$\begin{aligned}\Phi(\Delta s) &= \Delta s^T J^T W_d^T W_d J \Delta s - 2 \Delta s^T J^T W_d^T W_d \Delta d + \Delta d^T W_d^T W_d \Delta d \\ &\quad + \lambda^2 \Delta s^T W_m^T W_m \Delta s,\end{aligned}$$

eşitliği elde edilir. Toplam amaç fonksiyonunu en küçüklenmek için Δs 'ye göre türev alınıp sıfıra eşitlenirse,

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Phi}{\partial \Delta s} &= J^T W_d^T W_d J \Delta s + \Delta s^T J^T W_d^T W_d J - 2 J^T W_d^T W_d \Delta d + \lambda^2 W_m^T W_m \Delta s \\ &\quad + \lambda^2 \Delta s^T W_m^T W_m = 0,\end{aligned}$$

bulunur. Burada da 1. terim 2. terime, 4. terimde 5. terime eşit olduğu dikkate alınarak eşitlik yeniden düzenlendiğinde,

$$2 J^T W_d^T W_d J \Delta s - 2 J^T W_d^T W_d \Delta d + 2 \lambda^2 W_m^T W_m \Delta s = 0,$$

eşitliğine ulaşılır. Burada, 1. ve 3. terimler Δs ortak parantezine alınarak 2. terim eşitliğin sağ tarafına geçirilirse bu tez çalışmasında kullanılan normal denklemler elde edilir

$$(J^T W_d^T W_d J + \lambda^2 W_m^T W_m) \Delta s = J^T W_d^T W_d \Delta d. \quad (82)$$

Yukarıdaki eşitliğin Δs için çözümü, hesaplama zamanının artmasına neden olacak olan dizey-dizey çarpımının yapılmasını gerektirir. Bu nedenle, çözümü, yukarıdaki eşitliğin (82) çözümüne eşdeğer olan aşağıdaki sistemin (83) en-küçük kareler yaklaşımı ile çözülmesi daha uygundur (Johnson ve diğer., 2007; Greenhalgh ve diğer., 2006).

$$\begin{bmatrix} W_d J \\ \lambda W_m \end{bmatrix} \Delta s = \begin{bmatrix} W_d \Delta d \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (83)$$

Jeofizikteki tomografi uygulamaları büyük ve seyrek dizeler üzerinde işlem yapılmasını gerektirir. Yukarıdaki eşitliğin, SVD gibi direkt yöntemlerle çözülmesi, hesaplama ekonomisi açısından çok pahalı ve zaman alıcıdır. Dolayısıyla, bu tip problemlerin çözümünde en-küçük kareler eşlenik türev yöntemi (CGLS, conjugate gradient least-squares) (Hestenes ve Stiefel, 1952; Scales, 1987) ve/veya LSQR (Paige ve Saunders, 1982a, 1982b) gibi yinelemeli yöntemlerin kullanılması daha doğru olacaktır. Analitik olarak birbirine eşit olan bu yöntemlerden Golub ve Kahan'ın (1965) ikili köşegenleştirme (bidiagonalization) yöntemine dayanan LSQR yöntemi, Paige ve Saunders 1982a'ya göre, kötü-köşüllü problemlerin çözümünde daha güvenilir sonuçlar üretmektedir. Bu tez çalışmasında her iki yöntem de kullanılmıştır. Veri ağırlık dizeyi W_d , verinin standart sapmasının tersinden oluşan bir köşegen dizeydir ve bu tez kapsamında birim dizey olarak tanımlanmıştır. Model ağırlık dizeyi W_m için ise Laplas yuvarlaması (Laplacian smoothing) kullanılmıştır.

5.2.3 Duyarlılık Dizeyinin Sonlu-Farklar Hesabı

Sabit yavaşlıklılı hücrelerden oluşan, m adet gözlem noktası ve n adet model parametresi içeren bir tomografik ters çözüm probleminde $m \times n$ boyutlu duyarlılık dizeyinin elemanları,

$$J_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial s_j}, \quad (i = 1, 2, \dots, m \quad j = 1, 2, \dots, n) \quad (84)$$

eşitliği ile tanımlanabilir. Burada, s hücrenin yavaşlılığı; F bir yavaşlılık modeli için seyahat zamanlarını veren bir fonksiyondur (eikonal denklemi). Duyarlılık dizeyini oluşturmak için bir sonlu fark yaklaşımı kullanılmıştır (Ammon ve Vidale, 1993). Bu yaklaşım, her bir hücre yavaşlılığının pertürbasyonu ve kısmi türevlerin sonlu farklar ile hesaplanması (Lines ve Treitel, 1984) esasına dayanır. Eşitlik (84), ileri-farklar formulasyonu ile izleyen şekilde hesaplanabilir.

$$\frac{\partial F_i}{\partial s_j} \approx \frac{F_i(s_j + \delta s_j) - F_i(s_j)}{\delta s_j} \quad (85)$$

Burada, δs perturbasyonun miktarıdır. Her bir hücre, + %0.5 pertürbe edilmiştir. Yukarıdaki eşitlik, normal olarak, her bir s değeri için iki hesaplama adımı gerektirir. Ancak, uygulamada, sadece kısmi türevler düzeyini oluşturmak için gerek duyulan pertürbe edilmiş yavaşlık modelinin $(s_j + \delta s_j)$ hesaplanması yeterlidir. Çünkü, model için seyahat zamanı hesaplamaları, bir önceki yineleme adımındaki seyahat zamanı rezidüel hesaplamalarından elde edilebilmektedir. Pertürbe edilmiş model için düz çözüm tamamlandığı zaman, duyarlılık düzeyinin j 'nci sütunu (85) eşitliğinden kolaylıkla elde edilebilir. Böylece, yavaşlık modelinin hücre hücre pertürbasyonu, duyarlılık düzeyinin sütun sütun oluşturulmasını sağlar.

5.2.4 Broyden Güncellemesi

Eşitlik (83) ile verilen en-küçük kareler çözümü, her bir yineleme adımında duyarlılık düzeyinin yeniden hesaplanmasını gerektirir. Tomografi uygulamalarında, bu düzeyin eşitlik (85)'te tanımlandığı gibi açık olarak hesaplanması zaman alıcı bir işlemdir. Broyden (1965) bunu önlemek için, duyarlılık düzeyinin, onun sayısal bir yaklaşımından elde edilen bir düzey ile değiştirilmesini önermiştir. Buna göre, duyarlılık düzeyi, başlangıç modeli kullanılarak ilk yineleme adımı için açık olarak hesaplanmaktadır. Daha sonraki yineleme adımlarında duyarlılık düzeyi, sayısal bir yaklaşım ile elde edilen bir düzey ile değiştirilmekte ve sonraki yineleme adımlarında bu düzey güncellenmektedir. Loke ve Barker (1996), Broyden güncellemesini (Broyden's update), durağanlılığı ve yakınsama oranı nedeniyle iki- ve üç-boyutlu elektrik özdirenç verilerinin doğrusal olmayan ters çözümünde kullanmışlardır. Loke ve Dahlin (2002)'ye göre Broyden güncellemesinin ikinci veya üçüncü yineleme adımından sonra kullanılması daha duyarlı sonuçlar üretmektedir. Broyden (1965), duyarlılık düzeyinin, $k+1$ 'nci yineleme adımında izleyen eşitlik ile güncellenmesini önermiştir.

$$J^{k+1} = J^k + \frac{(\Delta F^k - J^k \Delta s^k)(\Delta s^k)^T}{\|\Delta s^k\|^2}. \quad (86)$$

Burada,

$$\Delta F^k = F(s^{k+1}) - F(s^k),$$

$$\Delta s^k = s^{k+1} - s^k,$$

eşitlikleri ile tanımlanmaktadır. Broyden güncellemesinin kullanılacağı ilk adım için, J^k , duyarlılık düzeyine eşit alınır. Daha sonraki yineleme adımları için ise eşitlik (86) kullanılır.

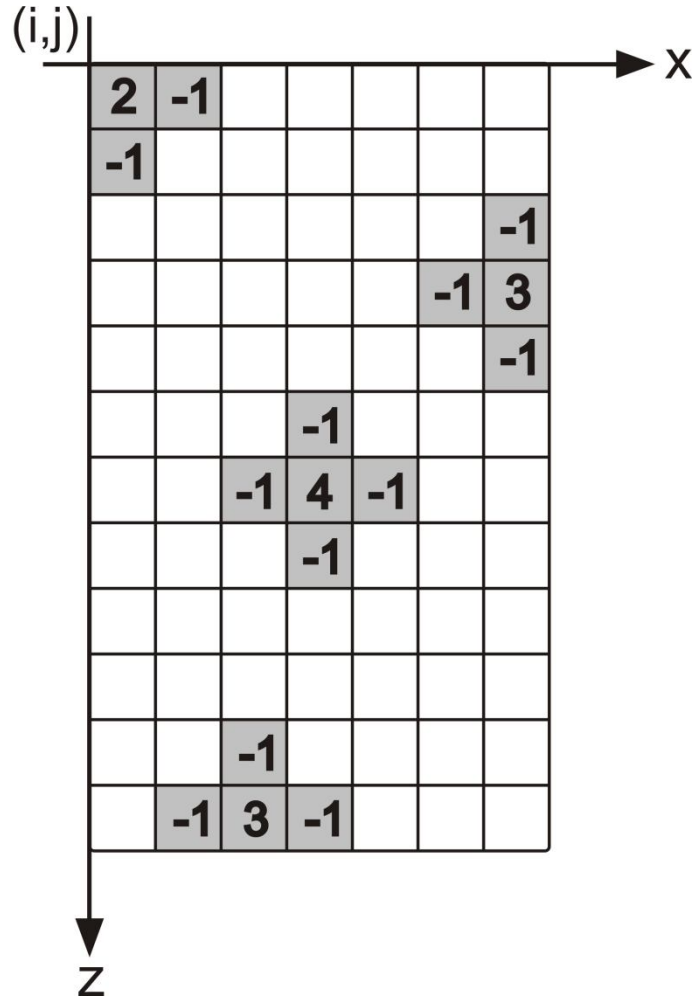
5.2.5 Laplas Yuvarlaması

Eşitlik (83) ile verilen en-küçük kareler çözümünde, katsayılardan oluşan model ağırlık düzeyi (W_m) ile seyahat zamanı verilerine bir düzgünlük kısıtı (smoothness constraint) uygulanmaktadır.

Model ağırlık düzeyi (W_m), yavaşlık çözümünün laplasiyeninden (laplacian) oluşur ve izleyen denklem sistemi ile ters çözüme eklenir.

$$4s_{i,j} - s_{i-1,j} - s_{i+1,j} - s_{i,j-1} - s_{i,j+1} = 0 \quad (87)$$

Şekil 5.4'te, bu çalışmada kullanılan yuvarlama katsayıları ile Laplas yuvarlamasının basit bir şematik gösterimi verilmektedir.



Şekil 5.4 Laplas yuvarlamasının şematik gösterimi

Hesaplama alanının yani modelin sınırlarında kalan hücreler için; komşu üç hücrenin, köşelerde kalan hücreler için ise komşu iki hücrenin ortalaması kullanılır. Dolayısı ile hesaplama alanı içinde, sınırında ve köşesinde kalan hücrelerin ağırlıklandırılması eşit olmaz. Ağırlıklandırmanın her bir hücrede eşit olarak gerçekleştirilebilmesi için sınırdaki hücreler için 5/4, köşedeki hücreler için ise 5/3 sabitleri, yukarıdaki (87) eşitliğindeki denklem sistemine çarpan olarak eklenir.

5.2.6 En-küçük Kareler Eşlenik Türev (Conjugate Gradient Least-Squares, CGLS) ve LSQR Yöntemleri

Bu tez kapsamında çözülen tomografik problemler büyük, seyrek ve dikdörtgen sistemlerden oluşmaktadır. Dikdörtgen sistemlerin tomografik ters çözümünde

kullanılan SVD gibi doğrudan yöntemler, çoğu zaman duyarlılık düzeyinden daha yoğun dizeler, U ve V dizeleri, ürettiklerinden tomografinin büyük ve seyrek dizeleri ile çalışmaya uygun değildir (Scales, 1987; Aster ve diğer., 2004). Scales (1987), Hestenes ve Stiefel (1952)'nin eşlenik türev yöntemini en-küçük kareler problemine uyarlayarak yöntemin hızlı, basit ve doğru sonuçlar ürettiğini göstermiştir. Tomografik ters çözümde, problemin seyrekliği SVD için negatif bir durum olurken CGLS, bunu hesaplamada kendisine bir üstünlük kazandıracak şekilde dikkate alabilmektedir. Klasik eşlenik türev algoritması (Hestenes ve Stiefel, 1952) izleyen doğrusal eşitliğini çözer.

$$Ax = b. \quad (88)$$

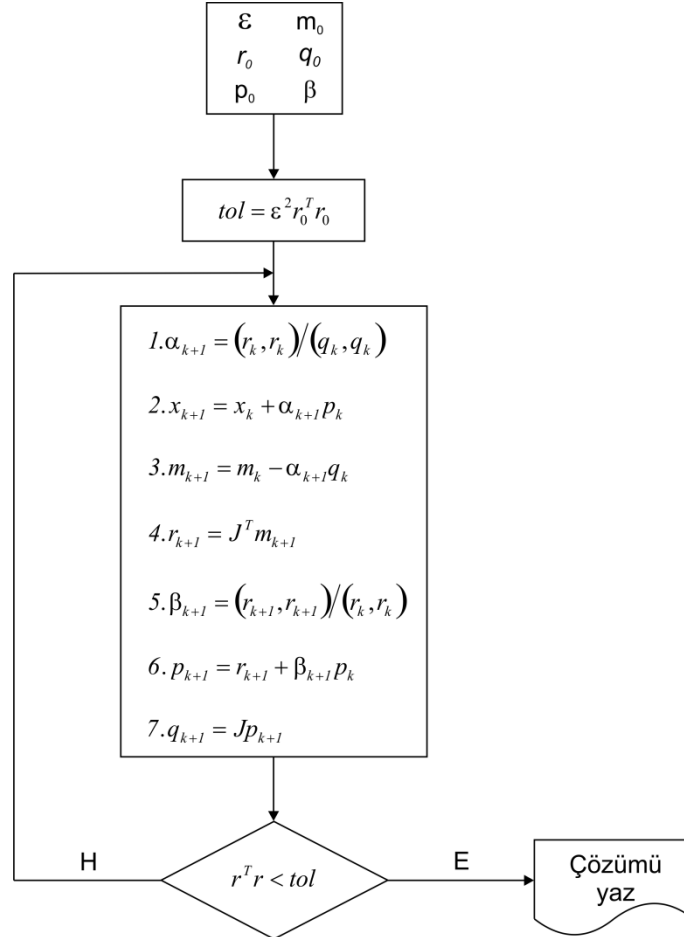
Burada, A $n \times n$ boyutunda simetrik, mutlak pozitif tanımlı bir dizey; x ve b $n \times 1$ boyutunda birer yöneydir. Dolayısıyla, bu yöntemin uygulanması için A dizeyinin bir kare dizey olması gerekmektedir. Bu koşulun sağlanmadığı durumlarda da en-küçük kareler eşlenik türev yöntemi (CGLS) kullanılabilir ve aynı zamanda Tikhonov düzgünleyici problemlerine de uygulanabilir (Aster ve diğer., 2004). Buna göre, eşitlik (81)'de verilen sistem, yukarıdaki (88) eşitliğine uygun olarak aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} W_d J \\ \lambda W_m \end{bmatrix}}_A \underbrace{\Delta s}_x = \underbrace{\begin{bmatrix} W_d \Delta d \\ 0 \end{bmatrix}}_b. \quad (89)$$

Buna göre, A $n \times m$ boyutunda, mutlak pozitif bir dizey; x ve b yine $n \times 1$ boyutunda birer yöneydir. CGLS algoritmasının, yukarıdaki eşitlikte uygulanabilmesi için öncelikle, bir başlangıç değeri (x_0) belirlenir ve izleyen eşitliklerdeki kabuller yapılır.

$$m_0 = b - Ax_0, \quad r_0 = p_0 = J^T(b - Ax_0), \quad q_0 = Jp_0, \quad \beta_k > tol, \quad k = 0, 1, 2, \dots,$$

Bu işlemlerden sonra algoritma, izleyen şekildeki akış diyagramında verildiği gibi yedi adımda gerçekleştirilebilir (Hestenes ve Stiefel, 1952; Scales, 1987; Scales ve diğer., 2001).



Şekil 5.5 CGLS algoritmasına ait akış diyagramı. Burada eşik değeri ($\varepsilon=1.0E-6$) olarak alınmıştır.

Buradan da görüldüğü gibi, CGLS algoritması; i) 4. ve 7. adımda olduğu gibi bir dizey ve yöney çarpımı, ii) 1. ve 5. adımda olduğu gibi iki yöneyin iç çarpımı ve iii) 2, 3 ve 6. adımdaki gibi bir skaler ile bir yöney çarpımının bir yöney ile toplamı gibi basit birkaç yöney işlemlerinden oluşmaktadır (Scales, 1987).

LSQR (Paige ve Saunders, 1982a, 1982b), analitik olarak CGLS ile eşdeğer bir algoritmadır ve jeofizik problemlerin ters çözümünde yaygın olarak kullanılmaktadır (Snieder ve Trampert, 1999). Esas olarak, Golub ve Kahan'ın (1965) ikili

köşegenleştirme (bidiagonalization) yöntemine dayanan yinelemeli bir yöntemdir. Paige ve Saunders 1982a'ya göre, bu algoritma, kötü-köşüllü problemlerin çözümünde, CGLS'ye göre daha güvenilir sonuçlar üretmektedir.

5.3 Yöntem 2

Karşılıklı kuyu yer radarı veri setlerinin tomografik ters çözümü için kullanılan ikinci yöntem ışın izleme esasına dayanmaktadır. Bu yöntemde, tomografi uygulamaları için geliştirilen, cebirsel çözüm tekniği (algebraic reconstruction technique, ART) ve eşzamanlı yinelemeli çözüm tekniği gibi (simultaneous iterative reconstruction technique, SIRT) yinelemeli yöntemler kullanılmaktadır (Dines ve Lytle, 1979; Lo ve Inderwiesen, 1994; Peterson, Paulsson ve McEvelly, 1985). Snieder ve Trampert (1999)'a göre SIRT algoritması, jeofizik problemlerin ters çözümünde en yaygın kullanılan algoritmalarından biridir ve Lehmann (2007)'ye göre ise bu yöntemler arasında en durağan sonuçları üreten algoritmadır. Bu algoritma, başlangıç hız modelinin değişimini eşzamanlı ve yineleyen dört adımda hesaplar; (I) model varış zamanlarının hesaplanması, (II) gözlenen ve hesaplanan varış zamanları arasındaki fark vektörünün hesaplanması (III) hız düzeltmelerinin hesaplanması ve (IV) çözümün hesaplanan hız düzeltmeleri ile iyileştirilmesi. Başlangıç modeli değerlerindeki değişimler önemsiz olana kadar bu adımlar tekrar edilir (Jackson ve Tweeton, 1994).

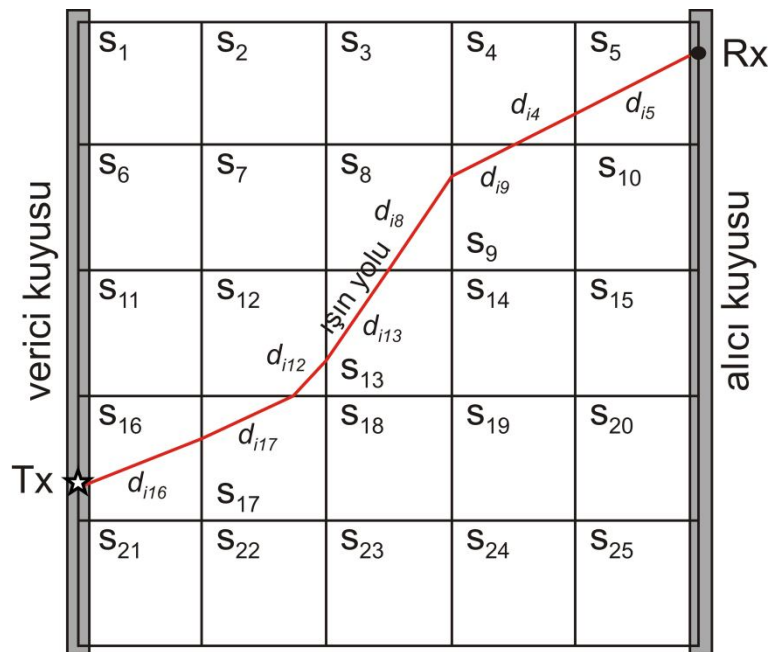
Bu tez kapsamında, Yöntem 2, yapay veri setlerinin tomografik kuyu içi radar görüntüsünü elde etmek için SIRT algoritmasını kullanan ve hem doğrusal hem de eğrisel ışın temelli ters çözüm yapabilen bir yazılım, *MIGRATOM* (Jackson ve Tweeton, 1994), ile gerçekleştirilmiştir. İzleyen yıllarda, bu yazılım, araştırmacılar tarafından kuyu içi radar ve sismik tomografisiyle yeraltı hız dağılımının araştırılmasında, değişik alanlardaki çeşitli problemler üzerinde geniş ölçekte kullanılmıştır. Hauser ve diğer., (1995), derin tünel araştırmaları; Yu, Chouteau, Boerner ve Wang, (1998), mineral araştırmaları; Grandjean, Gourry ve Bitri, (2000), Deidda ve Ranieri (2006), inşaat mühendisliği uygulamaları; Binley, Winship ve Middleton, (2001), hidrojeolojik araştırmalar; Bellefleur ve Chouteau (2001), masif

sülfid araştırmaları; Nicolotti, Socco, Martinis, Godio ve Sambuelli, (2003) ve Socco, Sambuelli, Martinis, Comino ve Nicolotti, (2004), ağaçlardaki çürümenin saptanması; Serzu ve diğ., (2004), granit bloklarındaki kırık yapılarının belirlenmesi; Conroy ve Guy, (2005), madencilikte çökme problemlerinin araştırılması ve Chevva, Shirke ve Ghosh, (2008), beton kalitesinin değerlendirilmesi örnekle uygulamalar olarak gösterilebilir.

Arazi veri setinin genel veri toplama biçiminin klasik tomografi görüntüleme düzeninden (MOG, bk. Bölüm 2.3.3) kısmen farklı olması nedeniyle bu veri seti *MIGRATOM*’da değerlendirilememiştir. Bunun için, eğrisel ışın izleme temelli bir diğ. yazılım, *PRONTO* (Aldridge ve Oldenburg, 1993), kullanılmıştır. Genel olarak, ışın izleme yaklaşımının kullanıldığı tomografi uygulamalarında her bir döngüde hız alanının güncellenmesi ve bu nedenle ışınların tüm verici-alıcı çiftleri arasında yeniden izlenmesi gerekmektedir. Aldridge ve Oldenburg (1993)’e göre bu süreç, eğrisel ışın izleme temelli tomografik ters çözümün hesaplama maliyetinin büyük bir kısmını oluşturmaktadır. Buna karşın, belirli bir verici ve alıcı noktası arasındaki ışın izleme, yinelemeli bir süreç gerektirir ve böylece geleneksel ışın izlemenin neden olabileceği gölge zonlar ve çoklu yollar gibi zorlukların önüne geçilebilir. *PRONTO* dört adımda tomografik ters çözüm işlemini gerçekleştirmektedir (Aldridge ve Oldenburg, 1993). İlk olarak, seyahat zamanları Vidale (1988)’in hızlı bir sonlu farklar yaklaşımı (bk. Bölüm 3.1.1) ile hesaplanmaktadır. İkinci adımda, ışın yolları, her bir alıcı noktasından kaynağa doğru en hızlı iniş yönünde geriye doğru izlenerek elde edilmektedir. *PRONTO*, hava-yer ve vadoz-suya doygun zon gibi hız zıtlığının yüksek olduğu arayüzeylerde gerçekleşen ışın bükümlerini de hesaplamada dikkate alabilmektedir (Aldridge ve Oldenburg, 1993, Clement, 2006). Üçüncü adımda, buradan elde edilen büyük ve seyrek doğrusal denklem sistemleri çözülerek mevcut yavaşlılık modelinin pertürbasyonu gerçekleştirilmektedir. Son adımda, yavaşlılık modeli güncellenmektedir ve bu süreç gözlemlenen ve hesaplanan seyahat zamanları arasında kabul edilebilir bir eşleşme oluncaya kadar yinelenmektedir. *PRONTO*, çözümü durağanlaştırmak için yatay ve düşey yönde ilk ve ikinci fark düzgünleyicisini kullanırken, yavaşlılık modelini LSQR (Paige ve Saunders, 1982a, 1982b) algoritması ile güncellemektedir.

5.3.1 Eşzamanlı Yinelemeli Çözüm Tekniği (Simultaneous Iterative Reconstruction Technique, SIRT)

Kuyu içi sismik ve radar tomografisinde, verici ve alıcı kuyular arasındaki alan dikdörtgen ve/veya kare bloklara bölünür. Buradaki her bir bloka atanan parametreler, blokun hızını (yavaşlılığını) göstermektedir. Bloktaki seyahat süreleri ve ışın yolu uzunlukları arasında doğrusal bir denklem elde edilerek alanın hız dağılımı saptanmaktadır (Şekil 5.6).



Şekil 5.6 Kuyu içi radar tomografi parametrelerinin hesaplama gridi üzerinde şematik gösterimi. (Berryman (1994)'den düzenlenmiştir)

Şekil 5.6'da gösterilen ışın yolunun geometrisi belirlendikten sonra ışının geçtiği her bir bloktaki seyahat süresi, ışın yolunun bir kaynaktan (K) alıcıya (A), izlediği ortam boyunca bir yol integrali ile verilir.

$$t = \int_K^A \frac{1}{v} \cdot dl = \int_K^A s \cdot dl. \quad (90)$$

Burada, v hız; s ise yol boyunca yavaşlıktır. *MIGRATOM* (Jackson ve Tweeton, 1994), diğer kuyu içi sismik ve radar tomografi yöntemlerinde olduğu gibi, yavaşlık

pertürbasyonlarının çözülmesini amaçlamaktadır. Yavaşlık pertürbasyonu, aşağıdaki (91) eşitliğinden hesaplanabilir.

$$\int_K^A \Delta s \cdot dl = \Delta t = t_g - t_h, \quad (91)$$

Burada, Δs araştırılan yavaşlık pertürbasyonu; t_g gözlenen zamanlar ve t_h ise tahmin edilen yani hesaplanan zamanlardır. Bu eşitlik, ortam, Şekil 5.6'daki gibi bloklara bölünmüş ise, ışının geçtiği her bir bloktaki yol uzunluğu hesaplanarak izleyen şekilde yazılabilir.

$$\Delta t_i^k = \sum_{j=1}^J \Delta s_j^k d_{ij}, \quad (i = 1, \dots, I) \quad (92)$$

Burada, i ve j sırasıyla, hesaplama alanındaki ışın ve blokların sayacı; J ışının geçtiği toplam blok sayısı; I veri sayısı; d_{ij} j 'nci blokta i ışının yol aldığı mesafedir. Buradan da anlaşılacağı gibi, kullanılan kaynak-alıcı çifti sayısına bağlı olarak, veri sayısı kadar denklem elde edilir. Seyahat zamanları ve yavaşlık arasındaki ilişki, veri sayısının fazla olduğu durumlarda, (92) eşitliği dizey notasyonu şeklinde gösterilebilir.

$$\Delta T_i^k = D_{ij} \Delta S_j^k. \quad (93)$$

Burada, T_i $N \times I$ uzunluğunda seyahat zamanı sütun yöneyi; S_j $M \times I$ uzunluğunda yavaşlık sütun yöneyi ve D_{ij} ise her bir hücre içindeki ışın yolları bölütlerinin (Şekil 5.6'daki d_{i16} , d_{i5} gibi) yavaşlılığa göre kısmi türevleri içeren $N \times M$ uzunluğunda bir dikdörtgen dizeyi tanımlamaktadır (Jackson ve Tweeton, 1994). *MIGRATOM*, bu denklem sisteminin çözümün için yinelemeli çözüm tekniklerinden SIRT'ı kullanmaktadır. SIRT, ART yönteminin özel bir şeklidir (Aster ve diğer., 2004). Bu nedenle, ART algoritmasından da bahsetmek gerekir. Kavramsal kolaylığı ve çeşitli geometrilere kolay uygulanabilirliği nedeniyle birçok alanda olduğu gibi jeofiziğin tomografi problemlerinde de uygulanan bu algoritma ilk olarak 3B'lu görüntüleme

için elektron mikroskopisi ve radyolojide kullanılmıştır (Gordon, Bender ve Herman, 1970). ART, parametre değerlerinin, yinelemeli olarak güncellendiği bir yöntemdir. Bunun için, ilk olarak, tüm parametreler için belirlenen bir tahmin değeri ile başlangıç model fonksiyonu oluşturulduktan sonra, ilk ışın için seyahat süresi, (90) eşitliği ile hesaplanır. Parametre düzeltmesi için ise aşağıdaki (94) eşitliği kullanılır (Lo ve Inderwiesen, 1994).

$$\Delta^i s_j = d_{ij} \frac{t_i^g - t_i^h}{\sum_{j=1}^J d_{ij}^2} = d_{ij} \frac{t_i^{göz} - \sum_{j=1}^J d_{ij} s_j^{hes}}{\sum_{j=1}^J d_{ij}^2}. \quad (94)$$

Yukarıdaki eşitlikte, j' ışının geçtiği blokun sayacıdır. Buradan elde edilen düzeltme değeri, izleyen eşitlikte yerine koyularak yavaşlık alanı güncellenir.

$$s_j = s_j \Delta^i s_j \quad (j = 1, \dots, J) \quad (95)$$

Bu süreç, 2'nci ışın ve diğer tüm ışın denklemleri için bir kez çözülene kadar devam eder. Daha sonra, tekrar ilk ışına dönülür ve yine tüm ışınlar için yeniden çözüm yapılır. Bu işlem, parametre değişimindeki değerler önemsiz olana kadar yinelenir. SIRT algoritmasında ise ART'den farklı olarak, (94) eşitliği yerine (96) eşitliği kullanılır ve çözüm her bir ışın denkleminde yenilenir (Lo ve Inderwiesen, 1994).

$$\Delta s_j = \frac{1}{W_j} \sum_{i=1}^I \Delta^i s_j = \frac{1}{W_j} \sum_{i=1}^I d_{ij} \frac{t_i^g - \sum_{j=1}^J d_{ij} s_j^h}{\sum_{j=1}^J d_{ij}^2}. \quad (96)$$

Burada, W_j j'nci bloğu kesen ışın sayısını göstermektedir. Buradan da anlaşılacağı gibi SIRT ve ART arasındaki fark her bir hücreye bu düzeltmenin nasıl uygulanacağı ile ilgilidir. ART algoritmasında kaynaktan alıcıya bir ışın ulaştığı anda, her zaman, hız alanı (94) eşitliği ile güncellenir. Böylece her bir hücre için hesaplanan değer, her bir yineleme adımının sonunda toplam ışın sayısı kadar değişmiş olur. SIRT algoritmasında ise her bir hücreyi geçen tüm ışın yollarını dikkate alınarak yavaşlık

modeli değiştirilir ve hesaplama alanı tüm ışınlar alıcılara ulaşmadan güncellenmez. Dolayısıyla SIRT, her bir yineleme adımı için her bir yavaşlık hücresinde sadece bir güncelleme gerçekleştirir. Bunun sonunda, herhangi bir hücredeki yeni değer, (96) eşitliğinden de görüldüğü gibi, tüm hesaplanan değerlerin bir ortalamasıdır. ART ile karşılaştırıldığında SIRT nispeten daha iyi çözümler üretmektedir (Aster ve diğer., 2004).

