



ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΚΡΗΤΗΣ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΓΕΟΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΕΙΣΜΟΛΟΓΙΑΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΜΕΛΕΤΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗΣ ΓΕΩΛΟΓΙΚΗΣ ΔΟΜΗΣ ΤΟΥ ΠΟΛΕΟΔΟΜΙΚΟΥ ΣΥΓΚΡΟΤΗΜΑΤΟΣ ΤΗΣ ΠΟΛΗΣ ΤΟΥ ΗΡΑΚΛΕΙΟΥ ΜΕ ΤΗΝ ΧΡΗΣΗ ΣΕΙΣΜΙΚΩΝ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΩΝ.

ΦΑΣΟΥΛΑΣ ΜΙΧΑΛΗΣ

Επιτροπή εποπτείας

Ηλίας Παπαδόπουλος

Παντελής Σουπιός

Βασίλης Σάλτας

Φεβρουάριος 2008



TECHNOLOGICAL INSTITUTE OF CRETE
DEPARTMENT OF NATURAL RESOURCES AND ENVIRONMENT
LABORATORY OF GEOPHYSICS AND SEISMOLOGY

PRE-GRADUATE THESIS

**A STUDY OF SURFACE GEOLOGY
USING GEOPHYSICAL PROSPECTING
IN THE CITY OF HERAKLION BY
MEANS OF SEISMIC AND ELECTRIC
TOMOGRAPHY.**

MICHAEL FASOULAS

Examining Comitee

Hlias Papadopoulos

Pantelis Soupios

Vasilis Saltas

February 2008

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Για την παρούσα πτυχιακή εργασία θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της πτυχιακής κ. Παπαδόπουλο Ηλία Εργ. Συνεργάτης του τομέα Γεωπεριβάλλοντος του Τ.Ε.Ι. Κρήτης. Τον ευχαριστώ θερμά για την ανάθεση του θέματος, την καθοδήγηση του αλλά και για τις ουσιαστικές παρατηρήσεις και συμβουλές του για να υλοποιηθεί η εργασία αυτή.

Ευχαριστώ θερμά τον κ. Παντελεήμων Σουπιό, Επίκουρο Καθηγητή τομέα Γεωπεριβάλλοντος του Τ.Ε.Ι. Κρήτης, για τη βοήθεια και καθοδήγηση του σε επιστημονικά θέματα καθώς και για τη συνεχή παρότρυνση κατά τη διάρκεια της παρούσας εργασίας. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω και τον κ. Σάλτα Βασίλειο και την κ. Κόκκινου Ελένη του τομέα Γεωπεριβάλλοντος για την βοήθεια τους σε επιστημονικά θέματα κατά την επεξεργασία των μετρήσεων.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	5
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΟ ΤΗΣ ΠΤΥΧΙΑΚΗΣ	9
1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	9
1.2 ΔΟΜΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ	10
ΚΕΦΑΛΑΙΟ2: ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΕΩΝ	11
2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	12
2.2 ΔΙΑΔΟΣΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ.....	13
2.3 ΕΙΔΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ.....	13
2.4 ΦΑΙΝΟΜΕΝΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ.....	15
2.5 ΜΕΤΑΒΟΛΕΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ.....	17
2.6 ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ	18
2.7 ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	19
2.7.1 ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΤΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ	21
2.7.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΙΑΚΩΒΙΑΝΟΥ ΠΙΝΑΚΑ.....	22
2.7.3 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ	24
2.7.3.1 ΑΣΤΑΘΕΙΑ ΣΤΗΝ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΤΟΥ ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΟΥ ΙΑΚΩΒΙΑΝΟΥ	27
2.7.3.2 ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΑΡΙΘΜΙΚΗΣ ΚΛΙΜΑΚΑΣ ΣΤΗΝ ΕΠΙΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ	27
2.7.3.3 ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΣΥΓΚΛΙΣΗΣ ΚΑΙ ΠΟΙΟΤΗΤΑΣ- ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΦΑΛΜΑΤΩΝ ...	28
2.7.3.4 ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΩΝ ΒΑΡΩΝ	29
2.7.3.5 ΧΡΗΣΗ ΤΗΣ SVD ΣΤΗΝ ΕΠΙΛΥΣΗ ΑΣΤΑΘΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ	30
2.7.3.6 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΜΕ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΥΣ.....	32
2.7.3.7 ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΛΑΧΙΣΤΩΝ ΤΕΤΡΑΓΩΝΩΝ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ.....	32
2.7.3.8 ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΞΟΜΑΛΥΣΜΕΝΗΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ.....	34
2.8 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	37
2.8.1 ΑΣΤΑΘΕΙΑ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ-ΠΡΟΕΛΕΥΣΗ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΩΝ	37
2.8.2 ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗ ΤΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ-ΣΦΑΛΜΑΤΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ	37
2.8.3 ΕΠΙΛΟΓΗ ΑΡΧΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ	38
2.8.4 ΣΑΦΗΝΕΙΑ ΣΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ	38
2.9 ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ	41
ΚΕΦΑΛΑΙΟ3:ΜΕΘΟΔΟΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ	42
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	43
3.2 ΕΙΔΗ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ.....	44
3.2.1 ΚΥΜΑΤΑ ΧΩΡΟΥ	44
3.3 ΤΡΟΠΟΙ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΓΕΩΦΩΝΩΝ ΣΕ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ.....	48
3.4 ΔΟΜΗ ΔΥΟ ΟΡΙΖΟΝΤΙΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ	51
3.4.1 ΔΟΜΗ ΠΟΛΛΩΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ	56
3.4.2 ΣΤΡΩΜΑ ΜΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΗ ΤΗΝ ΚΑΤΩ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ	59
3.4.2.1 ΒΑΣΙΚΕΣ ΘΕΩΡΗΤΙΚΕΣ ΣΧΕΣΕΙΣ	61
3.4.2.2 ΤΡΟΠΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ	64

3.4.3 ΔΟΜΗ ΠΟΛΛΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ ΜΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΕΣ	67
3.4.4 ΣΤΡΩΜΑ ΜΕ ΜΗ ΕΠΙΠΕΔΗ ΤΗΝ ΚΑΤΩ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ.....	68
3.5 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΤΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ	71
3.6 ΔΟΜΕΣ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΜΕΤΑΒΟΛΗΣ ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΜΕ ΤΟ ΒΑΘΟΣ	73
3.7 ΚΑΘΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΣΗΣ ΔΙΑΡΡΗΞΗΣ ΚΑΙ ΤΟΥ ΑΛΜΑΤΟΣ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ	76
3.8 ΔΙΟΡΘΩΣΕΙΣ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ	79
3.8.1 ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΤΩΝ ΑΝΑΓΡΑΦΩΝ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ	82
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4:ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ–ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ...	84
4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	85
4.2 ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΚΑΙ ΕΡΜΗΝΙΑ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ	85
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5:ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	130

ΚΕΦΑΛΑΙΟ1:ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΟ ΠΤΥΧΙΑΚΗΣ

1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι γεωφυσικές μέθοδοι διασκόπησης είναι πλέον διαδεδομένες και χρησιμοποιούνται κατά κόρον στην επίλυση προβλημάτων που περιλαμβάνουν τη διερεύνηση υπεδάφινων δομών. Η πτυχιακή εργασία επικεντρώνεται στην εφαρμογή δύο γεωφυσικών μεθόδων διασκόπησης, ηλεκτρικής και σεισμικής στην πόλη του Ηρακλείου τον μήνα Ιούλιο και Αύγουστο 2005. Η εφαρμογή δύο μεθόδων μας παρέχει την δυνατότητα να έχουμε περισσότερο ακριβείς αποτελέσματα τα οποία προκύπτουν από τη σύγκριση των δύο αυτών μεθόδων. Για την λήψη των μετρήσεων εφαρμόσαμε τις παρακάτω παραμέτρους : Για την σεισμική μέθοδο εφαρμόσαμε **σεισμικά διάθλασης** και για την ηλεκτρική μέθοδο χρησιμοποιήσαμε τις διατάξεις **Schlumberger** και **Wenner**.

Οι γεωφυσικές έρευνες σε μια διάσταση βρίσκουν ευρεία εφαρμογή στη γεωλογική, στην υδρογεωλογική, μεταλλευτική και περιβαλλοντική έρευνα. Υπάρχουν διάφορες γεωφυσικές μέθοδοι, που στηρίζονται σε διαφορετικές φυσικές αρχές οι οποίες και εφαρμόζονται για το σκοπό αυτό.

Σκοπός της πτυχιακής ήταν η εκμάθηση των γεωφυσικών μεθόδων στην ύπαιθρο καθώς και η ερμηνεία των αποτελεσμάτων με τη χρήση των προγραμμάτων Res2Dinv και Seisimager για ηλεκτρική και σεισμική τομογραφία αντίστοιχα.

Introduction

1.2 ΔΟΜΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Η δομή της παρούσας διατριβής αντικατοπτρίζει τη μεθοδολογία που ακολουθήθηκε:

- Στο κεφάλαιο 2, παρουσιάζονται οι βασικές αρχές των ηλεκτρικών διασκοπήσεων, ο ρόλος της φαινόμενης ηλεκτρικής αντίστασης, οι τρόποι υλοποίησης των διατάξεων μέτρησης, τα όργανα που χρησιμοποιούνται και η θεωρητική ερμηνεία κατά την διάρκεια μιας μελέτης.
- Στο κεφάλαιο 3, παρουσιάζεται η μέθοδος σεισμικής διάθλασης και η εφαρμογή της, η υπεδάφια δομή με δύο ή περισσότερα οριζόντια στρώματα και κεκλιμένα καθώς και οι τρόποι υπολογισμού.
- Στο κεφάλαιο 4, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων και τα συμπεράσματα για κάθε περιοχή ξεχωριστά .
- Στο κεφάλαιο 5, παρουσιάζεται η βιβλιογραφία.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ2:ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΕΩΝ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα γενικά χαρακτηριστικά της ηλεκτρικής διασκόπισης. Εν συντομία αναλύεται το φυσικό υπόβαθρο της μεθόδου.

Παρουσιάζονται οι τρόποι με τους οποίους υλοποιούνται οι διατάξεις μέτρησης, τα όργανα που χρησιμοποιούνται και ο σχεδιασμός για την πραγματοποίηση της γεωφυσικής έρευνας.

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η γεωηλεκτρική μέθοδος παρουσιάζει μια ποικιλία έναντι των άλλων γεωφυσικών μεθόδων όπως η βαρυτική , η μαγνητική , η σεισμική και η ραδιομετρική. Μετρούνται συνήθως δυναμικά , ρεύματα (εντάσεις και πυκνότητες) και ηλεκτρομαγνητικά πεδία που παράγονται είτε από φυσικές είτε από τεχνητές πηγές. Με την εφαρμογή των ηλεκτρικών μεθόδων γεωφυσικής διασκόπησης επιδιώκεται ο καθορισμός της κατανομής των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των πετρωμάτων των επιφανειακών στρωμάτων του φλοιού της Γης, με μετρήσεις ηλεκτρικών ποσοτήτων στην επιφάνεια της Γης. Σκοπός της γεωηλεκτρικής μεθόδου διασκόπησης είναι να μετρηθεί η διαφορά δυναμικού που προκαλείται από την εισαγωγή ηλεκτρικού ρεύματος μέσα στην γη. Η μετρούμενη διαφορά δυναμικού αντικατοπτρίζει τη δυσκολία με την οποία το ηλεκτρικό ρεύμα ρέει μέσα στο υπέδαφος, δίνοντας έτσι μια ένδειξη για την ηλεκτρική αντίσταση του υπεδάφους. Διαφορετικοί γεωλογικοί σχηματισμοί παρουσιάζουν και διαφορετικές ηλεκτρικές αντιστάσεις. Η γνώση της γεωηλεκτρικής δομής του υπεδάφους μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την έμμεση εύρεση της γεωλογικής δομής και δομών ενδιαφέροντος.

Οι ηλεκτρικές μέθοδοι χρησιμοποιούνται κυρίως στη χαρτογράφηση γεωλογικών στρωμάτων (Vandenbergh, 1982 Olesen et al., 1992 Griffiths and Barker, 1993), στην ανεύρεση και χαρτογράφηση υδάτινων πόρων (Van dam, 1976 Rijo et al., 1977 Aubert et al., 1984 Olayinka and Barker, 1990), στην τεχνική γεωλογία για την εύρεση του βάθους του μητρικού πετρώματος σε τοποθεσίες κατασκευής τεχνητών φραγμάτων (Habberjam, 1975 Smith, 1986 Butler and Llopis, 1990 Dahlin et al., 1994), στην ανίχνευση γεωθερμικών πεδίων (Wright et al., 1985 Thanassoulas and Tsokas, 1987), στην περιβαλλοντική γεωλογία για τον εντοπισμό μολυσμένων υπόγειων υδάτων (Rodgers and Kean, 1980) και διαρροών αποβλήτων (Van et al., 1992) καθώς και στην εύρεση στόχων αρχαιολογικού ενδιαφέροντος (Aitken, 1974 Hesse et al., 1986 Roka and Tsokas, 1987 Orlando et al., 1987 Szymanski et al., 1992).

2.2 ΔΙΑΔΟΣΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Οι μέθοδοι που εφαρμόζονται ανήκουν στην κατηγορία του τεχνητά παραγόμενου ηλεκτρικού ρεύματος, το οποίο διαβιβάζεται στο έδαφος δια μέσου ενός ζεύγους ηλεκτροδίων και σε ένα δεύτερο ζεύγος ηλεκτροδίων όπου μετράτε η πτώση τάσης που προκαλείται (Σχήμα 2.1). Η διάδοση του ηλεκτρικού ρεύματος στην γη γίνεται με τους εξής τρεις τρόπους.

1. Ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα

Το ηλεκτρικό ρεύμα διαδίδεται μέσω των ιόντων αλάτων και ορυκτών που είναι διαλυμένα μέσα στο νερό που γεμίζει τους πόρους των γεωλογικών σχηματισμών.

2. Ηλεκτρονική αγωγιμότητα

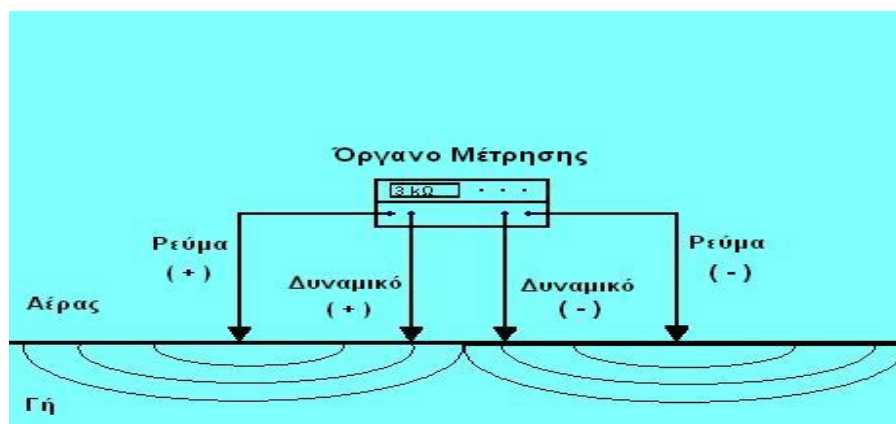
Το ηλεκτρικό ρεύμα διαδίδεται μέσω των ελεύθερων ηλεκτρονίων που βρίσκονται στην κρυσταλλική δομή πετρωμάτων και ορυκτών (κυρίως μεταλλικών)

3. Διηλεκτρική αγωγιμότητα

Το εναλλασσόμενο ηλεκτρικό ρεύμα προκαλεί κυκλική κίνηση στα ιόντα της κρυσταλλικής δομής κάποιων μονωτών. Η κίνηση αυτή προκαλεί δευτερεύων εναλλασσόμενο ρεύμα.

2.3 ΕΙΔΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ

Η ηλεκτρική αντίσταση που υπολογίζεται σαν το πηλίκο των δύο αυτών μεγεθών χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης ρ .

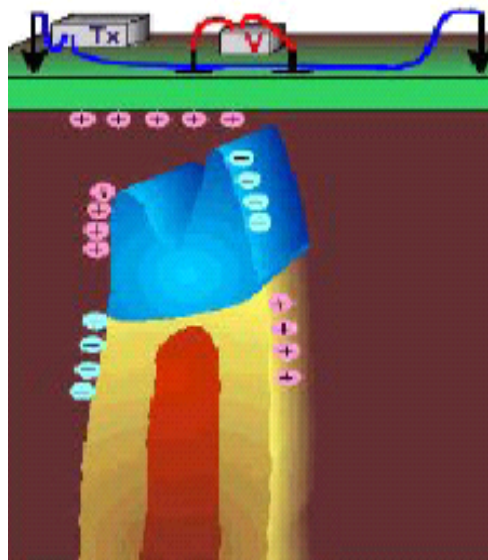


Σχήμα 2.1. Η βασική διάταξη γεωηλεκτρικών μετρήσεων.

Η ειδική ηλεκτρική αντίσταση ρ ενός στερεού σώματος κυλινδρικού σχήματος, διατομής S και μήκους L , που έχει ηλεκτρική αντίσταση R , ορίζεται από τη σχέση:

$$\rho = \frac{RS}{L} \quad (2.1)$$

και αντικατοπτρίζει την δυσκολία με την οποία το ηλεκτρικό ρεύμα ρέει μέσα στο υπέδαφος στο σύστημα SI. Το R μετράται σε Ohms, το L σε μέτρα (m) και το S σε τετραγωνικά μέτρα (m^2). Μονάδα μέτρησης της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης είναι το $Ohm \cdot m$.



Σχήμα 2.2 Ειδική ηλεκτρική αντίσταση

Ένας άλλος όρος, που περιγράφει τη συμπεριφορά της Γης στη διέλευση του ρεύματος είναι η ειδική ηλεκτρική αγωγιμότητα σ , η οποία αποτελεί το αντίστροφο της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης:

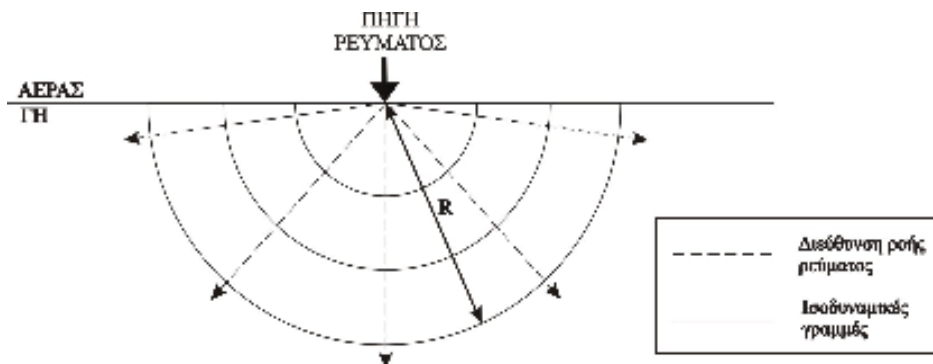
$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (2.2)$$

και αντικατοπτρίζει την ευκολία με την οποία το ηλεκτρικό ρεύμα ρέει μέσα στο υπέδαφος. Η μονάδα μέτρησης της ειδικής ηλεκτρικής αγωγιμότητας είναι το **siemens** ανά μέτρο (S/m).

2.4 ΦΑΙΝΟΜΕΝΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ

Στην απλή περίπτωση, όπου το έδαφος είναι ομογενές και ισότροπο, το ρεύμα που εισέρχεται σε αυτό μέσω μιας σημειακής πηγής (ηλεκτροδίου), ρέει ακτινικά διερχόμενο από ένα ημισφαίριο εμβαδού $S = 2\pi r^2$, όπου r είναι η απόσταση της περιφέρειας του ημισφαιρίου από το σημείο εισαγωγής του ρεύματος. Οι ισοδυναμικές επιφάνειες έχουν σχήμα ημισφαιρίου και οι γραμμές του ρεύματος είναι κάθετες στις ισοδυναμικές επιφάνειες (σχήμα 2.3.). Σε αυτή την περίπτωση το δυναμικό δίνεται από τη σχέση:

$$V = \frac{\rho i}{2\pi r} \quad (2.3.)$$



Σχήμα 2.3. Οι ισοδυναμικές γραμμές και η κατεύθυνση του ρεύματος για μια σημειακή πηγή.

Στην πράξη χρειάζονται τέσσερα ηλεκτρόδια για να γίνει μέτρηση της αντίστασης ενός ημιχώρου. Τα δύο από αυτά χρησιμεύουν στην εισαγωγή και κυκλοφορία του ρεύματος και τα ονομάζουμε A και B, ενώ με τη βοήθεια των άλλων μετράμε τη διαφορά δυναμικού στα αντίστοιχα σημεία και τα ονομάζουμε M και N. Έστω ότι AM είναι η απόσταση του M από το θετικό ηλεκτρόδιο A, BM από το αρνητικό B και AN και BN οι

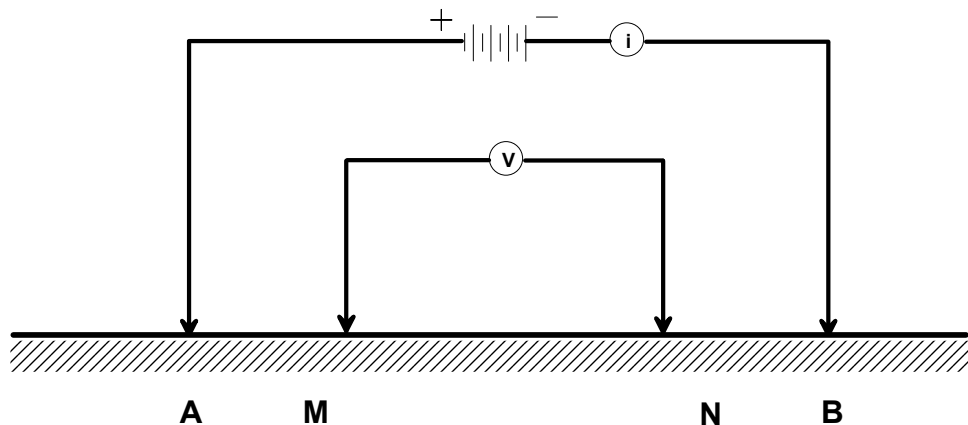
αντίστοιχες αποστάσεις του Ν από τα ηλεκτρόδια του ρεύματος (σχήμα 2.4.). Τότε, σύμφωνα με τη σχέση (2.3.), η διαφορά δυναμικού μεταξύ των ηλεκτροδίων Α και Β για έναν ομογενή ημιχώρο με αντίσταση ρ και για μια διάταξη τεσσάρων ηλεκτροδίων, είναι:

$$\Delta V = \frac{\rho i}{2\pi} \cdot \left(\frac{1}{AM} - \frac{1}{BM} - \frac{1}{AN} + \frac{1}{BN} \right) \quad (2.4.)$$

Η σχέση αυτή χρησιμοποιείται για τη μελέτη των διαφόρων διατάξεων. Επομένως, η αντίσταση του ημιχώρου μπορεί να βρεθεί από τη σχέση:

$$\rho = \frac{2\pi \Delta V}{K i} \quad (2.5)$$

όπου Κ είναι ο παράγοντας μέσα στην παρένθεση της σχέσης (2.4.), ο οποίος λέγεται γεωμετρικός παράγοντας και εξαρτάται από τη διάταξη των τεσσάρων ηλεκτροδίων. Στην περίπτωση ομογενούς και ισότροπου εδάφους και για οποιαδήποτε διάταξη ηλεκτροδίων, όταν ο γεωμετρικός παράγοντας πολλαπλασιάζεται με τη μετρούμενη αντίσταση, το αποτέλεσμα είναι η πραγματική αντίσταση του εδάφους.