5.4 Test Modellerinin Ters Çözümü

Yapay veri setlerinin ters çözümünde, başlangıç modeli olarak sabit hızlı ve düşey hız dağılımından elde edilen yer modelleri dikkate alınmıştır. Sabit hızlı modele ait hızı saptamak için her bir kaynak-alıcı çifti arasındaki uzaklık, bu kaynak-alıcı çiftine ait gözlemsel seyahat süresine bölünerek bir hız değeri elde edilmiştir. Her bir çiftte ait hızlardan bir ortalama hız hesaplanmış ve bu başlangıç modelinin hızı olarak atanmıştır (tekdüze hız dağılımı) (Jackson ve Tweeton, 1994). Düşey hız dağılımı, veri seti içinde derinlikleri aynı veya çok yakın olan verici-alıcı çiftleri arasındaki uzaklık ve buna karşılık gelen seyahat zamanları kullanılarak elde edilen hız bilgisi yardımıyla oluşturulmuştur. İki farklı yöntemden elde edilen radar hız dağılımlarının karşılaştırılabilmesi için sabit bir yineleme sayısı kullanılmıştır. Tablo 5.1. temel bazı ters çözüm parametrelerini göstermektedir.

Tablo 5.1 Test modellerinin ters çözümünde kullanılan temel parametreler

Parametreler		Veri seti		
		Model 1	Model 2	Model 3
Model boyutları		5m x 10m	3,5m x 10m	4m x 10m
Hücre boyutu (m)	Yatay	0,25	0,25	0,25
	Düşey			
Seyahat zamanı sayısı		1600	1600	1600
Hücre sayısı		800	560	640
Başlangıç hızları (m/ns)		0,104	0,091	0,1
Yineleme sayısı		10	10	15
En küçük hız (m/ns)		0,1	0,07	0,085
En büyük hız (m/ns)		0,12	0,14	0,12

5.5 Ters Çözüm Sonuçlarının Değerlendirilmesi

Elde edilen çözümlerin nicel olarak karşılaştırabilmek için seyahat zamanı rezidüellerine (traveltime residuals) ek olarak Öklid uzaklıkları (Euclidean distances) ve model hücre hızlarındaki hata görüntüleri (cell velocity error) kullanılmıştır. Seyahat zamanı rezidüelleri, her bir yineleme adımı sonunda izleyen eşitlikten hesaplanmıştır.

$$rms_k = \left[\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (t_i^g - t_i^h)^2 \right]^{1/2} \quad (97)$$

Burada, M toplam varış zamanı sayısı; t^g ve t^h ise sırasıyla gözlenen ve hesaplanan varış zamanları; k yinelemenin, i ise varış zamanlarının sayacıdır. Hücre hızı hataları, her bir test modelindeki her bir hücrenin gerçek hız değeri ile tomografik ters çözümde elde edilen her bir hücrenin hız değerleri arasındaki farkın gerçek hız değerine oranının % olarak hesaplanması ile elde edilmiştir. Öklid uzaklığı (δ) esas olarak iki nokta arasındaki doğrusal uzaklıktır. Yapay test modelleri için doğru hız değerleri bilindiği için, Öklid uzaklığı (98) eşitliğinden hesaplanabilir (Gordon, 1974).

$$\delta = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i^m - v_i^c)^2 \right]^{1/2} \quad (98)$$

Burada, N modeldeki hücre sayısını; v^m yapay modeldeki hücrenin hızını; v^c ters çözüm sonucunda elde edilen modeldeki hücre hızını ve i ise i 'nci hücreyi göstermektedir. Doğru modele en yakın sonuç daha küçük Öklid uzaklığı değeri ile tanımlanacağı için bu hesaplama, ters çözüm ile elde edilen tomogramların çözüm kalitelerini değerlendirmek için kullanılmıştır. Ayrıca, tomogramların her bir hücre için bağıl hız hatalarının görüntüleri, ters çözüm sonucu elde edilen model ve doğru model hücrelerindeki hız değerleri kullanılarak hesaplanmıştır.

BÖLÜM ALTI

UYGULAMALAR

6.1 Model 1

6.1.1 Hız Hücre Boyutlarının Çözümüne Etkisi

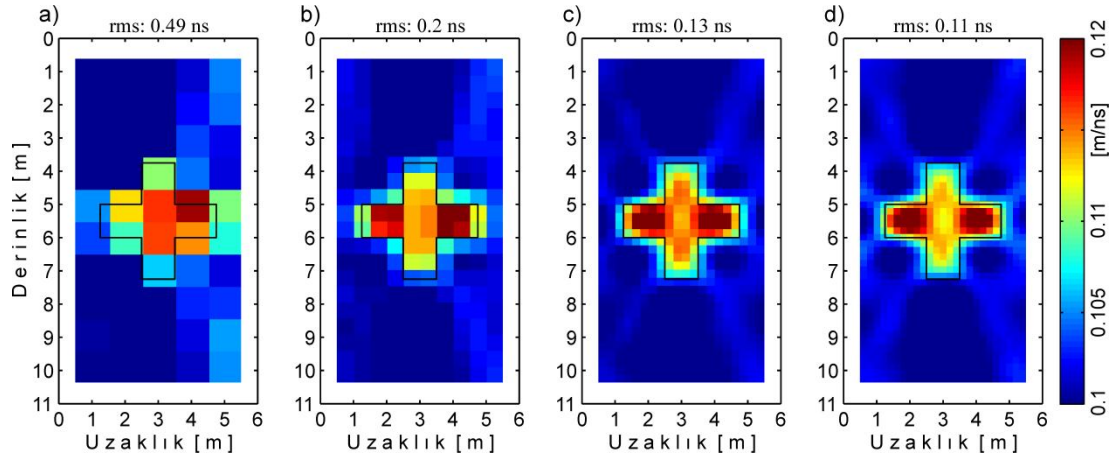
Tomografi problemlerinde genel olarak hesaplama alanının gridlenerek bloklara bölünmesi, dolayısıyla uygun hücre boyutlarının seçimi kolay olmamaktadır. Bilindiği gibi, büyük hücre boyutlarının kullanılması, hesaplama zamanını azaltmakta aynı zamanda da çözüm tomogramlarındaki ayrırlılığın da düşmesine neden olmaktadır. Tersine, çok küçük hücre boyutları hesaplama zamanını arttırıcı etki yapmakla birlikte yüksek ayrırlılıkta çözümler üretmektedir. Bu nedenle, bu tez çalışmasında kullanılan her bir test modeli için, farklı hücre boyutları kullanılarak çözümler elde edilmiş ve en uygun hız hücre boyutları belirlenmiştir. Model 1 için, dört farklı büyüklükte hız hücresi kullanılarak elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır (Tablo 6.1). Şekil 6.1, 10. yineleme adımının sonunda elde edilen çözümleri göstermektedir. Her bir çözümde başlangıç modeli tekdüze hız dağılımından elde edilmiştir (0,104 m/ns).

Tablo 6.1 Model 1 için kullanılan çeşitli büyüklükteki hız hücreleri ve bunlara bağlı olarak elde edilen diğer parametreler

Parametreler		Boyut 1	Boyut 2	Boyut 3	Boyut 4
Hücre boyutu (m)	Yatay Düşey	1	0,5	0,25	0,2
Grid aralığı (m)		0,01	0,005	0,0025	0,002
Hücre başına düşen düğüm sayısı		100	100	100	100
Toplam hücre sayısı		50	200	800	1250
Hesaplama zamanı (dk.)		0,47	4,85	69,8	151,1
RMS (ns)		0,49	0,2	0,13	0,11

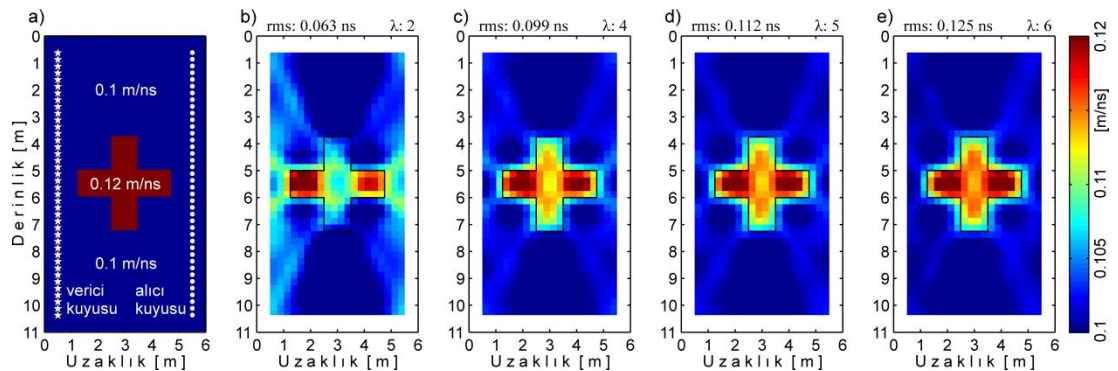
Şekil 6.1 ve Tablo 6.1 çok açık olarak hız hücre boyutunun çözümler üzerindeki etkisini göstermektedir. Buna göre, Şekil 6.1c ve 6.1d modeli en iyi temsil eden radar

hız dağılımlarıdır. Bunlar, 0,25 x 0,25 ve 0,2 x 0,2 m boyutlu ve toplamda 800 ve 1250 hız hücresi kullanılarak elde edilmiştir. Her iki tomogram için RMS değerleri birbirine yakın (sırasıyla 0,13 ve 0,11 ns) ancak hesaplama zamanı, Şekil 6.1c'de gösterilen ve daha az hücre kullanılarak elde edilen tomogram için yaklaşık olarak yarısı kadardır. Bu nedenle, bundan sonraki değerlendirmelerde boyutları 5 x 10 m olan bu model için hesaplama alanı 800 sabit hızlı hücreden (20 x 40) oluşacaktır.



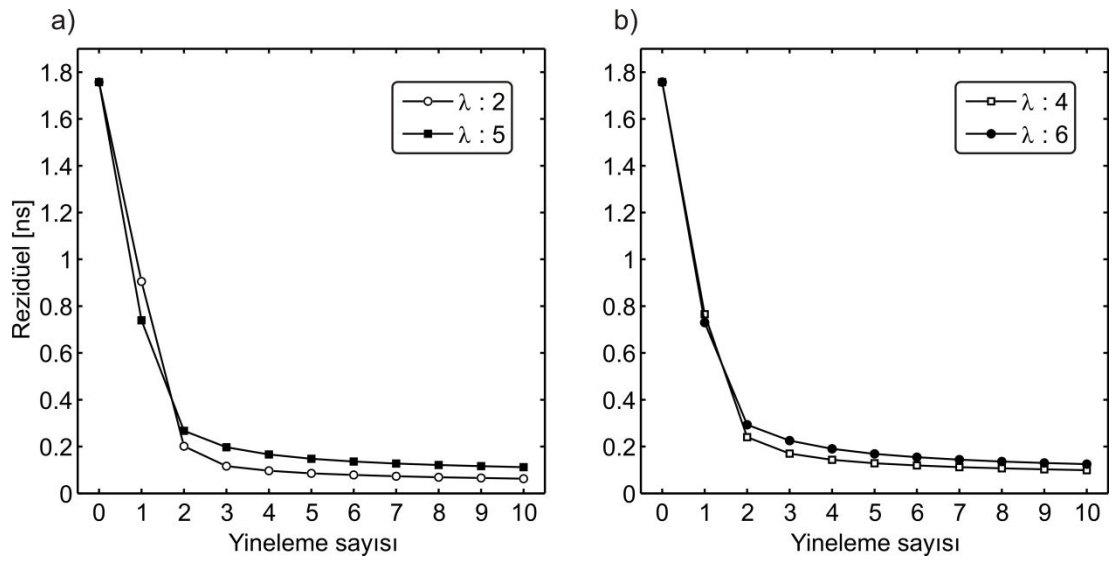
Şekil 6.1 Çeşitli büyüklükteki hız hücrelerinin çözüme etkisi. Hücre boyutu a) 1 x 1 m b) 0,5 x 0,5 m c) 0,25 x 0,25 d) 0,2 x 0,2 m

Şekil 6.2b-e, sırasıyla model ve bu modelin Yöntem 1 tarafından tekdüze hız dağılımından (0.1 m/ns) elde edilen başlangıç modeli kullanılarak ve λ : 2, 4, 5 ve 6 değerleri için CGLS ile elde edilen sonuçlarını göstermektedir. Düzgünleyici parametresi, λ , ters çözüm esnasında yuvarlatma miktarını kontrol eden parametredir. Bu nedenle, her bir model, birkaç λ değeri için çözülerek sonuçlar karşılaştırılmıştır. Yüksek hızlı bloklar her bir tomogram üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 6.2 a) Model 1 b-e) λ değerleri 2, 4, 5 ve 6 için CGLS ile elde edilen çözümler

Yukarıdaki şekilden de görüldüğü gibi, en küçük λ değeri, en düşük RMS değeri üretmesine rağmen, çözüm, düşey blokun yüksek hız değerine ulaşamamıştır (Şekil 6.2b). Yüksek hızlı yapı, λ 'nın 4, 5 ve 6 değerleri kullanılarak elde edilen tomogramlarda oldukça başarılı bir şekilde görüntülenmiştir ve birbirine yakın sonuçlar elde edilmiştir. Ayrıca, λ 'nın etkisi, her bir tomogram üzerinde izlenmektedir. Bu değerdeki artış ile RMS değeri ve modeldeki yuvarlatma göreceli olarak artmaktadır.



Şekil 6.3 λ değerleri a) 2 ve 5 b) 4 ve 6 için seyahat zamanı rezidüelleri

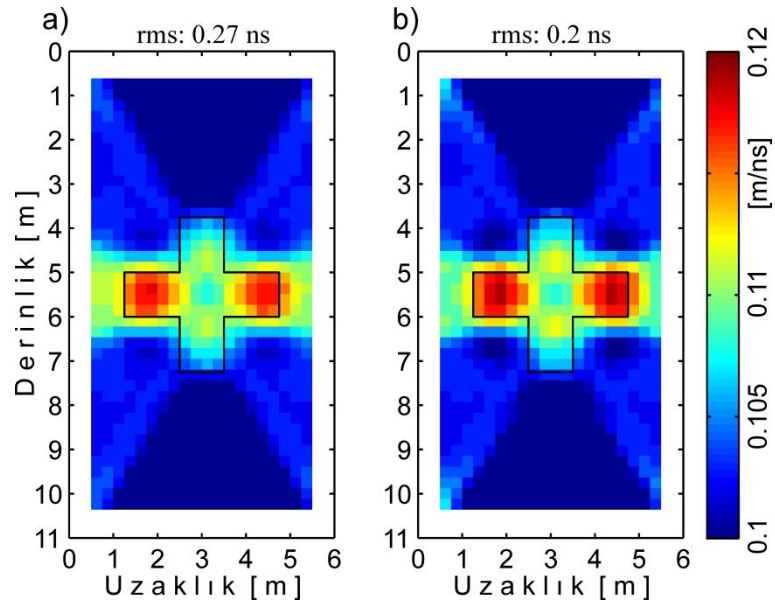
Şekil 6.3a-b, Model 1'in λ değerleri 2, 4, 5 ve 6 için, yineleme sayısına karşılık seyahat zamanları rezidüellerinin bir grafiğini göstermektedir. Başlangıç rezidüelinin değeri 1,76 ns olarak hesaplanmıştır. Buradan da açıkça görüldüğü gibi, yöntem, ilk birkaç yineleme adımıyla çözüme yakınsamaktadır.

6.1.2 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması

6.1.2.1 Başlangıç Modelinin Çözümüne Etkisi

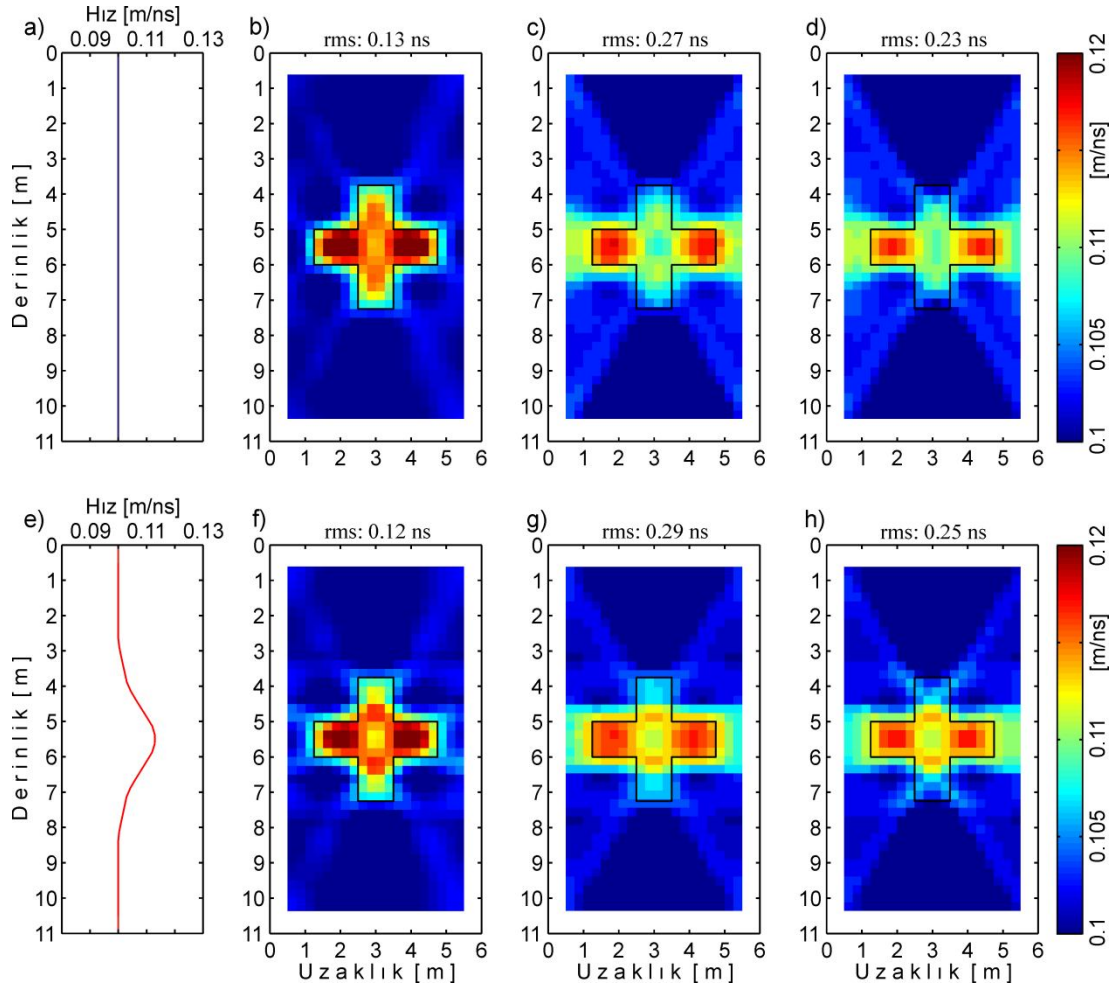
Model 1'in, Yöntem 2'nin doğrusal ışın yaklaşımı kullanılarak sırasıyla 10. ve 20. yineleme adımının sonunda elde edilen çözümleri Şekil 6.4a-b'de gösterilmektedir. Bu tomogramlar, tekdüze hız dağılımından üretilen başlangıç hızı modeli

kullanılarak görüntülenmiştir. Şekil 6.4b ile verilen çözüm, iki kat fazla yineleme neticesinde daha düşük RMS değeri üretmesine rağmen, iki tomogram arasında hız dağılımı açısından belirgin bir farklılık gözlemlenmemektedir. Bu nedenle, iki yöntem için uygun bir karşılaştırma yapılabilmesi için maksimum yineleme sayısı 10 olarak alınmıştır.



Şekil 6.4 Model 1'in, Yöntem 2'nin doğrusal ışın yaklaşımı kullanılarak sırasıyla a) 10. ve b) 20. yineleme adımı sonunda elde edilen görüntüleri

Başlangıç modelinin Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin her iki yaklaşımı üzerindeki etkisini araştırmak için tekdüze hız dağılımı (0,104 m/ns) ve düşey hız dağılımından elde edilen iki başlangıç hızı modeli kullanılmıştır. Şekil 6.5a ve e, sırasıyla tekdüze ve düşey hız dağılımlarından elde edilen başlangıç hızı modellerini göstermektedir. Başlangıç modellerinin sağında yer alan ilk tomogramlar (sırasıyla, Şekil 6.5b ve f) Yöntem 1 tarafından, diğer tomogramlar ise Yöntem 2'nin sırasıyla doğrusal ve eğrisel ışın yaklaşımlarından 10. yineleme adımının sonunda elde edilmiştir. Her iki başlangıç hız modeline ait çözümler dikkate alındığında, Yöntem 1, bu test modelinin yüksek hızlı bloklarını Yöntem 2'ye göre çok daha başarılı olarak görüntülemiştir. Ayrıca, en düşük RMS değerlerini (sırasıyla 0,13 ve 0,12 ns) üretmiştir (bk. Şekil 6.5a ve f).



Şekil 6.5 10. yineleme adımı sonunda ters çözüm algoritmalarının çözümlerinin iki başlangıç hız modeli için karşılaştırılması a) Tekdüze hız dağılımı e) Düşey hız dağılımı b, f) Yöntem 1-CGLS (λ : 6) c, g) Yöntem 2-doğrusal ışın ve d, h) Yöntem 2-eğrisel ışın yaklaşımlarından elde edilen hız tomogramları

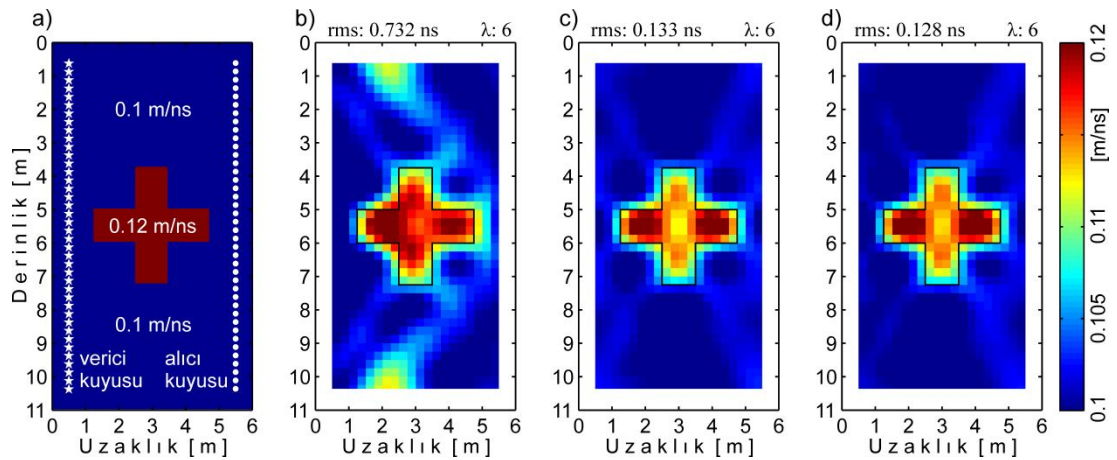
Yöntem 2, Şekil 6.5g ve h’de gösterilen ve düşey hız dağılımının ürettiği başlangıç hız modeli kullanılarak elde edilen çözümlerinde, tekdüze başlangıç hızı modelinin çözümlerine göre göreceli olarak daha yüksek RMS değerleri üretmiştir. Bununla birlikte, yüksek hızlı yapının düşey bloku bu tomogramlarda daha başarılı olarak görüntülenmiştir. Genel olarak, bu model için, Tablo 6.2’de verilen ters çözüm sonuçlarının temel parametrelerine baktığımız zaman, her iki yöntemin de başlangıç hızı modelinden çok fazla etkilendiği söylenemez.

Tablo 6.2 Model 1 için elde edilen temel ters çözüm parametreleri

Başlangıç hız modeli	Ters çözüm yöntemi	Yineleme adımı	RMS (ns)	Çözümün radar hızları (m/ns)	
				min	max
Tekdüze hız dağılımı	CGLS (λ : 6)		0,13	0,097	0,125
	SIRT doğrusal	10	0,27	0,092	0,118
	SIRT eğrisel		0,23	0,093	0,117
Düşey hız dağılımı	CGLS (λ : 6)		0,12	0,095	0,124
	SIRT doğrusal	10	0,29	0,095	0,117
	SIRT eğrisel		0,25	0,094	0,117

6.1.2.2 Broyden Güncellemesi

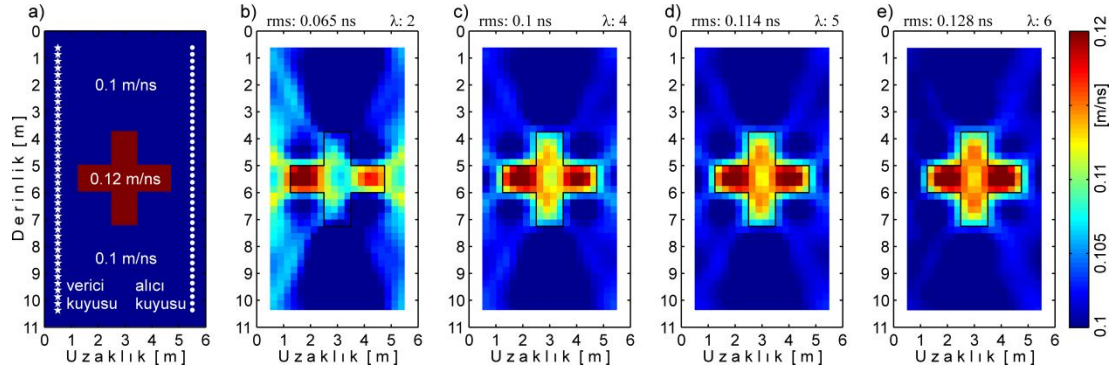
Jacobian dizeyinin her bir yineleme adımında yeniden hesaplanması, bir önceki bölümde belirtildiği gibi hesaplama zamanını arttırmaktadır. Bunu azaltmak için, Jacobian dizeyi, sırasıyla, 1'nci, 2'nci ve 3'ncü yineleme adımının sonunda Broyden yöntemi ile güncellenerek sonuçlar karşılaştırılmıştır (Şekil 6.6b-d).