Σχήμα 2.4 Διάταξη τεσσάρων ηλεκτροδίων για τη μέτρηση της διαφοράς δυναμικού.

Στην περίπτωση μη ομογενούς και ισότροπου χώρου, η σχέση (2.5.), ορίζει μια παράμετρο που ονομάζεται φαινόμενη ειδική ηλεκτρική αντίσταση του ημιχώρου ρ_a . Η παράμετρος αυτή εισάγεται για να ληφθεί υπόψη η γεωμετρία της μέτρησης, οι θέσεις δηλαδή των ηλεκτροδίων. Η φαινόμενη αντίσταση δεν είναι η πραγματική αντίσταση του υπεδάφους, αλλά μια φαινόμενη τιμή, η οποία είναι η αντίσταση που θα είχε το έδαφος εάν ήταν γεωηλεκτρικά ομογενές. Η τιμή αυτή ταυτίζεται με την πραγματική αντίσταση όταν πρόκειται για ομογενή γη.

Στην πράξη η φαινόμενη αντίσταση ρ_a αποτελεί ένα είδος μέσου όρου των ηλεκτρικών αντιστάσεων του ανομοιογενούς υπεδάφους. Επομένως, δε δίνει ακριβώς την πραγματική αλλά μια “παραμορφωμένη εικόνα” της γεωηλεκτρικής δομής του υπεδάφους. Για το λόγο αυτό, η απευθείας χρήση των μετρήσεων φαινόμενης αντίστασης για την εξαγωγή συμπερασμάτων είναι παρακινδυνευμένη. Η πραγματική αντίσταση μπορεί να βρεθεί μόνο μετά από κατάλληλη επεξεργασία. Ο καθορισμός της πραγματικής αντίστασης από τις τιμές της φαινόμενης αντίστασης είναι η λύση του αντίστροφου προβλήματος, για το οποίο θα γίνει λόγος παρακάτω.

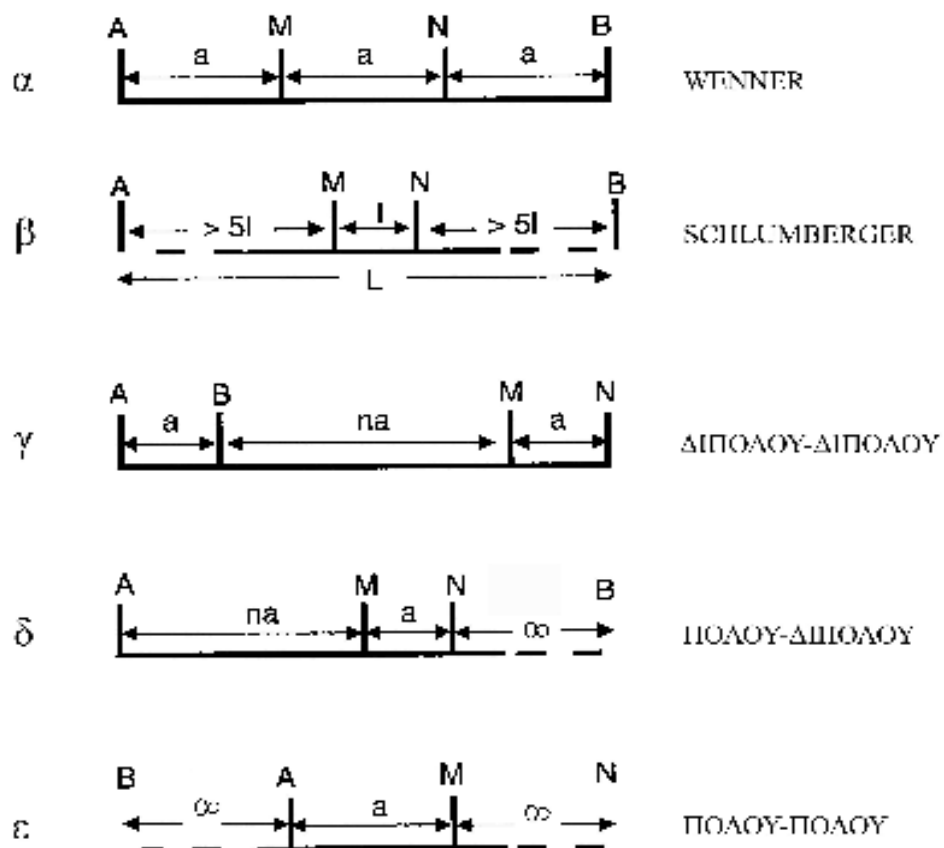
2.5 ΜΕΤΑΒΟΛΕΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ

Η αντίσταση ρ κατά κύριο λόγο εξαρτάται από την ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα δηλαδή είναι συνδυασμός παραγόντων που επηρεάζουν τη συγκέντρωση, σύσταση του νερού. Ειδικότερα εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, όπως είναι οι υδρολογικές–υδρογεωλογικές συνθήκες της περιοχής μελέτης, η χημική σύσταση του νερού, το μέγεθος των πόρων των σχηματισμών, πιθανές διαρρήξεις, διακλάσεις ή ρήγματα των σχηματισμών, η θερμοκρασία και η πίεση που επικρατούν. Τα μεταμορφωμένα και τα πυριγενή πετρώματα έχουν υψηλές τιμές αντίστασης. Η αντίσταση αυτών των πετρωμάτων εξαρτάται από το βαθμό ρωγμάτωσής τους και από το ποσοστό του νερού που περιέχουν στους πόρους τους. Τα ιζηματογενή πετρώματα, τα οποία είναι συνήθως περισσότερο πορώδη και περιέχουν υψηλότερο ποσοστό νερού, έχουν χαμηλότερες αντιστάσεις. Η αντίσταση του νερού ποικίλει από 10 έως 100 $Ohm \cdot m$, ανάλογα με την περιεκτικότητά του σε διαλυμένα άλατα (Παπαζάχος, 1986).

2.6 ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ

Υπάρχουν διάφοροι τρόποι κατά τους οποίους διατάσσονται τα ηλεκτρόδια του ρεύματος και του δυναμικού. Παρακάτω παρουσιάζονται οι ευρύτερα χρησιμοποιούμενες διατάξεις αλλά και αυτές που εμείς χρησιμοποιήσαμε κατά την διάρκεια των μετρήσεων μας (σχήμα 2.4). οι οποίες είναι : **Wenner, Schlumberger, διπόλου – διπόλου , πόλου - διπόλου και πόλου-πόλου.**

Το κύριο χαρακτηριστικό μιας διάταξης είναι ο γεωμετρικός της παράγοντας, ο οποίος σχετίζεται μονοσήμαντα με τις σχετικές αποστάσεις μεταξύ των ηλεκτροδίων (Tsourlos, 1995).



Σχήμα 2.4 Οι συχνότερα χρησιμοποιούμενες διατάξεις ηλεκτροδίων (Tsourlos, 1995)

ΔΙΑΤΑΞΗ WENNER. Κατά τη διάταξη αυτή τα ηλεκτρόδια δυναμικού M,N τοποθετούνται μεταξύ των ηλεκτροδίων δυναμικού A,B (σχήμα 2.4α). Οι αποστάσεις μεταξύ των παρακείμενων ηλεκτροδίων είναι ίσες με a . Αντικαθιστώντας στη σχέση (2.4.) προκύπτει ότι:

$$K = \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{2a} - \frac{1}{2a} + \frac{1}{a} \right) = \frac{1}{a} \quad (2.6.)$$

και επομένως η φαινόμενη αντίσταση για τη διάταξη Wenner δίνεται από τη σχέση:

$$\rho_a = 2\pi a \frac{\Delta V}{i} \quad (2.7.)$$

ΔΙΑΤΑΞΗ SCHLUMBERGER. Η διάταξη αυτή είναι παρόμοια με τη διάταξη Wenner, αλλά τα ηλεκτρόδια ρεύματος είναι τοποθετημένα σε απόσταση πολύ μεγαλύτερη από την απόσταση των ηλεκτροδίων δυναμικού (σχήμα 2.4β). Αν η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων ρεύματος είναι $2L$, η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων δυναμικού είναι $2l$ και ισχύει $L \geq 10l$, τότε η φαινόμενη αντίσταση είναι:

$$\rho_a = \frac{\pi L^2}{2l} \cdot \frac{\Delta V}{i} \quad (2.8.)$$

2.7 ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ

Δύο μέθοδοι έρευνας είναι οι συνηθέστερα χρησιμοποιούμενες για τον καθορισμό της αντίστασης. Με τη μέθοδο της βυθοσκόπησης (sounding) καθορίζεται η αντίσταση σε συνάρτηση με το βάθος. Το κέντρο της διάταξης παραμένει σταθερό και με τη συνεχή αύξηση της απόστασης των ηλεκτροδίων ρεύματος, αυξάνεται και το βάθος διείσδυσης του ρεύματος και διαρρέονται βαθύτεροι σχηματισμοί. Με τη μέθοδο της όδευσης (profiling) εντοπίζονται πλευρικές μεταβολές της αντίστασης.

Αντίθετα με τη βυθοσκόπηση, οι αποστάσεις των ηλεκτροδίων παραμένουν σταθερές και λαμβάνεται μια σειρά μετρήσεων με πλευρική μετακίνηση της διάταξης των ηλεκτροδίων ως συνόλου με σταθερό βήμα.

Η μέθοδος της ηλεκτρικής τομογραφίας αποτελεί συνδυασμό των μεθόδων της **βυθοσκόπησης** και της **όδευσης** και παρέχει τη δυνατότητα λήψης πληροφοριών τόσο για την πλευρική όσο και για τη σε βάθος μεταβολή της αντίστασης. Η ηλεκτρική τομογραφία μπορεί να περιγραφεί ως μία σειρά από συνεχόμενες ηλεκτρικές βυθοσκοπήσεις κατά μήκος της γραμμής έρευνας ή ως μία σειρά από οδεύσεις πάνω από την ίδια περιοχή με διαδοχικά αυξανόμενες αποστάσεις ηλεκτροδίων. Με τον τρόπο αυτό παίρνουμε μια δυσδιάστατη εικόνα της περιοχής μελέτης.

Ένα από τα κύρια χαρακτηριστικά της ηλεκτρικής τομογραφίας είναι ότι, σε σύγκριση με τις άλλες τεχνικές, λαμβάνεται ένας αρκετά μεγάλος αριθμός μετρήσεων (άρα και χρήσιμη πληροφορία). Με αυτόν τον τρόπο αυξάνεται η διακριτική ικανότητα και ανάλυση της γεωηλεκτρικής μεθόδου. Παράλληλα όμως, λόγω του μεγάλου αριθμού τους, οι μετρήσεις είναι δύσκολο να ληφθούν με χειροκίνητη αλλαγή των ηλεκτροδίων, και γι' αυτό χρησιμοποιούνται συστήματα αυτοματοποιημένων πολυπλεκτών.

Πρόδρομος της ηλεκτρικής τομογραφίας είναι η μέθοδος της “ψευδοτομής” που έχει χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα στην χαρτογράφηση μεταλλευμάτων (Edwards 1977) αλλά και σε διάφορες άλλες εφαρμογές (π.χ. υδρογεωλογικές, Griffiths et al. 1990). Στην διαδικασία της “ψευδοτομής” μπορούν να χρησιμοποιηθούν διάφορες διατάξεις ηλεκτροδίων (διπόλου-διπόλου, Wenner, πόλου-διπόλου). Η ηλεκτρική τομογραφία όμως είναι πιο γενικευμένος όρος που περιλαμβάνει και μετρήσεις με μη συμβατικές διατάξεις καθώς επίσης και μετρήσεις που λαμβάνονται με ηλεκτρόδια σε γεωτρήσεις (π.χ. Shima 1992).

2.7.1 ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΤΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ



Η πλέον δημοφιλής τεχνική για την αποκατάσταση της πραγματικής εικόνας της γεωηλεκτρικής αντίστασης του υπεδάφους είναι αυτή της αντιστροφής. Σκοπός της αντιστροφής είναι να βρεθεί ένα μοντέλο αντίστασης που να δίνει μετρήσεις που είναι όσο το δυνατό πιο κοντά στις πραγματικές. Προϋπόθεση η ύπαρξη μεθόδου επίλυσης του ευθέως προβλήματος, δηλαδή, να βρεθούν οι μετρήσεις, δοθείσης της κατανομής της αντίστασης.

Αρχικά γίνεται μια αναφορά στην επίλυση του ευθέως προβλήματος, δηλαδή στον υπολογισμό της θεωρητικής απόκρισης του υπεδάφους σε μια διέγερση ροής ηλεκτρικού ρεύματος. Παρουσιάζονται πολύ συνοπτικά οι διάφορες μέθοδοι επίλυσης, αριθμητικές ή αναλυτικές. Επίσης παρουσιάζεται ο τρόπος υπολογισμού του Ιακωβιανού πίνακα **A** που χρησιμοποιείται στην επίλυση του αντιστρόφου προβλήματος.

Παρουσιάζονται οι εξισώσεις που ισχύουν για την περίπτωση επίλυσης μη γραμμικών αντιστροφών προβλημάτων χωρίς περιορισμούς, και ακολουθεί μια αναφορά στα κριτήρια σύγκλισης και στη χρήση πινάκων στατιστικών βαρών στις εξισώσεις.

Ακολούθως αναφέρονται οι μέθοδοι επίλυσης των μη γραμμικών συστημάτων με περιορισμούς. Οι μέθοδοι αυτές είναι οι πλέον χρησιμοποιούμενες στην πράξη, καθώς χειρίζονται αποτελεσματικά το πρόβλημα της αστάθειας της αντιστροφής του γενικευμένου Ιακωβιανού. Τέλος παρουσιάζονται τα πλεονεκτήματα και τα σχετικά μειονεκτήματα των μεθόδων, καθώς και οι λόγοι που μας οδήγησαν στην επιλογή μιας εξ αυτών για την εφαρμογή του αλγορίθμου που θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο.

2.7.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΙΑΚΩΒΙΑΝΟΥ ΠΙΝΑΚΑ

Η γενική διαδικασία αντιστροφής εμπεριέχει την έννοια της επαναληπτικής διαδικασίας, για την περίπτωση των μη-γραμμικών συστημάτων. Προσπαθούμε με διαδοχικές βελτιώσεις να βρούμε το μοντέλο \mathbf{m} του υπεδάφους, εκείνο το οποίο επιλύοντας το ευθύ πρόβλημα θα μας δώσει συνθετικά δεδομένα $\mathbf{f}(\mathbf{m})$ τα οποία να βρίσκονται όσο το δυνατό πιο κοντά σε αυτά που μετρήθηκαν στο ύπαιθρο.

Δημιουργείται έτσι ένα σύστημα εξισώσεων της μορφής

$$\mathbf{d}=\mathbf{f}(\mathbf{m}), \quad (2.9)$$

όπου \mathbf{d} είναι το διάνυσμα που περιέχει τα πειραματικά δεδομένα. Η λύση των γραμμικών εξισώσεων επιτρέπει να γραφεί η εξίσωση (3.1) στη μορφή $\mathbf{m}=\mathbf{f}^{-1}(\mathbf{d})$. Η αντιστροφή όμως της συνάρτησης \mathbf{f} δεν μπορεί να εφαρμοστεί σε μη-γραμμικά συστήματα, όπως στην περίπτωση των προβλημάτων των TDEM. Η λύση δίνεται με συνεχείς προσεγγίσεις, όπου υπολογίζεται πρώτα η συνάρτηση $\mathbf{f}(\mathbf{m}_j)$, για κάθε επανάληψη j , και με διαδοχικές βελτιώσεις του θεωρητικού μοντέλου γίνεται προσπάθεια να πλησιάσει όσο το δυνατό περισσότερο το πειραματικό.

Η βελτίωση του μοντέλου \mathbf{m}_j γίνεται εφαρμόζοντας μικρές διαταραχές $d\mathbf{m}_j$ στις παραμέτρους. Υπολογίζοντας πάλι την λύση του ευθέως προβλήματος για τις καινούργιες παραμέτρους, συγκρίνονται οι θεωρητικές μετρήσεις με τις πραγματικές μέχρι να ικανοποιηθεί το κριτήριο σύγκλισης που έχει τεθεί εξ αρχής.

Αναπτύσσοντας την εξίσωση (2.9) σε σειρά Taylor και αγνοώντας όρους μεγαλύτερης τάξεως από του ενός,

$$f_i(m_j + dm_j) \approx f_i(m_j) + \frac{\partial f_i(m_j + dm_j)}{\partial (dm_j)} dm_j.$$

Οι μερικές παράγωγοι της απόκρισης του μοντέλου $\mathbf{f}(\mathbf{m})$ σε σχέση με τις παραμέτρους $d\mathbf{m}$ αποτελούν τα στοιχεία του πίνακα \mathbf{A} που ονομάζεται Ιακωβιανός.

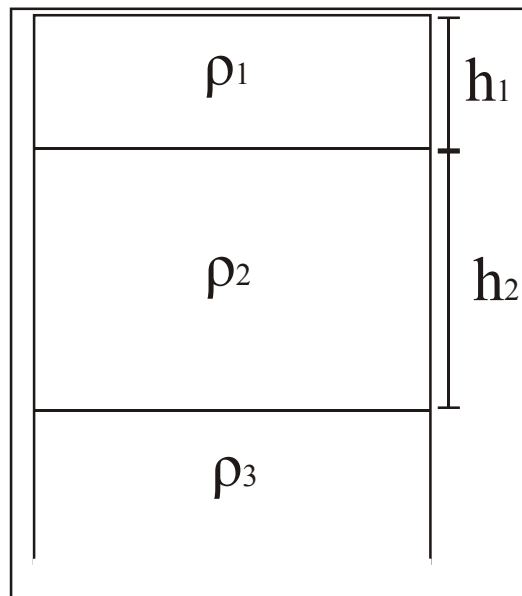
Άρα το στοιχείο ij του Ιακωβιανού πίνακα θα είναι

$$A_{ij} = \frac{\partial f_i(m_j + dm_j)}{\partial (dm_j)} \quad (2.10)$$

Ο υπολογισμός των στοιχείων A_{ij} μέσω του τύπου (2.10) είναι δύσκολος, καθώς είναι άγνωστη η αναλυτική μορφή της συνάρτησης f . Υπάρχουν αριθμητικές λύσεις για τον υπολογισμό των στοιχείων του Ιακωβιανού Πίνακα, οι οποίες όμως είναι δύσκολο να υλοποιηθούν σε αλγοριθμική μορφή. Ο δημοφιλέστερος τρόπος είναι με τη χρήση της μεθόδου των διαταραχών των στοιχείων (perturbation technique) βάσει της εξίσωσης

$$A_{ij} = \frac{\log(f_i(m_j + \delta)) - \log(f_i(m_j))}{\delta} \quad (2.11)$$

όπου δ είναι η διαταραχή \mathbf{dm} που εισάγεται για την βελτίωση του μοντέλου \mathbf{m}_j . Δηλαδή, επιλύεται το ευθύ πρόβλημα μια φορά, και αλλάζουμε μια παράμετρο κατά ένα ποσοστό, π.χ. πέντε τοις εκατό, και επιλύεται δεύτερη φορά το ευθύ πρόβλημα για να υπολογιστεί η μεταβολή του συνθετικού μοντέλου εξαιτίας της διαταραχής της παραμέτρου. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται για κάθε παράμετρο, έως ότου υπολογιστούν όλα τα στοιχεία του πίνακα \mathbf{A} . Είναι φανερό ότι με την παραπάνω διαδικασία η μερική παράγωγος της εξίσωσης (2.10) υπολογίζεται προσεγγιστικά με τη χρήση των πεπερασμένων διαφορών (εξ.2.11).



Σχήμα 2.5 Μοντέλο τριών στρωμάτων με αντιστάσεις ρ_1, ρ_2, ρ_3 και πάχη h_1 και h_2 .

Στο σχήμα (2.6) παρουσιάζεται ένα μοντέλο υπεδάφους τριών στρωμάτων, με αντιστάσεις ρ_1, ρ_2, ρ_3 και πάχη h_1, h_2 αντίστοιχα. Ο Ιακωβιανός πίνακας σε αυτό το παράδειγμα θα είναι τάξης $(5 \times n)$ και θα έχει τη μορφή

$$A = \begin{array}{c|ccc} \frac{\partial f(m_1)}{\partial \rho_1} & \frac{\partial f(m_2)}{\partial \rho_1} & \dots & \frac{\partial f(m_n)}{\partial \rho_1} \\ \frac{\partial f(m_1)}{\partial \rho_2} & \dots & \dots & \frac{\partial f(m_n)}{\partial \rho_2} \\ \frac{\partial f(m_1)}{\partial \rho_3} & \dots & \dots & \frac{\partial f(m_n)}{\partial \rho_3} \\ \frac{\partial f(m_1)}{\partial h_1} & \dots & \dots & \frac{\partial f(m_n)}{\partial h_1} \\ \frac{\partial f(m_1)}{\partial h_2} & \dots & \dots & \frac{\partial f(m_n)}{\partial h_2} \end{array} \quad (2.12)$$

όπου n ο αριθμός των μετρήσεων. Τα στοιχεία του πίνακα υπολογίζονται με βάση τον τύπο (2.11).

2.7.3 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ

Το πρόβλημα της ερμηνείας των γεωφυσικών ηλεκτρομαγνητικών δεδομένων πάσχει από μια εγγενή αδυναμία, η οποία και είναι συνηθισμένη στις περισσότερες γεωφυσικές μεθόδους: η αντιστροφή του γενικευμένου Ιακωβιανού πίνακα είναι ασταθής, με αποτέλεσμα, εάν δεν υπάρχουν περιορισμοί, οι λύσεις που προκύπτουν από την επίλυση του αντιστρόφου προβλήματος να είναι γεωλογικά απαρέδεκτες, παρόλο που μπορεί να είναι μαθηματικά ορθές.

Η διαδικασία της επίλυσης του ευθέως προβλήματος, μπορεί να γραφεί με την απλοποιημένη μορφή

$$f(\mathbf{m}) = \mathbf{y}, \quad (2.13)$$

όπου \mathbf{y} είναι το διάνυσμα των πειραματικών δεδομένων, και $f(\mathbf{m})$ η λύση που προκύπτει από την επίλυση του ευθέως προβλήματος και αντιστοιχεί στο μοντέλο \mathbf{m} , που αποτελείται από πάχη και αντιστάσεις στρωμάτων.

Στην περίπτωση του μονοδιάστατου προβλήματος, υποθέτουμε στρωματομένη γη, δηλαδή τα στρώματα του υπεδάφους διατάσσονται οριζόντια, με συγκεκριμένα πάχη και αντιστάσεις. Άρα ο σκοπός της επίλυσης του αντιστρόφου προβλήματος είναι να μπορέσει να βρεθεί ένα μοντέλο στρωμάτων, το οποίο να έχει απόκριση που θα είναι όσο το δυνατόν πιο κοντά στις πειραματικές μετρήσεις.

Σκοπός λοιπόν της αντιστροφής είναι να καταλήξει σε μια σχέση της μορφής

$$y=f^{-1}(m). \quad (2.14)$$

Επειδή το πρόβλημα είναι μη γραμμικό, δε μπορεί να επιλυθεί απευθείας, αλλά μπορεί να αντικατασταθεί με την επίλυση επιμέρους «μικρότερων» γραμμικών προβλημάτων. Εάν η συνάρτηση $f(\mathbf{m})$ αναπτυχθεί σε σειρά Taylor γύρω από μια πολύ μικρή μεταβολή του \mathbf{dm} , και αγνοώντας τους όρους μεγαλύτερης τάξης από την πρώτη, προκύπτει ότι

$$f(m+dm) \approx f(m) + \frac{\partial f(m)}{\partial m} dm = y, \quad (2.15)$$

όπου $\frac{\partial f(m)}{\partial m}$ είναι ο Ιακωβιανός πίνακας, που εκφράζει τις μερικές παραγώγους της $f(\mathbf{m})$

σε σχέση με τη μεταβολή του μοντέλου \mathbf{m} .

Με απλές πράξεις προκύπτει ότι

$$\frac{\partial f(m)}{\partial m} = y - f(m) = dy,$$

όπου dy η διαφορά μεταξύ πραγματικών και συνθετικών δεδομένων. Έτσι, η επίλυση του αρχικού μη γραμμικού προβλήματος έχει αντικατασταθεί με την επίλυση πολλών επιμέρους γραμμικών προβλημάτων.

Για την περίπτωση γραμμικών προβλημάτων, η λύση της μεθόδου των ελαχίστων τετραγώνων προκύπτει από την ελαχιστοποίηση του τετραγώνου του σφάλματος μεταξύ των πειραματικών και θεωρητικών δεδομένων, δηλαδή,

$$q = dy^T dy = (y - f(m))^T (y - f(m)). \quad (2.16)$$

Θέτοντας την παράγωγο του q ως προς \mathbf{dm} ίση με μηδέν, καταλήγουμε στις κανονικές εξισώσεις του συστήματος,

$$A^T A dm = A^T dy \quad (2.17)$$

και η τελική λύση του συστήματος είναι

$$dm = (A^T A)^{-1} A^T dy \quad (2.18)$$

όπου ο πίνακας $A^T A$ ονομάζεται γενικευμένος Ιακωβιανός.

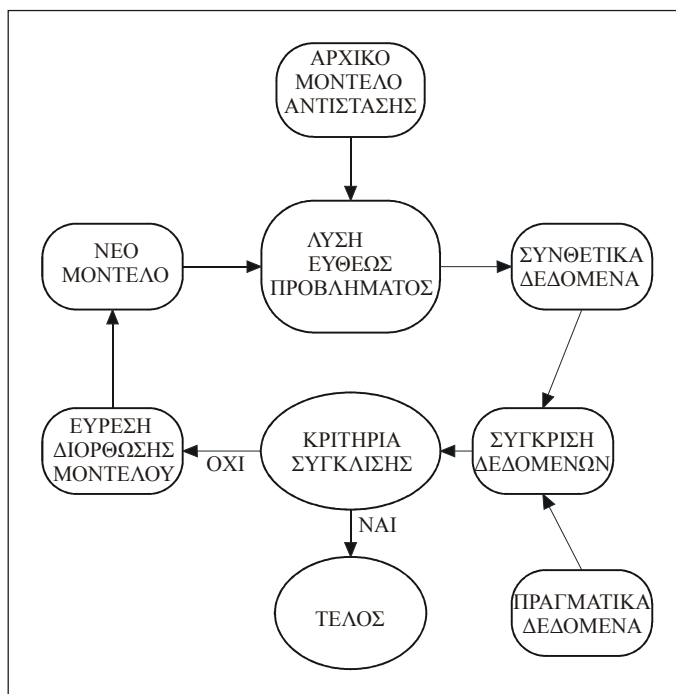
Βάσει της εξ.(2.17) μπορούμε να ορίσουμε τον αλγόριθμο επίλυσης του μη γραμμικού προβλήματος. Είναι μια επαναληπτική διαδικασία κατά την οποία, σε κάθε επανάληψη k , η διόρθωση του μοντέλου δίνεται από τη σχέση

$$dm_k = (A_k^T A_k)^{-1} A_k^T dy_k \quad (2.19)$$

όπου A_k είναι ο Ιακωβιανός πίνακας για την k επανάληψη, $dy_k = [y - f(m_{k-1})]$, και το νέο μοντέλο προκύπτει από την πρόσθεση της διόρθωσης στο προηγούμενο, δηλαδή,

$$m_{k+1} = m_k + dm_k. \quad (2.20)$$

Στο σχήμα (2.7) παριστάνεται σχηματικά η διαδικασία της μη γραμμικής αντιστροφής.



Σχήμα 2.7 Διάγραμμα ροής του αντιστρόφου μη γραμμικού προβλήματος.

2.7.3.1 ΑΣΤΑΘΕΙΑ ΣΤΗΝ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΤΟΥ ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΟΥ ΙΑΚΩΒΙΑΝΟΥ

Στην πράξη η αντιστροφή του γενικευμένου Ιακωβιανού είναι μαθηματικά ασταθής. Αυτό οφείλεται στους φυσικούς περιορισμούς της μεθόδου. Όσο η πληροφορία έρχεται από μεγαλύτερα βάθη, τόσο μειώνεται η διακριτική ικανότητα και κυρίως η ευαισθησία της μεθόδου. Άρα η μεταβολή μιας παραμέτρου που αντιστοιχεί σε μεγάλο βάθος, αναμένεται να επηρεάσει πολύ λίγο τις μετρήσεις μας. Αντίστροφα, μια μικρή αλλαγή σε κάποια μέτρηση μπορεί να επιφέρει τεράστια μεταβολή σε κάποιες από τις παραμέτρους του μοντέλου.

Άρα η επίλυση του αντιστρόφου προβλήματος έχει εγγενή αδυναμία, και η ύπαρξη σφαλμάτων στις μετρήσεις μας κάνει ακόμα πιο ασταθές το σύστημα (Lanczos 1961, Jackson 1972). Επομένως, καθώς προσπαθούμε να βρούμε ένα μοντέλο που να ταιριάζει στα πειραματικά δεδομένα που έχουμε συλλέξει, καταλήγουμε σε μια πλειάδα μοντέλων που μπορεί να ικανοποιούν μαθηματικά, ή ακόμα και φυσικά, τους όρους σύγκλισης μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών μετρήσεων.

Απαιτείται έτσι η χρήση διαφόρων τεχνικών ώστε αφενός να κάνουμε την αντιστροφή μαθηματικά σταθερή, και αφετέρου να μπορέσουμε να διακρίνουμε ποιο από όλα τα μοντέλα που ικανοποιούν μαθηματικά τις εξισώσεις του συστήματος είναι αυτό που είναι πιο κοντά στο πραγματικό.

2.7.3.2 ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΑΡΙΘΜΙΚΗΣ ΚΛΙΜΑΚΑΣ ΣΤΗΝ ΕΠΙΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ

Στις μεθόδους αντιστροφής των γεωφυσικών προβλημάτων συχνή είναι η χρησιμοποίηση λογαριθμικής κλίμακας. Δύο είναι οι κύριες αιτίες. Η χρήση λογαρίθμων υποχρεώνει τις παραμέτρους να αποκτούν μόνο θετικές τιμές, αποφεύγοντας έτσι τιμές που δεν έχουν φυσικό νόημα (Sasaki 1982). Δεύτερον, λόγω του μεγάλου δυναμικού εύρους των τιμών που μπορεί να έχουν οι παράμετροι (ιδιαίτερα οι ηλεκτρικές

αντιστάσεις), η χρήση λογαρίθμων δύναται να επιταχύνει το ρυθμό σύγκλισης του επαναληπτικού αλγορίθμου (Park και Van, 1991).

Το τετράγωνο του σφάλματος των ελαχίστων τετραγώνων ,στην περίπτωση χρήσης λογαρίθμων, γίνεται $q' = dy'^T dy'$, όπου $dy' = \ln y - \ln f(m)$.

Το διάνυσμα των παραμέτρων m γίνεται p_i , όπου $p_i = e^{x_i}$, και $i=1,n$. Η λύση του συστήματος είναι

$$dp = (A'^T A')^{-1} A'^T dy \quad (2.21)$$

όπου ο A' έχει στοιχεία $A'_{ij} = \frac{\partial \ln y_i}{\partial p_j}$ (Tsourlos, 1995).

2.7.3.3 ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΣΥΓΚΛΙΣΗΣ ΚΑΙ ΠΟΙΟΤΗΤΑΣ- ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΦΑΛΜΑΤΩΝ

Η διαδικασία της αντιστροφής θα ήταν ημιτελής χωρίς ανάλυση των σφαλμάτων του διανύσματος των λύσεων. Καθώς τα δεδομένα έχουν εγγενή σφάλματα, είναι επόμενο να υπάρχουν σφάλματα και στη λύση που προκύπτει από τη μη γραμμική αντιστροφή του συστήματος. Ο έλεγχος των σφαλμάτων γίνεται με χρήση στατιστικών όρων (Press et all 1992).

Όπως και στην επίλυση γραμμικών συστημάτων, ο μέσος όρος του τετραγώνου των σφαλμάτων υπολογίζεται ως

$$RMS = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sqrt{\frac{(d_i^{ob} - d_i^{th})^2}{(d_i^{ob})^2}}, \quad (2.22)$$

όπου N ο αριθμός των δεδομένων, d^{ob} τα πειραματικά δεδομένα και d^{th} τα θεωρητικά δεδομένα.

Με τη χρήση του RMS ως κριτήριο σύγκλισης, το διάνυσμα των λύσεων είναι ευαίσθητο σε μεγάλα σφάλματα, γι αυτό στην πράξη χρησιμοποιείται ο όρος του αναγόμενου χ-τετράγωνο (Rijo 1977), που ορίζεται ως

$$\chi^2 = \frac{1}{N-M} \sum_{i=1}^N (d_i^{ob} - d_i^{th})^2, \quad (2.23)$$

όπου M ο αριθμός των παραμέτρων. Η χρήση αυτού του στατιστικού όρου κάνει τη λύση του συστήματος πιο ανεκτική σε μεγάλα σφάλματα.

Παίρνοντας την τετραγωνική ρίζα του όρου χ -τετράγωνο υπολογίζεται ο όρος του επί τοις εκατό μέσου σφάλματος των δεδομένων, που στην περίπτωση χρήσης λογαριθμικής κλίμακας δίνεται από τη σχέση

$$\% \varepsilon = (10^{\sqrt{\chi^2}} - 1) \times 100\% , \quad (2.24)$$

και είναι αυτός που χρησιμοποιείται στην σταθερή αντιστροφή, όπως θα δούμε παρακάτω.

Ο ρυθμός σύγκλισης μεταξύ δύο διαδοχικών επαναλήψεων (C.R), ορίζεται ως

$$C.R. = \frac{|\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i|}{\varepsilon_{i+1}} . \quad (2.25)$$

Πέρα από τα σφάλματα των μετρήσεων, το τελικό αποτέλεσμα της διαδικασίας αντιστροφής πρέπει να ελεγχθεί αν βρίσκεται μεταξύ των ορίων εμπιστοσύνης. Ο έλεγχος γίνεται βρίσκοντας τα σφάλματα του διανύσματος των λύσεων. Το σφάλμα της i παραμέτρου ορίζεται ως

$$S_{p_i} = \sqrt{\chi^2} \sqrt{(A^T A)_{ii}^{-1}} , \quad (2.26)$$

όπου $(A^T A)_{ii}$ είναι το στοιχείο του αντιστρόφου γενικευμένου Ιακωβιανού. Στην περίπτωση αυτή η παράμετρος p_i θα βρίσκεται μεταξύ των ορίων $p_i \pm S_{p_i}$.

2.7.3.4 ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΩΝ ΒΑΡΩΝ

Καθώς η αναπόφευκτη ύπαρξη σφαλμάτων στις μετρήσεις επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα της αντιστροφής, ένας πολύ χρήσιμος τρόπος για τον έλεγχο τους είναι η εισαγωγή πινάκων στις εξισώσεις του συστήματος που να δίνουν μεγαλύτερη ή μικρότερη βαρύτητα στις μετρήσεις ανάλογα με την ποιότητα τους.

Εάν m είναι οι μετρήσεις, ορίζεται ένας διαγώνιος πίνακας $(m \times m)$, που ονομάζεται πίνακας στατιστικών βαρών, του οποίου τα στοιχεία της διαγωνίου ορίζονται ως

$$W_{ii} = \frac{1}{\sigma_i} \quad (2.27)$$

όπου σ_i είναι το σφάλμα της i μέτρησης. Η τιμή του σφάλματος δίνεται είτε από το όργανο μέτρησης κατά τη διάρκεια της έρευνας, είτε από τον χρήστη ανάλογα με τις εκτιμήσεις του για την ποιότητα των στοιχείων που συνέλεξε.

Η φυσική έννοια της χρήσης των πινάκων W είναι πως αν κάποια μέτρηση έχει μεγάλο σφάλμα, το αντίστοιχο στοιχείο του πίνακα θα έχει πολύ μικρή τιμή.

Ο πίνακας αυτός πολλαπλασιάζεται και με τα δύο μέλη της εξίσωσης (2.13), οπότε

$$Wf(m) = Wy, \quad (2.28)$$

και καταλήγουμε στην εξίσωση

$$dm_k = (A_k^T W^T W A_k)^{-1} A_k^T W dy_k. \quad (2.29)$$

Το τελικό αποτέλεσμα είναι η αντίστοιχη εξίσωση του συστήματος να λαμβάνεται λιγότερο υπόψη κατά τη διάρκεια της αντιστροφής, επηρεάζοντας έτσι το διάλυμα των λύσεων λιγότερο από τις υπόλοιπες εξισώσεις του συστήματος.

2.7.3.5 ΧΡΗΣΗ ΤΗΣ SVD ΣΤΗΝ ΕΠΙΛΥΣΗ ΑΣΤΑΘΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ

Ένας τρόπος επίλυσης συστημάτων που ο πίνακας A είναι ασταθής είναι με τη χρήση της μεθόδου SVD (Lanczos 1961, Golub και Reinsch 1970, Lawson και Hanson 1974). Ο πίνακας A διαστάσεων $(m \times n)$ αναλύεται σε τρεις πίνακες,

$$A = U \Lambda V, \quad (2.30)$$

όπου, ο πίνακας U είναι διαστάσεων $(m \times m)$, ο Λ είναι διαγώνιος $(n \times n)$ και ο V είναι διαστάσεων $(n \times n)$. Ο αντίστροφος γενικευμένος Ιακωβιανός είναι $A_g^{-1} = V \Lambda^{-1} U^T$.

Ο πίνακας Λ είναι ο πίνακας των ιδιοτιμών του συστήματος. Από την ανάλυση του πίνακα Λ , μπορούμε να καταλάβουμε το πόσο ασταθές είναι το σύστημα. Τα στοιχεία του πίνακα είναι

$$\Lambda = \begin{vmatrix} \frac{1}{\lambda_1} & & & 0 \\ & \frac{1}{\lambda_2} & & 0 \\ 0 & & \frac{1}{\lambda_3} & \dots \\ 0 & 0 & & \frac{1}{\lambda_n} \end{vmatrix} \quad (2.31)$$

όπου, λ_i είναι οι ιδιοτιμές του συστήματος. Όταν οι ιδιοτιμές λ_i είναι πολύ μικρές (κοντά στο μηδέν), το αντίστοιχο στοιχείο του πίνακα Λ αποκτά πολύ μεγάλη τιμή και η συνεισφορά του στο διάνυσμα των λύσεων του συστήματος είναι μεγάλη.

Είναι δυνατό μέσω της ανάλυσης που επιτυγχάνεται με τη χρήση της SVD να εντοπιστούν οι πολύ μικρές ιδιοτιμές του συστήματος και να αποκοπούν. Εφαρμόζεται ένα κατώφλι κάτω από το οποίο τα στοιχεία του πίνακα Λ μηδενίζονται, και οι ιδιοτιμές αυτές δεν λαμβάνονται υπόψη κατά τη διαδικασία της αντιστροφής. Η τεχνική χρησιμοποιήθηκε ευρύτατα στις αρχές της δεκαετίας του 1980 για την επίλυση των ασταθών συστημάτων στο αντίστροφο γεωφυσικό πρόβλημα.

Το πρόβλημα είναι πως η επιλογή της τιμής που θα έχει το κατώφλι είναι αυθαίρετη, και εξαρτάται από το χρήστη, παρόλο που υπάρχουν διάφορες τεχνικές για τον ορισμό της τιμής αυτής (Press et al 1992). Αν δεν γίνει σωστός ορισμός της τιμής που θα έχει το κατώφλι, είτε θα αποκοπούν ιδιοτιμές που περιέχουν χρήσιμες πληροφορίες για το σύστημα που επιλύεται, είτε θα παραμείνουν ιδιοτιμές που θα «παραμορφώσουν» τη λύση του συστήματος. Η δυσκολία να οριστεί το κατώφλι είναι και ο λόγος που η χρήση της SVD είναι περιορισμένη στην αντιστροφή γεωφυσικών προβλημάτων. Υπάρχουν άλλες μέθοδοι, που με πιο αποτελεσματικό τρόπο απομακρύνουν τις ιδιοτιμές αυτές, χωρίς τον κίνδυνο να χαθούν πληροφορίες του συστήματος, όπως θα δούμε παρακάτω.

2.7.3.6 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΜΕ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΥΣ

Μια άλλη κατηγορία μεθόδων, ιδιαίτερα δημοφιλής και αποτελεσματική στην επίλυση του αντίστροφου γεωφυσικού προβλήματος, είναι η εισαγωγή περιορισμών στη λύση του συστήματος. Οι περιορισμοί μπορεί να προέρχονται από προϋπάρχουσες πληροφορίες για το πραγματικό μοντέλο, ή από εκτιμήσεις γύρω από αυτό. Η κύρια φιλοσοφία αυτών των μεθόδων είναι ότι οι τιμές των διορθώσεων σε κάθε επανάληψη της αντιστροφής, δεν πρέπει να αφήνονται να κινούνται ανεξέλεγκτα. Περιορίζεται έτσι το βήμα των διορθώσεων σε περιοχή εμπιστοσύνης ώστε να αποφευχθούν λύσεις οι οποίες είναι μεν μαθηματικά σωστές, αλλά είναι φυσικά (γεωλογικά) απαράδεκτες.

2.7.3.7 ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΛΑΧΙΣΤΩΝ ΤΕΤΡΑΓΩΝΩΝ ΑΠΟΣΒΕΣΗΣ

Μια από τις πιο δημοφιλείς μεθόδους για την επίλυση ασταθών αντίστροφων προβλημάτων είναι η τεχνική των ελαχίστων τετραγώνων απόσβεσης, που προτάθηκε από τον Levenberg (1944). Η σταθεροποίηση της αντιστροφής επιτυγχάνεται με την πρόσθεση μιας σταθεράς στα διαγώνια στοιχεία του $A^T A$.

Αργότερα ο Marquardt (1963, 1970) χρησιμοποίησε αυτή την ιδέα για να αναπτύξει ένα πολύ χρήσιμο αλγόριθμο. Η μέθοδος ονομάστηκε Levenberg-Marquardt και είναι αυτή που χρησιμοποιείται κατά κόρον στη Γεωφυσική. Η μέθοδος έχει χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα στη μονοδιάστατη αντιστροφή των δεδομένων της μεθόδου των TDEM.

Η μέθοδος εκτός από τη συνθήκη για περιορισμό του σφάλματος $q = dy^T dy = (y - f(m))^T (y - f(m))$, εισάγει ένα ακόμα περιορισμό, την προϋπόθεση η λύση να βρίσκεται μέσα στο χώρο εμπιστοσύνης που εξαρχής ορίζεται από το χρήστη. Μαθηματικά ο περιορισμός αυτός ορίζεται ως

$$dm^T dm < ct, \quad (2.32)$$

όπου ct είναι μια θετική σταθερά που αντικατοπτρίζει το ποσοστό του θορύβου που έχουν τα δεδομένα. Έτσι προκύπτει μια καινούργια συνάρτηση προς ελαχιστοποίηση, η

$$\phi = q_1 + \lambda q_2 = dy^T dy + \lambda (m^T m - L_0^2). \quad (2.33)$$

Στην εξίσωση (2.33), η συνάρτηση προς ελαχιστοποίηση είναι ο γραμμικός συνδυασμός του τετραγώνου των σφαλμάτων και του μεγέθους των λύσεων, και τίθεται ένα ανώτερο επιτρεπτό όριο στο μέγεθος των αλλαγών των παραμέτρων. Ο παράγοντας λ ονομάζεται πολλαπλασιαστής Lagrange ή παράγοντας απόσβεσης και μένει να καθοριστεί.