Şekil 6.6 a) Model 1 b-d) λ : 6 değeri için sırasıyla, 1'nci, 2'nci, ve 3'ncü yineleme adımının sonunda Broyden yöntemi kullanılarak elde edilen çözümler

Çözümler, λ : 6 değeri için ve sırasıyla 6.2, 13.5 ve 19.5 dk. hesaplama zamanı sonunda elde edilmiştir. 2'nci ve 3'ncü yineleme adımının sonunda, Broyden yöntemi uygulanarak elde edilen tomogramlarda RMS değerleri birbirine yakındır ve sırasıyla 0,133 ve 0,128 ns'dir (Şekil 6.6c-d). İlk yineleme adımının sonunda bu yöntemin uygulanması ile elde edilen çözüm, yüksek hızlı blokları saptayabilmesine

rağmen, hem RMS değeri daha yüksek (0,732 ns) hem de ortam (0,1 ns) daha düşük hız değerleri ile kirletilmiştir. Bu sonuçlar ışığında, bundan sonraki test modellerinde Broyden yöntemi, 3'ncü yineleme adımının sonunda uygulanacaktır.

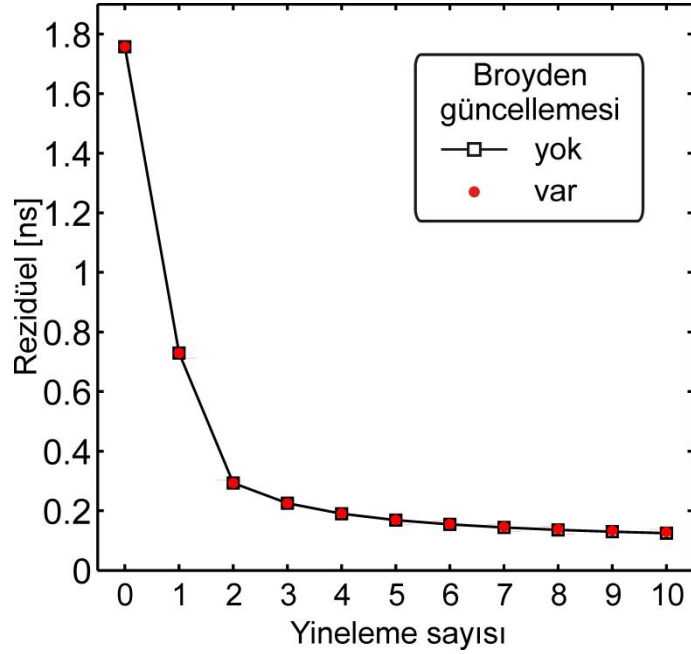


Şekil 6.7 a) Model 1 b-e) λ değerleri 2, 4, 5 ve 6 için Broyden yöntemi ile elde edilen çözümler

Şekil 6.7, Model 1'in, sırasıyla λ 'nın 2, 4, 5 ve 6 değerleri için, Broyden yöntemi ile elde edilen çözümlerini göstermektedir. Bu çözümler, 19,5 dk. sonunda, Şekil 6.2'de gösterilen Broyden Yönteminin kullanılmadığı çözümler ise 65 dk. sonunda elde edilmiştir. Dolayısıyla, hesaplama zamanı üç kattan daha fazla azalırken, çözümler ve RMS değerleri birbirine oldukça yakındır (Tablo 6.3). Şekil 6.8 ise λ : 6 değeri için Broyden yöntemi kullanılmadan ve Broyden yöntemi ile hesaplanan seyahat zamanları rezidüellerinin bir grafiğini göstermektedir.

Tablo 6.3 Broyden Yönteminin çözüme etkisi

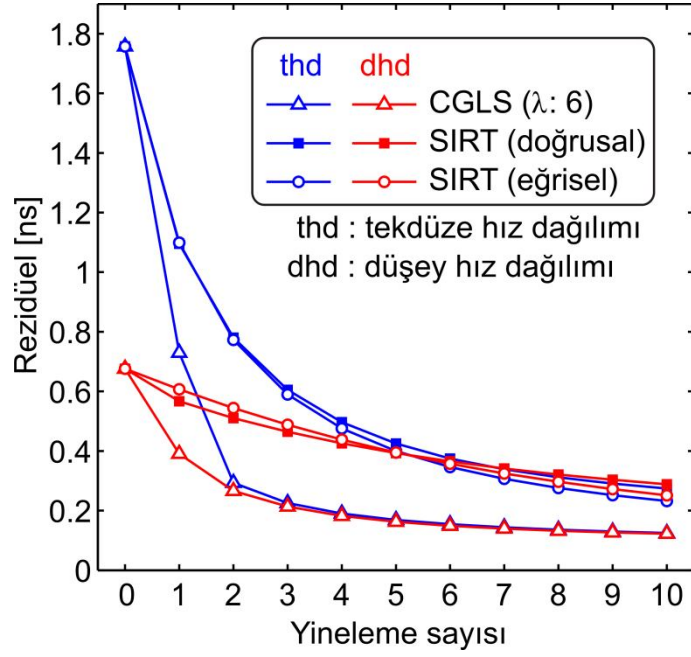
Broyden güncellemesi	Yineleme	RMS (ns)	Hesaplama zamanı (dk.)	Çözümün radar hızları (m/ns)	
				min	max
yok	10	0,125	64,5	0,097	0,125
var	10	0,128	19,5	0,097	0,126



Şekil 6.8 $\lambda: 6$ için, Broyden güncellemesi kullanılmadan ve Broyden güncellemesi kullanılarak hesaplanan seyahat zamanları rezidüelleri

6.1.2.3 Seyahat Zamanı Rezidüelleri

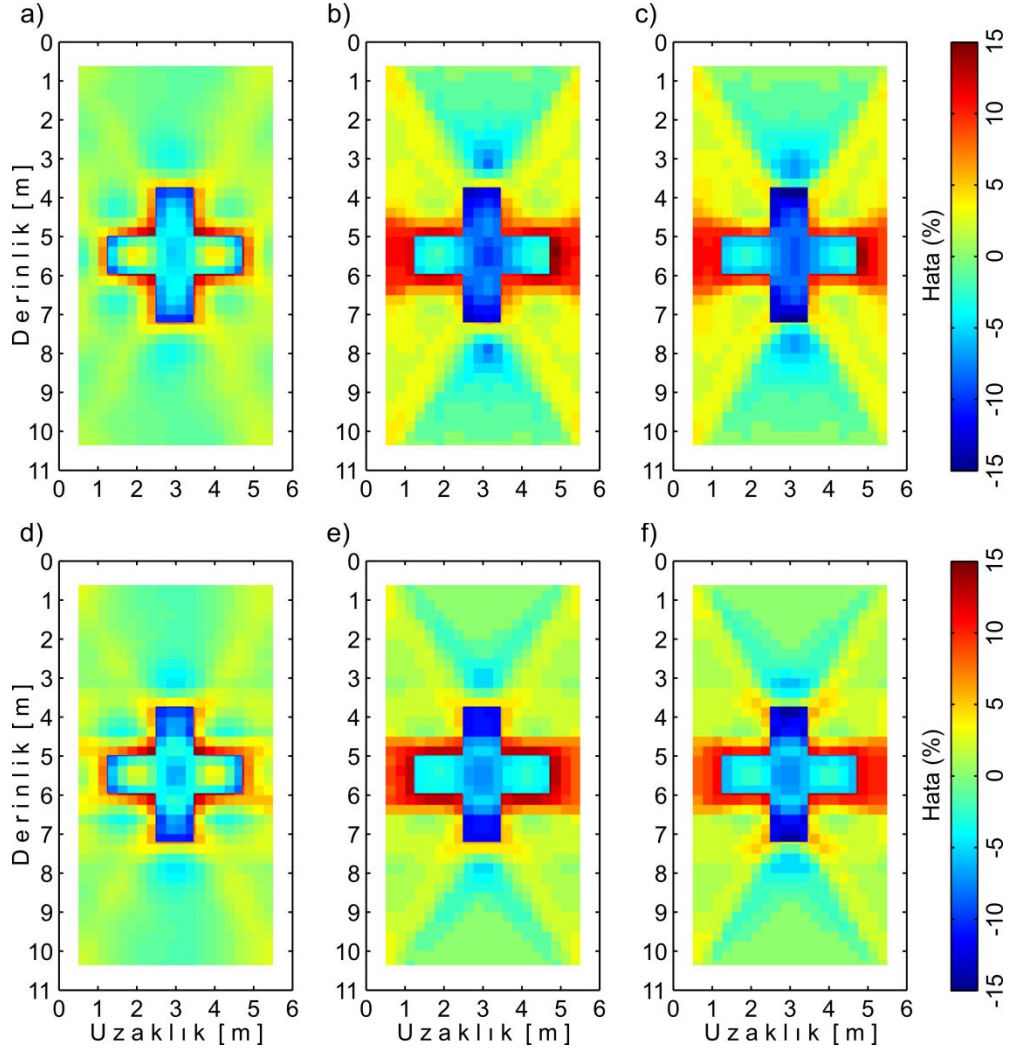
Şekil 6.8’de gösterilen her iki yöntemden elde edilen tomogramlar için, çözümlerin yakınsama oranlarının bir karşılaştırılması Şekil 6.9’da verilmektedir. Başlangıçta, düşey hız dağılımından elde edilen seyahat zamanı rezidüeli değeri (0,68 ns) tekdüze hız dağılımından elde edilen değerden (1,76 ns) yaklaşık olarak 2,5 kat daha azdır. Buna rağmen, 10. yineleme adımının sonunda her iki yöntemden elde edilen değerler birbirine oldukça yakındır. Bu da, daha önce de belirtildiği gibi, başlangıç modelinin, bu modelde, her iki yöntemin çözümlerini önemli ölçüde etkilemediğini açıkça göstermektedir. CGLS çözümü, her iki SIRT algoritmasının çözümlerine göre, her iki başlangıç modeli için de daha çabuk bir yakınsama oranı göstermektedir. Burada, yakınsama ilk birkaç yinelemede gerçekleşmektedir. Diğer taraftan, SIRT çözümleri yavaş yakınsama oranları ve nispeten yüksek varış zamanı rezidüelleri ile birbirine benzer özellikler sergilemektedir.



Şekil 6.9 Tekdüze hız dağılımı ve düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modelleri için ters çözüm algoritmalarının yakınsama oranlarının karşılaştırılması

6.1.2.4 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri

Şekil 6.10'de, her iki yöntemden iki farklı başlangıç modeli için elde edilen çözümlerin hız hatası görüntüleri karşılaştırılmaktadır. Bu görüntüler, gerçek model ile ters çözümden elde edilen tomogram arasındaki yüzde bağlı hız hatasının hesaplanması ile oluşturulmuştur. Buna göre, yüksek genlikli hatalar, yüksek hızlı bloklardan kaynaklanmaktadır. Pozitif değerler, bu bloklar civarında, negatif değerler ise bu blokların içerisinde gözlemlenmektedir. Tüm tomogramlar için bir kıyaslama yapacak olursak, Yöntem 1, Yöntem 2'ye göre göreceli olarak daha düşük hız hataları sergilemektedir ve her iki başlangıç hız modeli için elde edilen görüntüler her iki yöntem için oldukça benzerdir.

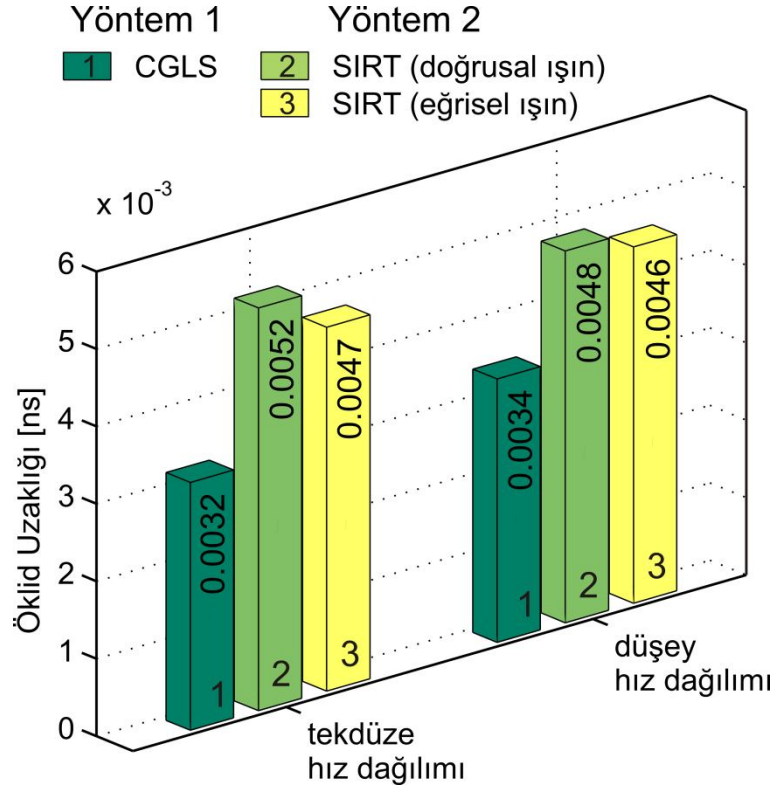


Şekil 6.10 Şekil 6.5’de verilen çözümlerin hız hatası görüntüleri

6.1.2.5 Öklid Uzaklıkları

Yöntem 1 ve Yöntem 2’nin doğrusal ve eğrisel ışın yaklaşımları ile iki değişik başlangıç modeli kullanılarak elde edilen çözümler için hesaplanan Öklid uzaklıkları Şekil 6.11’de verilmektedir. Her iki yöntemde bu başlangıç modellerinden birbirine yakın değerler üretmiştir. Yöntem 1 ile tekdüze hız dağılımından elde edilen değer (0,0032 ns), düşey hız dağılımından elde edilen değere göre (0,0034 ns) nispeten daha düşüktür. Tersine, Yöntem 2’nin her iki yaklaşımı düşey hız dağılımının kullanıldığı çözümlerde göreceli olarak daha düşük değerler üretmiştir. Bununla birlikte, söz konusu tüm bu çözümler arasında en düşük Öklid uzaklığı, Yöntem 1’in CGLS çözümü tarafından elde edilmiştir (bk. Şekil 6.11). İkinci yöntemin SIRT

çözümleri ise Yöntem 1'e göre genel olarak nispeten daha yüksek değerler üretirken, eğrisel ışın, doğrusal ışın ters çözümüne göre göreceli olarak daha düşük değerler sunmuştur.



Şekil 6.11 Şekil 6.9'da verilen çözümlerin Öklid uzaklıklarının karşılaştırılması

6.2 Model 2

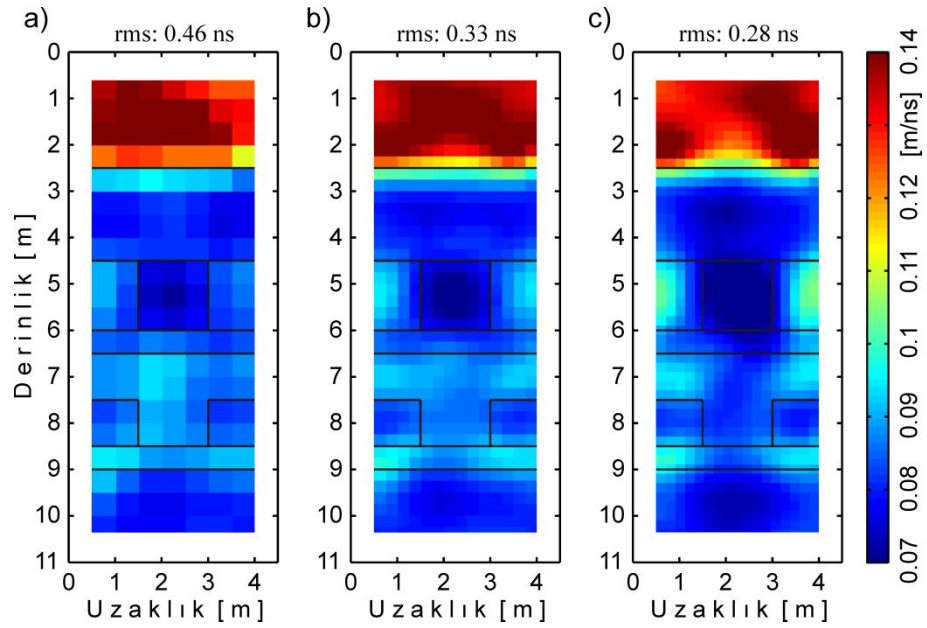
6.2.1 Hız Hücre Boyutlarının Çözümüne Etkisi

Model 2'de hesaplama alanı, sırasıyla 140, 560 ve 875 hücreden oluşturularak (Tablo 6.4), hücre boyutunun çözüm tomogramları üzerindeki etkisi incelenmiştir (Şekil 6.12a-c). Toplam hücre sayısının sırasıyla 4 ve 6,25 kat artırılması hesaplama zamanının yaklaşık olarak 12,5 ve 27 kat artmasına neden olmuştur. Bununla birlikte, RMS değerindeki azalma aynı oranda gerçekleşmemiştir (sırasıyla yaklaşık 1,4 ve 1,6 kat). Hücre sayısının en fazla olduğu tomogramda (Şekil 6.12c) özellikle yüksek hızlı vadoz zon (0,14 m/ns) ve suya doymun zonun 6,5-8,5 m'ler arasındaki

tabaka (0,09 m/ns) içerisindeki hız dağılımı da bozulmaktadır. Bu durumda, bu model için, yatay ve düşey yönde 0,25 m boyutunda 560 hız hücresinden (14 x 40) oluşan hesaplama alanının kullanılması en uygun durumdur (Şekil 6.12b).

Tablo 6.4 Model 2 için kullanılan çeşitli büyüklükteki hız hücreleri ve bunlara bağlı olarak elde edilen diğer parametreler

Parametreler		Boyut 1	Boyut 2	Boyut 3
Hücre boyutu (m)	Yatay	0,5	0,25	0,2
	Düşey			
Hücre başına düşen düğüm sayısı		100	100	100
Toplam hücre sayısı		140	560	875
Hesaplama zamanı (dk.)		2,85	35,17	77,15
RMS (ns)		0,46	0,33	0,28

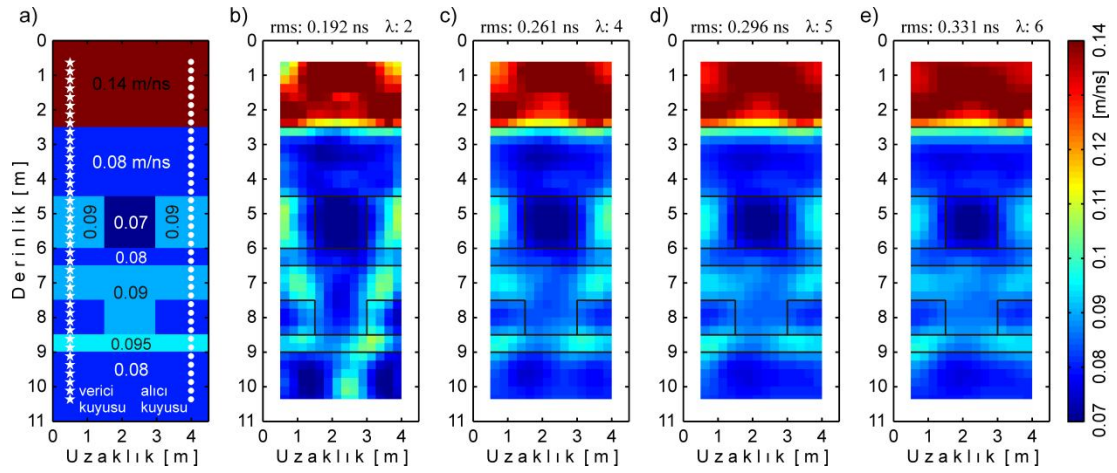


Şekil 6.12 Çeşitli hız hücrelerinin çözüme etkisi. Hücre boyutu a) 0,5 x 0,5 m b) 0,25 x 0,25 m c) 0,2 x 0,2 m

6.2.2 Başlangıç Modelinin Çözüm Etkisi

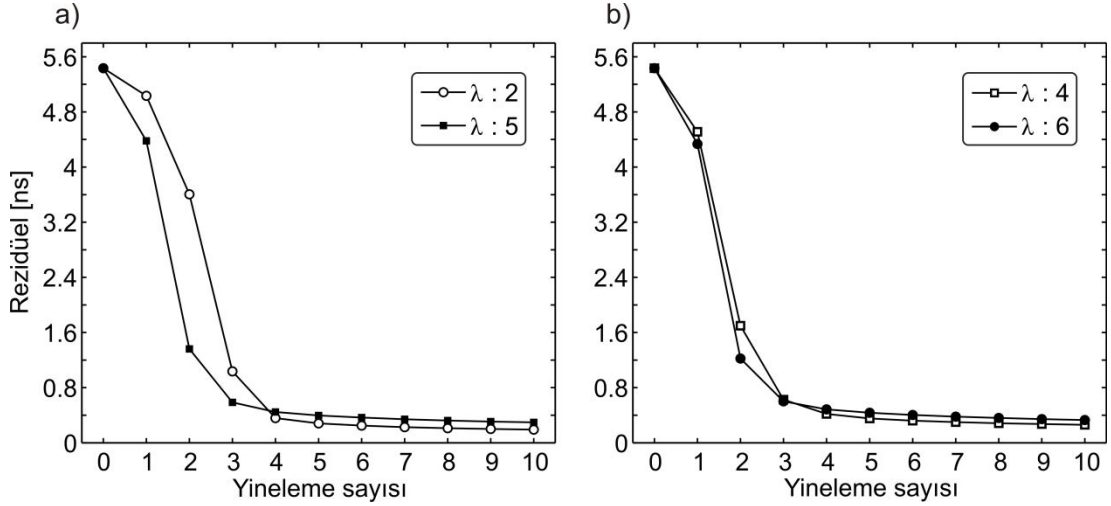
Bu model için ayrıca tekdüze hız dağılımı, düşey hız dağılımı, iki ve üç tabakalı modelleri içeren dört farklı başlangıç hızı modelinin her iki yöntem üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Şekil 6.13b-e, sırasıyla, λ değerleri 2, 4, 5 ve 6 için CGLS

kullanılarak, Yöntem 1 ile tekdüze hız dağılımından (0.091 m/ns) elde edilen tomogramları göstermektedir. Tomogramlar, modelin en küçük ve en büyük radar hızları arasında çizdirilmiştir. Tüm çözümlerde, vadoz ve suya doymun zon, tomogramlarda açıkça belirlenebilmiştir. Vadoz zon için elde edilen en büyük hızlar, her bir tomogram için sırasıyla, 0,166, 0,159, 0,151, 0,147 m/ns'dir. İki zon arasındaki sınırdaki hız geçişi, yumuşak ve oldukça başarılı bir şekilde ortaya konmuştur. Suya doymun zonda, hız değişiklikleri, λ : 4, 5 ve 6 değerleri için elde edilen tomogramlarda çok iyi görüntülenmiştir. Genel olarak, bu çözümler, birbirine benzer özellikler sergilemektedir.



Şekil 6.13 a) Model 2 b-e) λ değerleri 2, 4, 5 ve 6 için CGLS ile tekdüze hız dağılımından elde edilen çözümler

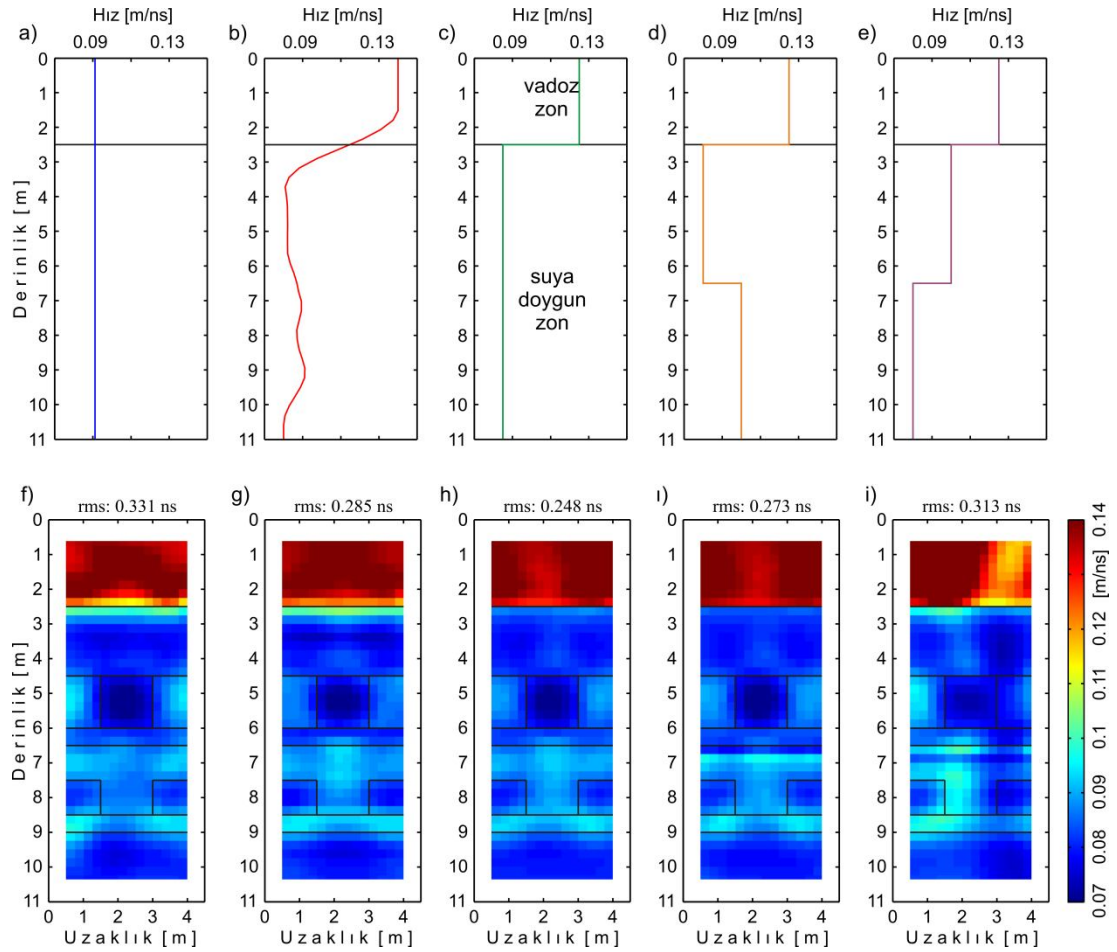
Şekil 6.14a-b, bu çözümlerin, 10 yineleme adımının sonunda elde edilen seyahat zamanı rezidüellerinin grafiklerini göstermektedir. Başlangıç rezidüeli 5,43 ns'dir. Buradan da açıkça görüldüğü gibi, ilk dört yineleme adımının sonunda, her bir λ değeri için elde edilen çözüm durağanlaşmaya başlamıştır.



Şekil 6.14 λ değerleri a) 2 ve 5 b) 4 ve 6 için seyahat zamanı rezidüelleri

Başlangıç modeli olarak tekdüze hız dağılımının (0,091 m/ns) kullanıldığı ve çeşitli λ değerleri için elde edilen çözümler Şekil 6.13'te verilmişti. Bu model için ayrıca, tekdüze hız dağılımından farklı olarak; düşey hız dağılımı, iki ve üç tabakalı modellerden oluşan çeşitli başlangıç modellerinin (Şekil 6.15a-e) çözüm tomogramları üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bu başlangıç modelleri için Yöntem 1 (λ : 6) ile 10. yineleme adımının sonunda elde edilen tomogramlar Şekil 6.15f-i'de gösterilmiştir. Beklendiği gibi, en düşük RMS değeri (0,248 ns) iki tabakalı modelin başlangıç modeli olarak kullanıldığı çözümde elde edilmiştir (Şekil 6.15h). Burada vadoz zon ve suya doymuş zonlar için başlangıç radar hızları sırasıyla 0,12 ve 0,085 m/ns alınmıştır (Şekil 6.15c). Şekil 6.15d-e'de gösterilen üç tabakalı modellerde radar hızları, vadoz zon içerisinde, iki tabakalı modelde olduğu gibi, 0,12 m/ns'dir. Suya doymuş zon içerisinde ise sırasıyla artan (0,08 ve 0,11 ns) ve azalan (0,11 ve 0,08 ns) radar hız dağılımları başlangıç modeli olarak kullanılmıştır. Bu çözümlerden ilki daha düşük RMS değeri (0,273 ns) ile daha başarılı bir çözüm tomogramı sunarken ikincisi makul bir RMS değeri üretmesine rağmen (0,313 ns) gerek yüksek hızlı gerekse düşük hızlı zon içerisindeki hız dağılımları tüm çözümler arasında en başarısız olanıdır. Düşey hız dağılımının (Şekil 6.15b) başlangıç modeli olarak kullanılmasından elde edilen çözüm Şekil 6.15g'de verilmiştir. Bu çözümde elde edilen seyahat zamanı rezidüeli değeri (0,285 ns) tekdüze hız dağılımı (Şekil 6.15f) ve iki tabakalı modele ait çözümlerden (Şekil 6.15h) elde edilen RMS değerlerinin (sırasıyla 0,331 ve 0,248 ns) arasındadır. Bu tomogramlarda çözümler, vadoz zon

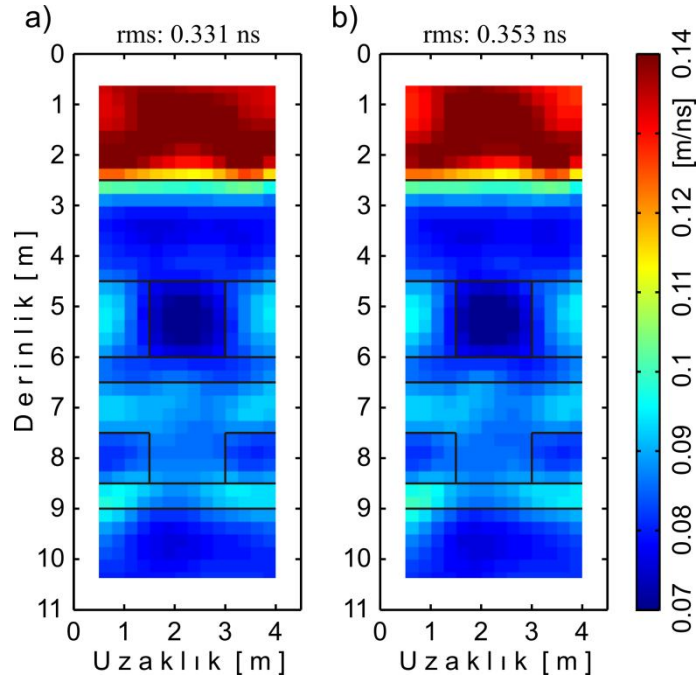
içerisinde ve iki zon arasındaki geçiş bölgesinde farklılıklar gösterirken özellikle düşük hızlı suya doymun zon içerisinde benzer karakterdedir. Ancak, özellikle arazi uygulamalarında, çalışma alanının yeraltı hız dağılımı tam olarak bilinemeyeceğinden uygun bir başlangıç modelinin oluşturulamayacağı unutulmamalıdır. Bu gibi durumlarda, başlangıç modeli olarak düşey hız dağılımı ve/veya tekdüze hız dağılımının öncelikli olarak tercih edilmesi daha uygun olacaktır.



Şekil 6.15 Çeşitli başlangıç modelleri a) Tekdüze hız dağılımı b) Düşey hız dağılımı c) İki tabakalı model. Üç tabakalı modeller d) Artan hız dağılımı e) Azalan hız dağılımı f-i) Bu başlangıç modelleri kullanılarak elde edilen çözüm tomogramları

6.2.3 Broyden Güncellemesi

Broyden yöntemi, bu model için ($\lambda: 6$), 3'ncü yineleme adımının sonunda uygulanmıştır. Şekil 6.15a-b, $\lambda: 6$ için, sırasıyla, Broyden güncellemesi kullanılmadan ve kullanılarak elde edilen çözümlerin bir karşılaştırmasını göstermektedir. Çözümlerin RMS değerleri birbirine oldukça yakındır (sırasıyla, 0,331 ve 0,353 ns). Broyden yöntemi ile elde edilen tomogram (Şekil 6.16b) 10,65 dk. hesaplama zamanında elde edilirken, Broyden güncellemesiz çözüm, 35,17 dk. hesaplama zamanında elde edilmiştir (Şekil 6.16a).

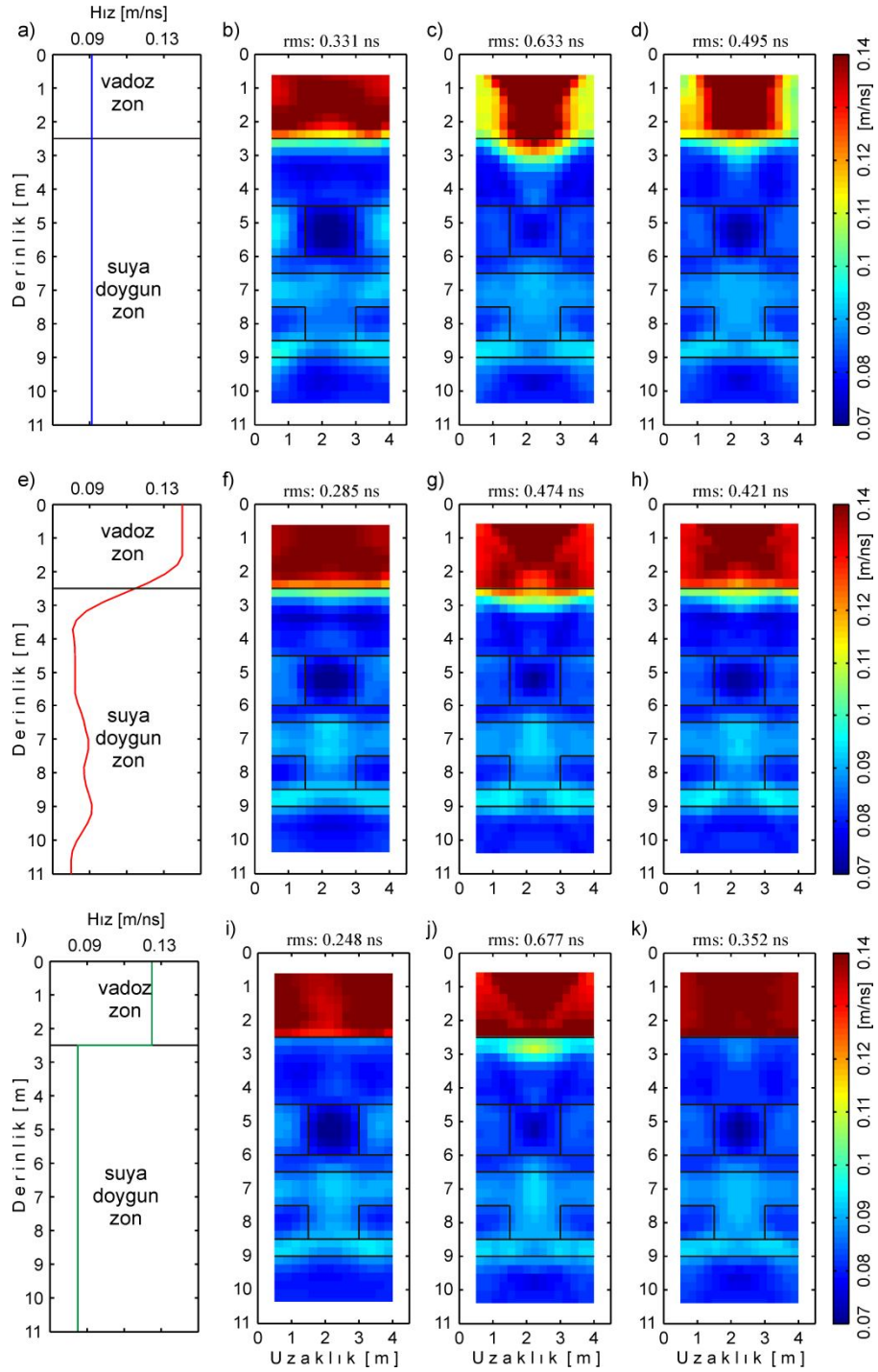


Şekil 6.16 $\lambda:6$ için a) Broyden güncellemesi kullanılmadan ve b) Broyden güncellemesi ile elde edilen tomogramlar

6.2.4 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması

6.2.4.1 Çözümler

Şekil 6.15 a-c'de verilen hız dağılımlarının hem Yöntem 1 hem de Yöntem 2'de başlangıç modeli olarak kullanılmasıyla elde edilen çözümler karşılaştırılmıştır.



Şekil 6.17 10. yineleme adımı sonunda ters çözüm algoritmalarının çözümlerinin farklı başlangıç hız modelleri için karşılaştırılması. a) Tekdüze hız dağılımı e) Düşey hız dağılımı ve ı) İki tabakalı model b, f, i) Yöntem 1-CGLS ($\lambda: 6$) c, g, j) Yöntem 2-doğrusal ışın ve d, h, k) Yöntem 2-eğrisel ışın yaklaşımlarından elde edilen hız tomogramları

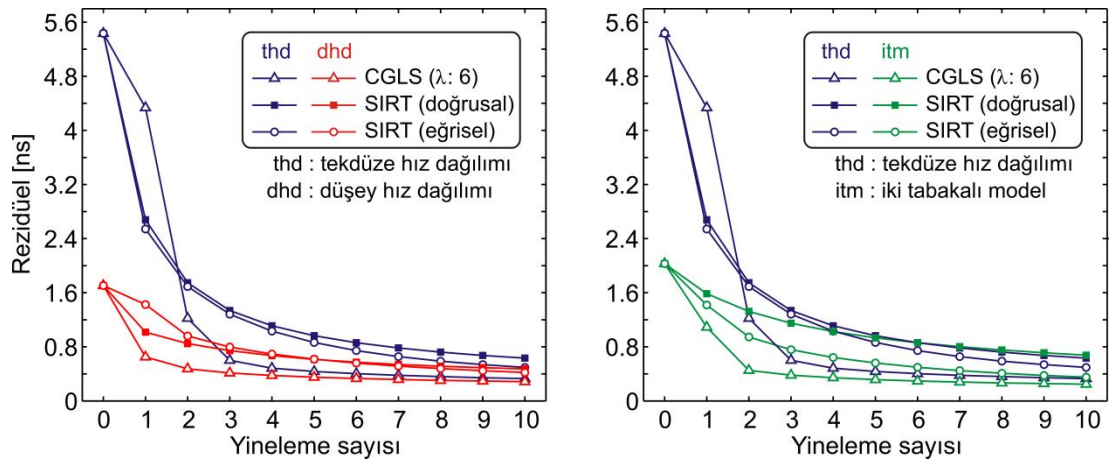
Başlangıç hız modellerinin yanında gösterilen ilk tomogramlar (Şekil 6.17b, f ve i) Yöntem 1 tarafından, λ : 6 ve düzey terslemesi için CGLS kullanılarak, diğer tomogramlar (Şekil 6.17c-d, g-h ve j-k) ise Yöntem 2'nin, sırasıyla doğrusal ve eğrisel ışın yaklaşımlarından elde edilmiştir. Her iki yöntem ile elde edilen RMS değerleri tomogramların üzerinde gösterilmiştir. Bu tomogramlarda, modelin suya doymun zonu her iki yöntem ile de başarılı bir şekilde ve birbirine oldukça benzer özelliklerde görüntülenmektedir. Diğer taraftan, Yöntem 2'nin çözümlerinde özellikle yüksek hızlı vadoz zon içerisinde ve bu zon ile düşük hızlı suya doymun zon arasındaki sınır boyunca gözlemlenen hız dağılımları arasında önemli farklılıklar bulunmaktadır. Özellikle tekdüze hız dağılımının başlangıç modeli olarak kullanılması ile elde edilen tomogramlarda, vadoz zonun göreceli olarak yüksek radar hızlarının suya doymun zonun düşük hızlı ilk tabakasına nüfuz ettiği görülmektedir. Aslında bu, çoğu zaman, doğrusal ışın ters çözümlerinde karşılaşılan karakteristik bir durumdur. Şekil 6.17a'da gösterilen tekdüze hız dağılımından Yöntem 2'nin doğrusal ışın yaklaşımı kullanılarak elde edilen çözüm için RMS değeri (0,633 ns), Yöntem 1'in ürettiği RMS değerinin (0,331 ns) hemen hemen iki katıdır (bk. Şekil 6.17b ve c). Eğrisel ışın yaklaşımından elde edilen tomogram (Şekil 6.17d) doğrusal ışıninkine göre daha başarılıdır ve RMS değeri ise 0,495 ns'dir. Bu değer, her iki çözümden elde edilen değerlerin arasındadır. Düşey hız modelinin (Şekil 6.17e) başlangıç modeli olarak kullanılmasından elde edilen her iki yönteme ait çözümler ve elde edilen RMS değerleri karşılaştırıldığı zaman bu başlangıç modelinin Yöntem 2'nin çözümlerini (özellikle doğrusal ışın çözümü) iyileştirdiği görülmektedir. Başlangıç modelinin her iki zonu temsil eden iki tabakalı model (Şekil 6.17f) seçildiği durumda ise Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin eğrisel ışın yaklaşımı en başarılı çözümleri ve en düşük RMS değerlerini üretmiştir (sırasıyla 0,248 ve 0,352 ns). Bu başlangıç modellerinden her iki yöntem için elde edilen tüm çözümler ve seyahat zamanı rezidüelleri karşılaştırıldığında Yöntem 1'in başlangıç modelinden en az etkilenen yöntem olduğu açıkça görülmektedir. Tablo 6.5'te bu karşılaştırmanın sonuçları verilmektedir.

Tablo 6.5 Model 2 için elde edilen temel ters çözüm parametreleri

Başlangıç hız modeli	Ters çözüm yöntemi		Yineleme adımı	RMS (ns)	Çözümün radar hızları (m/ns)	
					min	max
Tekdüze hız dağılımı	CGLS ($\lambda: 6$)		10	0,331	0,0680	0,147
	SIRT	doğrusal		0,633	0,075	0,228
		eğrisel		0,495	0,072	0,207
Düşey hız dağılımı	CGLS ($\lambda: 6$)		10	0,285	0,0683	0,144
	SIRT	doğrusal		0,474	0,0710	0,155
		eğrisel		0,421	0,072	0,151
İki tabakalı model	CGLS ($\lambda: 6$)		10	0,248	0,0689	0,148
	SIRT	doğrusal		0,677	0,0730	0,154
		eğrisel		0,352	0,071	0,144

6.2.4.2 Seyahat Zamanı Rezidüelleri

Şekil 6.17’de gösterilen çözümlerin yakınsama oranlarının bir karşılaştırması Şekil 6.18a-b’de verilmektedir.



Şekil 6.18 Ters çözüm algoritmalarının çeşitli başlangıç modelleri için yakınsama oranlarının karşılaştırılması

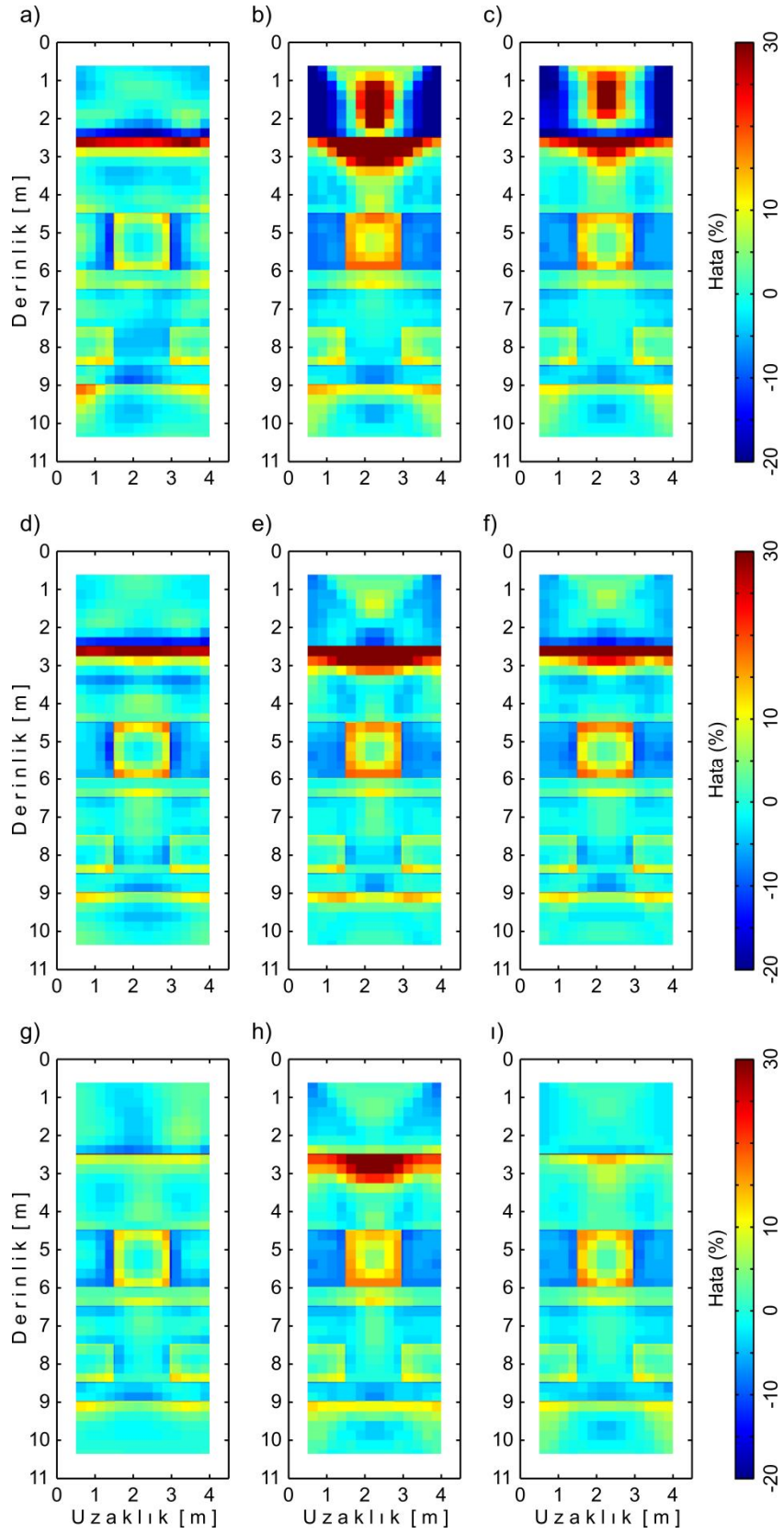
Buna göre, düşey hız dağılımı ile elde edilen ilk rezidüel değeri tekdüze hız dağılımına göre yaklaşık 3,2 iki tabakalı modele göre 1,2 kat daha düşüktür. Yöntem 1, 3’ncü ve 4’ncü yineleme adımlarından itibaren her üç başlangıç hız modeli çözümlerinde de birbirine yakın sonuçlar üretmiş ve çözüm durağanlaşmaya başlamıştır. Yöntem 2’nin her iki yaklaşımı da bu başlangıç modelleri için 10’ncü

yineleme adımının sonunda dahi tam olarak durağanlaşma göstermezken, eğrisel ışın yaklaşımının doğrusal ışına göre çözüme daha hızlı bir yakınsama oranı gösterdiği görülmektedir.

6.2.4.3 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri

Şekil 6.19a-ı’da verilen bağlı hücre hızı hata görüntüleri, Şekil 6.17a-c’de gösterilen üç farklı başlangıç hızı dağılımlarından her iki yöntem için elde edilen çözümlerden üretilmiştir. Buna göre, yapay modelin her iki zonunda da en düşük hücre hızı hataları (%) genellikle Yöntem 1’den elde edilmiştir. Bununla birlikte, Yöntem 2’nin eğrisel ışın yaklaşımının sadece iki tabakalı modelin başlangıç modeli olarak kullanıldığı çözümlerinde Yöntem 1’e yakın bir görüntü ürettiği görülmektedir (Şekil 6.19ı). Yöntem 1’in bağlı hücre hızı hata görüntüleri incelendiğinde yüksek genlikli negatif ve pozitif değerlerin, vadoz ve suya doymun zonlar arasındaki sınır boyunca, ince bir bant şeklinde oluştukları görülmektedir.

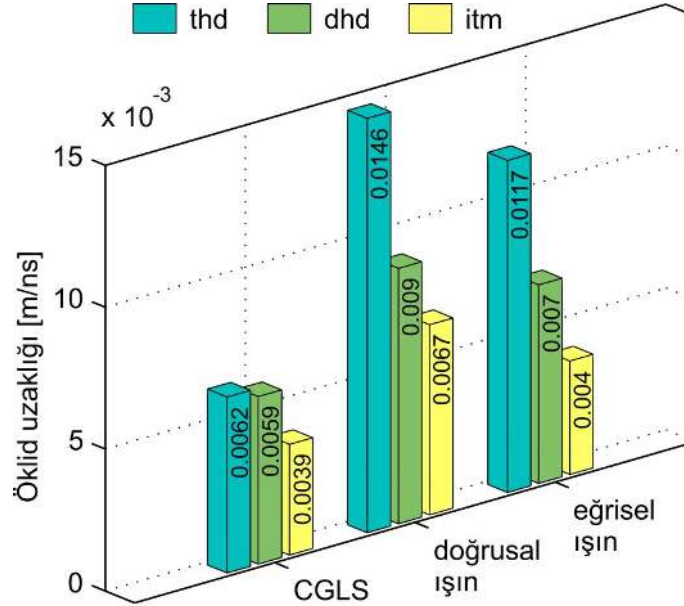
Diğer taraftan, Yöntem 2’nin doğrusal ve eğrisel ışın yaklaşımları özellikle ilk iki başlangıç modeli için; vadoz zon içerisinde pozitif ve negatif yüksek genlikli hatalar, bu zonlar arasındaki sınırda ise pozitif yüksek genlikli hatalar üretmiştir. Suya doymun zonda ise her iki yaklaşım, göreceli olarak daha düşük hız hataları göstermektedir. Genel olarak, Yöntem 2’ye ait hücre hızı hata görüntülerinde iki tabakalı model ve düşey hız dağılımıyla tekdüze hız dağılımından daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. Bu da Yöntem 2’nin yaklaşımlarının Yöntem 1’e göre başlangıç modelinden daha çok etkilendiğini göstermektedir.



Şekil 6.19 a-i) Şekil 6.17’de verilen çözümlerin hız hatası görüntüleri

6.2.4.4 Öklid Uzaklıkları

Şekil 6.20’de gösterilen grafik, her iki yöntemden söz konusu başlangıç modelleri kullanılarak elde edilen Öklid uzaklıklarının bir karşılaştırmasını göstermektedir.



Şekil 6.20 Öklid uzaklıklarının karşılaştırılması

Bu grafiği incelediğimizde, her üç başlangıç modeli için de, doğru modele en yakın çözümün Yöntem 1 tarafından elde edildiği görülmektedir. Bununla birlikte en düşük Öklid değerleri, her iki yöntem için de iki tabakalı modelin başlangıç modeli olarak kullanıldığı çözümlerden elde edilirken CGLS diğer iki başlangıç modelinden en az etkilenen yöntem olmuştur. Öklid değerlerindeki azalma oranlarına baktığımız zaman, Yöntem 2’nin eğrisel ışın yaklaşımı iki tabakalı başlangıç modelinden, doğrusal ışın yaklaşımı ise düşey hız dağılımından daha çok etkilendiği görülmektedir.

6.3 Model 3

Bu modelde, ayrıca, Yöntem 1’de kullanılan dizey terslemesi için CGLS dışında LSQR algoritması da kullanılmıştır. Bu algoritma, analitik olarak CGLS’ye eşdeğer olmakla birlikte, problemin orta veya daha üst derecede kötü-köşullü olduğu

durumlarda daha doğru sonuçlar üretmektedir (Paige ve Saunders, 1982). Ek olarak, bu modelde, gürültünün, tomogramlar üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Bunun için, veri setindeki her bir seyahat zamanı değerine standart sapması ± 1 ns olan sıfır-ortalımalı Gaussian gürültüsü eklenmiştir. Gürültüsüz veri setinde, tekdüze hız dağılımı ve düşey hız dağılımından elde edilen iki farklı başlangıç modelinin, bu modelin çözüm tomogramları üzerindeki etkisi her iki yöntemin yaklaşımları için araştırılmıştır.

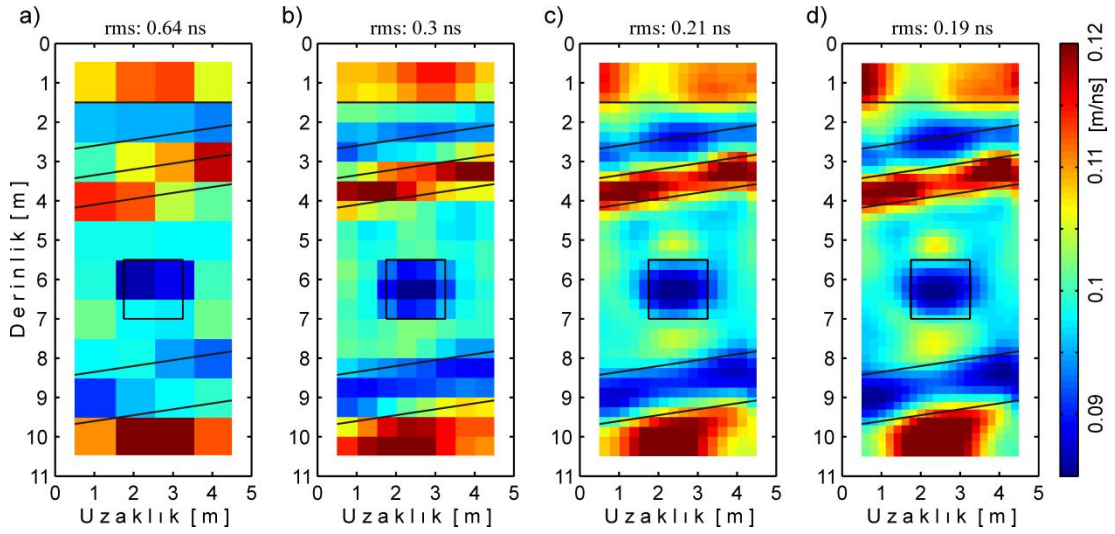
6.3.1 Gürültüsüz Veri Seti

6.3.1.1 Hız Hücre Boyutlarının Çözümüne Etkisi

Boyutları 0,2 ve 1 m arasında değişen 4 değişik büyüklükte hücre kullanılarak (bk. Tablo 6.6) sırasıyla 40, 160, 640 ve 1000 hücreden oluşan hesaplama alanlarında elde edilen tomogramlar Şekil 6.21a-d’de gösterilmiştir.