Ακολουθώντας παρόμοια στρατηγική όπως στην περίπτωση χωρίς περιορισμούς, καταλήγουμε στις κανονικές εξισώσεις, που για το γραμμικό πρόβλημα είναι,

$$(A^T A + \lambda I)m = A^T y \quad (2.34)$$

Για το μη γραμμικό πρόβλημα, η διόρθωση του μοντέλου, για κάθε επανάληψη k , είναι

$$dm_k = [A_k^T A_k + \lambda_k I]^{-1} A_k^T dy_k \quad (2.35)$$

και το νέο μοντέλο δίνεται από τη σχέση

$$m_{k+1} = m_k + dm_k. \quad (2.36)$$

Στην περίπτωση που χρησιμοποιηθούν πίνακες στατιστικών βαρών, η εξίσωση (2.35) μετατρέπεται στην

$$dm_k = [A_k^T W^T W A_k + \lambda_k I]^{-1} A_k^T W dy_k. \quad (2.37)$$

Αναλύοντας τον πίνακα A με τη χρήση της SVD και επιλύοντας το σύστημα,

$$m = (V \Lambda U^T U \Lambda V^T + \lambda I)^{-1} V \Lambda U^T y = V \text{diag}\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_i^2 + \lambda}\right) U^T y. \quad (2.38)$$

Ο πίνακας $\text{diag}\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_i^2 + \lambda}\right)$ έχει τη μορφή

$$\begin{vmatrix} \frac{\lambda_1}{\lambda_1^2 + \lambda} & & & & 0 \\ & \frac{\lambda_2}{\lambda_2^2 + \lambda} & & & 0 \\ 0 & & \frac{\lambda_3}{\lambda_3^2 + \lambda} & \dots & \\ 0 & 0 & & & \frac{\lambda_n}{\lambda_n^2 + \lambda} \end{vmatrix}. \quad (2.39)$$

Αν η ιδιοτιμή λ_i είναι μεγάλη, τότε η πρόσθεση του λ στο κλάσμα δεν επιφέρει καμία αλλαγή. Αν όμως το λ_i είναι μικρό, η πρόσθεση του λ δίνει μια πολύ μικρή τιμή στο κλάσμα, και κάνει το στοιχείο του πίνακα A να έχει πολύ μικρή συνεισφορά στο διάνυσμα των λύσεων (Jupp και Vozoff 1975).

Σε σύγκριση με την εξίσωση (2.19) που προκύπτει από την χωρίς περιορισμούς λύση, γίνεται φανερό από την ανάλυση της SVD πως η εξίσωση (2.35) μπορεί να διαχειριστεί αποτελεσματικά την περίπτωση που υπάρχουν ιδιάζουσες τιμές του πίνακα $A^T A$. Ο Marquardt (1970) έδειξε πως η μέθοδος είναι ίδια με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων για $\lambda \rightarrow 0$, και με τη γενικευμένη αντιστροφή του Penrose^(*) (1955).

Για τον προσδιορισμό του παράγοντα απόσβεσης, ο Marquardt πρότεινε να δίνεται μια μεγάλη τιμή αρχικά στο λ κατά την πρώτη επανάληψη. Αν από τη σύγκριση των θεωρητικών και πραγματικών δεδομένων διαπιστωθεί σύγκλιση, τότε η τιμή του παράγοντα απόσβεσης στην επόμενη επανάληψη υποδεκαπλασιάζεται, και επαναλαμβάνεται η διαδικασία. Διαφορετικά, σε περίπτωση απόκλισης δηλαδή, η τιμή του λ δεκαπλασιάζεται.

Στη βιβλιογραφία αναφέρεται ως μειονέκτημα της μεθόδου, η ισχυρή εξάρτηση από την επιλογή του αρχικού μοντέλου m_0 (Meju 1994, Draper και Smith 1981), με αποτέλεσμα πολλές φορές οι λύσεις που δίνονται να είναι μαθηματικά μεν ορθές, αλλά φυσικά (γεωλογικά) μη αποδεκτές (Smith και Shanno 1971), ειδικά στην περίπτωση που τα δεδομένα περιέχουν σφάλματα.

2.7.3.8 ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΞΟΜΑΛΥΣΜΕΝΗΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ

Ένας άλλος τρόπος επίλυσης ασταθών προβλημάτων αντιστροφής είναι να εισαχθεί ένας περιορισμός εξομάλυνσης. Η χρήση τέτοιου περιορισμού για την σταθεροποίηση των προβλημάτων αντιστροφής ανήκει σε μια γενικότερη κατηγορία

(*) (Η γενικευμένη αντιστροφή που πρότεινε ο Penrose (1955) ονομάζεται και μέθοδος της απότομης μεταβολής, όπου το αρχικό μοντέλο διορθώνεται κατά τη διεύθυνση της αρνητικής παραγώγου της συνάρτησης σφάλματος, δηλαδή

$$m = -k \left\{ \frac{\partial q}{\partial m} \right\}, \text{ όπου } k \text{ είναι μια θετική σταθερά.}$$

μεθόδων «κανονικοποίησης» που πρώτος εισήγαγε ο Tikhonov (Tikhonov 1963, Tikhonov και Glasko 1965).

Ένας αλγόριθμος αντιστροφής αυτού του τύπου, που είναι πολύ δημοφιλής στη γεωφυσική, είναι η μέθοδος Occam (Constable et al. 1987). Η βασική ιδέα πίσω από τη μέθοδο έγκειται στην προσπάθεια εξεύρεσης της πιο απλής λύσης ελλείπει πληροφοριών για το μοντέλο που αναζητείται. Το πρόβλημα αντιμετωπίζεται συντηρητικά, με την έννοια πως δεν ψάχνουμε την ακριβή αναπαράσταση της πραγματικότητας, αλλά ένα μοντέλο, ανάμεσα στα πολλά που ικανοποιούν μαθηματικά τα δεδομένα, που θα είναι το απλούστερο δυνατό.

Η αρχική υπόθεση που γίνεται είναι ότι οι άγνωστες παράμετροι του μοντέλου είναι ένας αριθμός στρωμάτων, π.χ. ίσος με τον αριθμό των μετρήσεων, γνωστού πάχους και άγνωστης αντίστασης (DeGroot-Hedlin και Constable, 1990). Έτσι, οι άγνωστοι είναι μόνο οι αντιστάσεις των στρωμάτων. Ο Constable έθεσε τα πάχη των στρωμάτων ίσα, λαμβάνοντας όμως υπόψη το γεγονός ότι η ευαισθησία της μεθόδου μειώνεται με το βάθος, θα μπορούσαν τα πάχη των στρωμάτων να αυξάνονται με το βάθος.

Ο αρχικός περιορισμός που εισάγεται είναι το μέτρο της διαφοράς μεταξύ των πραγματικών και θεωρητικών μετρήσεων να είναι μικρότερο από το επίπεδο του θορύβου των δεδομένων, δηλαδή,

$$\|f(m) - d\| \leq \varepsilon. \quad (2.40)$$

Το σφάλμα του συστήματος, η συνάρτηση δηλαδή προς ελαχιστοποίηση, είναι η

$$q = (Wd - WAm)^T (Wd - WAm). \quad (2.41)$$

Επιπλέον, εισάγεται στο σύστημα ένας πίνακας τραχύτητας \mathbf{R} , ο οποίος δείχνει τον τύπο της εξομάλυνσης. Ο πίνακας \mathbf{R} μπορεί να γραφεί με τη μορφή

$$R = \|Cm\|^2 \quad (2.42)$$

και υποδηλώνει την εξάρτηση των παραμέτρων μεταξύ τους, δηλαδή των αντιστάσεων των στρωμάτων γνωστού πάχους. Η i γραμμή του πίνακα δίνει πληροφορίες για την i παράμετρο-αντίσταση του συστήματος, και την εξομάλυνση που υφίσταται σε σχέση με τις γειτονικές παραμέτρους. Αν το πραγματικό μοντέλο αποτελείται από n στρώματα, με

πάχη ($n-1$), προσπαθούμε να βρούμε ένα θεωρητικό μοντέλο με N στρώματα (όσες και οι μετρήσεις), και ο πίνακας C είναι ($N \times N$) τάξεως, της μορφής

$$C = \begin{pmatrix} 1 & & & & 0 \\ & 1 & -1 & & \\ & 0 & 1 & -1 & \dots \\ & & & \dots & 1 & -1 \\ & 0 & & & & 1 \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

Μαθηματικά, το πρόβλημα τίθεται ως εξής: ελαχιστοποίηση του σφάλματος q υπό τη συνθήκη η τραχύτητα R του μοντέλου να είναι ελάχιστη.

Από την ελαχιστοποίηση με τη μέθοδο των πολλαπλασιαστών Lagrange προκύπτει η εξίσωση

$$((AW)^T AW + \lambda R)m = (WA)^T Wy. \quad (2.43)$$

Επομένως, η λύση του συστήματος για το μη γραμμικό πρόβλημα είναι

$$dm_k = ((A_k W)^T A_k W + \lambda_k C^T C)^{-1} (WA_k)^T W dy_k \quad (2.44)$$

και το νέο μοντέλο

$$m_{k+1} = m_k + dm_k. \quad (2.45)$$

Όσο πιο μεγάλη είναι η τιμή του λ , τόσο πιο εξομαλυσμένες είναι οι λύσεις, άρα μικρό εύρος διορθώσεων. Αντίστροφα, μικρή τιμή του λ συνεπάγεται μεγάλο εύρος διορθώσεων.

Η διαφορά της εξίσωσης (2.43) από την μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων απόσβεσης (εξ.2.36), είναι η προσθήκη του πίνακα R , που δίνει στο μοντέλο την εξομαλυσμένη μορφή, επιτρέπει δηλαδή στο μοντέλο να αποκλίνει από την απλούστερη μορφή τόσο, όσο χρειάζεται για να πλησιάσουν οι θεωρητικές μετρήσεις τις πραγματικές.

Ο Constable προτείνει μια διαδικασία καθορισμού της τιμής του λ με μεθόδους βελτιστοποίησης. Αρχικά ορίζεται ένα πολύ μεγάλο διάστημα μέσα στο οποίο αναμένεται να βρίσκεται η τιμή του λ (από 10^{-3} έως 10^6). Ερευνώντας σε όλο το

διάστημα ορίζεται ένα μικρότερο διάστημα , μέσα στο οποίο βρίσκεται ένα τοπικό ελάχιστο. Αν η τιμή της συνάρτησης q ,για αυτή την τιμή του λ , είναι μικρότερη από το κατώφλι θορύβου που έχει οριστεί, τότε ο αλγόριθμος αναζητά την τιμή εκείνη του λ για την οποία η τιμή της συνάρτησης q γίνεται ίση με το επίπεδο του θορύβου. Η τιμή αυτή του λ θεωρείται πως είναι η βέλτιστη για τη συγκεκριμένη επανάληψη.

2.8 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο υποκεφάλαιο αυτό, παρουσιάζεται μια σύγκριση μεταξύ των κυριότερων μεθόδων αντιστροφής σε μια διάσταση για τη μέθοδο της ηλεκτρικής τομογραφίας που μελετήθηκαν παραπάνω, δηλαδή της μεθόδου των ελαχίστων τετραγώνων απόσβεσης, της μεθόδου της εξομαλυσμένης αντιστροφής.

2.8.1 ΑΣΤΑΘΕΙΑ ΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ-ΠΡΟΕΛΕΥΣΗ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΩΝ

Στη μέθοδο της εξομαλυσμένης αντιστροφής, ο περιορισμός τίθεται από φυσική σκοπιά. Η στρωμάτωση του υπεδάφους δεν αναμένεται να έχει απότομες μεταβολές όσο αφορά τις αντιστάσεις, και έτσι το τελικό μοντέλο αποκλίνει από τον ομογενή ημιχώρο τόσο, όσο ώστε οι θεωρητικές μετρήσεις να συγκλίνουν με τα πειραματικά δεδομένα.

Ο περιορισμός που τίθεται στην υβριδική αντιστροφή είναι διαφορετικός από τη μέθοδο της εξομαλυσμένης αντιστροφής. Περιορίζεται το εύρος διόρθωσης του μοντέλου όσο αφορά τις αντιστάσεις των στρωμάτων, όμως τα πάχη αφήνονται να μεταβάλλονται ανεξέλεγκτα. Ο περιορισμός αυτός έχει φυσική έννοια, καθώς επιδιώκουμε να πάρουμε ένα τελικό μοντέλο με διακριτά στρώματα, όμως υπάρχει εξάρτηση μεταξύ των αντιστάσεων, υπό την έννοια πως δεν αναμένονται τρομερά απότομες αλλαγές των αντιστάσεων μεταξύ διαδοχικών στρωμάτων.

2.8.2 ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗ ΤΟΥ ΘΟΡΥΒΟΥ-ΣΦΑΛΜΑΤΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Η ύπαρξη σφαλμάτων στα δεδομένα θα πρέπει να θεωρείται εκ των προτέρων δεδομένη. Στην περίπτωση που τα σφάλματα είναι τυχαία και έχουν κανονική κατανομή,

αποδείχτηκε πειραματικά πως όλες οι μέθοδοι αποκρίνονται ικανοποιητικά. Με τη χρήση των πινάκων στατιστικών βαρών, οι μέθοδοι απομονώνουν τις μετρήσεις εκείνες που έχουν πολύ μεγάλα σφάλματα, δίνοντας τους πολύ μικρό βάρος κατά τη διαδικασία της αντιστροφής.

2.8.3 ΕΠΙΛΟΓΗ ΑΡΧΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

Στην περίπτωση της μεθόδου των ελαχίστων τετραγώνων απόσβεσης και της υβριδικής αντιστροφής, η επιλογή του αρχικού μοντέλου είναι σημαντική. Ο χρήστης απαιτείται να εισάγει όχι μόνο το σωστό αριθμό στρωμάτων, αλλά και να επιλέξει τις τιμές των παραμέτρων του αρχικού μοντέλου έτσι ώστε να είναι αρκετά κοντά στις πραγματικές. Στην περίπτωση που υπάρχει πρότερη γνώση της δομής του υπεδάφους αυτό είναι σχετικά εύκολο, αλλά πολλές φορές ο χρήστης πρέπει να δοκιμάζει πολλά μοντέλα με διαφορετικό αριθμό στρωμάτων έως ότου να καταλήξει σε αυτό που έχει τη μεγαλύτερη σύγκλιση με τις πειραματικές μετρήσεις.

Αν δεν υπάρχει καμία πληροφορία για το μοντέλο του υπεδάφους, τότε η μέθοδος της εξομαλυσμένης αντιστροφής είναι αυτή που μπορεί να παρέχει τα πιο αξιόπιστα αποτελέσματα, καθώς δεν απαιτείται προσδιορισμός του αριθμού των στρωμάτων. Ο χρήστης εισάγει μόνο τη μέση αντίσταση του υπεδάφους και το σταθερό πάχος των στρωμάτων, και ο αλγόριθμος προσπαθεί να μεταβάλλει τις αντιστάσεις των στρωμάτων ώστε να υπάρξει σύγκλιση μεταξύ των θεωρητικών και πειραματικών μετρήσεων.

2.8.4 ΣΑΦΗΝΕΙΑ ΣΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ

Είθισται στη Γεωφυσική να αναπαριστούμε τα μοντέλα του υπεδάφους χρησιμοποιώντας διακριτές ασυνέχειες μεταξύ των στρωμάτων, ιδιαίτερα όσο αφορά τις αντιστάσεις τους. Π.χ. μοντέλο δύο στρωμάτων με ανώτερο στρώμα πάχους 100 μέτρων και αντίσταση 10 Ohm-m, υπερκείμενο ημιχώρου 100 Ohm-m.

Η μέθοδος της εξομαλυσμένης αντιστροφής, εξαιτίας ακριβώς του περιορισμού που εισάγεται μέσω του πίνακα τραχύτητας R , επιτρέπει στις αντιστάσεις μεταξύ διαδοχικών στρωμάτων να μεταβάλλονται βαθμιαία μεταξύ τους. Επιπλέον, ο αριθμός των στρωμάτων ορίζεται ίσως με τον αριθμό των μετρήσεων. Το τελικό μοντέλο

αποτελείται έτσι από πολλά μικρά στρώματα, και δεν ορίζονται σαφή πάχη μεταξύ στρωμάτων με απότομες μεταβολές στην αντίσταση, αλλά υπάρχει μια ομαλή μεταβολή μεταξύ ακραίων τιμών.

Η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων απόσβεσης δεν εισάγει κανένος είδους περιορισμό, και τα πάχη των στρωμάτων ορίζονται σαφώς, καθώς αφήνονται να κινούνται ανεξέλεγκτα μεταξύ τους.

Στην υβριδική αντιστροφή, ο περιορισμός που τίθεται είναι οι αντιστάσεις μεταξύ διαδοχικών στρωμάτων να μην κινούνται ανεξέλεγκτα μεταξύ τους. Δεν υπάρχει κανένας περιορισμός όσο αφορά τα πάχη των στρωμάτων, τα οποία μπορούν να μεταβάλλονται ελεύθερα. Έτσι και σε αυτή τη μέθοδο τα πάχη ορίζονται σαφώς.

Συμπερασματικά, από την ανάλυση που έγινε παραπάνω, αλλά κυρίως από τις δοκιμές που έγιναν με διάφορα θεωρητικά μοντέλα καταλήγουμε στο συμπέρασμα πως η υβριδική μέθοδος αντιστροφής είναι αυτή που παρουσιάζει τα περισσότερα πλεονεκτήματα από όλες τις μεθόδους που εξετάστηκαν. Είναι σταθερή, λαμβάνει υπόψη της τα μεγέθη των σφαλμάτων των μετρήσεων, δίνει με σαφήνεια το πάχος των στρωμάτων του μοντέλου, και το τελικό μοντέλο προκύπτει ως αποτέλεσμα φυσικών και όχι αυθαίρετων μαθηματικών περιορισμών. Επίσης εμφανίζει τα περισσότερα πλεονεκτήματα μεταξύ των μεθόδων που εξετάστηκαν. Τη μέθοδο αυτή επιλέξαμε για την εφαρμογή του αλγορίθμου σταθερής αντιστροφής που θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο.

Όλα τα παραπάνω, συνοψίζονται στον πίνακα (Π3.1), όπου με ([]) συμβολίζονται τα πλεονεκτήματα ή οι απαιτήσεις και με (-) τα μειονεκτήματα της κάθε μεθόδου.

Μέθοδος	Είναι Σταθερή η Αντιστροφή ;	Προέλευση Περιορισμών ;	Αρχικό Μοντέλο ;	Διακριτά Στρώματα ;	Συμπεριλαμβάνεται Τυχαίος Θόρυβος ;
Ελάχιστα Τετράγωνα	-	-	[[[
Ελ. Τετράγωνα Απόσβεσης	[Μαθηματικό Μοντέλο	[[[
Εξομαλυσμένη αντιστροφή	[Φυσικό Μοντέλο	-	-	[

Πίνακας Π3.1 Συγκεντρωτικά τα συμπεράσματα για τις μεθόδους αντιστροφής του μονοδιάστατου προβλήματος της ηλεκτρικής τομογραφίας.

2.9 ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ

Για την εκτέλεση των γεωφυσικών μετρήσεων υπαίθρου χρησιμοποιήθηκαν τα κάτωθι επιστημονικά όργανα:

- SYSCAL Jr. Switch 48 (v. 11.4++) (σχήμα 2.5). Ένα αυτόματο πολυκαναλικό σύστημα (48 καναλιών) μέτρησης αντιστάσεων με εσωτερικό επιλογέα καναλιών (πολυπλέκτης 48 θέσεων) της εταιρείας IRIS INSTRUMENTS
- 2 πολύκλινα καλώδια (26 κλώνων) μεταφοράς του σήματος με 24 εξόδους το καθένα ανά 5 μέτρα.
- 48 πάσσαλοι και 48 καλώδια σύνδεσης αυτών με τα καλώδια μεταφοράς του σήματος.
- 1 μπαταρία 12V και 143Ah για μεγάλη αυτονομία στο ύπαιθρο.

Καλώδιο RS232 για μεταφορά των δεδομένων από το σύστημα καταγραφής στον υπολογιστή για περαιτέρω επεξεργασία. Το όργανο μέτρησης χρησιμοποιεί τόσο εσωτερικές (12Volt) όσο και εξωτερικές μπαταρίες και παρουσιάζεται στο σχήμα (2.5.). Η μπαταρία που χρησιμοποιήσαμε εμείς σαν εξωτερική ήταν μπαταρία αυτοκινήτου τάσης 12 Volt.



Σχήμα 2.5. Όργανο λήψης ηλεκτρικών μετρήσεων SYSCAL Jr. Switch 48 (v. 11.4++) της εταιρείας IRIS INSTRUMENTS.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3:ΜΕΘΟΔΟΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

Στο παρών κεφάλαιο παρουσιάζεται η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης , οι εφαρμογές της καθώς και βασικές θεωρητικές σχέσεις..

Γίνεται περιγραφή σε περιπτώσεις που έχουμε δομή δύο ή περισσότερων οριζόντιων στρωμάτων , στρώματα με κεκλιμένη η μη την κάτω επιφάνεια τους

Αναφέρεται επίσης οι τρόποι διάταξης των γεωφώνων, οι τρόποι υπολογισμού των παραμέτρων , οι περιορισμοί που υπάρχουν στη συγκεκριμένη μέθοδο καθώς οι μεταβολές της ταχύτητας ανάλογα με το βάθος.

Τέλος παρουσιάζεται η διόρθωση των παραμέτρων διάθλασης και η συσχέτιση των αναγραφών διάθλασης

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τη θεωρία της μεθόδου αυτής ανέπτυξαν και εφάρμοσαν οι σεισμολόγοι για τη μελέτη της δομής του εσωτερικού της Γης πολύ πριν από την εφαρμογή της στη Γεωφυσική Διασκόπηση.