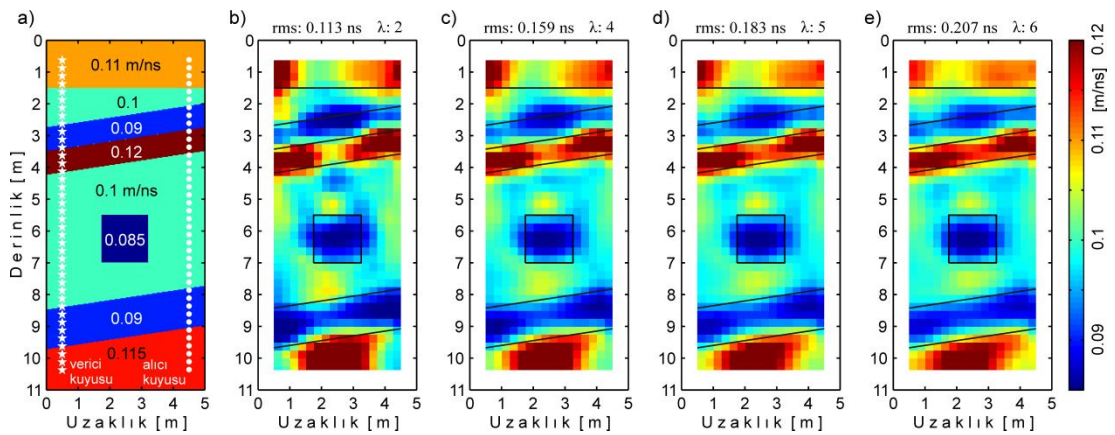
Tablo 6.6 Model 3 için kullanılan çeşitli büyüklükteki hız hücreleri ve bunlara bağlı olarak elde edilen diğer parametreler

Parametreler		Boyut 1	Boyut 2	Boyut 3	Boyut 4
Hücre boyutu (m)	Yatay	1	0,5	0,25	0,2
	Düşey				
Hücre başına düşen düğüm sayısı		100	100	100	100
Toplam hücre sayısı		40	160	640	1000
Hesaplama zamanı (dk.)		0,53	5,25	65,92	160,08
RMS (ns)		0,64	0,3	0,21	0,19



Şekil 6.21 Çeşitli hız hücrelerinin çözüme etkisi. Hücre boyutu a) 1 x 1 m b) 0,5 x 0,5 m c) 0,25 x 0,25 d) 0,2 x 0,2 m

Her bir çözümde, sabit bir hız modeli ile (0,1 m/ns) yinelemeye başlanmıştır. Tomogramlar ise 15'nci yineleme adımının sonunda elde edilmiştir. Buna göre, hem RMS hem de hesaplama zamanı birlikte değerlendirildiği zaman modeli en iyi temsil eden çözümün Şekil 6.21c'de gösterilen ve 16 x 40 hücreden oluşan tomogram olduğu görülmektedir. Bu sonuca göre Yöntem 1'in, CGLS ile (sırasıyla, λ : 2, 4, 5, 6), Model 3 için tekdüze hız dağılımından elde edilen çözümleri Şekil 6.22b-e'de gösterilmektedir. Buna göre, CGLS tomogramları, modelin temel özelliklerini başarılı bir şekilde yansıtmaktadır.

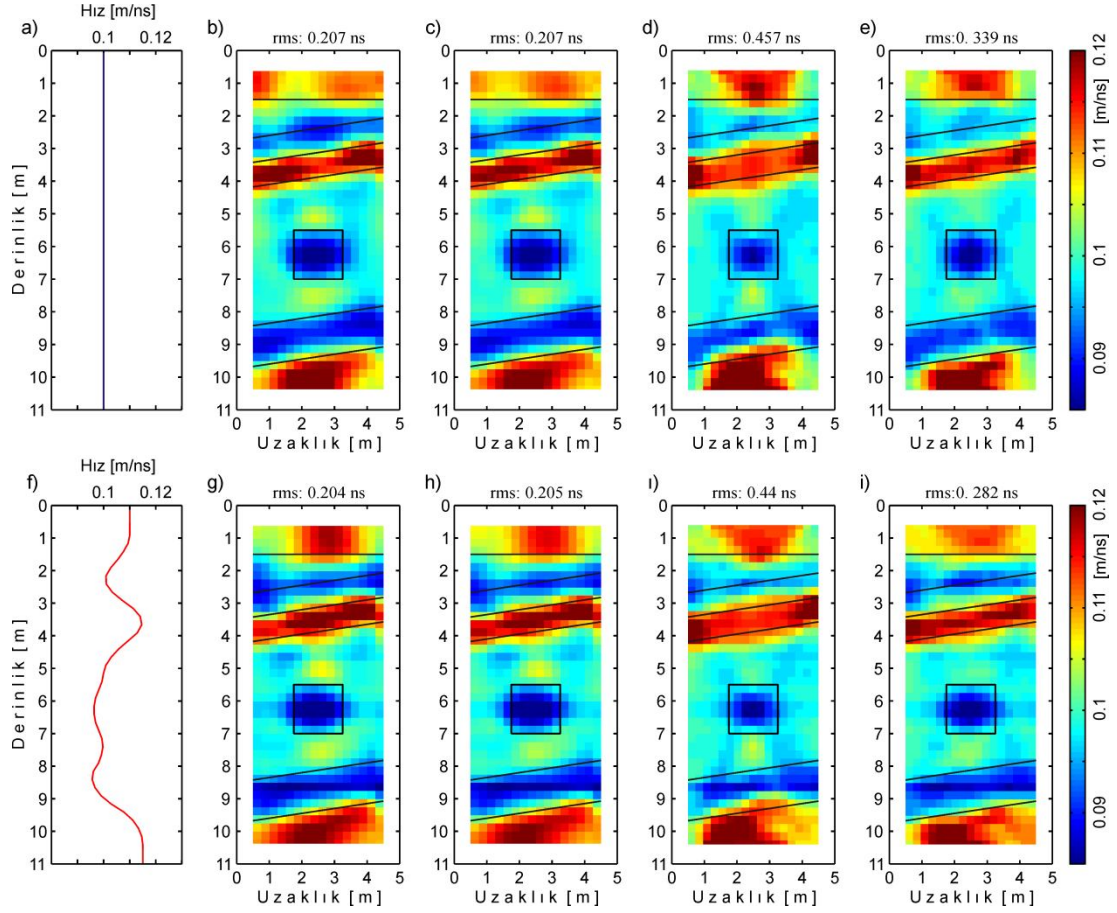


Şekil 6.22 a) Model 3 b-e) λ değerleri 2, 4, 5 ve 6 için CGLS ile elde edilen çözümler

Bunlar arasında, Şekil 6.22e’de gösterilen tomogram (λ : 6), nispeten daha yüksek RMS değerine rağmen (0,207 ns), modele en yakın çözümdür. Burada, en üstteki ve en alttaki nispeten yüksek hızlı katmanlar içindeki hız dağılımı, diğer ilk üç çözüme göre daha homojendir. Ancak, diğer çözümlere benzer olarak en üstteki eğimli katmanın (0,09 m/ns) sınırları tam olarak belirlenememiştir.

6.3.1.2 Yöntem 1 ve Yöntem 2’nin Karşılaştırılması

6.3.1.2.1 Başlangıç Modelinin Çözümüne Etkisi. Tekdüze ve düşey hız dağılımlarından elde edilen başlangıç modellerinin (sırasıyla Şekil 6.23a ve f), her iki yöntemin yaklaşımları kullanılarak, çözüm üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Arka plan hızı 0.1 m/ns olan hesaplama alanında CGLS ve LSQR kullanılarak (λ : 6 değeri için) Yöntem 1’den elde edilen tomogramlar Şekil 6.23b-c’de ve Yöntem 2’nin doğrusal ve eğrisel ışın yaklaşımlarının çözümlerinden elde edilen tomogramlar ise sırasıyla Şekil 6.23d-e’de verilmektedir. Bu tomogramların altında ise düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modeli kullanılarak görüntülenen tomogramlar bulunmaktadır. Buradan her bir yöntemin, modelin temel özelliklerini görüntülediği görülmektedir. İki farklı başlangıç modeline rağmen Yöntem 1’in CGLS ve LSQR çözümleri hemen hemen eşit RMS değerleri üretirken (sırasıyla 0,207 ns ve 0,204 ns), Yöntem 2’nin eğrisel ışın yaklaşımından elde edilen RMS değerleri doğrusal ışınıninkine göre nispeten daha düşüktür (bk. Şekil 6.23d-e ve 6.23i-i). Bu çözümler arasında, LSQR (Şekil 6.23c ve 6.23h), modelin en alt ve en üstündeki, nispeten yüksek hızlı katmanların görüntülenmesinde diğer çözümlere göre daha başarılı olmuştur. Üstteki, 0,09 m/ns hızındaki eğimli katman ise tüm yöntemler tarafından da tam ve belirgin olarak sınırlandırılmamıştır. Şekil 6.23e ve 6.23i’de gösterilen ışın izleme temelli yöntemin eğrisel ışın yaklaşımının görüntüleri karşılaştırıldığında, özellikle en alt ve üstteki yüksek hızlı katmanlardaki, düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modelinin kullanıldığı, çözümlerde belirgin bir iyileşme olduğu görülmektedir. Tablo 6.7, bu ters çözüm sonuçlarının temel parametrelerini göstermektedir.

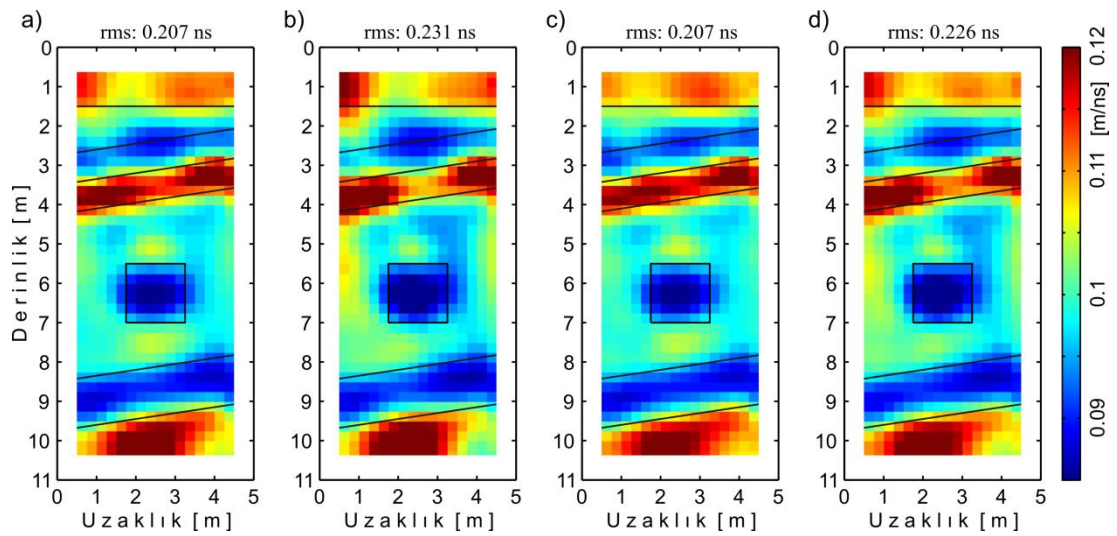


Şekil 6.23 15. yineleme adımı sonunda ters çözüm algoritmalarının çözümlerinin farklı başlangıç hız modelleri için karşılaştırılması. a) Tekdüze hız dağılımı f) Düşey hız dağılımı b, g) Yöntem 1-CGLS (λ : 6) c, h) Yöntem 1-LSQR (λ : 6) d, i) Yöntem 2-doğrusal ışın ve e, j) Yöntem 2-eğrisel ışın yaklaşımlarından elde edilen hız tomogramları

Tablo 6.7 Model 3 için elde edilen temel ters çözüm parametreleri

Başlangıç hız modeli	Ters çözüm yöntemi	Yineleme adımı	RMS (ns)	Çözümün radar hızları (m/ns)	
				min	max
Tekdüze hız dağılımı	CGLS	$(\lambda: 6)$	15	0,207	0,083
	LSQR		15	0,207	0,083
	SIRT	doğrusal	15	0,457	0,085
		eğrisel	15	0,339	0,133
Düşey hız dağılımı	CGLS	$(\lambda: 6)$	15	0,204	0,082
	LSQR		15	0,205	0,082
	SIRT	doğrusal	15	0,44	0,083
		eğrisel	15	0,282	0,126

6.3.1.2.2 Broyden Güncellemesi. Şekil 6.23b ve c’de verilen Yöntem 1 tarafından CGLS ve LSQR algoritmaları ile elde edilen tomogramlar için Broyden yöntemi uygulanmıştır. Şekil 6.24b’de gösterilen Broyden yönteminin uygulandığı CGLS çözümünün RMS değeri (0,231 ns) ile Broyden güncellemesi kullanılmayan çözümden (Şekil 6.24a) elde edilen RMS değeri (0,207 ns) birbirine oldukça yakındır. Ayrırlılık, güncelleme kullanılmayan çözümde nispeten biraz daha iyidir. Ancak bu çözüm için 65,92 dk. hesaplama zamanı kullanılırken Broyden yöntemi ile bu süre ~5 kat azaltılmıştır (13,5 dk.).

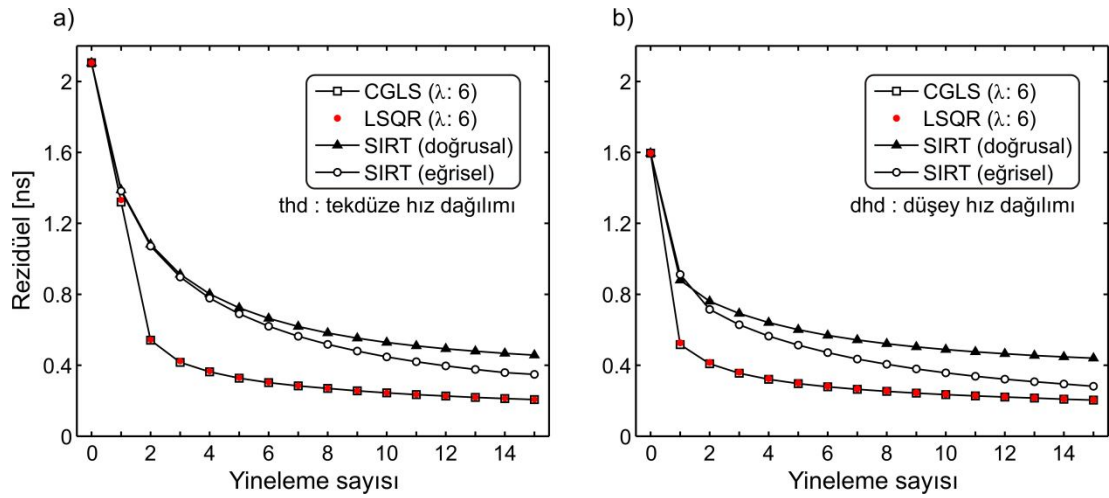


Şekil 6.24 15’nci yineleme adımı sonunda Yöntem 1 ile elde edilen çözümlerin karşılaştırılması a) CGLS b) CGLS-Broyden yöntemi c) LSQR d) LSQR-Broyden yöntemi

LSQR ile elde edilen ve Şekil 6.24c-d’de gösterilen tomogramlarda da benzer sonuçlar elde edilmiştir. Broyden yöntemi kullanılmayan çözümden (Şekil 6.24c) elde edilen RMS değeri 0,207 ns’dir ve 65,97 dk. hesaplama zamanının sonunda elde edilmiştir. Şekil 6.24d’de verilen ve Broyden güncellemesinin kullanıldığı çözüm ise 13,08 dk. hesaplama zamanının sonunda, 0,226 ns RMS değeri ile elde edilmiştir.

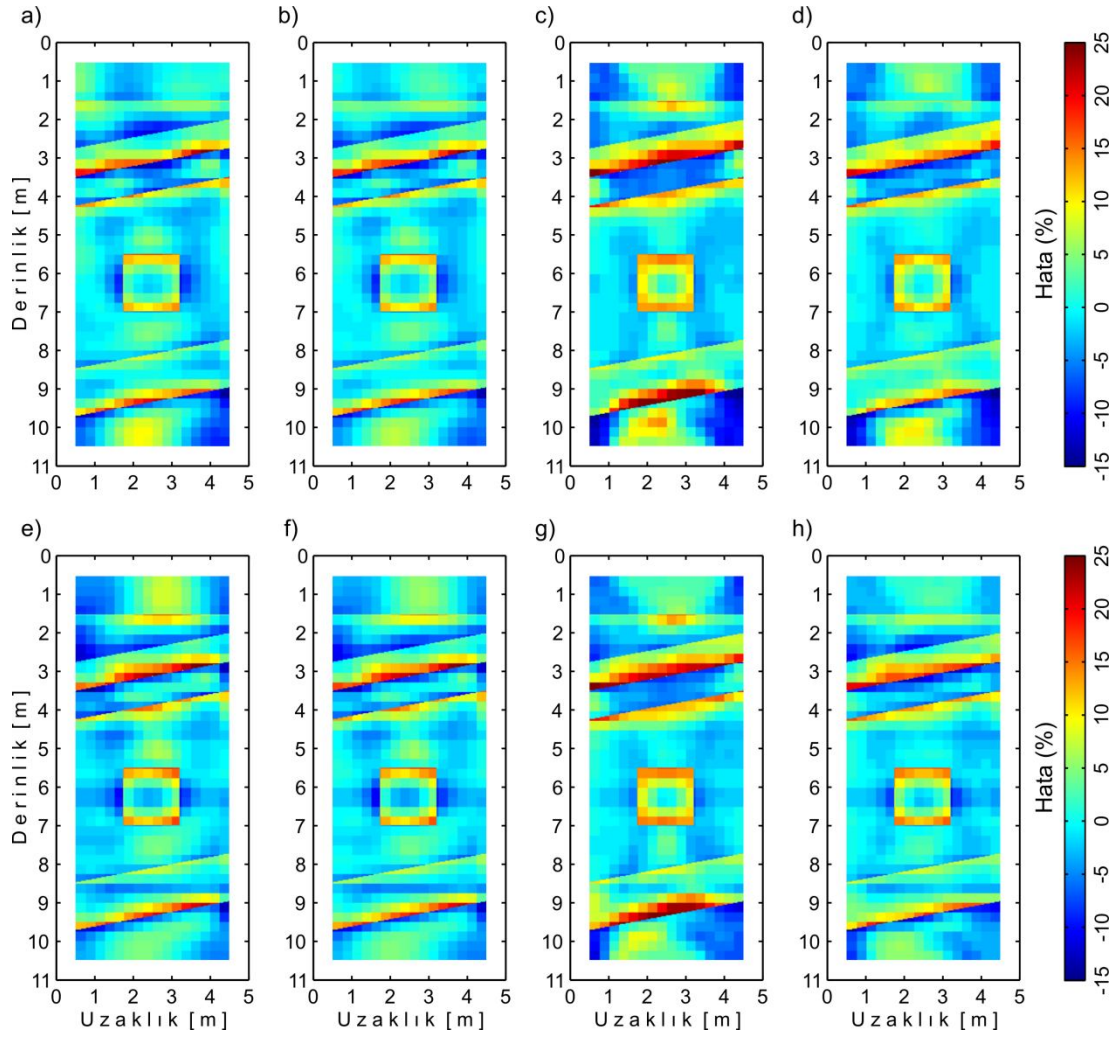
6.3.1.2.3 Seyahat Zamanı Rezidüelleri. Tekdüze hız dağılımı ve düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modeli için ters çözüm algoritmalarının yakınsama oranları Şekil 6.25’te verilmiştir. Yöntem 1’in analitik olarak birbirine eşit olan algoritmaları, CGLS ve LSQR, her iki başlangıç modeli için çok büyük ölçüde eşit seyahat zamanı rezidüelleri üretmiştir (Şekil 6.25a ve 6.25b). Bu

algoritmalar, ilk birkaç yineleme adımının sonunda çözüme yakınsamışlardır. Diğer taraftan, Yöntem 2'nin her iki yaklaşımı için aynı başarı söz konusu değildir. Şekilden de açıkça görüldüğü gibi, iki yöntem arasında, çözüme yakınsama oranları arasında önemli ölçüde farklılıklar bulunmaktadır. Bununla birlikte, eğrisel ışın ters çözümünün, beklendiği gibi, doğrusal ışın ters çözümüne göre daha başarılı olduğu ve düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modelinin kullanılması durumunda (Şekil 6.25b) yakınsama oranının belirgin bir şekilde arttığı görülmektedir.



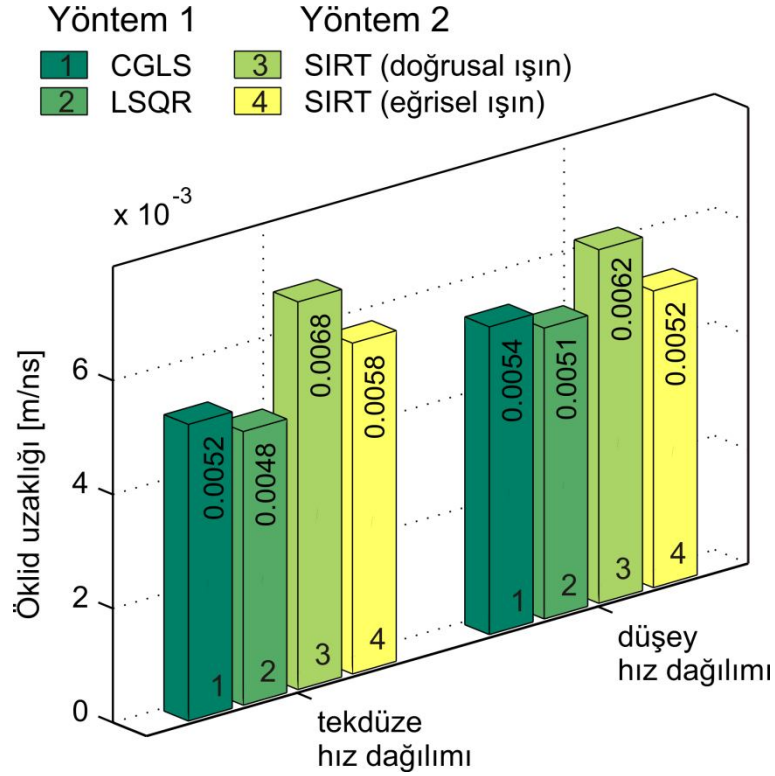
Şekil 6.25 a) Tekdüze hız dağılımı ve b) Düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modeli için ters çözüm algoritmalarının yakınsama oranlarının karşılaştırılması

6.3.1.2.4 Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri. Şekil 6.23'de verilen iki farklı başlangıç modelinin kullanılmasıyla elde edilen tomogramların bağlı hız hatası görüntüleri Şekil 6.26'da verilmektedir. Buna göre, tüm görüntülerde pozitif yüksek genlikli hata değerleri, özellikle, en üstteki ve daha sonra en alttaki eğimli katmanlarda (0,09 m/ns) ve düşük-hızlı (0,085 m/ns) blok içerisinde görülmektedir. Negatif yüksek genlikli hata değerleri ise ışın izlemenin her iki yaklaşımından elde edilen ve Şekil 6.26c-d'de gösterilen bağlı hız hatası görüntülerinde özellikle en alttaki katman (0,115 m/ns) içerisinde belirgindir.



Şekil 6.26 a-h) Şekil 6.23’de verilen çözümlerin bağıl hız hatası görüntüleri

6.3.1.2.5 Öklid Uzaklıkları. Şekil 6.27, her iki yöntemin tekdüze ve düşey hız dağılımından elde edilen çözümler için hesaplanan Öklid uzaklıklarının bir grafiğini göstermektedir. Buradan da görüldüğü gibi, Yöntem 1’in analitik olarak eşdeğer olan CGLS ve LSQR algoritmaları birbirine oldukça yakın değerler üretmiştir. Tüm çözümler dikkate alındığında, en düşük değerin LSQR (0,0048 m/ns), en yüksek değerin ise doğrusal ışın çözümünden (0,0068 m/ns) tekdüze hız dağılımı için elde edildiği görülmektedir. Yöntem 1’in her iki algoritması da düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç modelinin kullanılması durumunda modelin en üst tabakası içerisindeki (0,11 m/ns) olması gerekenden daha yüksek bir hız dağılımı üretmektedir (bk. Şekil 6.23 g-h ve Şekil 6.26e-f). Bu nedenle, bu başlangıç modelinden elde edilen çözümlerin Öklid değerleri göreceli olarak daha yüksektir.



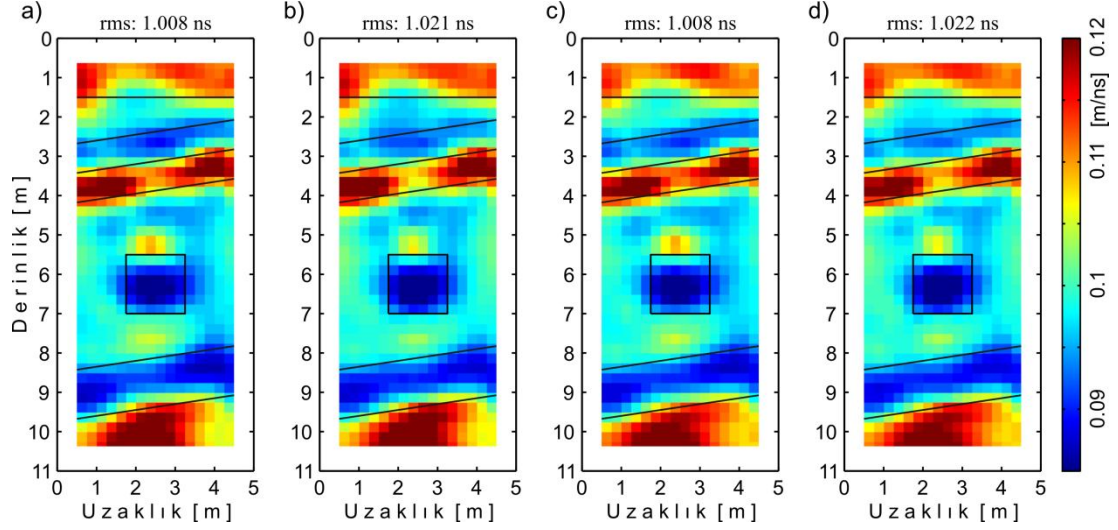
Şekil 6.27 Öklid uzaklıklarının karşılaştırılması

6.3.2 Gürültülü Veri Seti

6.3.2.1 Broyden Güncellemesi

Standart sapması ± 1 ns olan sıfır-ortalamalı Gaussian gürültü eklenmiş veri seti, Yöntem 1'in, CGLS ve LSQR algoritmaları ile λ : 6 değeri için değerlendirilmiştir. Bu değerlendirmelerde tekdüze hız dağılımından elde edilen başlangıç modeli (0,1 m/ns) kullanılmıştır. Çözümler, gürültüsüz veri setinde olduğu gibi 15 yineleme adımının sonunda elde edilmiştir. Tomogramlar, dördüncü yinelemeden itibaren Broyden Yönteminin uygulanması ile elde edilen çözümler ile karşılaştırılmıştır (Şekil 6.28a-d). Buradan da görüldüğü gibi çözüm tomogramları birbirine oldukça benzemektedir. Veri setine eklenen gürültü içeriğine rağmen, modelin daha önce bahsedilen temel özellikleri çok açık ayırt edilebilmektedir. Her iki algoritma da, hem Broyden güncellemesinin kullanıldığı hem de kullanılmadığı çözümlerde aynı RMS değerlerini üretmiştir. Ancak, gürültü içeriğine paralel olarak çözümlerdeki

seyahat zamanı rezidüellerinde de bir atış görülmektedir. Hesaplama zamanı, Broyden yöntemi ile ~5 kat azaltılmıştır.

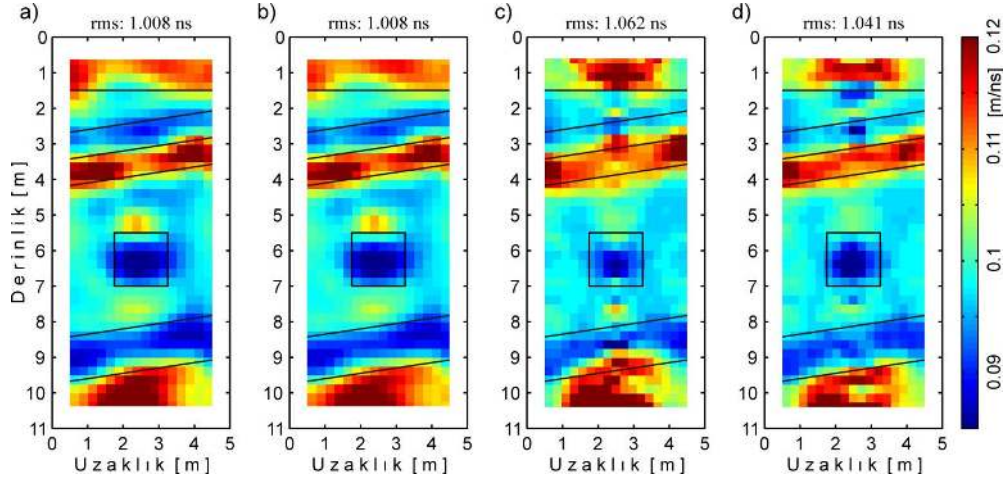


Şekil 6.28 15'nci yineleme adımı sonunda Yöntem 1 ile elde edilen çözümlerin karşılaştırılması a) CGLS b) CGLS-Broyden yöntemi c) LSQR d) LSQR-Broyden yöntemi

6.3.2.2 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması

6.3.2.2.1 Çözümler. Yöntem 1'in, Broyden güncellemesinin kullanılmadığı çözümleri (sırasıyla, Şekil 6.28a ve c) ile Yöntem 2'nin her iki yaklaşımının sonuçları Şekil 6.29a-d'de ve ters çözüm sonuçlarının temel parametreleri Tablo 6.8'de verilmektedir. Buradan, doğrusal ve eğrisel ışın algoritmalarının da (sırasıyla, Şekil 6.29c ve 6.29d) modeli yansıtan, başarılı sonuçlar ürettiği söylenebilir. Ancak, ayrımlılık, özellikle modelin eğimli katman sınırlarında Yöntem 1'in çözümleri gibi güçlü değil ve ilk katman içerisindeki hız dağılımı da homojen değildir.

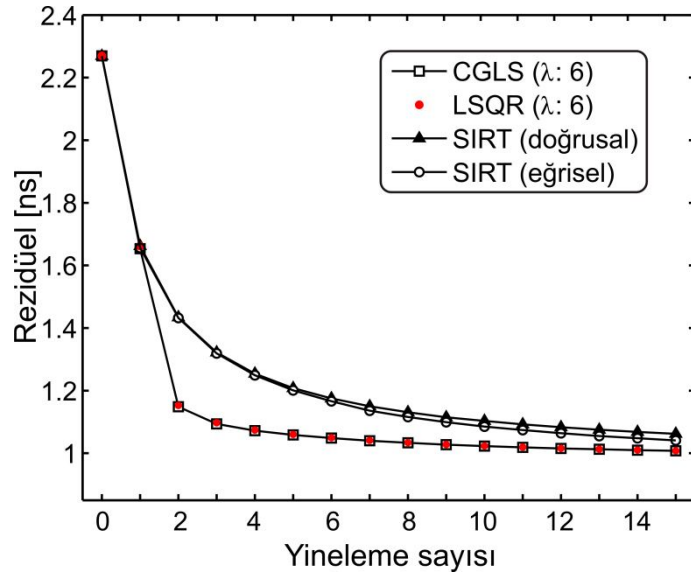
6.3.2.2.2 Seyahat Zamanı Rezidüelleri. Şekil 6.29'da çözümleri verilen algoritmaların, 15 yineleme adımı sonunda hesaplanan seyahat zamanı rezidüellerinin grafik gösterimi Şekil 6.30'da verilmektedir. Buradan, CGLS ve LSQR çözümlerinin aynı sonuçları ürettiği, yakınsama oranının ise eğrisel ışın ters çözümünde, doğrusal ışın çözümüne göre nispeten biraz daha iyi olduğu görülmektedir.



Şekil 6.29 15'nci yineleme adımı sonunda Yöntem 1 ve Yöntem 2'den elde edilen çözümlerin karşılaştırılması a) Yöntem 1-CGLS b) Yöntem 1-LSQR c) Yöntem 2-doğrusal ışın ve d) Yöntem 2- eğrisel ışın

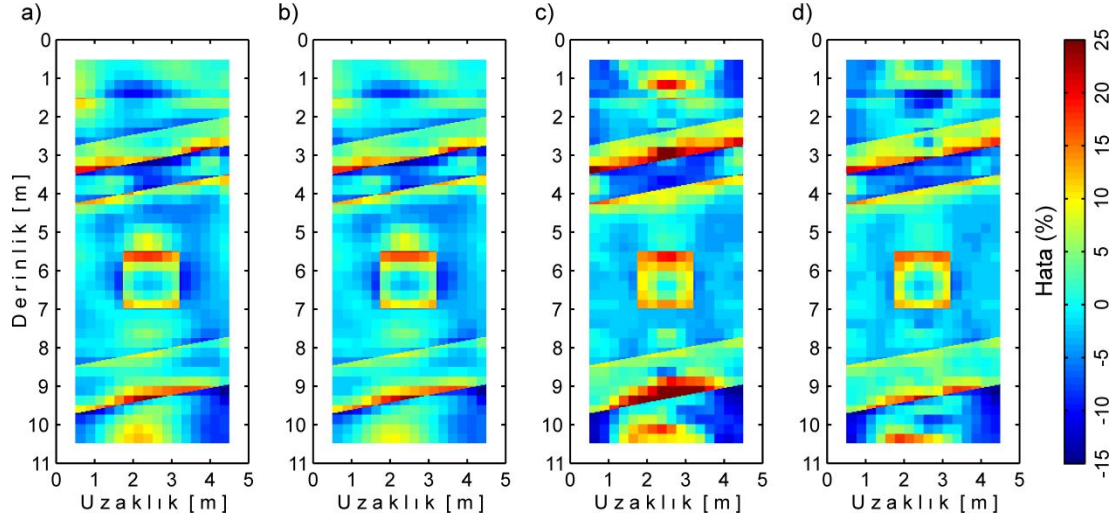
Tablo 6.8 Model 3'ün gürültülü veri seti için elde edilen temel ters çözüm parametreleri

Veri seti	Ters çözüm yöntemi		Yineleme adımı	RMS (ns)	Çözümün radar hızları (m/ns)	
					min	max
Model 3	CGLS	$(\lambda: 6)$	15	1,008	0,0824	0,1291
	LSQR			1,008	0,0820	0,1259
	SIRT	doğrusal	15	1,062	0,08	0,1390
		eğrisel		1,041	0,0830	0,1360



Şekil 6.30 Ters çözüm algoritmalarının yakınsama oranlarının karşılaştırılması

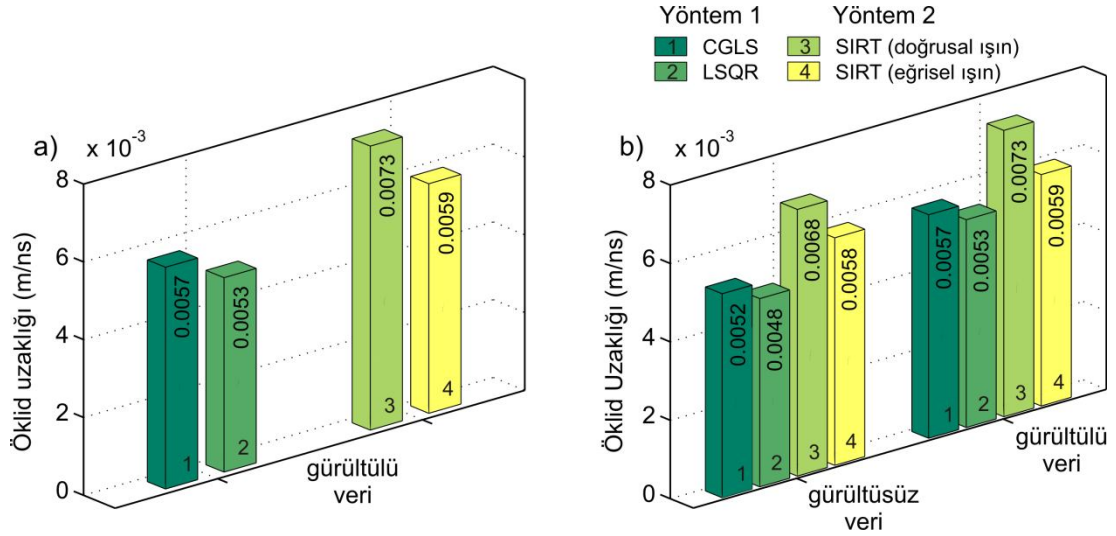
6.3.2.2.3 *Bağlı Hücre Hızı Hatası Görüntüleri.* Model 3'ün gürültülü veri seti için elde edilen hız hata görüntüleri Şekil 6.31a-d'de gösterilmektedir. Her bir görüntü, gürültü içeriğinin etkisini yansıtırken, bunlar arasında, CGLS ve LSQR (Şekil 6.31a-b), hız dağılımını en iyi gösteren çözümlerdir.



Şekil 6.31 Şekil 6.29'da verilen çözümlerin hız hatası görüntüleri

Yukarıdaki şekilde, gürültüsüz veri setindeki bağlı hücre hızı hatası görüntülerinde olduğu gibi, pozitif yüksek genlikli hata değerleri, en üstteki ve en alttaki eğimli katmanlarda ve düşük hızlı blok içerisinde negatif yüksek genlikli hata değerleri ise en alttaki katman içerisinde izlenmektedir.

6.3.2.2.4 *Öklid Uzaklıkları.* Her iki yöntemin çözüm tomogramlarından hesaplanan Öklid uzaklıkları grafiği Şekil 6.32a ile gösterilmektedir. Yöntem 1'in LSQR çözümü en düşük Öklid uzaklığı değeri (0,0053 m/ns) ile gerçek modele en yakın çözümdür. CGLS ve eğrisel ışın çözümü birbirine oldukça yakın değerler sunarken (sırasıyla, 0,0057 ve 0,0059 m/ns) doğrusal ışın algoritması en yüksek değeri (0,0073) üretmiştir.



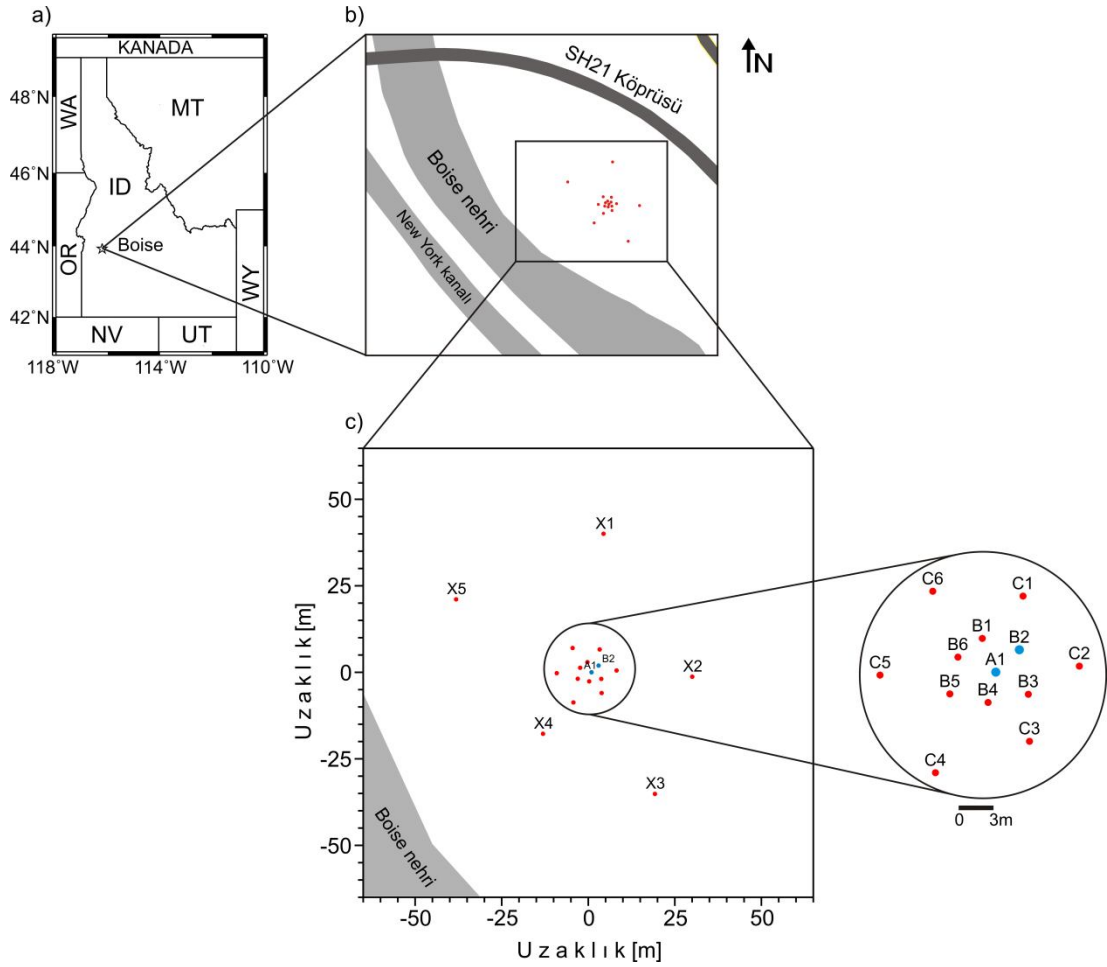
Şekil 6.32 a) Öklid uzaklıklarının gürültülü veri seti için karşılaştırılması b) Öklid uzaklıklarının hem gürültüsüz hem de gürültülü veri seti için karşılaştırılması

Şekil 6.32b ise yapay modelin, gürültü içermeyen ve gürültülü veri seti için, her iki yöntemin algoritmalarından elde edilen Öklid uzaklıklarını karşılaştırmaktadır. Buna göre, CGLS, LSQR ve doğrusal ışın algoritmaları, gürültü içeriğinden aynı oranda etkilenirken, eğrisel ışın bundan en az etkilenen algoritma olmuştur. Ancak, bu modelde en iyi çözüm her iki veri seti için de LSQR ile elde edilmiştir.

6.4 Arazi Verisi

6.4.1 Araştırma Alanı ve Veri Seti

Karşılıklı kuyu içi radar veri seti, ABD'nin, Idaho eyaletinin başkenti, Boise yakınlarındaki bir hidrojeofizik araştırma alanına (BHRS, Boise Hydrogeophysical Research Site) aittir. Bu veri seti, Boise Devlet Üniversitesi (Boise State University), Sığ Yeraltı Jeofizik Araştırma Merkezi (CGISS, Center for the Geophysical Investigation of the Shallow Subsurface) tarafından toplanmış ve yine aynı merkezin izni ile bu tez çalışmasında kullanılmıştır. Şekil 6.33a-c bu test alanının yer bulduru haritasını ve bu alandaki araştırma kuyularını göstermektedir.



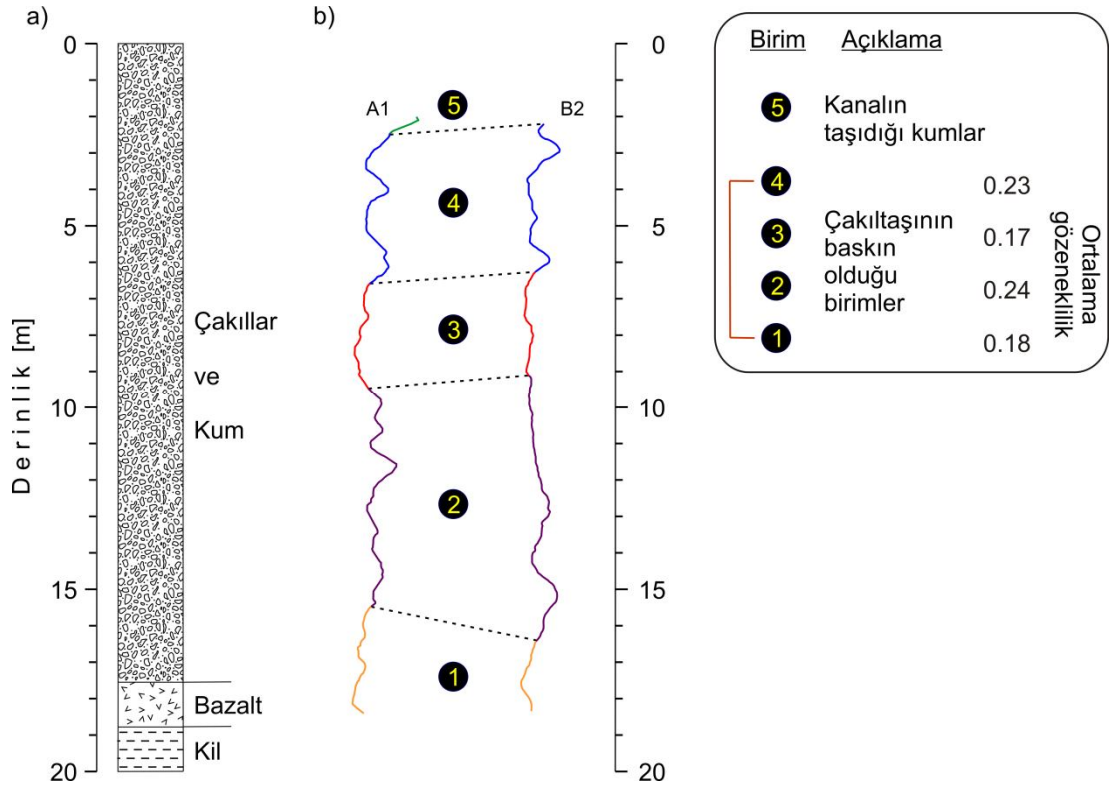
Şekil 6.33 a) Genel b) Yerel (dikdörtgen alan içerisindeki kırmızı noktalar araştırma alanındaki 18 adet test kuyusunu göstermektedir) ve c) Detaylı yer bulduru haritası (test verisi A1 ve B2 kuyularından elde edilmiştir).

Bu test alanı, sığ yeraltının; jeofizik yöntemler ile araştırılması, bu yöntemlerin test edilmesi, geliştirilmesi ve desteklenmesi için oluşturulmuştur (Barrash ve Knoll, 1998). Araştırma alanı, Boise nehrine oldukça yakın (Şekil 6.33b), heterojen, alüvyonlu bir akifer alanı üzerindedir ve burada CGISS tarafından açılan 18 adet araştırma kuyusu bulunmaktadır. Kuyular, A1, B1-B6, C1-C6 ve X1-X5 olarak adlandırılmıştır. A1 kuyusu, hemen hemen bu alanın merkezindedir. Diğer 12 kuyu ise A1'in etrafında konumlandırılmışlardır (Şekil 6.33b). Bu kuyuya en yakın, kabaca 3 m çapındaki alanda B1-B6 kuyuları ve daha sonra 7-10 m çapındaki alanda ise C1-C6 kuyuları bulunmaktadır. X1-X5 kuyuları ise A1 kuyusundan 20-40 m uzakta, en dıştaki alanda yer almaktadır. Kuyular ~20 m derinliğinde açılmıştır. Bu alanda, yeraltı suyu seviyesi, nehir seviyesine göre değişmekle birlikte, genel olarak 2 m'nin altındadır (Moret ve Knoll, 2003). Alüvyonlu

sediman dolgu (~18 m kalınlığında), kum mercekleri ve çakıllar içeren pekleşmemiş, kaba daneli nehir tortullarından oluşmaktadır (Barrash ve Clemo, 2002; Barrash ve Reboulet, 2004). Şekil 6.34a, araştırma alanına ait genelleştirilmiş stratigrafik sütun kesitini, Şekil 6.34b ise A1 ve B2 kuyularının nötron gözeneklilik loglarından yorumlanmış stratigrafik birimleri göstermektedir. Alanın bazı bölümlerinde iri daneli çökeller ve killeri arasında yaklaşık 1 m kalınlığında ince bir bazalt tabakası bulunmaktadır. Genel olarak araştırma alanındaki serbest akifer, ardışık beş stratigrafik birimden oluşmaktadır. Kanalin taşıdığı kumlardan oluşan birim (5) en üstte yer alırken bunun altında çoğunlukla çakıltaşlarının baskın olduğu diğer dört birim (1-4) bulunmaktadır. Bunlar arasında 1 ve 3 no'lu birimler, göreceli olarak daha düşük ortalama gözeneklilik (sırasıyla 0,18 ve 0,17), 2 ve 4 no'lu birimler ise daha yüksek (sırasıyla 0,24 ve 0,23) değerlere sahiptir (Reboulet ve Barrash, 2003; Mwenifumbo, Barrash ve Knoll, 2009).

6.4.2 Veri Setinin Yöntem 1 ile Değerlendirilmesi

Veri seti, A1-B2 kuyularına (~18 m) aittir (bk. Şekil 6.33c). Vericiler B2, alıcılar ise A1 kuyusu içerisinde yer alırken, örnekleme aralığı vericiler için 0,2 m, alıcılar için ise 0,05 m'dir. Değerlendirme aşamasında, hesaplama zamanını hızlandırmak için, verinin sadece her 4'ncü seyahat zamanı dikkate alınmıştır. Böylece, verici ve alıcı örnekleme aralıkları eşitlenmiştir (0,2 m). Başlangıç modelinin hızı, her bir tomogram için 0,09 m/ns'dir. Tablo 6.9, ters çözümde kullanılan temel parametreleri göstermektedir. Ayrıca, hesaplama alanı 4-18 m arasında, suya doygun zon içerisinde, sınırlandırılmıştır. Tomogramlar, 15'nci yineleme adımının sonunda, LSQR ile çeşitli λ değerleri (2, 4, 5 ve 6) için elde edilmiştir. Broyden güncellemesi ise λ : 4 değeri için gerçekleştirilmiştir.

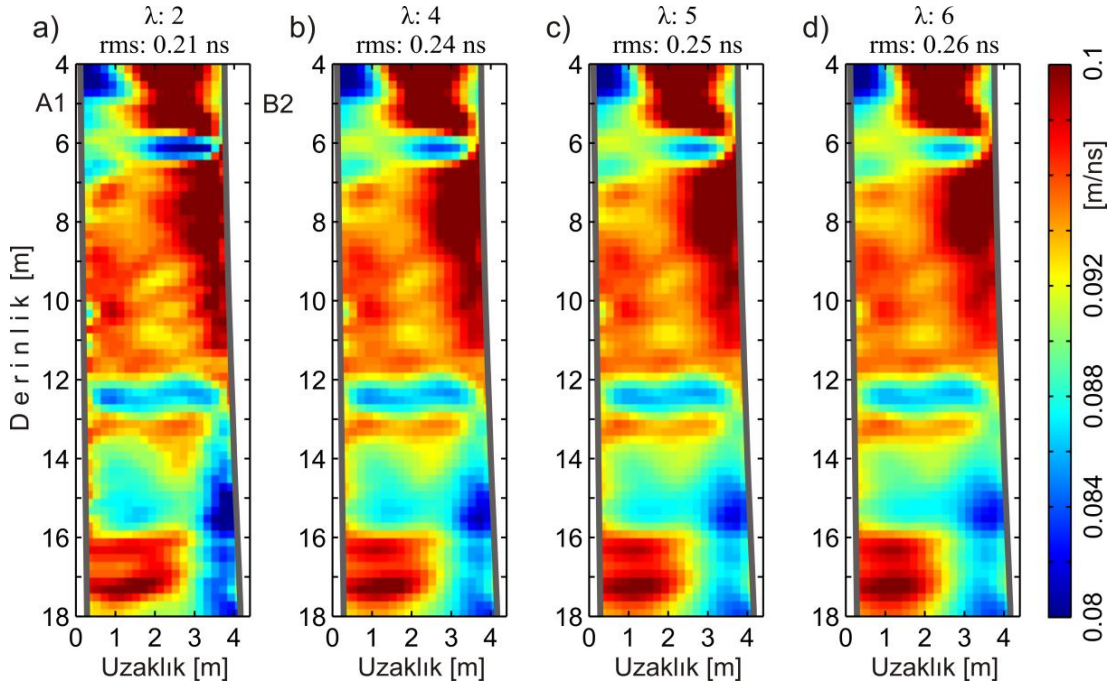


Şekil 6.34 a) BHRS alanının genelleştirilmiş stratigrafik sütun kesiti (Barash, Clemo, Fox ve Johnson, 2006'dan düzenlenmiştir). b) A1 ve B2 kuyularına ait nötron gözeneklilik loglarının yorumlanmasından elde edilen stratigrafik birimler (Reboulet ve Barrash, 2003'ten düzenlenmiştir)

Tablo 6.9 Arazi verisinin ters çözümünde kullanılan temel parametreler

Parametreler	
Hücre boyutu (m)	0,2 x 0,2
Düz çözüm için grid	0,04
Örnekleme aralığı (m)	0,04
Hücre sayısı	1540
Seyahat zamanı sayısı	2829
Başlangıç model hızı (m/ns)	0,09

Şekil 6.35a-d, sırasıyla, λ : 2, 4, 5 ve 6 için elde edilen tomogramları göstermektedir. Tomogramlar üzerindeki, kalın ve gri renkteki düz çizgi, A1 ve B2 kuyularındaki düşeyden sapmayı göstermektedir.

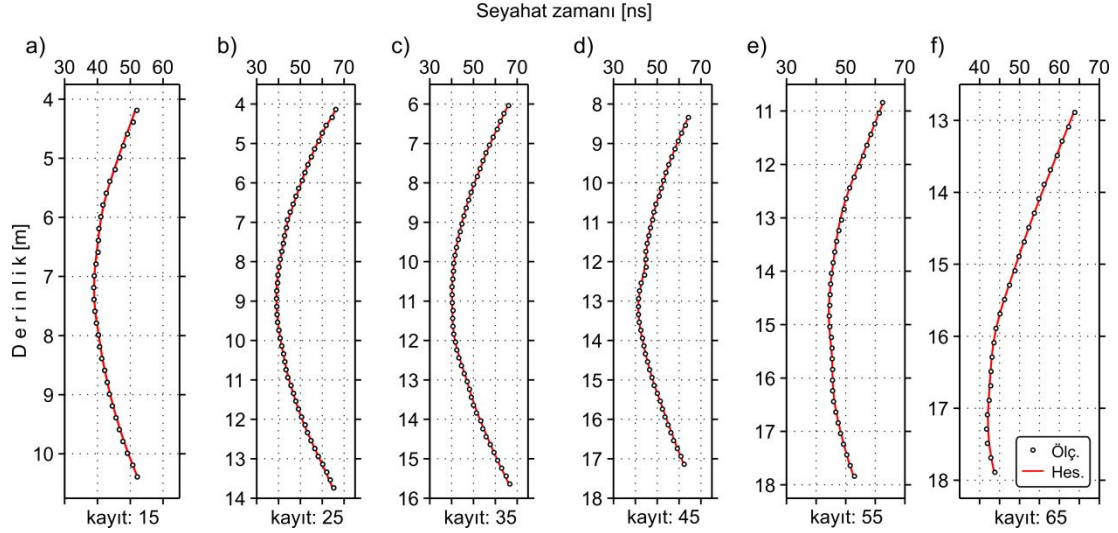


Şekil 6.35 a-d) λ değerleri sırasıyla 2, 4, 5 ve 6 için 15'nci yinelemenin sonunda LSQR ile elde edilen tomogramlar. A1 kuyusu solda ve B2 kuyusu sağda yer almaktadır.

Bu çözümlerden elde edilen minimum ve maksimum radar hızlarının değerleri ise sırasıyla 0,0763 ve 0,1111 m/ns'dir. Hesaplanan RMS değerleri birbirine oldukça yakındır (0,21-0,26 ns). Bununla birlikte, beklendiği gibi, en büyük λ değeri için elde edilen hız dağılımının RMS değeri biraz daha yüksek ve yuvarlamanın etkisi nispeten fazladır (Şekil 6.35d). Bu tomogramlardaki en belirgin özellik, 7-12'nci m'ler arasında gözlemlenen nispeten yüksek hızlı birimdir.

6.4.2.1 Gözlemlenen ve Hesaplanan Seyahat Zamanlarının Karşılaştırılması

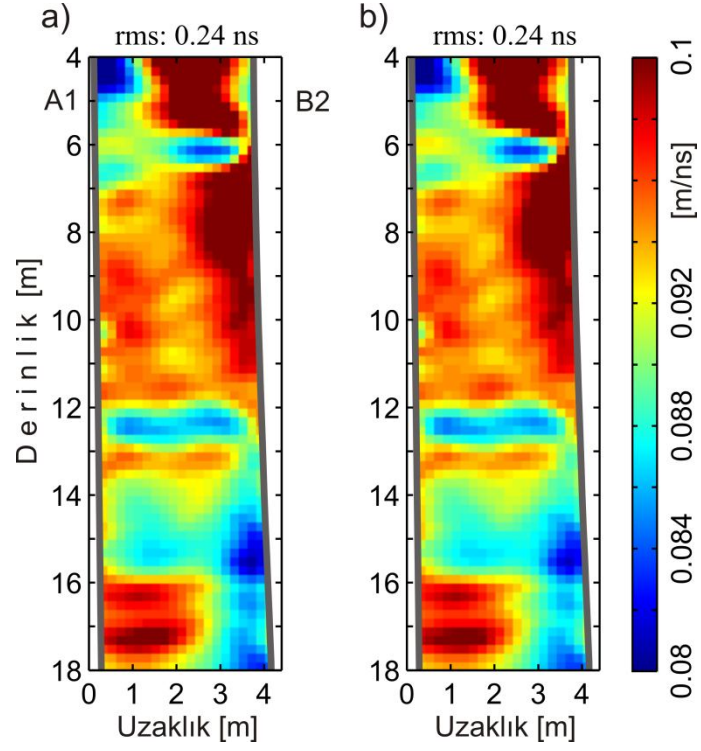
BHRS veri setinin Yöntem 1 ile değerlendirilmesinden sonra çözümün doğruluğunu göstermek amacı ile hesaplanan seyahat zamanları ile gözlemlenen seyahat zamanları çeşitli kayıtlar için karşılaştırılmıştır (Şekil 6.36). Hesaplanan seyahat zamanları, Şekil 6.35d'de (λ : 6) verilen hız tomogramlarından elde edilmiştir. Buna göre, bu seyahat zamanları arasında oldukça iyi bir uyum gözlemlenmektedir.