Για την εφαρμογή της μεθόδου αυτής, απαιτείται η μέτρηση των χρόνων διαδρομής των σεισμικών κυμάτων που παράγονται τεχνητά σε ορισμένο σημείο της επιφάνειας της Γης και καταγράφονται από τα σεισμόμετρα, τα οποία βρίσκονται σε διάφορες αποστάσεις από την εστία των κυμάτων. Τα κύματα αυτά υφίστανται κατά τη διαδρομή τους διάφορες διαθλάσεις και γι' αυτό οι τροχιές τους δεν είναι γενικά, ευθείες γραμμές. Σε ορισμένες απλές δομές, οι σεισμικές ακτίνες θεωρούνται κατά τμήματα ευθείες γραμμές. Η μορφή των σεισμικών ακτινών εξαρτάται από τη δομή του μέσου διάδοσης.

Η αρχή της μεθόδου αυτής βασίζεται στον πειραματικό προσδιορισμό των χρόνων διαδρομής των απευθείας επιμηκών κυμάτων και των επιμηκών κυμάτων διάθλασης και στη χρησιμοποίηση, κατόπιν, των καμπύλων των χρόνων διαδρομής των κυμάτων αυτών, για τον καθορισμό των ταχυτήτων των επιμηκών κυμάτων στο πάνω μέρος του φλοιού με θεωρητικές σχέσεις.

Η μέθοδος της διάθλασης δεν είναι τόσο ακριβής όσο η μέθοδος της ανάκλασης. Είναι, όμως, πολύ χρήσιμη γιατί, σε περιοχές μορφολογικών ανωμαλιών, όπου άλλες μέθοδοι δε μπορούν να εφαρμοστούν εύκολα, αυτή δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Η μέθοδος της διάθλασης παρουσιάζει, σε σχέση με τη μέθοδο της ανάκλασης μεγαλύτερες δυσκολίες κατά τη λήψη των μετρήσεων, γιατί τα γεώφωνα κατανέμονται σε μεγάλες σχετικά αποστάσεις. Η απόσταση μεταξύ του σημείου της έκρηξης και του πιο απομακρυσμένου γεωφώνου είναι πολλές φορές μεγαλύτερη του βάθους της ασυνέχειας την συνήθως μεταξύ 6 και 20 Km.

3.2 ΕΙΔΗ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ

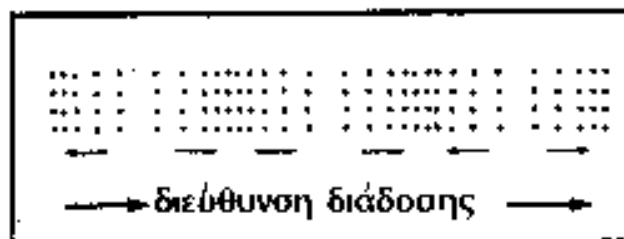
Όταν τάση (stress) εφαρμοστεί απότομα σε σημείο ελαστικού μέσου (π.χ. με χτύπημα του εδάφους με ένα σφυρί, με την πτώση βάρους, λόγω τεχνητής έκρηξης, κλπ) ή όταν στο σημείο αυτό απελευθερωθεί απότομα ενέργεια (π.χ. λόγω διάρρηξης των πετρωμάτων στην εστία σεισμού) προκαλείται παραμόρφωση (deformation) η οποία διαδίδεται στο ελαστικό μέσο υπό μορφή ελαστικών κυμάτων.

Σε ένα ελαστικό και ισότροπο μέσο άπειρων διαστάσεων αναπτύσσονται δύο είδη ελαστικών κυμάτων τα επιμήκη κύματα και τα εγκάρσια κύματα, τα οποία ονομάζονται κύματα χώρου. Όταν, όμως, το ελαστικό μέσο δεν επεκτείνεται στο άπειρο προς όλες τις διευθύνσεις αλλά περιορίζεται από ορισμένη επιφάνεια (π.χ. την επιφάνεια της Γης) αναπτύσσεται και ένα άλλο είδος ελαστικών κυμάτων, τα επιφανειακά κύματα, τα οποία διακρίνονται σε κύματα **Rayleigh** και σε κύματα **Love**.

3.2.1 ΚΥΜΑΤΑ ΧΩΡΟΥ

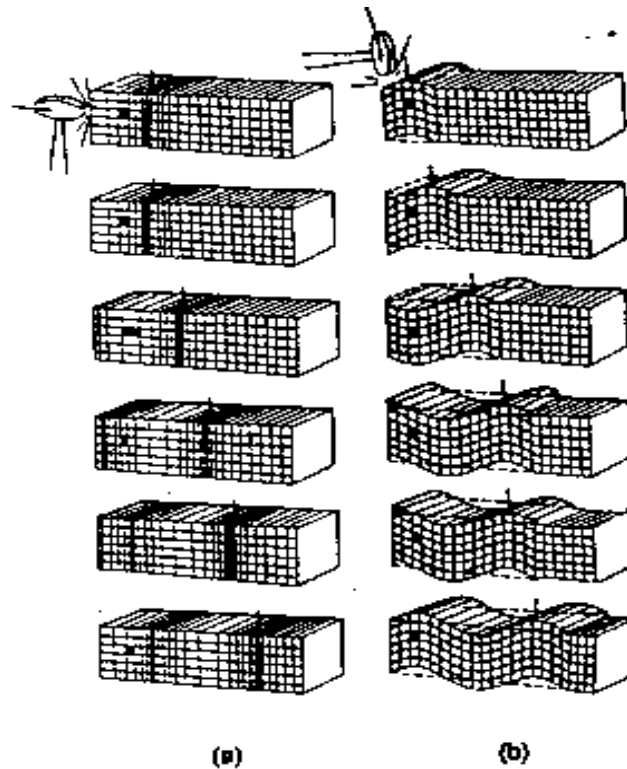
Η κυματική κίνηση αναπτύσσεται εξαιτίας μιας διαταραχής μέσα στην ύλη και περιγράφεται από δυο είδη κυμάτων χώρου. Τη μια κατηγορία αποτελούν τα διαμήκη ή επιμήκη κύματα. Την δεύτερη κατηγορία αποτελούν, τα εγκάρσια ή διατμητικά κύματα. Τα κύματα αυτά συμβολίζονται με τα αγγλικά γράμματα P και S, αντίστοιχα.

α) Επιμήκη κύματα. Κατά τη διάδοση των κυμάτων αυτών, τα υλικά σημεία του μέσου διάδοσης ταλαντώνονται κατά διεύθυνση παράλληλη προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος, δηλαδή προς τη διεύθυνση της σεισμικής ακτίνας και μάλιστα κατά τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούνται διαδοχικά πυκνώματα και αραιώματα, με συνέπεια την παροδική διαδοχική αύξηση και ελάττωση της πυκνότητας μέσου (σχήμα 9).



Σχήμα 9 Κινήσεις των υλικών σημείων κατά τη διάδοση επιμήκους κύματος.

Η ταλάντωση των υλικών σημείων κατά τη διάδοση των επιμηκών ελαστικών κυμάτων λέγεται συμπίεση όταν η φορά της συμπίπτει με τη φορά (κατεύθυνση) διάδοσης του κύματος, ενώ η ταλάντωση αυτή λέγεται αραιώση όταν είναι αντίθετη της φοράς διάδοσης του κύματος.



Σχήμα 10 Αναπαράσταση της κίνησης ενός ελαστικού μέσου, κατά την διάδοση ελαστικών κυμάτων. (α) Επιμήκη κύματα, (β) Εγκάρσια κύματα.

Τα επιμήκη κύματα διαδίδονται γρηγορότερα μέσα στο χώρο, κατά την διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Σε ελαστικό και ισότροπο μέσο τα επιμήκη κύματα διαδίδονται με ταχύτητα, α , η οποία δίνεται από τη σχέση (1)

$$V\rho = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

ή

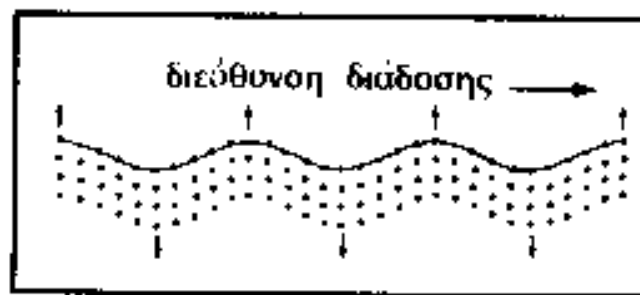
$$\alpha = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (1)$$

όπου λ και μ είναι παράμετροι γνωστές ως **ελαστικές σταθερές** του Lamé και ρ είναι η πυκνότητα του μέσου διάδοσης του κύματος.

Τα επιμήκη κύματα παριστάνονται στη Σεισμολογία με το σύμβολο P (Primus), επειδή τα επιμήκη κύματα που παράγονται στην εστία μιας δόνησης φθάνουν σε ορισμένο σταθμό και αναγράφονται πρώτα αυτά από τα σεισμόμετρά του και κατόπιν φθάνουν και αναγράφονται τα εγκάρσια και τα επιφανειακά κύματα, τα οποία παράγονται συγχρόνως με τα επιμήκη κύματα, στην εστία της δόνησης. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η ταχύτητα διάδοσης των επιμηκών κυμάτων είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα διάδοσης των εγκαρσίων και των επιφανειακών κυμάτων σ' ορισμένο μέσο.

Στην τελευταία αυτή ιδιότητα των επιμηκών κυμάτων, στο γεγονός δηλαδή ότι αυτά φτάνουν και αναγράφονται πρώτα και κατόπιν φθάνουν και αναγράφονται τα άλλα είδη κυμάτων, οφείλεται η αποκλειστική σχεδόν αξιοποίηση των αναγραφών των κυμάτων αυτών στη σεισμική διασκόπηση. Έτσι, ο χρόνος της αρχής της αναγραφής της δόνησης, η οποία, όπως αναφέραμε, οφείλεται στα επιμήκη κύματα, μπορεί να μετρηθεί με ακρίβεια, ενώ οι επόμενες φάσεις της αναγραφής δεν μπορούν να διακριθούν εύκολα από άλλες φάσεις που προηγούνται και η ακριβής μέτρηση του χρόνου άφιξης τους στη θέση ενός σεισμόμετρου είναι προβληματική

β) Εγκάρσια κύματα. Κατά τη διάδοση των εγκαρσίων κυμάτων τα υλικά σημεία του μέσου διάδοσης ταλαντώνονται κάθετα προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος και κατά τέτοιο τρόπο ώστε το μέσο να παθαίνει διατμητική παραμόρφωση. Δηλαδή η διάδοση της διατμητικής παραμόρφωσης αποτελεί τα εγκάρσια κύματα.



Σχήμα 11 Κινήσεις των υλικών σημείων κατά τη διάδοση εγκάρσιου κύματος.

Η ταχύτητα διάδοσης των εγκάρσιων ελαστικών κυμάτων μέσα σε ελαστικό και ισότροπο μέσο δίνεται από τη σχέση (2)

$$\beta = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

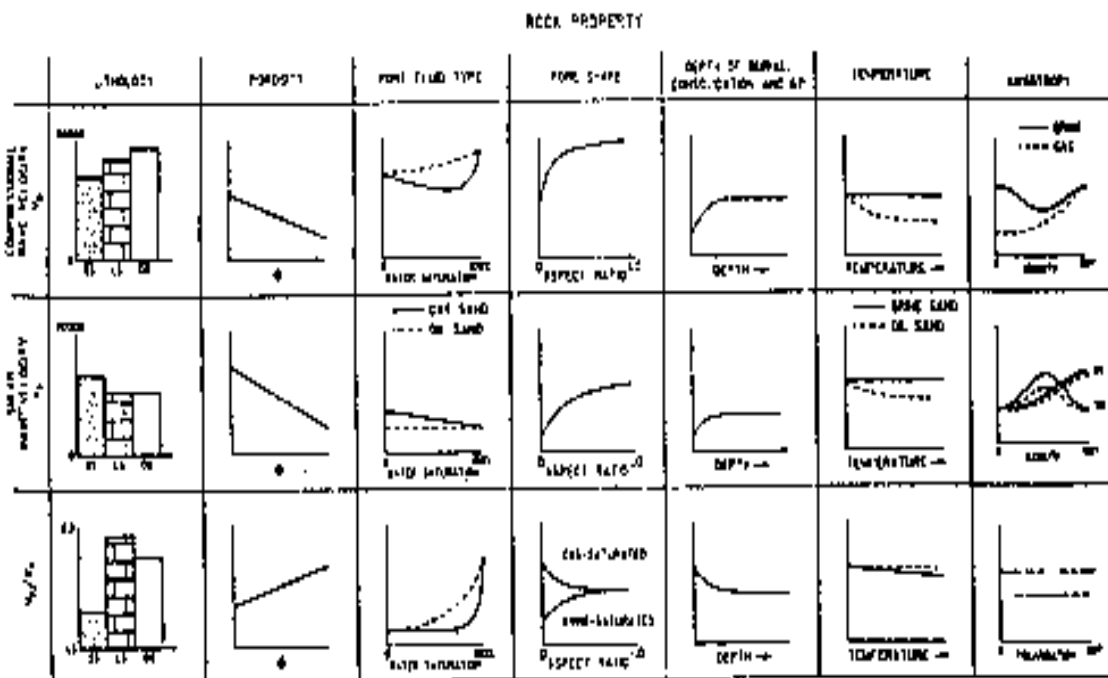
ή

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2)$$

όπου μ είναι η ελαστική σταθερά του Lamé και ρ η πυκνότητα του μέσου διάδοσης των κυμάτων.

Η σταθερά μ αποτελεί μέτρο της διατμητικής παραμόρφωσης του μέσου κατά τη διάδοση των κυμάτων και έχει τόσο μεγαλύτερη τιμή όσο μεγαλύτερη είναι η αντίδραση του μέσου στη διατμητική παραμόρφωση του. Έτσι, για τα ρευστά είναι $\mu = 0$. Για το λόγο αυτό, η ταχύτητα διάδοσης των εγκάρσιων κυμάτων μέσα στα ρευστά (υγρά, αέρια) είναι ίση με μηδέν, σύμφωνα με τη σχέση (2), δηλαδή δεν διαδίδονται εγκάρσια κύματα μέσα στα ρευστά.

Από τη σύγκριση των σχέσεων (1), (2) προκύπτει ότι η ταχύτητα διάδοσης των εγκάρσιων κυμάτων σε ένα μέσο είναι μικρότερη από την αντίστοιχη ταχύτητα διάδοσης των επιμηκών κυμάτων. Γι' αυτό, τα εγκάρσια κύματα που γεννιούνται στην εστία μιας δόνησης φθάνουν και γράφονται σ' ορισμένο σταθμό μετά τα επιμήκη κύματα της δόνησης. Για το λόγο αυτό, τα εγκάρσια σεισμικά κύματα συμβολίζονται με το S (Secundus).



Σχήμα 12. Σύνοψη των επιδράσεων των διαφορετικών ιδιοτήτων των πετρωμάτων, στις ταχύτητες και στους λόγους των ταχυτήτων, των επιμήκων και εγκάρσιων κυμάτων (Tatham και McCormack, 1991).

3.3 ΤΡΟΠΟΙ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΓΕΩΦΩΝΩΝ ΣΕ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

Στην ιστορία της μεθόδου της σεισμικής διάθλασης εφαρμόστηκαν διάφορες διατάξεις γεωφώνων οι περισσότερες από τις οποίες δεν χρησιμοποιούνται πια. Σήμερα χρησιμοποιείται αποκλειστικά σχεδόν η «διάταξη τομής» τα τρία κύρια είδη της οποίας θα περιγράψουμε. Θα περιγράψουμε, επίσης, και τη «διάταξη βεντάλιας» επειδή έπαιξε σημαντικό ρόλο στην ιστορία της σεισμικής διάθλασης πετρελαίου (εντοπισμός αλατούχων δόμων, κλπ) και επειδή χρησιμοποιείται ακόμη και σήμερα σε ορισμένες περιπτώσεις.

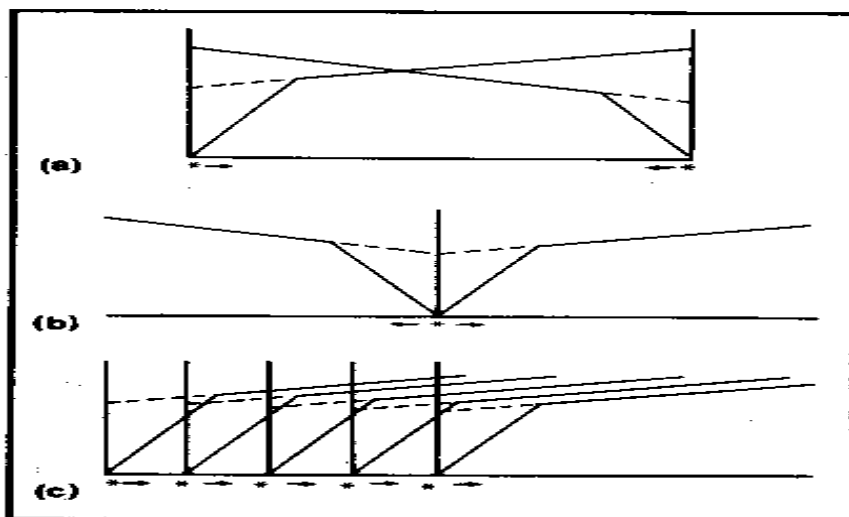
α) Διάταξη τομής. Στη διάταξη αυτή τα γεώφωνα και οι πηγές των ελαστικών κυμάτων (εκρήξεις, κλπ) τοποθετούνται στην ίδια οριζόντια γραμμή (τομή). Αυτή είναι η διάταξη που κυρίως χρησιμοποιείται σήμερα και αυτός είναι ο λόγος για τον οποίον όλη η θεωρία της σεισμικής διάθλασης έχει αναπτυχθεί με την υπόθεση ότι οι μετρήσεις διάθλασης πραγματοποιούνται μ' αυτή τη διάταξη γεωφώνων και πηγών.

Υπάρχουν διάφορα είδη διάταξης τομής αλλά τρία είναι τα είδη των διατάξεων που χρησιμοποιούνται περισσότερο (σχήμα 3.1)

Η πρώτη είναι η **αντιστρεπτή διάταξη** (σχήμα 3.1a) που βασίζεται στη γένεση ελαστικών κυμάτων στα άκρα της και καταγραφή από γεώφωνα που βρίσκονται μεταξύ των δύο πηγών ελαστικών κυμάτων. (Για την πραγματοποίηση των μετρήσεων επιλέξαμε την συγκεκριμένη διάταξη).

Η δεύτερη διάταξη τομής η οποία ονομάζεται **διπλή διάταξη ή διχασμένη διάταξη** (σχήμα 3.1b) αποτελείται από δύο σειρές γεωφώνων και πηγή που βρίσκεται στο μέσο μεταξύ αυτών.

Η τρίτη είναι η **απλή συνεχής διάταξη** (σχήμα 3.1c). Σ' αυτή πραγματοποιείται σειρά διαδοχικών εκρήξεων (ή παράγονται κύματα με άλλο τρόπο) των οποίων τα σημεία μετακινούνται διαδοχικά προς ορισμένη κατεύθυνση και τα γεώφωνα που καταγράφουν τις εκρήξεις τοποθετούνται στην ίδια γραμμή και προς την κατεύθυνση μετακίνησης των πηγών. Κατασκευάζεται έτσι σειρά από καμπύλες χρόνων διαδρομής και γίνεται συνεχής χαρτογράφηση της επιφάνειας διάθλασης. Με τη διάταξη αυτή μπορεί να καθοριστεί η δομή και στις περιπτώσεις που υπάρχουν στρώματα με κεκλιμένες επιφάνειες.

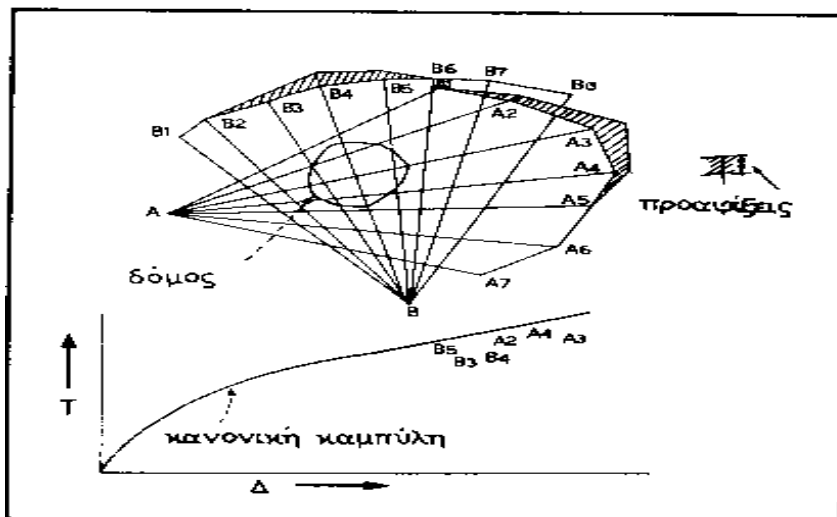


Σχήμα 3.1 Διατάξεις τομής στη σεισμική διάθλαση, α) Αντιστρεπτή διάταξη, β) διπλή ή διχασμένη διάταξη, γ) απλή συνεχής διάταξη (Kearey and Books 1984).

β) **Διάταξη βεντάλιας.** Αυτή χρησιμοποιήθηκε, κυρίως, κατά τα πρώτα χρόνια της σεισμικής διασκόπησης (1926-1930) για τον κατά προσέγγιση εντοπισμό επιφανειακών αλατούχων δόμων στο Τέξας και τις ακτές της Λουϊζιάνας.

Οι δόμοι αυτοί αποτελούνται από αλάτι μέσα στο οποίο η ταχύτητα των σεισμικών κυμάτων είναι σημαντικά μεγαλύτερη από την ταχύτητα μέσα στα ιζήματα, που περιβάλλουν τους δόμους. Συνεπώς, οι χρόνοι διαδρομής των κυμάτων που περνάν από ένα δόμο θα είναι μικρότεροι από τους χρόνους διαδρομής των κυμάτων που δεν περνάν από το δόμο και αντιστοιχούν στην ίδια απόσταση έκρηξης-γεωφώνου.

Για το λόγο αυτό, παρατηρούνται **προαφίξεις** των κυμάτων που περνάν από το δόμο. Οι προαφίξεις αυτές μπορούν να προσδιοριστούν με χαρτογράφηση των χρόνων διαδρομής των κυμάτων, σε συνάρτηση με τις αποστάσεις, πάνω στο ίδιο σχέδιο στο οποίο έχει χαρτογραφηθεί η **κανονική καμπύλη** χρόνων διαδρομής, δηλαδή, η καμπύλη που κατασκευάστηκε με βάση τις μετρήσεις που έγιναν σε γειτονική περιοχή, όπου δεν υπάρχουν αλατούχοι δόμοι. Η κανονική αυτή καμπύλη λέγεται και καμπύλη βαθμολογίας.



Σχήμα 3.2 Διάταξη βεντάλιας

Κατά την εφαρμογή της μεθόδου αυτής, γίνεται μια έκρηξη σε ορισμένο σημείο A (σχήμα 3.2 πάνω), η οποία αναγράφεται από γεώφωνα, που βρίσκονται στις θέσεις A_1, A_2, \dots , και απέχουν από το A την ίδια απόσταση περίπου.

Με σύγκριση των χρόνων διαδρομής, που αντιστοιχούν στις αποστάσεις AA_1, AA_2, \dots , προς τους αντίστοιχους κανονικούς χρόνους διαδρομής, που βρίσκονται από την καμπύλη βαθμολογίας (σχήμα 3.2 κάτω), προσδιορίζονται οι προαφίξεις. Αυτές παριστάνονται με ευθύγραμμα τμήματα που έχουν μήκη ανάλογα προς τις προαφίξεις και αντίστοιχες διευθύνσεις AA_1, AA_2, \dots , αρχή δε τα σημεία τυχούσας περιφέρειας κέντρου A .

Κατόπιν, γίνεται δεύτερη έκρηξη σε άλλο σημείο B , η οποία γράφεται από γεώφωνα B_1, B_2, \dots , που βρίσκονται σε τέτοιες θέσεις, ώστε οι ευθείες BB_1, BB_2, \dots , να είναι περίπου κάθετες προς τις αντίστοιχες ευθείες AA_1, AA_2, \dots , και καθορίζονται, και στην περίπτωση αυτή, οι προαφίξεις. Αυτές παριστάνονται με ευθύγραμμα τμήματα όπως στην πρώτη περίπτωση. Η τομή των ευθειών, AA_3 και BB_4 , που αντιστοιχούν στις μέγιστες τιμές των προαφίξεων, ορίζει το σημείο της επιφάνειας της Γης που βρίσκεται πάνω από το κέντρο του δόμου, ενώ οι διαστάσεις του δόμου κατά, τις διευθύνσεις των άλλων ευθειών ορίζονται από τις αντίστοιχες προαφίξεις.

3.4 ΔΟΜΗ ΔΥΟ ΟΡΙΖΟΝΤΙΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ

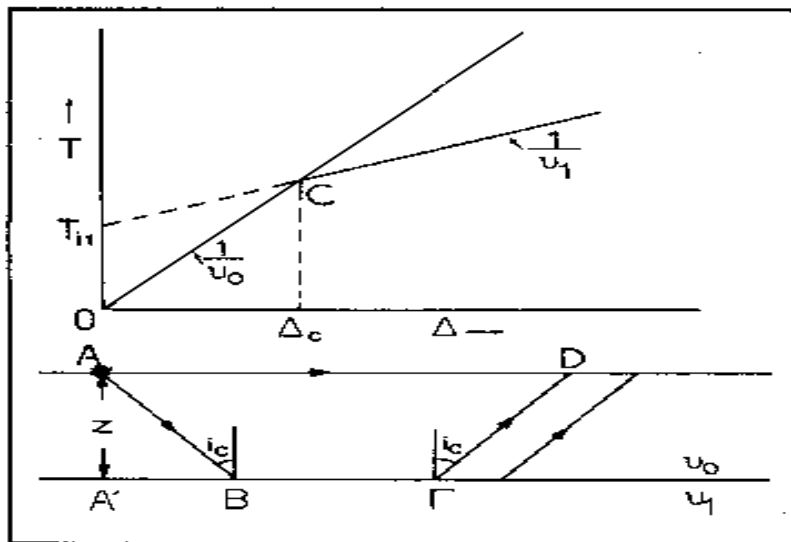
Ας υποθέσουμε ότι η δομή αποτελείται από ένα οριζόντιο στρώμα μέσα στο οποίο η ταχύτητα των επιμηκών κυμάτων είναι σταθερή v_0 , ότι κάτω από το στρώμα αυτό υπάρχει άλλο στρώμα μέσα στο οποίο η ταχύτητα είναι v_1 και ότι $v_1 > v_0$. Καθορισμός της δομής στην περίπτωση αυτή σημαίνει προσδιορισμό των ταχυτήτων v_0 και v_1 , και του πάχους z , του πάνω στρώματος.

Για τον καθορισμό της δομής με τη μέθοδο της διάθλασης, πραγματοποιούμε έκρηξη σε ορισμένο σημείο, A , της επιφάνειας της Γης και τοποθετούμε τα γεώφωνα σε διάφορα σημεία, O , τομής, η οποία βρίσκεται στην επιφάνεια της Γης και περνάει από το σημείο της έκρηξης (σχήμα 3,3). Τα γεώφωνα αυτά, τα οποία τοποθετούνται μέχρι απόσταση πολύ μεγαλύτερη από το βάθος, z , γράφουν τα πρώτα κύματα που αναχωρούν από την εστία και από τις αναγραφές αυτών βρίσκονται οι χρόνοι άφιξης των κυμάτων. Με αφαίρεση από τους χρόνους αυτούς του χρόνου γένεσης των κυμάτων, δηλαδή, του

χρόνου πραγματοποίησης της έκρηξης, βρίσκονται οι χρόνοι διαδρομής των κυμάτων. Εξάλλου, πραγματοποιείται μέτρηση των αποστάσεων των γεωφώνων από το σημείο της έκρηξης. Κατά τον τρόπο αυτό, προσδιορίζεται πειραματικά η σχέση μεταξύ χρόνων διαδρομής και αποστάσεων και κατασκευάζονται οι καμπύλες χρόνων διαδρομής.

Από την εστία A, αναχωρούν κύματα προς διάφορες διευθύνσεις, Απ' αυτά, εκείνα που φθάνουν πρώτα στις θέσεις των γεωφώνων είναι τα απευθείας και τα μετωπικά κύματα. Τα απευθείας κύματα φθάνουν σε ορισμένο σταθμό D, αφού διατρέξουν την απόσταση AD, με σταθερή ταχύτητα, v_0 δηλαδή, οι σεισμικές ακτίνες των κυμάτων αυτών είναι ευθείες γραμμές. Τα μετωπικά κύματα, που γράφονται στον ίδιο σταθμό, προσπίπτουν στη διαχωριστική επιφάνεια των δύο στρωμάτων υπό την ορική γωνία i_c και διατρέχουν την απόσταση AB με ταχύτητα v_0 . Μετά διαδίδονται κατά μήκος της τομής ΒΓ, της διαχωριστικής επιφάνειας και του κατακόρυφου επίπεδου, με ταχύτητα v_1 , και φθάνουν στο σταθμό από το συμμετρικό δρόμο ΓD, τον οποίο διατρέχουν με ταχύτητα v_0 .

Τα απευθείας κύματα φθάνουν και γράφονται πρώτα στους σταθμούς, που βρίσκονται μέχρι ορισμένη απόσταση Δ_c , από το σημείο της έκρηξης. Αυτή λέγεται **ορική απόσταση**.



Σχήμα 3.3 Σεισμικές ακτίνες των απευθείας και των μετωπικών κυμάτων (κάτω) και οι καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) των κυμάτων αυτών.

Αν Δ είναι η απόσταση κάποιου γεωφώνου D, από το σημείο, A, της έκρηξης, ο χρόνος διαδρομής T_0 των απευθείας κυμάτων θα είναι $T = \frac{AD}{u_0}$ ή

$$T_0 = \frac{\Delta}{u_0} \quad (1)$$

Παρατηρούμε ότι ο χρόνος διαδρομής των απευθείας κυμάτων είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης. Συνεπώς η καμπύλη χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων είναι ευθεία γραμμή. Αυτή παριστάνεται με την OC στο πάνω μέρος του σχήματος 3.3.

Από τη σχέση 1 προκύπτει ότι το αντίγραφο της κλίσης της καμπύλης χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων είναι ίσο με την ταχύτητα u_0 μέσα στο στρώμα. Συνεπώς για τον καθορισμό της ταχύτητας διάδοσης των κυμάτων μέσα στο στρώμα χαράζεται η ευθεία, με βάση τις παρατηρήσεις, και υπολογίζεται το αντίστροφο της κλίσης αυτής.

Ο χρόνος διαδρομής των μετωπικών κυμάτων θα είναι :

$$T_1 = \frac{AB + \Gamma D}{u_0} + \frac{B\Gamma}{u_1}$$

$$\text{Αλλά } AB = \Gamma D = \frac{z}{\cos i_c} \text{ και } B\Gamma = \Delta - 2z \tan \phi i_c$$

Συνεπώς:

$$T_1 = \frac{\Delta}{u_1} + 2z \left(\frac{1}{u_0 \cos i_c} - \frac{1 \sin i_c}{u_1 \cos i_c} \right)$$

Από τον νόμο του Snell έχουμε ότι

$$u_1 = \frac{u_0}{\sin i_c}.$$

Επομένως:

$$T_1 = \frac{\Delta \sin i_c}{u_0} + 2z \left(\frac{1}{u_0 \cos i_c} - \frac{1 \sin^2 i_c}{u_1 \cos i_c} \right)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει :

$$T_1 = \frac{\Delta \sin i_c}{u_0} + \frac{2z \cos i_c}{u_0} \quad (2)$$

ή

$$T_1 = \frac{\Delta}{u_1} + \frac{2z \cos i_c}{u_0} \quad (3)$$

Η σχέση αυτή γράφεται συνήθως με τη μορφή :

$$T_1 = \frac{\Delta}{u_1} + T_{i1} \quad (4)$$

όπου T_{i1} είναι ο **χρόνος συνάντησης** της καμπύλης χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων δηλαδή, η τομή της καμπύλης χρόνων διαδρομής με τον άξονα των χρόνων που δίνεται από τη σχέση

$$T_{i1} = \frac{2z \sqrt{u_1^2 - u_0^2}}{u_0 \cdot u_1} \quad (5)$$

Από την (4) προκύπτει ότι η σχέση μεταξύ T_1 και Δ είναι ευθεία γραμμή της οποίας η κλίση είναι το αντίστροφο της ταχύτητας του κύματος στο κάτω στρώμα. Συνεπώς και η ταχύτητα αυτή μπορεί να υπολογιστεί από την καμπύλη που χαράζεται με βάση τις παρατηρήσεις. Στο πάνω μέρος του σχήματος 3.3 δείχνεται και η ευθεία αυτή. Το τμήμα OT_{11} παριστάνει το χρόνο συνάντησης.

Χρόνο καθυστέρησης σε ορισμένο κλάδο της τροχιάς ελάχιστου χρόνου $ABGD$, ονομάζουμε τον πρόσθετο χρόνο που χρειάζεται το κύμα για να διατρέξει τον κλάδο αυτό, σε σχέση με το χρόνο που θα χρειαζόταν για να διατρέξει την οριζόντια προβολή του κλάδου με τη μέγιστη ταχύτητα που απόκτησε αυτό κατά τη διαδρομή του. Έτσι, ο χρόνος καθυστέρησης στον κλάδο AB ή στον κλάδο GD είναι $T_{01} = \frac{AB}{u_0} - \frac{A'B}{u_1}$.

$$T_{01} = \frac{AB}{u_0} - \frac{A'B}{u_1}.$$

Αλλά $AB = \frac{z}{\cos i_c}$ και $A'B = z \tan i_c$. Από αυτές βρίσκουμε ότι:

$$T_{01} = \frac{z \cos i_c}{u_0} \quad (6)$$

και αν λάβουμε υπόψη και το νόμο του Snell, βρίσκουμε ότι

$$T_{01} = \frac{z \sqrt{u_1^2 - u_0^2}}{u_0 \cdot u_1} \quad (7)$$

Από τη σύγκριση των σχέσεων (5) και (7) προκύπτει ότι ο χρόνος συνάντησης είναι το άθροισμα των χρόνων καθυστέρησης. Η αρχή αυτή ισχύει και όταν η διαχωριστική επιφάνεια δεν είναι οριζόντια, καθώς και στις περιπτώσεις περισσότερων στρωμάτων ή συνεχούς μεταβολής της ταχύτητας με το βάθος.

Το βάθος z , της επιφάνειας ασυνέχειας της ταχύτητας μπορεί να υπολογιστεί από το χρόνο συνάντησης ή από την κρίσιμη απόσταση.

Για τον υπολογισμό του z από το χρόνο συνάντησης, χρησιμοποιούμε την (5).

Εξάλλου για $\Delta = \Delta_c$, τα πρώτα μέλη των (1), (4) είναι ίσα. Εξισώνοντας τα δεύτερα μέλη των δύο αυτών σχέσεων και λύνοντας ως προς z , βρίσκουμε ότι

$$z = \frac{\Delta_c}{2} \sqrt{\frac{u_1 - u_0}{u_1 + u_0}} \quad (8)$$

Το βάθος της επιφάνειας ασυνέχειας μπορεί να υπολογιστεί και από το χρόνο καθυστέρησης με χρησιμοποίηση της (7). Στην περίπτωση κατά την οποία η επιφάνεια ασυνέχειας είναι σχεδόν οριζόντια, η τιμή που βρίσκεται με την (7) είναι το βάθος ζ , κάτω από την εστία των κυμάτων ή το βάθος z_2 κάτω από το γεώφωνο, ενώ η τιμή του z που υπολογίζεται με την (5) είναι ίση με $(z+z_2)/2$.

3.4.1 ΔΟΜΗ ΠΟΛΛΩΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ

Ας θεωρήσουμε τη γενικότερη περίπτωση κατά την οποία η δομή αποτελείται από ή οριζόντια διαδοχικά στρώματα, που χωρίζονται με επιφάνειες ασυνέχειας και που έχουν πάχη z_0, z_1, \dots, z_{n-1} .

Έστω ότι οι ταχύτητες διάδοσης των επιμηκών κυμάτων είναι u_0, u_1, \dots, u_{n-1} μέσα στα αντίστοιχα στρώματα και u_n αμέσως κάτω από το κατώτερο στρώμα. Υποθέτουμε ότι $u_0 < u_1 < \dots < u_n$.

Το σχήμα 27 παριστάνει τον τρόπο διάδοσης των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση δομής πέντε οριζόντιων στρωμάτων (κάτω) και τις καμπύλες χρόνων διαδρομής των κυμάτων αυτών (πάνω) καθώς και των απευθείας κυμάτων. Οι γωνίες πρόσπτωσης σε κάθε επιφάνεια ασυνέχειας παριστάνονται με το σύμβολο i_{mn} . Ο πρώτος δείκτης m , παριστάνει το στρώμα μέσα στο οποίο βρίσκεται η προσπίπτουσα σεισμική ακτίνα και ο δεύτερος δείκτης n , παριστάνει εκείνο από τα στρώματα στην πάνω επιφάνεια του οποίου το κύμα διαδίδεται οριζόντια με την ταχύτητα του κύματος μέσα σ' αυτό το στρώμα. Στη γενική αυτή περίπτωση, ορικές είναι οι γωνίες που οι δείκτες τους είναι διαδοχικοί ακέραιοι αριθμοί δηλαδή, οι γωνίες i_{01}, i_{12}, \dots

Με εφαρμογή του νόμου του Snell βρίσκουμε ότι

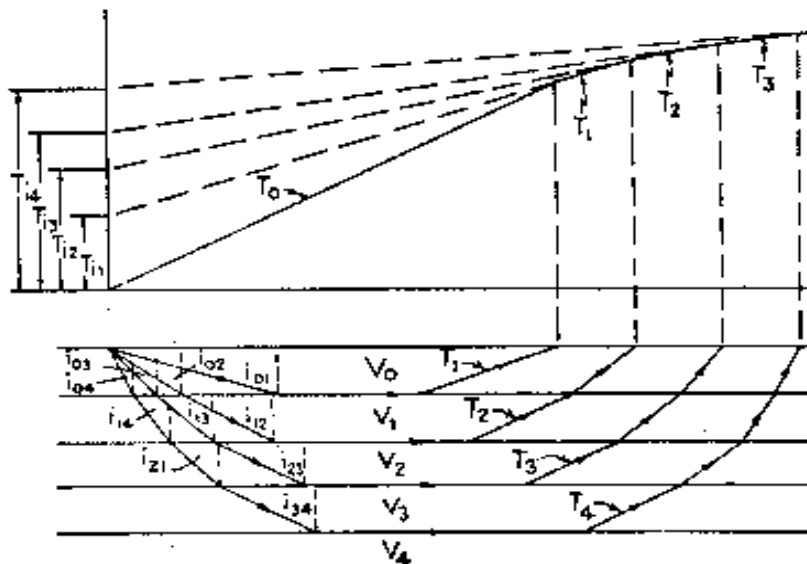
$$\sin i_{01} = \frac{u_0}{u_1},$$

$$\sin i_{02} = \frac{u_0}{u_2},$$

$$\sin i_{12} = \frac{u_1}{u_2} \text{ και γενικά ότι}$$

$$\sin i_{mn} = \frac{u_m}{u_n} \quad (9)$$

Η σχέση αυτή δείχνει ότι οποιαδήποτε γωνία πρόσπτωσης καθορίζεται από την ταχύτητα u_m , του κύματος στο στρώμα όπου βρίσκεται η προσπίπτουσα ακτίνα και από τη μέγιστη ταχύτητα u_n , που αποκτάει το κύμα κατά τη διάδοσή του, δηλαδή, η γωνία αυτή είναι ανεξάρτητη των ταχυτήτων στα ενδιάμεσα στρώματα από τα οποία περνάει η ακτίνα.



Σχήμα 3.4. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) των απευθείας και των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση πέντε οριζόντιων στρωμάτων.

Αποδεικνύεται ότι ο χρόνος διαδρομής οποιουδήποτε μετωπικού κύματος ισούται με το χρόνο στον οποίο το κύμα αυτό θα διέτρεχε την απευθείας απόσταση Δ , μεταξύ εστίας και γεωφώνου με τη μέγιστη πραγματική ταχύτητα αυτού κατά την διαδρομή του συν τους χρόνους καθυστέρησης στους πλάγιους κλάδους. Έτσι έχουμε

$$\begin{aligned}
 T_0 &= \frac{\Delta}{u_0} & T_0 &= \frac{\Delta}{u_0} \\
 T_1 &= \frac{\Delta}{u_1} + 2T_{01} & T_1 &= \frac{\Delta}{u_1} + 2T_{01} \\
 T_2 &= \frac{\Delta}{u_2} + 2T_{02} + 2T_{12} \\
 T_3 &= \frac{\Delta}{u_3} + 2T_{03} + 2T_{13} + 2T_{23} \\
 &\dots\dots\dots \\
 T_n &= \frac{\Delta}{u_n} + 2T_{0n} + 2T_{1n} + 2T_{2n} + \dots + 2T_{(n-1)n} \quad (10)
 \end{aligned}$$

όπου $T_{01} = \frac{z_0}{u_0} \cdot \cos i_{01}$, $T_{02} = \frac{z_0}{u_0} \cdot \cos i_{02}$, $T_{12} = \frac{z_0}{u_0} \cdot \cos i_{12}$, ..., και γενικά

$$T_{mn} = \frac{z_m}{u_m} \cdot \cos i_{mn} \quad (11)$$

Αν λάβουμε υπόψη και τις (6.7), βρίσκουμε

$$T_{mn} = \frac{z_m \sqrt{u_n^2 - u_m^2}}{u_m \cdot u_n} \quad (12)$$

Όπως προκύπτει από την (10), οι χρόνοι συνάντησης συνδέονται με τους χρόνους καθυστέρησης με τις σχέσεις

$$\begin{aligned}
 T_{i1} &= 2T_{01} \\
 T_{i2} &= 2T_{02} + 2T_{12} \\
 T_{i3} &= 2T_{03} + 2T_{13} + 2T_{23} \\
 &\dots\dots\dots \\
 T_{in} &= 2T_{0n} + 2T_{1n} + 2T_{2n} + \dots + 2T_{(n-1)n} \quad (13)
 \end{aligned}$$

Οι χρόνοι συνάντησης βρίσκονται εύκολα από τις τομές των αντίστοιχων καμπύλων χρόνων διαδρομής με τον άξονα των χρόνων (σχ.27).

Για τον καθορισμό της δομής στην περίπτωση πολλών οριζόντιων στρωμάτων μετρούνται οι χρόνοι διαδρομής με γεώφωνα που βρίσκονται σε διάφορες αποστάσεις από το σημείο έκρηξης και κατασκευάζονται οι καμπύλες χρόνων διαδρομής. Από τις καμπύλες χρόνων διαδρομής υπολογίζονται αμέσως οι ταχύτητες U_0, U_1, \dots, U_n

γιατί αυτές είναι ίσες με τα αντίστροφα των κλίσεων των αντίστοιχων καμπύλων.

Για τον υπολογισμό του πάχους κάποιου στρώματος χρησιμοποιούνται οι σχέσεις (12) και (13). Έτσι, για τον υπολογισμό του πάχους z_0 βάζουμε στην (12) $m = 0, n = 1$ και αντικαθιστούμε στην πρώτη των (13). Για τον υπολογισμό του z_1 , βάζουμε στην (12) πρώτα $m = 0, n = 2$ και μετά $m = 1, n = 2$ και αντικαθιστούμε τις δύο τιμές των χρόνων καθυστέρησης στη δεύτερη των (13), οπότε παίρνουμε σχέση με μόνο άγνωστο το z_1 , κ.ο.κ.

Η σχέση (10) μπορεί να γραφεί και με τη μορφή

$$T_n = \frac{\Delta}{u_n} + \sum_{i=0}^{n-1} \frac{2z_i}{u_i} \cdot \cos i_{in} \quad (14)$$

Με τη σχέση αυτή είναι απευθείας συγκρίσιμη η σχέση που δίνει το χρόνο διαδρομής στην περίπτωση πολλών στρωμάτων με κεκλιμένες επιφάνειες.