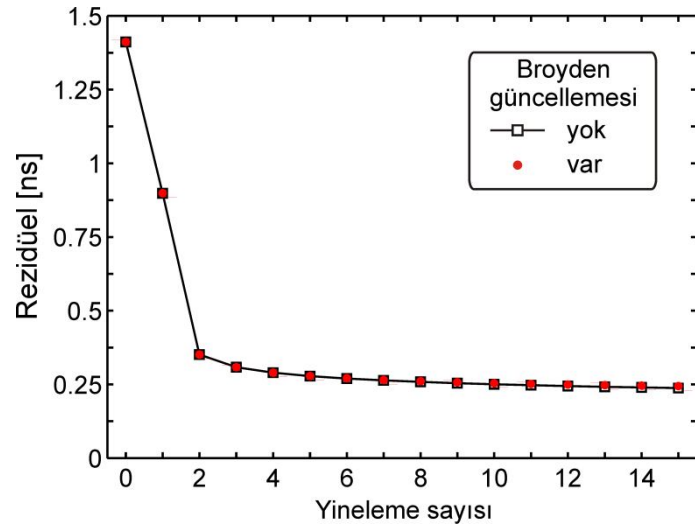
Şekil 6.36 a-f) Gözlemlenen ve hesaplanan seyahat zamanlarının $\lambda: 6$ değeri için elde edilen hız dağılımının sırasıyla 15, 25, 35, 45, 55 ve 65’nci kayıtlar için karşılaştırılması

6.4.2.2 Broyden Güncellemesi

Veri seti, ayrıca, $\lambda: 4$ değeri için Broyden güncellemesi uygulanarak çözülmüştür. Broyden güncellemesi, 4’ncü yinelemeden adımından itibaren gerçekleştirilmiştir. Şekil 6.37a-b, $\lambda: 4$ değeri için, Broyden güncellemesi kullanılmayan ve kullanılan çözümlerin bir karşılaştırmasını göstermektedir. Her iki çözüm de aynı RMS değerini üretmiştir (0,24 ns). Bununla birlikte, 15’nci yineleme adımının sonunda, hesaplama zamanı (37,95 dk.), Broyden güncellemesi ile ~ 5 kat azaltılırken, tomogramın çözünürlüğü değişmemiştir. Şekil 6.37a-b’de verilen çözümler için seyahat zamanları rezidüelleri ise Şekil 6.38’de gösterilmiştir.



Şekil 6.37 $\lambda: 4$ için elde edilen a) Broyden güncellemesi kullanılmayan ve b) Broyden güncellemesi kullanılarak elde edilen tomogramlar

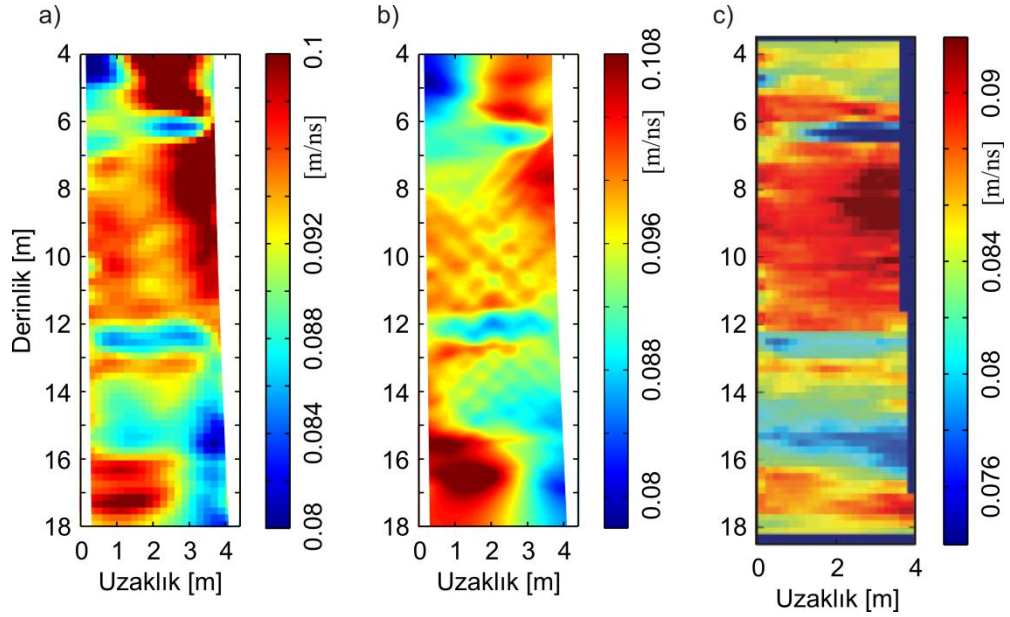


Şekil 6.38 Yukarıdaki şekilde verilen çözümler için seyahat zamanı rezidüellerinin karşılaştırılması

6.4.3 Yöntem 1 ve Yöntem 2'nin Karşılaştırılması

6.4.3.1 Çözümler

BHRS veri setinin bu tez kapsamında önerilen Yöntem 1 (λ : 4) için elde edilen çözümü Şekil 6.39a'da verilmektedir. Aynı veri seti, eğrisel ışın temelli tomografik ters çözüm yapan bir diğer yazılım olan *PRONTO* (Aldridge ve Oldenburg, 1993) ile de değerlendirilmiştir (Şekil 6.39b). Bu tomogramlar tekdüze hız dağılımı (0,09 m/ns) kullanılarak 15'nci yineleme adımının sonunda elde edilmiştir. Elde edilen çözümler (Şekil 6.39a, b), Irving ve diğer., (2007) tarafından verilen yine ışın izleme temelli bir diğer çözüm ile karşılaştırılmıştır (Şekil 6.39c).



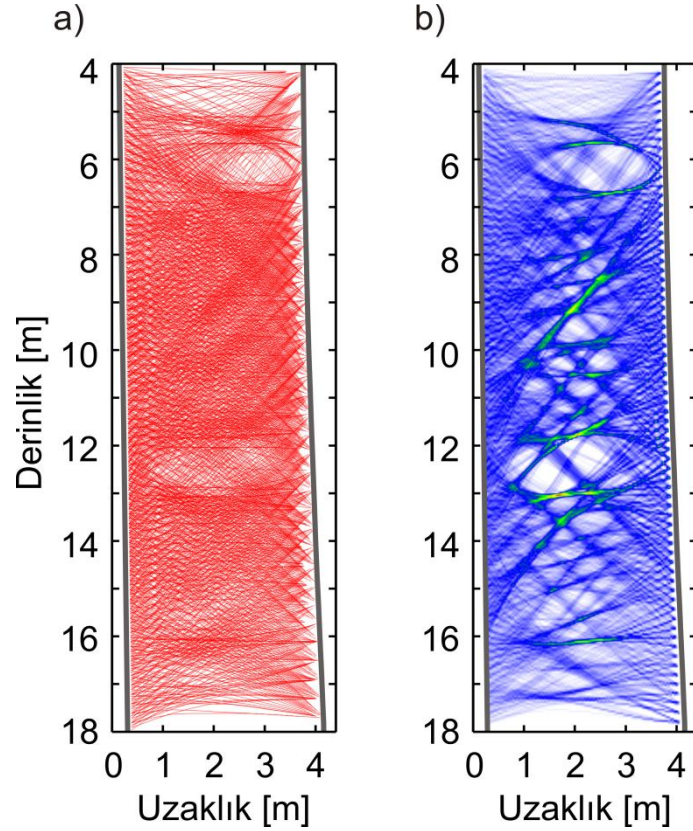
Şekil 6.39 BHRS veri setinin çözümünün karşılaştırılması a) Önerilen yöntemin λ : 4 için elde edilen çözümü b) Eğrisel ışın temelli çözüm (*PRONTO*) ve c) Irving ve diğer., (2007)'nin çözümü

Hız skalasındaki küçük farklılıklar dışında, önerilen yöntem (Şekil 6.39a) ile ışın izleme temelli tomografik ters çözümünden elde edilen tomogramların ana karakteristik özellikleri oldukça benzerdir (Şekil 6.39b). Bununla birlikte, önerilen yöntem 7-12'nci m'ler arasındaki yüksek radar hızlı alanı daha homojen olarak görüntülemiştir. Şekil 6.39c'de gösterilen tomogramda, özellikle çözümlerin üst (4-6 m) ve alt (16-18 m) kısımlarında gözlemlenen ilk iki tomogramdan oldukça dikkat çekici farklılıkların

Irving ve diğer., (2007)'nin kullandığı düzgünleyicinin etkisi olduğu düşünülmektedir.

6.4.3.2 Işın Yolları Örtüsü

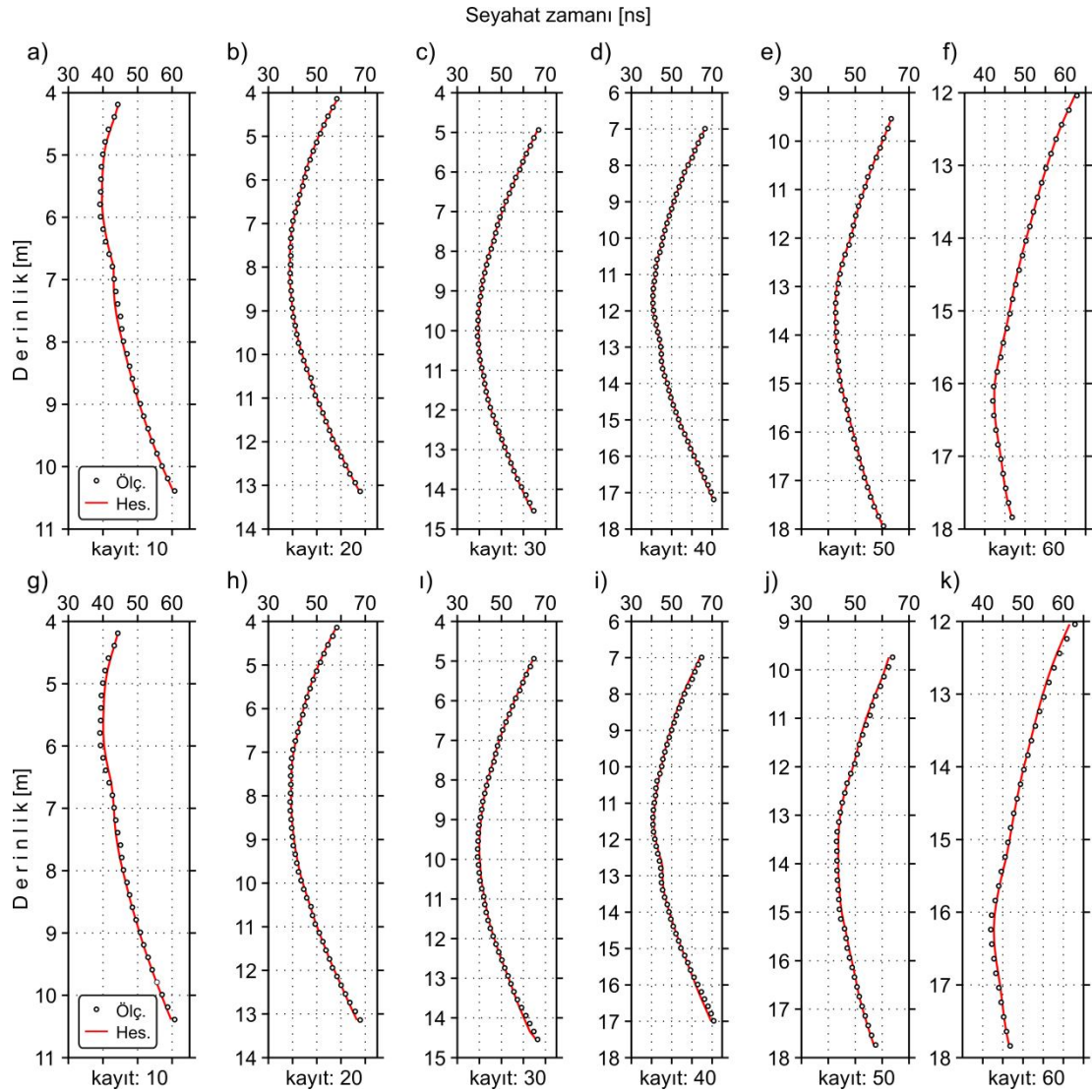
İlk iki çözüme ait ışın yolları örtüleri sırasıyla Şekil 6.40a ve b'de verilmiştir. Bunlar, her iki yöntemin, tomogramın hangi bölgelerini daha başarılı olarak görüntülediklerini göstermeleri açısından önemlidir. Buna göre, Yöntem 1'in çözümüne ait ışın yolları örtüsü, her bir ikinci verici-alıcı çiftine ait ışın yollarından elde edilmesine rağmen, ışınların çözüm alanını daha homojen örnekledikleri açıkça görülmektedir.



Şekil 6.40 Şekil 6.39a ve b'de verilen çözüm tomogramlarına ait ışın yolları örtüsü

6.4.3.3 Gözlemlenen ve Hesaplanan Seyahat Zamanlarının Karşılaştırılması

BHRS veri setinin önerilen yöntem ve Yöntem 2'nin eğrisel ışın temelli yaklaşımı (*PRONTO*) ile değerlendirilmesinden sonra hesaplanan seyahat zamanları ile gözlemlenen seyahat zamanları 10-60'ncı kayıtlar için karşılaştırılmıştır. Şekil 6.41a-f Yöntem 1 ve Şekil 6.41g-k ise Yöntem 2'nin sonuçlarını göstermektedir. Buna göre, her iki yöntemin de oldukça başarılı olduğunu söyleyebiliriz. Bununla birlikte, önerilen yöntemin nispeten daha düşük seyahat zamanı rezidüelleri ürettiği görülmektedir (bk. Şekil 6.41f ve k).



Şekil 6.41 Gözlemlenen ve hesaplanan seyahat zamanlarının sırasıyla 10-60'ncı kayıtlar için karşılaştırılması a-f) Yöntem 1 (λ : 4) g-k) Yöntem 2-eğrisel ışın (*PRONTO*)

BÖLÜM YEDİ

SONUÇLAR

Bu tez kapsamında, seyahat zamanlarının fonksiyonel olarak tanımlanmasına (Yöntem 1) ve ışın izleme temeline (Yöntem 2) dayanan iki ayrı tomografik ters çözüm yöntemi, üç test modeli ve bir arazi veri seti kullanılarak değerlendirilmiş ve sonuçları karşılaştırılmıştır. Karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin tomografisi ilk varış zamanlarının ters çözümüyle gerçekleştirilmiş ve bu bağlamda, Yöntem 1 ilk kez uygulanmıştır. Bu çalışmalarda ihtiyaç duyulan seyahat zamanları Eikonal denkleminin sonlu farklarla çözümü ve elektromanyetik dalga yayılımının sayısal modellemesiyle elde edilmiştir. İlk yöntemde, ışınlar yerine dalga cepheleri izlenerek seyahat zamanları hesaplanmıştır. Bunun için, çok yüksek hız zıtlığına sahip, daha gerçekçi koşullarda oldukça başarılı sonuçlar üretebilen genişletilmiş sonlu farklar yöntemi tercih edilmiştir. Sayısal modellemede FDTD yöntemi uygulanmıştır. Buradan elde edilen dalga biçimi verileri üzerinde yapılan ilk varış okumaları tomografik ters çözümün ilk varış zamanları olarak kullanılmıştır. Tomografik ters çözümde kullanılan yöntemler ve algoritmalar irdelenerek bunlar test modelleri ve arazi veri setinde uygulanmıştır. Yöntem 1’de, düzgünleyici parametresi (λ), hız dağılımındaki yuvarlamayı kontrol etmektedir. Bu parametrenin olması gerekenden büyük veya küçük seçilmesi çözümleri etkilemektedir. Bu nedenle, her bir test modelinin hız tomogramları, değişik λ değerleri için araştırılmıştır. Tüm test çalışmalarında, hesaplama zamanı ve ayrımlılık açısından en uygun hız hücre boyutları ve çeşitli başlangıç modellerinin çözüm tomogramları üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Bu modellerin 2B’lu seyahat zamanı tomografisinden her iki yöntem için elde edilen sonuçlar, Yöntem 1’in Yöntem 2’ye göre daha başarılı olduğunu göstermiştir. Bu değerlendirme için sadece çözüm tomogramları dikkate alınmamış, hesaplanan varış zamanları rezidüelleri, hücre hızı hataları ve Öklid uzaklıklarının sonuçları da belirleyici olmuştur. Bu tez çalışmasının sonunda, aşağıda özetlenen nedenlerden ve sonuçlardan dolayı, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin 2B’lu tomografisi için Yöntem 1, Yöntem 2’den öncelikli olarak önerilmektedir.

Söz konusu tomografik görüntüleme yöntemlerinin karşılaştırılması için, yanal ve düşey yönde değişim gösteren, düşük ve yüksek hız yapılarından oluşan ve basitten karmaşığa doğru değişen üç test modeli oluşturulmuştur. Yöntem 1’de, dizey terslemeleri, CGLS ve LSQR algoritmaları ile gerçekleştirilmiştir. Bunlardan CGLS, tüm modellerde, LSQR ise yalnız Model 3’te uygulanmıştır. Yöntem 2’de hız tomogramları, doğrusal ve eğrisel ışın temelli SIRT algoritmasını kullanan *MIGRATOM* yazılımından elde edilmiştir.

Önerilen yöntemde, duyarlılık düzeyi, her bir yineleme adımında tekrar hesaplanmaktadır. Bu işlem, veri sayısının fazla olduğu tomografi problemlerinde hesaplama zamanını arttırmaktadır. Bu süreyi azaltabilmek için, Broyden güncellemesi olarak bilinen ve ilk birkaç yineleme adımından sonra duyarlılık düzeyinin onun sayısal bir yaklaşımından elde edilen bir düzey ile değiştirilmesi temeline dayanan yöntem, ilk kez, bu tez kapsamında karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin seyahat zamanı tomografisinde uygulanmıştır. Model 1’in hız tomogramları, sırasıyla birinci, ikinci ve üçüncü yineleme adımlarının sonunda Broyden yöntemi ile elde edilmiştir. İkinci ve üçüncü yinelemenin sonunda, Model 1 için elde edilen hız tomogramları, bu yöntemin uygulanmadığı tomograma oldukça yakın hız dağılımı ve RMS değerleri üretmiştir. Bu tomogramlar, Broyden yöntemi ile sırasıyla, yaklaşık 5 ve 3,3 kat daha az bir sürede görüntülenmiştir. Bu yöntemin, birinci yineleme adımından sonra uygulanması ile elde edilen tomogram, yüksek hızlı modeli başarılı bir şekilde görüntülerken, modelin içinde bulunduğu nispeten düşük hızlı tekdüze ortamın hız dağılımında aynı oranda başarılı değildir. Dahası, yaklaşık 5,5 kat daha büyük RMS değeri üretmiştir. Bu nedenle, Broyden yönteminin ikinci veya üçüncü yineleme adımının sonunda uygulanması önerilmektedir. Önerilen yöntem ile *MIGRATOM*’un doğrusal ve eğrisel ışın çözümlerinin, hesaplama zamanı açısından karşılaştırılmaları, bunların farklı platformlarda çalışmaları nedeniyle gerçekleştirilememiştir. Ancak, *MIGRATOM* uygulamalarında doğrusal ışın, eğrisel ışın yaklaşımı ile karşılaştırılamayacak kadar kısa bir sürede çözüme ulaşmaktadır. Bu nedenle, hız zıtlığının %15-20’den küçük olduğu ortamlarda daha öncelikli uygulanmalıdır.

Test modellerinin düşük hızlı zonlarının görüntülenmesinde, söz konusu her iki yöntem de benzer çözümler sunmuşlardır. Bununla birlikte, önerilen yöntemde (Yöntem 1), yüksek hızlı zonların radar hız dağılımları, daha doğru ve gerçek değerlerine daha yakın olarak görüntülenmiştir. Bu tez çalışmasında, iki yöntemin karşılaştırma ve değerlendirmesi sadece çözüm tomogramları karşılaştırılarak gerçekleştirilmemiştir. Bunun için, varış zamanları rezidüelleri, hücre hızı hataları ve Öklid uzaklıkları ayrıca hesaplanmıştır. Önerilen yöntemde, tüm test modelleri için aynı yineleme adımının sonunda, Yöntem 2'nin her iki yaklaşımına göre daha küçük RMS değerleri elde edilmiştir. Çözümler 4'ncü veya 5'nci yineleme adımının sonunda yakınsarken, diğer yöntemin çözümleri hedeflenen yineleme adımlarının sonunda dahi tam olarak yakınsayamamıştır. Dahası, önerilen yöntem, çözüme çok daha hızlı bir yakınsama oranı göstermektedir. Her iki yöntem için, her bir test modelinin hücre hızı hataları görüntülenmiştir. Önerilen yöntemde, yüksek genlikli hatalar, hız zıtlığının yüksek olduğu arayüzeyler veya tabaka sınırlarının ilk birkaç hücresi boyunca gelişirken, Yöntem 2'nin çözümlerinde bunlar, düşük hızlı alana doğru yayılarak nüfuz etme eğilimindedir. Öklid uzaklıkları tüm modeller için, önerilen yöntemde, Yöntem 2'nin hem doğrusal hem de eğrisel ışın çözümünden daha küçük olarak hesaplanmıştır. Bu da, Yöntem 1'in, doğru modele en yakın sonucu üreten yaklaşım olduğunun bir göstergesidir.

Başlangıç hızı modelinin, anılan yöntemlerin çözüm güçlerine etkisi özellikle hidrojeolojik bir alanı karakterize eden Model 2 üzerinde görülmektedir. Her bir yöntem için hız tomogramları, tekdüze ve düşey hız dağılımı ile iki ve üç tabakalı modelleri kapsayan dört farklı başlangıç hızı modeli kullanılarak ayrı ayrı elde edilmiştir. Yöntem 1, her bir başlangıç modelinden de çok benzer hız tomogramları, ve yakın RMS değerleri üretmiştir. En düşük Öklid uzaklık değeri ise iki tabakalı modelin başlangıç modeli olarak kullanıldığı çözümden elde edilmiştir. Buna karşın bu modelde, Yöntem 2'nin her iki yaklaşımının da, başlangıç modelinden fazlaca etkilendiği görülmektedir. Yöntem 1'in, karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin 2B'lu seyahat zamanı tomografisinde, başlangıç hızı modeline çok büyük ölçüde bağımlı olmaması, bu yöntem için önemli bir üstünlüktür. Yatay tabakalanmanın baskın

olduğu ortamlarda, tekdüze hız dağılımı yerine düşey hız dağılımından elde edilen başlangıç hızı modelinin kullanılması özellikle Yöntem 2 için önerilmektedir.

İlk iki test modeline göre daha karmaşık bir yapıya sahip olan son test modelinin çözümünde, Yöntem 1 için CGLS ile birlikte ona analitik olarak eşdeğer olan LSQR algoritması kullanılmıştır. Ayrıca, kuyu içi yer radarı veri setlerinin seyahat zamanı tomografisinde gürültünün bu yöntemlerin çözümlerine etkisi yine bu modelde araştırılmıştır. Bunun için, her bir seyahat zamanı değerine standart sapması ± 1.0 ns olan sıfır-ortalamalı Gaussian gürültü eklenmiştir. Gürültüsüz veri setinde, önerilen yöntemin eşdeğer CGLS ve LSQR algoritmalarıyla çözümü beklendiği gibi aynı RMS değerleri üretirken, LSQR biraz daha düşük Öklid uzaklık değeri sunmuştur. En yüksek RMS ve Öklid uzaklık değeri, Yöntem 2'nin doğrusal ışın çözümünden elde edilmiştir. Eğrisel ışın çözümünün sonuçları ise diğer test modellerinde olduğu gibi doğrusal ışın yaklaşımından daha iyi ancak önerilen yöntem kadar başarılı değildir. Gürültülü veri setinde uygulanan her iki yöntemin her iki çözümü de, gürültü içeriğine rağmen modelin temel karakteristik özelliklerini yansıtmada başarılı olmuştur. Tüm algoritmalar, gürültü içeriğine oldukça yakın RMS değerleri üretirken, CGLS ve LSQR yine en iyi hız tomogramlarını ve yine birbirine eşit ama en küçük RMS değerlerini üretmiştir. Öklid uzaklıklarına baktığımız zaman, en düşük değerin LSQR tarafından elde edildiği görülmüştür.

Boise Devlet Üniversitesinin Sığ Yeraltı Jeofizik Araştırma Merkezi tarafından heterojen bir alüvyonlu akifer alanı üzerinde elde edilen arazi veri seti Yöntem 1-LSQR ile değerlendirilmiştir. Buradan elde edilen hız tomogramı, Yöntem 2'nin eğrisel ışın temelli yaklaşımı (*PRONTO*) ve aynı veri setinin, Irving ve diğer., (2007)'nin çalışmalarında, bir diğer ışın izleme temelli farklı bir tomografik ters çözüm yaklaşımı ile elde ettikleri hız tomogramının görüntüsüyle karşılaştırılmıştır. Önerilen yöntem, literatürden bilinen diğer hız tomogramının ana karakteristik özellikleri olan 7 ve 12'nci m'ler arasındaki yüksek hızlı blok ve bu bloğun alt ve üstündeki düşük hız zonlarının görüntülenmesinde radar hız aralığındaki küçük değişimler dışında başarılı olmuştur. Yöntem 2, benzer özellikte bir çözüm üretmesine rağmen, bu çözüme ait ışın yolları görüntüsünden hesaplama alanını

Yöntem 1 kadar iyi örnekleyemediği görülmektedir. Sonuç olarak, bu tez çalışması kapsamında önerilen algoritmanın (Yöntem 1) karşılıklı kuyu yer radarı verilerinin değerlendirilmesinde etkin bir şekilde kullanılabileceği gösterilmiştir.

KAYNAKLAR

- Afnimar, & Koketsu, K. (2000). Finite difference travelttime calculation for head waves travelling along an irregular interface. *Geophysical Journal International*, 143, 729-734.
- Aldridge, D. F., & Oldenburg, D. W. (1993). Two-dimensional tomographic inversion with finite-difference traveltimes. *Journal of Seismic Exploration*, 2, 257-274.
- Ammon, C. J., & Vidale, J. E. (1993). Tomography without rays: *Bulletin of the Seismological Society of America*, 83, 509-528.
- Annan, A. P., Davis, J. L., & Gendzwill, D. (1988). Radar Sounding in Potash Mines: Saskatchewan, Canada. *Geophysics*, 53, 1556-1564.
- Annan, A. P. (2004). *Ground penetrating radar principles, procedures & applications*. Mississauga, On, Canada: Sensors & Software Inc.
- Annan, A. P. (2005). GPR methods for hydrogeological studies. In Y. Rubin, & S. S. Hubbard (Eds.). *Hydrogeophysics* (185-213). The Netherlands: Springer.
- Annan, A. P. (2009). Electromagnetic principles of ground penetrating radar. In M. H. Jol, (Ed). *Ground penetrating radar theory and applications* (3-40). Amsterdam, The Netherlands: Elsevier Science.
- Aster R., Borchers, B., & Thurber, C. (2004). *Parameter estimation and inverse problems*. Elsevier Academic Press, Amsterdam.
- Austin, G. L., & Austin, L. B. (1974). The use of radar in urban hydrology. *Journal of Hydrology*, 22, 131-142.

- Barrash, W., & Knoll, M. D. (1998). *Design of research wellfield for calibrating geophysical methods against hydrologic parameters*. Proceedings, Conference on Hazardous Waste Research, Snowbird, UT, May 19-21, Great Plains/Rocky Mountains Hazardous Substance Research Center, Kansas State University, p. 296-318.
- Barrash, W., Clemo, T., Fox, J. J., & Johnson, T. C. (2006). Field, laboratory, and modeling investigation of the skin effect at wells with slotted casing, Boise Hydrogeophysical Research Site. *Journal of Hydrology*, 326, 181-198.
- Başokur, A. T. (2002). Doğrusal ve doğrusal olmayan problemlerin ters-çözümü. Ankara: TMMOB Jeofizik Mühendisleri Odası Eğitim Yayınları.
- Behrendt, J. C., Drewry, D., Jankowski, E., & England, A. W. (1979). Aeromagnetic and radar ice sounding indicate substantially greater area for dufek intrusion in Antarctica. *American Geophysical Union Transactions*, 60, 245.
- Berenger, J. P. (1994). A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *Journal of Computational Physics*, 114, 185-200.
- Belina, F. A., Ernst, J. R., & Holliger, K. (2009). Inversion of crosshole seismic data in heterogeneous environments: Comparison of waveform and ray-based approaches. *Journal of Applied Geophysics*, 68, 85-94.
- Bellefleur, G., & Chouteau, M. (2001). Massive sulphide delineation using borehole radar: tests at the McConnell nickel deposit, Sudbury, Ontario. *Journal of Applied Geophysics*, 47, 45-61.
- Bentley, C. R., Clough, J. W., Jezek, K. C., & Shabtaie, S. (1979). Ice thickness patterns and the dynamics of the Ross Ice Shelf, Antarctica. *Journal of Glaciology*, 24, 287-294.