3.4.2 ΣΤΡΩΜΑ ΜΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΗ ΤΗΝ ΚΑΤΩ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ

Όταν ένα στρώμα έχει οριζόντια και την κάτω επιφάνεια, ο χρόνος διαδρομής των μετωπικών κυμάτων είναι ίσος με την οριζόντια απόσταση Δ , πηγής-γεωφώνου δια της ταχύτητας του κύματος κάτω από το στρώμα συν τους δύο χρόνους καθυστέρησης στη θέση της πηγής και στη θέση του γεωφώνου. Οι δύο αυτοί χρόνοι καθυστέρησης μπορούν να υπολογιστούν εύκολα, όπως έχουμε δει, γιατί το άθροισμα τους είναι ίσο με τον γνωστό χρόνο συνάντησης και είναι, στην περίπτωση αυτή (οριζόντια και η κάτω

επιφάνεια), μεταξύ τους ίσοι. Εύκολα επίσης υπολογίζεται και το πάχος του στρώματος στην περίπτωση αυτή, όπως έχουμε ήδη αναφέρει.

Στην περίπτωση στρώματος με κεκλιμένη την κάτω επιφάνεια (σχήμα 3.5) ο χρόνος διαδρομής δίνεται από ανάλογη σχέση με τη διαφορά ότι οι δύο χρόνοι καθυστέρησης T_{01} (στην πηγή), T'_{01} (στο γεώφωνο) δεν είναι ίσοι και αντί της απόστασης Δ , στον τύπο μπαίνει η απόσταση Δ' των προβολών της πηγής και του γεωφώνου πάνω στην κεκλιμένη επιφάνεια. Δηλαδή, στην περίπτωση κεκλιμένης επιφάνειας ο χρόνος διαδρομής T_1 , δίνεται από τη σχέση

$$T_1 = \frac{\Delta'}{u_1} + T_{01} + T'_{01} \quad (15)$$

Υπάρχουν δύο λόγοι για τους οποίους δε μπορεί η σχέση αυτή να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό των δύο χρόνων καθυστέρησης και των αντίστοιχων παχών του στρώματος με τον απλό τρόπο που χρησιμοποιήθηκε η σχέση (3).

Ο πρώτος λόγος είναι ότι η απόσταση Δ' είναι άγνωστη και δεν υπάρχει έτσι δυνατότητα χαρτογράφησης του χρόνου διαδρομής σε συνάρτηση με την απόσταση αυτή για να μπορεί να καθοριστεί ο χρόνος συνάντησης και η κλίση $\left(\frac{1}{U_1}\right)$ της καμπύλης χρόνων διαδρομής. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να λυθεί μόνο στην περίπτωση που η κλίση του στρώματος είναι μικρή ($<10^\circ$) οπότε μπορεί να υποτεθεί ότι $\Delta' \approx \Delta$ και να γίνει χαρτογράφηση του χρόνου διαδρομής σε συνάρτηση με τη γνωστή απόσταση Δ .

Ο δεύτερος λόγος για τον οποίο δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί η (15) κατά ανάλογο τρόπο που χρησιμοποιήθηκε η (3) για τον υπολογισμό των χρόνων καθυστέρησης είναι ότι στην περίπτωση κεκλιμένου στρώματος οι δύο αυτοί χρόνοι δεν είναι ίσοι και συνεπώς δε μπορούν να υπολογιστούν ο καθένας χωριστά (να χωριστούν) αφού μόνο το άθροισμα τους είναι γνωστό, γιατί είναι ίσο με το χρόνο συνάντησης και αυτό όταν το στρώμα έχει μικρή κλίση. Σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να λυθεί το πρόβλημα όταν ο ένας από τους δύο χρόνους συνάντησης είναι γνωστός.

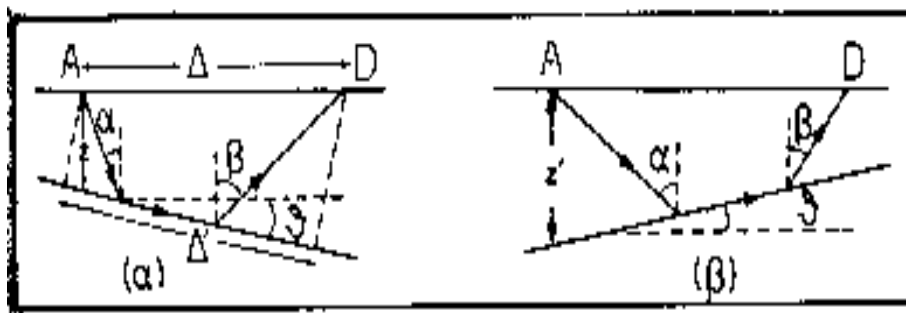
Τέτοια είναι η περίπτωση κατά την οποία το πάχος του στρώματος είναι γνωστό σε ένα από τα δύο σημεία (από γεώτρηση, κλπ) οπότε ο αντίστοιχος χρόνος καθυστέρησης υπολογίζεται με τη σχέση (7).

Επειδή, όμως, πολλές φορές συναντάμε στρώματα με σημαντική κλίση πρέπει να διαθέτουμε γενικά εφαρμόσιμη μέθοδο λύσης του προβλήματος αυτού και τέτοια είναι η μέθοδος της **αντίστροφης μέτρησης**, την οποία αναπτύσσουμε παρακάτω.

3.4.2.1 ΒΑΣΙΚΕΣ ΘΕΩΡΗΤΙΚΕΣ ΣΧΕΣΕΙΣ

Ας θεωρήσουμε στρώμα, του οποίου η κάτω επιφάνεια σχηματίζει γωνία θ με το οριζόντιο επίπεδο (σχήμα 3.5). Εμφανίζονται δύο περιπτώσεις. Η πρώτη είναι η περίπτωση κατά την οποία το στρώμα κλίνει από το σημείο της έκρηξης A, προς τα γεώφωνα, D (σχήμα 3.5α) και η δεύτερη είναι η περίπτωση κατά την οποία το στρώμα κλίνει από τα γεώφωνα προς το σημείο της έκρηξης (σχήμα 3.5β). Τόσο στη μία όσο και στην άλλη περίπτωση ισχύει η σχέση

$$T_1 - \frac{\sin \beta}{u_\beta} \Delta + \frac{x \cdot (\cos u + \cos \beta)}{u_\beta} \quad (16)$$



Σχήμα 3.5. Κλίση στρώματος από το σημείο της πηγής των ελαστικών κυμάτων προς τα γεώφωνα (α) και από τα γεώφωνα προς το σημείο της πηγής (β).

όπου u_0 είναι η ταχύτητα διάδοσης του κύματος μέσα στο στρώμα, z είναι το κατακόρυφο πάχος του στρώματος κάτω από το σημείο της έκρηξης, α είναι η γωνία που σχηματίζει με την κατακόρυφη η κατευθυνόμενη προς τα κάτω σεισμική ακτίνα και β είναι η γωνία που σχηματίζει με την κατακόρυφη η κατευθυνόμενη προς τα πάνω σεισμική ακτίνα.

Στην πρώτη περίπτωση (σχ.28α) ισχύουν οι σχέσεις

$$\alpha = i_c - \theta \text{ και } \beta = i_c + \theta$$

Συνεπώς η σχέση (16) γίνεται

$$T_1 = \frac{\sin(i_c + \theta)}{u_0} \Delta + \frac{z \cos(i_c - \theta)}{u_0} + \frac{z \cos(i_c + \theta)}{u_0}$$

ή

$$T_1 = \frac{\sin(i_c + \theta)}{u_0} \Delta + \frac{2z \cos i_c \cdot \cos \theta}{u_0} \quad (17)$$

Αν d είναι η απόσταση του σημείου της έκρηξης από την κεκλιμένη επιφάνεια, θα ισχύει η σχέση

$$d = z \cos \theta \quad (18)$$

Συνεπώς, η (17) γίνεται

$$T_1 = \frac{\sin(i_c + \theta)}{u_0} \Delta + \frac{2d \cos i_c}{u_0} \quad (19)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι η κλίση S_- , της καμπύλης χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση αυτή (σχήμα 3.4α) δίνεται από τη σχέση

$$S_- = \frac{\cos(i_c + \theta)}{u_0} \quad (20)$$

και επειδή είναι $u_0 = u_1 \sin i_c$ η κλίση αυτή μπορεί να δοθεί και από τη σχέση

$$S_{-} = \frac{\sin(i_c + \theta)}{u_1 \cdot \sin i_c} \quad (21)$$

Στη δεύτερη περίπτωση, όταν δηλαδή το στρώμα κλίνει από τα γεώφωνα προς το σημείο της έκρηξης (σχήμα 28β), ισχύουν οι σχέσεις

$$\alpha = i_c + \theta \text{ και } \beta = i_c - \theta$$

Συνεπώς, η σχέση (16) γίνεται στην περίπτωση αυτή

$$T'_1 = \frac{\sin(i_c - \theta)}{u_0} \Delta + \frac{z' \cdot \cos(i_c + \theta) + z' \cdot \cos(i_c - \theta)}{u_0}$$

Από την οποία εύκολα βρίσκουμε την

$$T_1 = \frac{\sin(i_c - \theta)}{u_0} \cdot \Delta + \frac{2d' \cos i_c}{u_0} \quad (22)$$

Από αυτή προκύπτει ότι η κλίση S_+ της καμπύλης χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση αυτή (σχήμα 3.4β) δίνεται από τη σχέση

$$S_{+} = \frac{\sin(i_c - \theta)}{u_0} \quad (23)$$

ή

$$S_{+} = \frac{\sin(i_c - \theta)}{u_0 \cdot \sin i_c} \quad (24)$$

3.4.2.2 ΤΡΟΠΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ

Για τον καθορισμό της κλίσης θ , της επιφάνειας ασυνέχειας, της ταχύτητας, u_1 , αμέσως κάτω από αυτή και των παχών z και z' του στρώματος κάτω από τα δύο σημεία A και D πρέπει να γίνουν δύο πειράματα. Κατά το πρώτο πείραμα, πραγματοποιείται έκρηξη στο σημείο A και τα γεώφωνα που γράφουν αυτή τοποθετούνται σε διάφορα σημεία του τμήματος $A D$, ενώ κατά το δεύτερο πείραμα, η έκρηξη πραγματοποιείται στο σημείο D και τα γεώφωνα τοποθετούνται σε διάφορα σημεία του τμήματος $D A$. Το σχήμα 3.6 δείχνει τις σεισμικές ακτίνες (κάτω) και τις καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) για τις δύο περιπτώσεις.

Οι κλίσεις των καμπύλων χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων είναι και στις δύο περιπτώσεις ίσες με $\frac{1}{u_0}$ και συνεπώς η ταχύτητα u_0 , μέσα στο στρώμα υπολογίζεται από τις κλίσεις αυτές.

Όμως, οι κλίσεις των καμπύλων χρόνων διαδρομής, S_-, S_+ , των μετωπικών κυμάτων, όπως προκύπτει από τις (21), (24), δεν είναι ίσες. Επίσης δεν είναι ίσοι οι χρόνοι συνάντησης T_i , και T'_i .

Με την πραγματοποίηση τόσο του ενός πειράματος (πραγματοποιώντας έκρηξη στο A) όσο και του αντιστρόφου (έκρηξη στο D), μπορούμε να χαρτογραφήσουμε τους χρόνους διαδρομής των κυμάτων σε συνάρτηση με την απόσταση, να χαράξουμε τις πειραματικές καμπύλες χρόνων διαδρομής και απ' αυτές να υπολογίσουμε τις ποσότητες u_0, S_-, S_+, T_i, T'_i . Τις τιμές αυτές θα χρησιμοποιήσουμε για να βρούμε τις ποσότητες u_1, z και d με τον τρόπο που περιγράφεται παρακάτω.

Αν λύσουμε τόσο την (21) όσο και την (24) ως προς i_c και πρώτα προσθέσουμε τις δύο σχέσεις που θα προκύψουν κατά μέλη και μετά τις αφαιρέσουμε κατά μέλη θα βρούμε τις σχέσεις:

$$i_c = \frac{\arcsin(u_0 S_-) + \arcsin(u_0 S_+)}{2} \quad (25)$$

$$\theta = \frac{\arcsin(u_0 S_-) - \arcsin(u_0 S_+)}{2} \quad (26)$$

Από την τελευταία αυτή σχέση βρίσκουμε την κλίση, θ , του στρώματος.

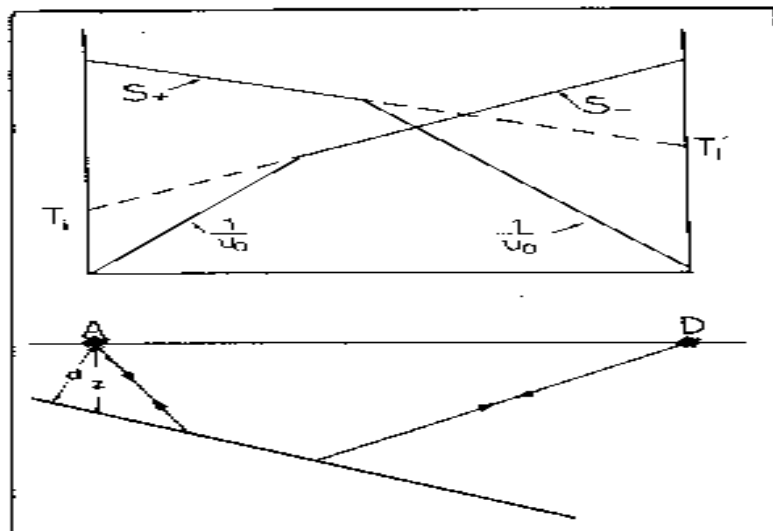
Από τις σχέσεις (21), (24) προκύπτει ότι $S_- = \frac{(\sin i_c \cdot \cos \theta + \cos i_c \cdot \sin \theta)}{u_1 \cdot \sin i_c}$ και

$S_+ = \frac{(\sin i_c \cdot \cos \theta - \cos i_c \cdot \sin \theta)}{u_1 \cdot \sin i_c}$. Αν προσθέσουμε τις δύο αυτές σχέσεις και λύσουμε

ως προς θ βρίσκουμε την

$$i_c = \frac{2 \cos \theta}{S_- + S_+} \quad (27)$$

Η σχέση αυτή χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ταχύτητας κάτω από το στρώμα.



Σχήμα 3.6. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση στρώματος με κεκλιμένη την κάτω επιφάνεια.

Ο υπολογισμός του πάχους, z , του στρώματος στα δυο σημεία A και D μπορεί να γίνει με χρησιμοποίηση των τιμών των ορικών αποστάσεων ή των χρόνων συνάντησης.

Η τομή των δύο καμπύλων που οι κλίσεις τους είναι $\frac{1}{u_0}$ και S αντιστοιχεί στην ορική απόσταση Δ_s . Για την απόσταση αυτή οι χρόνοι άφιξης των απευθείας κυμάτων,

$$T_0 = \frac{\Delta_c}{u_0}, \text{ και οι χρόνοι των μετωπικών κυμάτων είναι ίσοι. Δηλαδή } \frac{\Delta_c}{u_0} = \frac{\Delta_0 \sin(i_c + \theta)}{u_0 + 2d \cos i_c}.$$

Από αυτή προκύπτει ότι

$$d = \frac{\Delta_c}{2 \cos i_c} [1 - \sin(i_c + \theta)] \quad (28)$$

Αν λάβουμε υπόψη και την $z = \frac{d}{\cos \theta}$, βρίσκουμε

$$z = \frac{\Delta_c [1 - \sin(i_c + \theta)]}{2 \cos \theta \cos i_c} \quad (29)$$

Για τον υπολογισμό του πάχους του στρώματος κάτω από το σημείο της έκρηξης, χρησιμοποιούμε μέσα στην παρένθεση το σημείο + όταν το στρώμα κλίνει από το σημείο της έκρηξης προς τα γεώφωνα και το σημείο - όταν το στρώμα κλίνει από τα γεώφωνα προς το σημείο της έκρηξης.

Εξάλλου, από τη σχέση (19) προκύπτει ότι ο χρόνος συνάντησης δίνεται από τη σχέση $T_i = \frac{2d \cos i_c}{u_0}$. Από αυτή παίρνουμε την

$$d = \frac{u_0 \cdot T_i}{2 \cdot \cos i_c} \quad (30)$$

Αν λάβουμε υπόψη και την $z = \frac{d}{\cos \theta}$ βρίσκουμε ότι

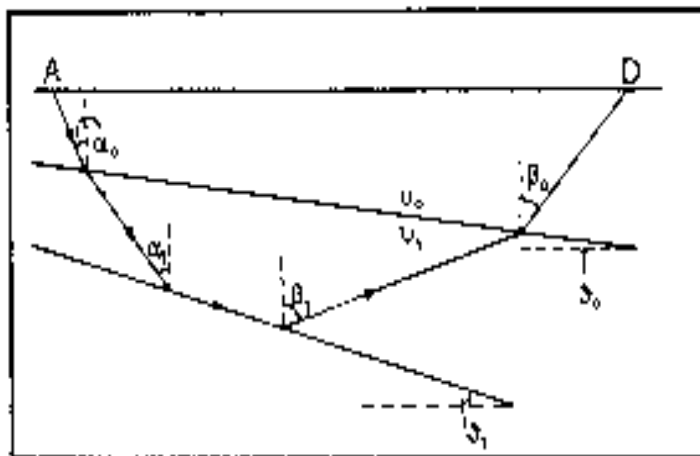
$$z = \frac{u_0 \cdot T_i}{2 \cdot \cos i_c \cdot \cos \theta} \quad (31)$$

Με τη σχέση αυτή βρίσκουμε το πάχος του στρώματος κάτω από το σημείο της έκρηξης με χρησιμοποίηση του αντίστοιχου χρόνου συνάντησης

3.4.3 ΔΟΜΗ ΠΟΛΛΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ ΜΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΕΣ

Στη γενική περίπτωση κατά την οποία η δομή αποτελείται από πολλά στρώματα τα οποία έχουν κεκλιμένες τις επιφάνειες τους (σχήμα 3.7) ισχύει η ακόλουθη σχέση μεταξύ του χρόνου διαδρομής T_n , του κύματος το οποίο διεισδύει μέχρι το i στρώμα και διαδίδεται παράλληλα προς την πάνω επιφάνεια του στρώματος αυτού και της απόστασης Δ , στην οποία αναδύεται το κύμα αυτό:

$$T_n = \frac{\sin \beta_0}{u_0} \cdot \Delta + \sum_{i=0}^{n-1} \frac{z_i \cdot (\cos \alpha_i + \cos \beta_i)}{u_i} \quad (32)$$



Σχήμα 3.7 Σεισμικές ακτίνες στην περίπτωση δύο στρωμάτων με κεκλιμένη την κάτω επιφάνεια (Kearey and Brooks 1984).

όπου z_i είναι η κατακόρυφη απόσταση του i στρώματος κάτω από την έκρηξη u_i είναι η ταχύτητα του κύματος στο i στρώμα α_i είναι η γωνία που σχηματίζει με την κατακόρυφη στο i στρώμα η σεισμική ακτίνα που κατευθύνεται προς τα κάτω και

β_i είναι η γωνία που σχηματίζει με την κατακόρυφη στο i στρώμα η σεισμική ακτίνα που κατευθύνεται προς τα πάνω. Η σχέση (6.32) είναι άμεσα συγκρίσιμη με την (14) Η μόνη διαφορά είναι ότι αντί των γωνιών i_m στην (14) συναντάμε τις γωνίες α_i και β_i στην (32) που περιλαμβάνουν και τις αντίστοιχες κλίσεις των στρωμάτων. Έτσι, στην περίπτωση που η σεισμική ακτίνα που κατευθύνεται προς τα κάτω συναντήσει επιφάνεια που κλίνει επίσης προς την ίδια κατεύθυνση (downdip) ισχύουν οι σχέσεις

$$\alpha_i = i_m - \theta_i \text{ και } \beta_i = i_m + \theta_i \quad (33)$$

Όπου θ_i είναι η κλίση του i στρώματος, ενώ στην περίπτωση που η σεισμική ακτίνα που κατευθύνεται προς τα κάτω συναντήσει επιφάνεια που δεν έχει την ίδια κατεύθυνση (updip) ισχύουν οι σχέσεις

$$\alpha_i = i_m + \theta_i \text{ και } \beta_i = i_m - \theta_i \quad (34)$$

Υπενθυμίζουμε ότι η $i_m = v_i/v_n$. Έτσι με διαδοχικές εφαρμογές της σχέσης (32) μπορούμε να υπολογίσουμε τα πάχη z_i τις κλίσεις θ_i και τις ταχύτητες των διαφόρων στρωμάτων όταν έχουμε πραγματοποιήσει και αντίστροφες μετρήσεις.

3.4.4 ΣΤΡΩΜΑ ΜΕ ΜΗ ΕΠΙΠΕΔΗ ΤΗΝ ΚΑΤΩ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ

Η σχέση (32) ισχύει και στην περίπτωση που η κάτω επιφάνεια του στρώματος δεν είναι επίπεδη με τη διαφορά ότι στην περίπτωση αυτή η Δ' δεν είναι το μήκος ευθυγράμμου τμήματος αλλά καμπύλου (σχ.3.7).

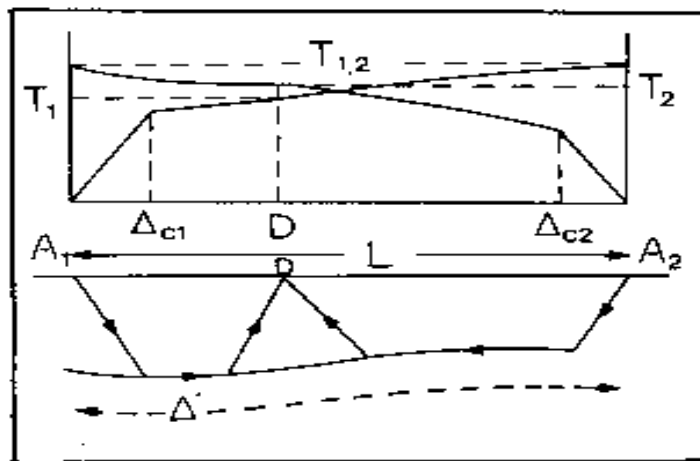
Για να μπορεί όμως να γίνει εύκολη εφαρμογή της σχέσης (15) πρέπει να μπορούμε να αντικαταστήσουμε τη Δ' με τη γνωστή απόσταση Δ . Πρέπει δηλαδή να είναι $\Delta' \approx \Delta$. Η συνθήκη αυτή ισχύει όταν η επιφάνεια παρουσιάζει μικρή μέση κλίση ($\theta < 10^\circ$) και δεν είναι εξαιρετικά ανώμαλη. Στην περίπτωση αυτή εφαρμόζεται, συνήθως, η μέθοδος συν-πλην (plus-minus) την οποία αναπτύσσουμε παρακάτω.