- Bergmann, T., Robertsson, J. O. A., & Holliger, K. (1996). Numerical properties of staggered finite-difference solutions of Maxwell's equations for ground-penetrating radar modeling. *Geophysical Research Letters*, 23, (1), 45-48.
- Berryman, J. G. (1994). Tomographic resolution without singular value decomposition. In S. Hassanzadeh (Ed.). *Mathematical Methods in Geophysical Imaging II* (2-13). Proceedings of SPIE, Volume 2301, San Diego, CA.
- Binley, A., Cassiani, G., Middleton, R., & Winship, P. (2002). Vadose zone flow model parameterisation using cross-borehole radar and resistivity imaging. *Journal of Hydrology*, 267, 147-159.
- Blindow, N. (2006). Ground penetrating radar. In R. Kirsch (Ed). *Groundwater geophysics: a tool for hydrogeology* (227-252). Berlin: Springer.
- Bois, P., La Porte, M., Lavergne, M., & Thomas, G. (1972). Well-to well seismic measurements. *Geophysics*, 37, 471-480.
- Bourgeois, J. M., & Smith, G. S. (1996). A fully three-dimensional simulation of a ground-penetrating radar: FDTD theory compared with experiment. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 34, 36-44.
- Broyden C.G. (1965). A class of methods for solving nonlinear simultaneous equations. *Mathematics of Computation*, 19, 577-593.
- Bryan, M. L. (1974). Ice thickness variability on Silver Lake, Genesee County, Michigan: A radar approach, advanced concepts in the study of snow and iceresources. *United States Contribution to the International Hydrological Decade*, 213-223.

- Cai, J., & McMechan, G. A. (1995). Ray-based synthesis of bistatic ground-penetrating radar profiles. *Geophysics*, 60, 87-96.
- Caldecott, R., Poirier, M., Scofea, D., Svoboda, D. E., & Terzuoli, A. J. (1988). Underground mapping of utility lines using impulse radar. *IEEE Proceedings-F, Communications, Radar & Signal Processing*, 135, 343-361.
- Candansayar, M. E. (2002). *Sönümlü en-küçük kareler ve eşlenik türev algoritmalarının ardışık kullanımı ile manyetotellürik verilerin düzgünleştiricili iki-boyutlu ters çözümü*. Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi.
- Cao, S. H., & Greenhalgh, S. (1994). Finite-difference solution of the eikonal equation using an efficient, first-arrival, wave-front tracking scheme. *Geophysics*, 59, 632-643.
- Carcione, J. M. (1996). Ground-penetrating radar: Wave theory and numerical simulation in lossy anisotropic media. *Geophysics*, 61, 1664-1677.
- Carlsten, S., Johansson, S., & Worman, A. (1995). Radar techniques for indicating internal erosion in embankment dams. *Journal of Applied Geophysics*, 33, 143-156.
- Casper, D. A., & Kung, K. S. (1996). Simulation of ground-penetrating radar waves in a 2-D soil model. *Geophysics*, 61, 1034-1049.
- Cassiani, G., Binley, A., & Ferré, T. P. A. (2006). Unsaturated zone processes. In H. Vereecken, A. Binley, G. Cassiani, A. Revil, & K. Titov (Eds). *Applied Geophysics* (75-116). New York: Springer-Verlag.

- Červený, V. (1987). Ray tracing algorithms in three-dimensional laterally varying layered structures. In G. Nolet (Ed.). *Seismic tomography: With applications in global seismology* (99-133). Dordrecht, Holland: Springer.
- Červený, V. (2001). *Seismic Ray Theory*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Chen, Y. H., Chew, W. C., & Oristaglio, M. L. (1997). Application of perfectly matched layers to the transient modeling of subsurface EM problems. *Geophysics*, 62, 1730-1736.
- Chen, H. W., & Huang, T. M. (1998). Finite-difference time-domain simulation of GPR data. *Journal of Applied Geophysics*, 40, 139-163.
- Chevva, K., Shirke, J. M., & Ghosh, N. (2008). Assessment of concrete quality using non-destructive techniques, Ghatghar project, Maharashtra, India. *Bulletin of Engineering Geology and the Environment*, 67, 65-70.
- Clement, W. P., & Knoll, M. D. (2000). *Tomographic inversion of crosshole radar data: Confidence in results*. The Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, Proceedings of SAGEEP, 553-562.
- Clement, W. P. (2006). Issues during the inversion of crosshole radar data: Can we have confidence in the outcome? *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, 11, 269-287.
- Clement, W. P., & Barrash, W. (2006). Crosshole radar tomography in a fluvial aquifer near Boise, Idaho. *Journal of Environmental and Engineering Geophysics*, 11, 171-184.
- Conroy, J. P., & Guy, E. D. (2005). Borehole Tomography and Surface 3D Radar for Coal mine Subsidence Detection. *EJGE*, 10F.

- Conyers, L. B., & Goodman, D. (1997). *Ground-penetrating radar: An introduction for archaeologists*. California: Altamira Press.
- Conyers, L. B., & Cameron, C. M. (1998). Ground-penetrating radar techniques and three-dimensional computer mapping in the American Southwest. *Journal of Field Archaeology*, 25, 417-430.
- Cook, J. C. (1973). Radar exploration through rock in advance of mining. *Transactions of the Society of Mineral Engineering AIME*, 254, 140-146.
- Cook, J. C. (1975). Radar transparencies of mines and tunnel rocks. *Geophysics*, 40, 865-885.
- Cook, J. C. (1977). Borehole-radar exploration in a coal seam. *Geophysics*, 42, 1254-1257.
- Coon, J. B., Fowler, J. C., & Schafers, C. J. (1981). Experimental Uses of Short Pulse Radar in Coal Seams. *Geophysics*, 46, 1163-1168.
- Daniels, D. J., Gunton, D. J., & Scott, H. F. (1988). Introduction to subsurface radar. *IEEE Proceedings-F, Communications, Radar & Signal Proceedings*, 135, 278-320.
- Daniels, D. J. (1996). Surface-penetrating radar. *Electronics & Communication Engineering Journal*, 8, 165-182.
- Daniels, D. J. (2004). *Ground penetrating radar* (2nd ed.). London, United Kingdom: The Institute of Electrical Engineers.
- Davis, J. L., & Annan, A. P. (1989). Ground-penetrating radar for high-resolution mapping of soil and rock stratigraphy. *Geophysical Prospecting*, 37, 531-551.

- Degenhardt, J. J., & Giardino, J. R. (2003). Subsurface investigation of a rock glacier using ground-penetrating radar: Implications for locating stored water on Mars. *Journal of Geophysical Research*, 108, 8036-8053.
- Deidda, G. P., & Ranieri, G. (2005). Seismic tomography imaging of an unstable embankment. *Engineering Geology*, 82, 32-42.
- Dellwig, L. F., & Bare, J. E. (1978). A radar investigation of North Louisiana salt domes. *Photogrametric Engineering and Remote Sensing*, 44, 1411-1419.
- Dines, K. A., & Lytle, R. J. (1979). Computerized geophysical tomography. *Proceedings of the IEEE*, 67, 1065-1073
- Dolphin, L. T., Beatty, W. B., & Tanzi, J. D. (1978). Radar Probing of Victorio Peak, New Mexico. *Geophysics*, 43, 1441-1448.
- Ellefsen, K. J. (1999). Effects of layered sediments on the guided wave in crosswell radar data. *Geophysics*, 64, 1698-1707.
- Ernst, J. R., Green, A. G., Maurer, H., & Holliger, K. (2007). Application of a new 2D time-domain full-waveform inversion scheme to crosshole radar data. *Geophysics*, 72, J53-J64.
- Evans, S. (1963). Radio techniques for the measurement of ice thickness. *PolarRecord*, 11, 406-410.
- Fang, J., & Wu, Z. (1996). Generalized perfectly matched layer for the absorption of propagating and evanescent waves in lossless and lossy media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 44, 2216-2222.

- Fisher, E., McMechan, G. A., & Annan, A. P. (1992). Acquisition and processing of wide-aperture ground-penetrating radar data. *Geophysics*, 57, 495-504.
- Fullagar, P. K., Livelybrooks, D. W., Zhang, P., Calvert, A. J., & Wu, Y. R. (2000). Radio tomography and borehole radar delineation of the McConnell nickel sulfide deposit, Sudbury, Ontario, Canada. *Geophysics*, 65, 1920-1930.
- Gedney, S. (2005). Perfectly matched layer absorbing boundary conditions. In A. Taflov, S. C. Hagness (Eds.). *The Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method* (3rd ed.). (273-328). London: Artech House Publishers.
- Giannopoulos, A. (2005). Modelling ground penetrating radar by GprMax. *Construction and Building Materials*, 19, 755-762.
- Gloaguen, E., Marcotte, D., Chouteau, M., & Perroud, H., (2005). Borehole radar velocity inversion using cokriging and cosimulation. *Journal of Applied Geophysics*, 57, 242-259.
- Golub, G., & Kahan, W. (1965). Calculating the singular values and pseudo-inverses of a matrix. *Journal of the society for industrial and applied mathematics: Series B, numerical analysis*, 2, 205-224.
- Goodman, D. (1994). Ground-penetrating radar simulation in engineering and archaeology. *Geophysics*, 59, 224-232.
- Gordon, R., Bender, R., & Herman, G. T. (1970). Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography. *Journal of Theoretical Biology*, 29, 471-481.

- Gordon, R. (1974). A tutorial on ART (Algebraic Reconstruction Techniques). *IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-21*, 78-93.
- Göktürkler, G. (2009). Seismic first-arrival tomography with functional description of traveltimes. *Journal of Geophysics and Engineering*, 6, 374-385.
- Grandjean, G., Gourry, J. C., & Bitri, A. (2000). Evaluation of GPR techniques for civil-engineering applications: study on a test site. *Journal of Applied Geophysics*, 45, 141-156.
- Greenhalgh, S. A., Bing, Z., & Green, A. (2006). Solutions, algorithms and inter-relations for local minimization search geophysical inversion. *Journal of Geophysics and Engineering*, 3, 101-113.
- Grégoire, C., Halleux, L., & Vervoort, A. (2003). *Application of ground penetrating radar in a mining environment*. In Mining and Mineral Processing, Sofia, p. 179-183.
- Guru, B., & Hızıroğlu, H. (2004). *Electromagnetic field theory fundamentals* (2nd ed.). Cambridge University Press.
- Guy, E. D., & Daniels, J. J. (2003). *Cross-hole radar effectiveness for coal mine-related subsidence investigations*. North American No-Dig Proceedings, International and North American Societies for Trenchless Technology, 1-15.
- Hadamard, J. (1923). *Lectures on Cauchy's problem in linear partial differential equations*. Yale University Press, New Haven.
- Haeni, F. P., Halleux, L., Johnson, C. D., & Lane, J. W. (2002). *Detection and mapping of fractures and cavities using borehole radar*. In Fractured Rock 2002 Proceedings, National Ground Water Association, 4 p.

- Hanafy, S., & Hagrey, S. A. al. (2006). Ground-penetrating radar tomography for soil-moisture heterogeneity. *Geophysics*, 71, K9-K18.
- Hauser, K., Jackson, M., Lane, J., & Hodges, R. (1995). *Deep tunnel detection using crosshole radar tomography*. In Proceedings SAGEEP'95, Orlando, FL, p. 853-857.
- Harris, F. J. (1978). On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform. *Proceedings of the IEEE*, 66, 51-83.
- Hestenes, M. R., & Stiefel, E. (1952). Methods of conjugate gradients for solving linear systems. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, 49, 409-436.
- Hole, J. A., & Zelt, B. C. (1995). 3-D Finite-difference reflection travel-times. *Geophysical Journal International*, 121, 427-434.
- Holliger, K., Musil, M., & Maurer, H. R. (2001). Ray-based amplitude tomography for crosshole georadar data: A numerical assessment. *Journal of Applied Geophysics*, 47, 285-298.
- Holliger, K., & Bergmann, T. (2002). Numerical modeling of borehole georadar data. *Geophysics*, 67, 1249-1257.
- Holliger, K., & Maurer, H. R. (2004). Effects of stochastic heterogeneity on ray-based tomographic inversion of crosshole georadar amplitude data. *Journal of Applied Geophysics*, 56, 177-193.
- Holser, W. T., Brown, R. J. S., Roberts, F. A., Fredrikkson, O. A., & Unterberger, R. R. (1972). Radar logging of a salt dome. *Geophysics*, 37, 889-906.

- Hubbard, S. S., Peterson, J. E. Jr., Majer, E. L., Zawislanski, P. T., Williams, K. H., Roberts, J., & Wobber, F. (1997). Estimation of permeable pathways and water content using tomographic radar data. *The Leading Edge*, 16, 1623-1628.
- Huisman, J. A., Hubbard, S. S., Redman, J. D., & Annan, A. P. (2003). Measuring soil water content with ground penetrating radar: A review. *Vadose Zone Journal*, 2, 476-491.
- Hülsencbek, P. V. (1926). German Patent Number 489434.
- Hülsmeier, C. (1904). German Patent Number 165546.
- Irving, J. D., & Knight, R. J. (2005). Effect of antennas on velocity estimates obtained from crosshole GPR data. *Geophysics*, 70, K39-K42.
- Irving, J., & Knight, R. (2006). Numerical modeling of ground-penetrating radar in 2-D using MATLAB. *Computers & Geosciences*, 32, 1247-1258.
- Irving, J. D., Knoll, M. D., & Knight, R. J. (2007). Improving crosshole radar velocity tomograms: A new approach to incorporating high-angle traveltimes data: *Geophysics*, 72, J31-J41.
- Jackson, M. J., & Tweeton, D. R. (1994). *MIGRATOM: Geophysical tomography using wave front migration and fuzzy constraints*. USBM Report of Investigation 9497, 35 p.
- Kayen, R. E., Barnhardt, W. A., Ashford, S., Rollins, K., Minasian, D. L., & Carlin, B. A. (2002). In T. Parsons (Ed.). High-resolution crosshole radar tomography: Application to liquefaction-induced changes in soil on Treasure Island. *Crustal Structure of the Coastal and Marine San Francisco Bay Region, California* (3-10). Washington: USGS Professional Paper 1658, U.S. Geological Survey.

- Knight, R. (2001). Ground penetrating radar for environmental applications. *Annual Review of Earth Planetary Sciences*, 29, 229-255.
- Kong, F. N., Westerdahl, H., & By, T. L. (1993). *Borehole radar tunnel detection at Gjovik, Norway*. Fourth Tunnel Detection Symposium on Subsurface Exploration Technology, Golden, CO, USA, p. 649-658.
- Kuphaldt, T. R. (2009). *Lessons in electric circuits, volume II - AC*. Revised July 25, 2007, from <http://www.ibiblio.org/kuphaldt/electricCircuits/AC/index.html>.
- Kuzuoğlu, M., & Mittra, R. (1997). Investigation of nonplanar perfectly matched absorbers for finite-element mesh truncation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 45, 474-486.
- Lecomte, I. (1993). Finite difference calculation of first traveltimes in anisotropic media. *Geophysical Journal International*, 113, 318-342.
- Lecomte, I., Gjoystdal, H., Dahle, A., & Pedersen, O. C. (2000). Improving modelling and inversion in refraction seismics with a first-order Eikonal solver. *Geophysical Prospecting*, 48, 437-454.
- Lehmann, B. (2007). *Seismic Traveltime Tomography for Engineering and Exploration Applications*. EAGE Publications, Houten, The Netherlands.
- Leimbach, G., & Löwy, H. (1910). German Patent Number 237944.
- Leucci, G., Negri, S., & Carrozzo, M. T. (2003). Ground penetrating radar (GPR): an application for evaluating the state of maintenance of the building coating. *Annals of Geophysics*, 46, 481-489.

- Lerner, R. M. (1974). *Ground radar system*. Massachusetts Institute of Technology, United States Patent Number 3831173.
- Lines, L. R., & Treitel, S. (1984). Tutorial: a review of least-squares inversion and its application to geophysical problems. *Geophysical Prospecting*, 32, 159-86.
- Liu, L., Lane, J. W., & Quan, Y. (1998). Radar attenuation tomography using the centroid frequency downshift method. *Journal of Applied Geophysics*, 40, 105-116.
- Liu, Q. H., & Fan, G. X. (1999). Simulations of GPR in dispersive media using a frequency-dependent PSTD algorithm. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 37, 2317-2324.
- Lo, T. W., & Inderwiesen, P. (1994). *Fundamentals of seismic tomography*. Tulsa: Society of Exploration Geophysics.
- Loke, M.H., & Barker, R. D. (1996). Rapid least-squares inversion of apparent resistivity pseudosections by a quasi-Newton method. *Geophysical Prospecting*, 44, 131-152.
- Loke, M. H., & Dahlin, T. (2002). A comparison of the Gauss-Newton and quasi-Newton methods in resistivity imaging inversion. *Journal of Applied Geophysics*, 49, 149-62.
- Löwy, H. (1911). German Patent Number 254517.
- Martinez, A., & Byrnes, A. P. (2001). Modeling dielectric-constant values of geologic materials: An aid to ground-penetrating radar data collection and interpretation. *Current Research in Earth Sciences, Bulletin 247, part 1*, 1-16.

- Milsom, J. (2003). *Field geophysics* (3rd ed.). John Wiley & Sons Ltd., England.
- Mo, L. W., & Harris, J. M. (2002). Finite-difference calculation of direct-arrival traveltimes using the eikonal equation. *Geophysics*, 67, 1270-1274.
- Morey, R. M. (1974). Continuous sub-surface profiling by impulse radar. Conference on Subsurface Exploration for Underground Excavation and Heavy Construction. *American Society of Civil Engineers*, 213-232.
- Morey, R. M. (1976). Detection of subsurface cavities by ground penetrating radar. *Highway Geological Symposium*, 27, 28-30.
- Moorman, B. J. (2001). Ground-penetrating radar applications in paleolimnology. In W. M. Last & J. P. Smol, (Eds.). *Tracking environmental change using lake sediments* (23-47). Dordrecht, The Netherlands: Kluwer Academic Publishers.
- Moret, G. J. M., & Knoll, M. D. (2003). *The value of borehole-to-surface information in near-surface crosswell seismic tomography*. Proceedings of SAGEEP03, The Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, April 6-10, San Antonio, TX, p. 131-141.
- Mur, G. (1981). Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 23, 377-382.
- Musil, M., Maurer, M., Hollinger, K., & Green, A. G. (2006). Internal structure of an alpine rock glacier based on crosshole georadar traveltimes and amplitudes. *Geophysical Prospecting*, 54, 273-285.

- Mwenifumbo, C. J., Barrash, W., & Knoll, M. D. (2009). Capacitive conductivity logging and electrical stratigraphy in a high-resistivity aquifer, Boise Hydrogeophysical Research Site. *Geophysics*, 74, E125-E133.
- Neal, A. (2004). Ground-penetrating radar and its use in sedimentology: principles, problems and progress. *Earth-Science Reviews*, 66, 261-330.
- Neubauer, W., Eder-Hinterleitner, A., Seren, S., & Melichar, P. (2002). Georadar in the Roman civil town Carnuntum, Austria: An approach for archaeological interpretation of GPR data. *Archaeological Prospection*, 9, 135-156.
- Negri, S., & Leucci, G. (2006). Geophysical investigation of the Temple of Apollo (Hierapolis, Turkey). *Journal of Archaeological Science*, 33, 1505-1513.
- Nicolotti, G., Socco, L. V., Martinis, R., Godio, A., & Sambuelli, L. (2003). Application and comparison of three tomographic techniques for detection of decay in trees. *Journal of Arboriculture*, 29, 66-78.
- Olsson, O., Falk, L., Forslund, O., Lundmark, L., & Sandberg, E. (1992). Borehole radar applied to the characterization of hydraulically conductive fracture zones in crystalline rock. *Geophysical Prospecting*, 40, 109-142.
- Osumi, N., & Ueno, K. (1988). Detection of buried plant. *IEE Proceedings-F, Communications, Radar & Signal Processing*, 135, 330-342.
- Paasche, H., Tronicke, J., Holliger, K., Green, A. G., & Maurer, H. (2006). Integration of diverse physical-property models: Subsurface zonation and petrophysical parameter estimation based on fuzzy *c*-means cluster analyses. *Geophysics*, 71, H33-H44.

- Paige, C. C., & Saunders, M. A. (1982a). LSQR: An algorithm for sparse linear equations and sparse least squares. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 8, 43-71.
- Paige, C. C., & Saunders, M. A. (1982b). Sparse linear equations and least squares problems. *ACM Transactions on Mathematical Software*, 8, 195-209.
- Peterson, J. E., Paulsson, B. N. P., & McEvelly, T. V. (1985). Applications of algebraic reconstruction techniques to crosshole seismic data. *Geophysics*, 50, 1566-1580.
- Parkhomenko, E. I. (1967). *Electrical properties of rocks*. New York: Plenum Press.
- Peterson, J. E., Majer, E., & Knoll, M. D. (1999). *Hydrogeological property estimation using tomographic data at the Boise hydrogeophysical research site*. Proceedings SAGEEP'99, Oakland, CA., p. 629-638.
- Podvin, P., & Lecomte, I. (1991). Finite-difference computation of traveltimes in very contrasted velocity models - a massively parallel approach and its associated tools. *Geophysical Journal International*, 105, 271-284.
- Porsani, J. L., Filho, W. M., Elis, V. R., Shimeles, F., Dourado, J. C., & Moura, H. P. (2004). The use of GPR and VES in delineating a contamination plume in a landfill site: a case study in SE Brazil. *Journal of Applied Geophysics*, 55, 199-209.
- Powers, M.H., & Olhoeft, G.R. (1994). Modeling dispersive groundpenetrating radar data. *Proceedings of the 5th International Conference on Ground-Penetrating Radar*, Waterloo, Ontario, pp. 173-183.

- Qin, F. H., Luo, Y., Olsen, K. B., Cai, W. Y., & Schuster, G. T. (1992). Finite-difference solution of the eikonal equation along expanding wave-fronts. *Geophysics*, 57, 478-487.
- Rawlinson, N., & Sambridge, M. (2003). Seismic traveltime tomography of the crust and lithosphere. *Advances in Geophysics*, 46, 81-198.
- Reboullet, E. C., & Barrash, W. (2003). *Core, grain-size, and porosity data from the Boise Hydrogeophysical Research Site, Boise, Idaho*. BSU CGISS Technical Report, 03-02, Boise State University, Boise, ID, 84 p.
- Reppert, M., Morgan, F. D., & Toksöz, M. N. (2000). Dielectric constant determination using ground-penetrating radar reflection coefficients. *Journal of Applied Geophysics*, 43, 189-197.
- Reynolds, J. M. (1997). *An introduction to applied and environmental geophysics*. Chichester: John Wiley & Sons Ltd.
- Roden, J. A., & Gedney, S. D. (2000). Convolution PML (CPML): an efficient FDTD implementation of the CFS – PML for arbitrary media. *Microwave and Optical Technology Letters*, 27, 334-339.
- Rucker, D. F., & Ferré, T. P. A. (2004). Correcting water content measurement errors associated with critically refracted first arrivals on zero offset profiling borehole ground penetrating radar profiles. *Vadose Zone Journal*, 3, 278-287.
- Sacks, Z. S., Kingsland, D. M., Lee, R., & Lee, J. F. (1995). A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 43, 1460-1463.

- Sass, O., & Wollny, K. (2001). Investigations regarding alpine talus slopes using ground-penetrating radar (gpr) in the Bavarian Alps, Germany. *Earth Surface Processes and Landforms*, 26, 1071-1086.
- Sato, M., & Miwa, T. (2000). Polarimetric borehole radar system for fracture measurement. *Subsurface Sensing Technologies and Applications*, 1, 161-175.
- Scales, J. A. (1987). Tomographic inversion via the conjugate gradient method. *Geophysics*, 52, 179-185.
- Scales, J. A., Smith, M. L., & Treitel, S. (2001). *Introductory geophysical inverse theory*. Colorado, USA: Samizdat Press.
- Serzu, M. H., Kozak, E. T., Lodha, G. S., Everitt, R. A., & Woodcock, D. R. (2004). Use of borehole radar techniques to characterize fractured granitic bedrock at AECL's Underground Research Laboratory. *Journal of Applied Geophysics*, 55, 137-150.
- Sevgi, L. (1999). *Elektromagnetik problemler ve sayısal yöntemler*. İstanbul: Birsen Yayınevi.
- Snieder, R., & Trampert, J. (1999). Inverse problems in geophysics. In A. Wirgin (Ed.). *Wavefield inversion*. New York: Springer Verlag.
- Stenson, B. O. (1951). *Radar methods for the exploration of glaciers, Pasadena, California*. Pasadena, California: California Institute of Technology.
- Taflove, A., & Hagness, S. C. (2005). *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method* (3rd ed.). London: Artech House Publishers.

- Socco, L. V., Sambuelli, L., Martinis, R., Comino, E., & Nicolotti, G. (2004). Feasibility of ultrasonic tomography for nondestructive testing of decay on living trees. *Research in Nondestructive Evaluation*, 15, 31-54.
- Stern, W. (1930). Principles, methods and results of electrodynamic thickness measurement of glacier ice. *Zeitschrift fur Gletscherkunde*, 18-24.
- Theirbach, R. (1973). Electromagnetic Reflections in Salt Deposits. *Journal of Geophysics*, 40, 633-637.
- Tikhonov, A. N., & Arsenin, V. Y. (1977). *Solution of ill-posed problems*. New York: Winston.
- Teixeira, F. L., Chew, W. C., Straka, M., Oristaglio, M. L., & Wang, T. (1998). Finite-difference time-domain simulation of ground penetrating radar on dispersive, inhomogeneous, and conductive soils. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36, 1928-1937.
- Tronicke, J., Tweeton, D. R., Dietrich, P., & Appel, E. (2001). Improved crosshole radar tomography by using direct and reflected arrival times. *Journal of Applied Geophysics*, 47, 97-105.
- Turesson, A. (2006). Water content and porosity estimated from ground-penetrating radar and resistivity. *Journal of Applied Geophysics*, 58, 99-111.
- Ulriksen, C. P. (1982). *Application of impulse radar to civil engineering*. Ph.D. thesis (published), Lund University of Technology, Lund, New Hampshire: Geophysical Survey Systems, Inc.
- Unterberger, R. R. (1978). Radar propagation in rock salt. *Geophysical Prospecting*, 26, 312-328.

- Vafidis, A., Economou, N., Ganiatsos, Y., Manakou, M., Poulioudis, G., Sourlas, G., Vrontaki, E., Sarris, A., Guy, M., & Kalpaxis, T. (2005). Integrated geophysical studies at ancient Itanos (Greece). *Journal of Archaeological Science*, 32, 1023-1036.
- Vidale, J. (1988). Finite-difference calculation of travel-times. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 78, 2062-2076.
- Vidale, J. E. (1990). Finite-difference calculation of traveltimes in three dimensions. *Geophysics*, 55, 521-526.
- Wang, T., & Tripp, A. C. (1996). FDTD simulation of EM wave propagation in 3-D media. *Geophysics*, 61, 110-120.
- Wang, D., & McMechan, G. A. (2002). Finite-difference modeling of borehole ground penetrating radar data. *Journal of Applied Geophysics*, 49, 111-127.
- Virieux, J., & Farra, F. (1991). Ray tracing in 3-d complex isotropic media: An analysis of the problem. *Geophysics*, 56, 2057-2069.
- Wright, D. L., Grover, T. P., Labson, V., Pellerin, L., Ellefsen, K. J., & Bradley, J. A. (1995). *Tomography between wells, a transient dielectric logging tool, and the very early time electromagnetic ŽVETEM. system*. Proceedings of SAGEEP'95, Orlando, FL., p. 501-510.
- Yee, K. S. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 43, 1460-1463.

- Yu, L., Chouteau, M., Boerner, D. E., & Wang, J. (1998). On the imaging of radio-frequency electromagnetic data for cross-borehole mineral exploration. *Geophysical Journal International*, 135, 523-541.
- Zhou, H., & Sato, M. (2004). Subsurface cavity imaging by crosshole borehole radar measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 42, 335-341.
- Zeng, X., McMechan, G. A., Cai, J., & Chen, H. W. (1995). Comparison of ray and Fourier methods for modeling monostatic ground-penetrating radar profiles. *Geophysics*, 60, 1727-1734.