Δύο σημεία A_1 , A_2 , ορισμένης τομής αποτελούν πηγές ελαστικών κυμάτων τα οποία καταγράφονται σε διάφορα σημεία μεταξύ των δύο πηγών από γεώφωνα D , με στόχο τον υπολογισμό των διαφορών αποστάσεων d , των γεωφώνων από την μη επίπεδη κάτω επιφάνεια του στρώματος. Στο σχήμα 3.7 φαίνεται η πορεία των μετωπικών κυμάτων από τις πηγές A_1 , A_2 στο γεώφωνο (κάτω) και οι αντίστοιχες καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω).

Αν πληρούνται οι προϋποθέσεις που αναφέραμε παραπάνω για την επιφάνεια ασυνέχειας (σχετικά ομαλή και με μικρή κλίση) ισχύει η σχέση

$$T_{1,2} = \frac{L}{u_1} + T_{01} + T_{02} \quad (35)$$

όπου $T_{1,2}$ είναι ο χρόνος διαδρομής των μετωπικών κυμάτων μεταξύ των δύο πηγών και T_{01} , T_{02} είναι οι χρόνοι καθυστέρησης στις θέσεις των πηγών, ενώ L είναι η απόσταση μεταξύ των δύο πηγών. Ο χρόνος $T_{1,2}$ ονομάζεται και αντιστρέψιμος χρόνος γιατί είναι ο ίδιος για να φθάσει το κύμα από την πηγή A_1 στην A_2 και αντίστροφα. Ο χρόνος αυτός υπολογίζεται εύκολα, γιατί αντιστοιχεί στα δύο πάνω σημεία που οι καμπύλες χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων τέμνουν τους άξονες των χρόνων (σχήμα 31).



Σχήμα 3.7. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση στρώματος με μη επίπεδη την κάτω επιφάνεια (Kearey and Books 1984)

Οι χρόνοι διαδρομής των μετωπικών κυμάτων μεταξύ κάθε μιας πηγής και του γεωφώνου δίνονται από τις σχέσεις

$$T_1 = \frac{\Delta}{u_1} + T_{01} + T_{0D} \quad (36)$$

$$T_2 = \frac{L-\Delta}{u_1} + T_{02} + T_{0D} \quad (37)$$

όπου T_1 είναι ο χρόνος διαδρομής των μετωπικών κυμάτων μεταξύ του σημείου της πηγής A_1 και του γεωφώνου T_2 είναι ο χρόνος διαδρομής των μετωπικών κυμάτων μεταξύ του σημείου της πηγής A_2 και του γεωφώνου, και T_{0D} ο χρόνος καθυστέρησης στη θέση του γεωφώνου τον οποίο θέλουμε να υπολογίσουμε.

Αν προσθέσουμε τις (36), (37) κατά μέλη και από αυτή που θα προκύψει αφαιρέσουμε την (35) κατά μέλη θα προκύψει σχέση την οποία όταν λύσουμε ως προς T_{0D} θα βρούμε την

$$T_{0D} = \frac{T_1 + T_2 - T_{1,2}}{2} \quad (38)$$

Αυτή ονομάζεται σχέση συν (plus) και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του χρόνου καθυστέρησης T_{0D} . Για τον υπολογισμό της απόστασης d του γεωφώνου από την κάτω επιφάνεια που είναι ο τελικός στόχος της μεθόδου χρησιμοποιείται η σχέση

$$d = T_{0D} \frac{u_0 \cdot u_1}{\sqrt{u_1^2 - u_0^2}} \quad (39)$$

Η u_0 είναι γνωστή, γιατί είναι ίση με το αντίστροφο των κλίσεων των καμπύλων χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων και μπορεί να υπολογιστεί από τις καμπύλες

αυτές οι οποίες είναι ευθείες. Δεν είναι, όμως γνωστή η u_1 , γιατί οι καμπύλες χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων δεν είναι πια ευθείες γραμμές, αφού η επιφάνεια διάθλασης δεν είναι επίπεδη. Συνεπώς, για να λυθεί το πρόβλημα πρέπει πρώτα να βρεθεί μέθοδος υπολογισμού της u_1 . Τέτοια μέθοδος περιγράφεται παρακάτω.

Αν αφαιρέσουμε τις σχέσεις (73), (74) κατά μέλη, θα βρούμε τη σχέση

$$T_1 - T_2 = \frac{2}{u_1} \cdot \Delta + \left(-\frac{2}{u_1} + T_{01} - T_{02} \right) \quad (40)$$

Αυτή ονομάζεται σχέση πλην (minus) και δείχνει ότι αν η διαφορά $T_1 - T_2$ χαρτογραφηθεί σε συνάρτηση με την απόσταση Δ , θα προκύψει ευθεία της οποίας η κλίση είναι $2/u_1$. Από την κλίση αυτή υπολογίζεται η u , και χρησιμοποιείται στη σχέση (39) για τον υπολογισμό του d .

Ο υπολογισμός του d μπορεί να γίνει για όλες τις θέσεις του γεωφώνου όπου γράφονται και αναγνωρίζονται μετωπικά κύματα τα οποία προέρχονται και από τις δύο πηγές A_1 , A_2 . Στην πράξη αυτό είναι δυνατόν να γίνει αποτελεσματικά για τις θέσεις μεταξύ των αποστάσεων Δ_{c1} , και Δ_{c2} (σχ.3.7).

3.5 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΤΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

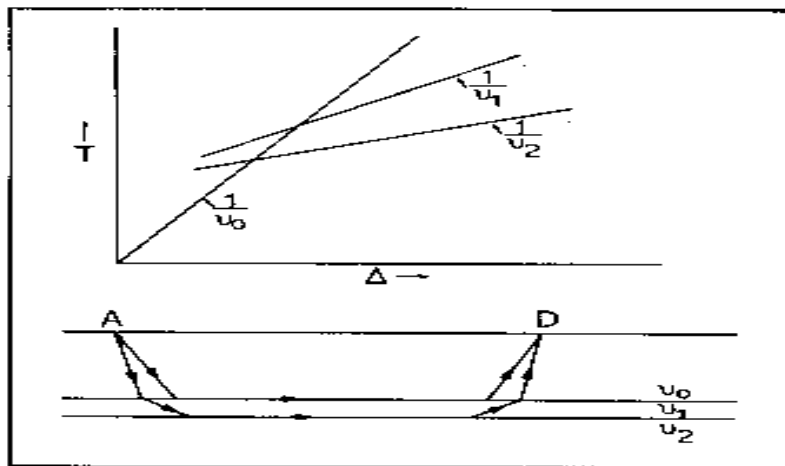
Η εύρεση του πάχους των στρωμάτων και των αντίστοιχων ταχυτήτων με τη μέθοδο της σεισμικής διάθλασης είναι θεωρητικά απλή. Στην πράξη, όμως, υπάρχουν διάφορες πηγές σοβαρών λαθών κατά την εφαρμογή της μεθόδου. Μόνο όταν η ταχύτητα σε κάθε στρώμα είναι σημαντικά μεγαλύτερη από την ταχύτητα στο από πάνω του στρώμα και όταν τα πάχη των στρωμάτων είναι αρκετά μεγάλα η μέθοδος της σεισμικής διάθλασης δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα.

Δύο είναι οι βασικές πηγές σφαλμάτων κατά την εφαρμογή της μεθόδου της διάθλασης, γιατί σε δύο περιπτώσεις δε μπορεί στην πράξη να ανιχνευθεί ορισμένο στρώμα με τη μέθοδο αυτή. Πρώτο όταν το στρώμα έχει μικρό πάχος ή η ταχύτητα του είναι σχεδόν η ίδια με την ταχύτητα στο αμέσως από πάνω του στρώμα και δεύτερο όταν

η ταχύτητα μέσα σε αυτό είναι μικρότερη από την ταχύτητα σε αμέσως από πάνω του στρώμα.

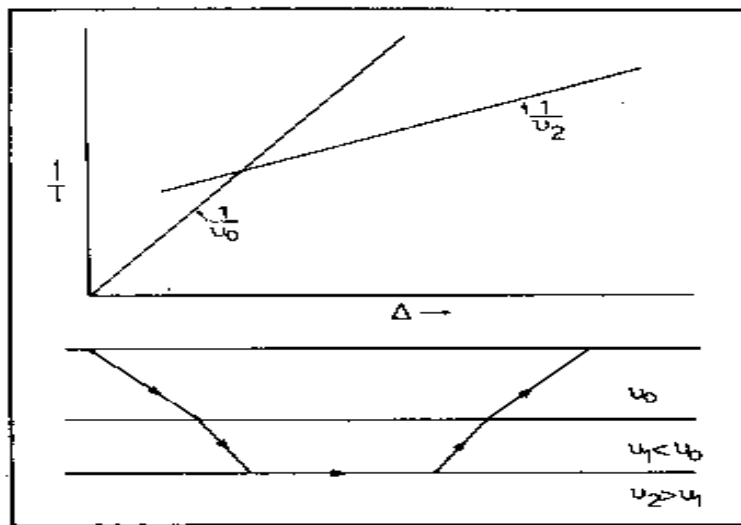
Όταν ένα στρώμα μικρού πάχους (σχ3.8) βρίσκεται μεταξύ άλλων στρωμάτων ή όταν το στρώμα αυτό έχει σχεδόν ίση ή λίγο μεγαλύτερη ταχύτητα από το αμέσως πάνω του στρώμα, τα μετωπικά κύματα, που διαδίδονται παράλληλα προς την πάνω επιφάνεια του στρώματος (σχ.3.8 κάτω) δεν φθάνουν πουθενά (σε καμιά απόσταση) πρώι αλλά παντού φθάνουν μετά τα άλλα κύματα (απευθείας ή μετωπικά σε άλλα στρώματα), όπως φαίνεται στο σχήμα 3.8 πάνω. Έτσι, τα μετωπικά κύματα που αντιστοιχούν στο στρώμα αυτό δεν εμφανίζονται στις καταγραφές ως πρώτα κύματα για να μετρηθεί με ακρίβεια χρόνος άφιξης τους και να καθοριστεί το αντίστοιχο τμήμα της καμπύλης χρόνων διαδρομής ώστε να υπολογιστεί η ταχύτητα και το πάχος του στρώματος. Είναι θεωρητικά δυνατό να μετρηθούν οι δεύτεροι αφίξεις, που αντιστοιχούν στο στρώμα αυτό, αλλά οι μετρήσεις αυτές είναι ανακριβείς.

Αν στρώμα μικρής ταχύτητας βρίσκεται μεταξύ δύο στρωμάτων μεγαλύτερων ταχυτήτων, οι προσπίπτουσες σεισμικές ακτίνες στην πάνω επιφάνεια του στρώματος αυτού πλησιάζουν προς την κάθετη στην επιφάνεια μετά τη διάθλαση τους, με συνέπεια να μη διαδίδονται μετωπικά κύματα τα οποία να ακολουθούν την πάνω οριική επιφάνεια



Σχήμα 3.8. Στρώμα μικρού πάχους (ταχύτητας v_1) μεταξύ δύο στρωμάτων σχετικά μεγάλων παχών (κάτω) και αντίστοιχες καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) (Kearey and Books1984)

του στρώματος (σχ.3.9). Επομένως, δεν αναγράφονται τέτοια κύματα και δε μπορεί να κατασκευαστεί η καμπύλη των χρόνων διαδρομής αυτών. Έτσι, το στρώμα αυτό δε μπορεί να αναγνωριστεί και να καθοριστούν οι παράμετροι του με τη μέθοδο της διάθλασης, μπορεί όμως να καθοριστεί με τη μέθοδο της ανάκλασης, γιατί η πάνω επιφάνεια του δίνει ισχυρές ανακλάσεις. Η μη αναγνώριση του στρώματος αυτού έχει ως συνέπεια την υπερεκτίμηση των παχών των από κάτω απ' αυτό στρωμάτων όταν εφαρμόζεται η μέθοδος της διάθλασης.



Σχήμα 3.9. Στρώμα μικρής ταχύτητας (v_1) μεταξύ δύο στρωμάτων μεγαλύτερων ταχυτήτων (κάτω) και αντίστοιχες καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω). (Kearey and Books 1984).

3.6 ΔΟΜΕΣ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΜΕΤΑΒΟΛΗΣ ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΜΕ ΤΟ ΒΑΘΟΣ

Υπάρχουν περιοχές όπου η ταχύτητα αυξάνει συνεχώς με το βάθος. Τέτοια μεταβολή παρατηρήθηκε στις ακτές του κόλπου του Μεξικού, όπου υπάρχουν ιζηματογενή πετρώματα αρκετών χιλιάδων μέτρων πάχους. Στην περίπτωση αυτή η σεισμική ακτίνα είναι καμπύλη γραμμή με το κυρτό μέρος προς τα κάτω. Διατυπώθηκαν διάφορες απόψεις όσον αφορά την αναλυτική σχέση μεταξύ ταχύτητας και βάθους. Στη σεισμική διασκόπηση βρήκε μεγαλύτερη εφαρμογή η γραμμική σχέση μεταξύ των δυο αυτών μεγεθών, την οποία και θα μελετήσουμε.

Έστω, ότι η ταχύτητα, u , μεταβάλλεται με το βάθος z , σύμφωνα με τη σχέση

$$u = u_0 + \kappa \cdot z \quad (41)$$

όπου u_0 είναι η ταχύτητα στην επιφάνεια της Γης και κ η βαθμίδα μεταβολής της ταχύτητας με το βάθος. Το ημίτονο της γωνίας πρόσπτωσης, i , σε τυχόν σημείο της τροχιάς, όπου η ταχύτητα είναι u , δίνεται από τη σχέση

$$\sin i = \frac{u}{u_m} \quad (42)$$

όπου u_m , η μέγιστη ταχύτητα του κύματος, δηλαδή, η ταχύτητα στο κατώτερο σημείο της σεισμικής ακτίνας. Από την (41) και την (42) παίρνουμε

$$\sin i = \frac{(u_0 / \kappa) + z}{u_m / \kappa} \quad (43)$$

Από αυτή προκύπτει ότι κάθε σεισμική ακτίνα είναι περιφέρεια κύκλου, της οποίας η ακτίνα δίνεται από τη σχέση

$$r = \frac{u_m}{\kappa} \quad (44)$$

και ότι τα κέντρα, c_1, c_2, \dots , όλων των περιφερειών αυτών βρίσκονται σε απόσταση από την επιφάνεια της Γης (σχήμα 3.10).

$$d = \frac{u_0}{\kappa} \quad (45)$$

Το μεγαλύτερο βάθος κάθε σεισμικής ακτίνας είναι $z_m = r - d$. Αλλά $r = \dots (\Delta/2)^2 + d^2$, όπου Δ είναι η απόσταση μεταξύ του σημείου της έκρηξης και του σημείου ανάδυσης της σεισμικής ακτίνας. Από τα παραπάνω προκύπτει ότι

$$z_m = \sqrt{(\Delta/2)^2 + (u_0/\kappa)^2} - \frac{u_0}{\kappa} \quad (46)$$

Από τις σχέσεις (44) και (46) προκύπτει ότι

$$u_m = \sqrt{\frac{\kappa^2 \cdot \Delta^2}{4} + u_0^2} \quad (47)$$

Η σχέση αυτή δίνει την ταχύτητα του κύματος στο κατώτερο σημείο της σεισμικής ακτίνας σε συνάρτηση με την απόσταση στην οποία το κύμα αναδύεται.

Ο χρόνος διαδρομής του κύματος, δηλαδή, ο χρόνος που χρειάζεται για να διατρέξει αυτό το τόξο της κυκλικής τροχιάς που βρίσκεται μέσα στη Γη, θα είναι

$$T = 2 \int_0^{z_m} \frac{dz}{v \cdot \cos i} \quad (48)$$

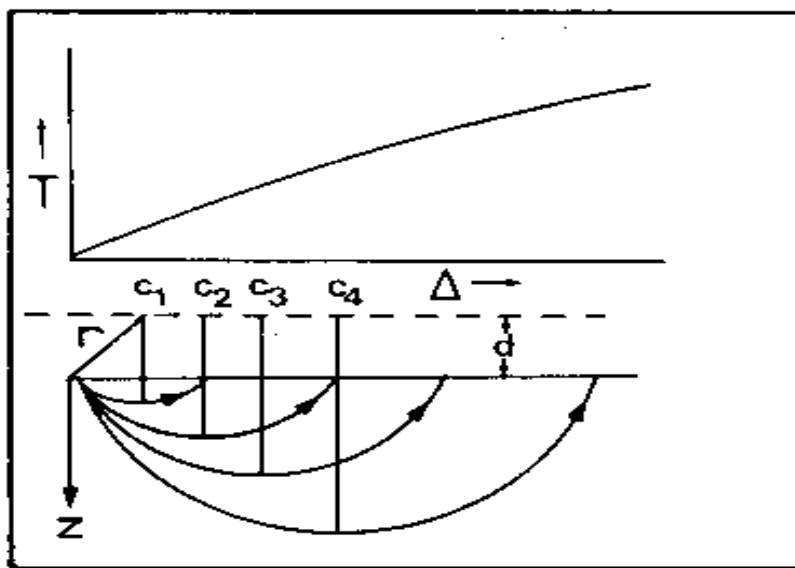
Αν εκφράσουμε την v και το $\sin i$ σε συνάρτηση με το z , με την χρησιμοποίηση των (41) και (42) και πραγματοποιήσουμε την ολοκλήρωση, βρίσκουμε σχέση η οποία σε συνδυασμό με την (46) δίνει τη

$$T = \frac{2}{\kappa} \operatorname{arcsinh} \left(\frac{\kappa \cdot \Delta}{2u_0} \right) \quad (49)$$

όπου $\operatorname{sinh} h$ είναι το υπερβολικό ημίτονο, το οποίο βρίσκεται από πίνακες. Το πάνω μέρος του σχήματος 34 αποτελεί τη γραφική παράσταση του T σε συνάρτηση με τη Δ , δηλαδή την καμπύλη χρόνων διαδρομής για την περίπτωση γραμμικής μεταβολής της ταχύτητας με το βάθος.

Αν παραγωγίσουμε την (49) ως προς Δ και λάβουμε υπόψη και την (47), βρίσκουμε ότι η κλίση $dT/d\Delta$ της καμπύλης χρόνων διαδρομής είναι ίση με το αντίστροφο της μέγιστης ταχύτητας v_m , δηλαδή, την ταχύτητα στο κατώτερο σημείο της σεισμικής ακτίνας.

Αν ο χρόνος, T , μετρηθεί για διάφορες αποστάσεις Δ , η (49) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του κ , οπότε η σχέση (78) μεταξύ ταχύτητας και βάθους θα είναι γνωστή. Η τιμή του κ είναι, συνήθως, της τάξης του 1m/sec/m . Στον κόλπο του Μεξικού η τιμή αυτή βρέθηκε ίση με $0,6\text{ m/sec/m}$.



Σχήμα 3.10. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλη χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση γραμμικής μεταβολής της ταχύτητας με το Βάθος (Dobrin 1976).

3.7 ΚΑΘΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΣΗΣ ΔΙΑΡΡΗΞΗΣ ΚΑΙ ΤΟΥ ΑΛΜΑΤΟΣ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ

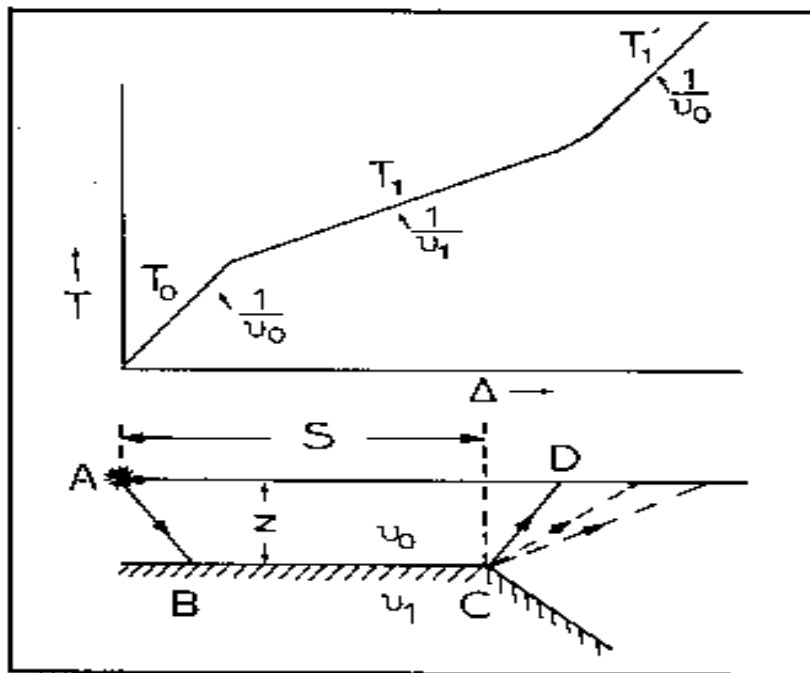
Σε αρκετές περιπτώσεις δομών που αποτελούνται από ένα στρώμα το οποίο βρίσκεται πάνω σε άλλο στρώμα μεγαλύτερης ταχύτητας, το κάτω στρώμα υφίσταται κατακόρυφη διάρρηξη και το τμήμα του στρώματος αυτού που βρίσκεται προς το ένα μέρος της διαρρήξης υφίσταται κατακόρυφη μετάπτωση. Με τη μέθοδο της διάθλασης μπορούμε να καθορίσουμε τη θέση της διάρρηξης και το μήκος του άλματος

μετάπτωσης. Διακρίνουμε δύο περιπτώσεις: την περίπτωση του μεγάλου και την περίπτωση του μικρού άλματος.

α) Μετάπτωση μεγάλου άλματος. Όταν το άλμα είναι πολύ μεγάλο (σχήμα 3.11), η καμπύλη χρόνων διαδρομής των πρώτων αφίξεων μέχρι ορισμένη απόσταση O αποτελείται από δύο ευθύγραμμους κλάδους, που οι κλίσεις τους είναι $1/u_0$ και $1/u_1$ και οι χρόνοι διαδρομής δίνονται από τις σχέσεις (1) και (4). Δηλαδή μέχρι την απόσταση D έχουμε την απλή περίπτωση δύο στρωμάτων.

Πέρα από την απόσταση D τα κύματα, που φθάνουν πρώτα στην επιφάνεια της Γης, ακολουθούν το δρόμο ABC και στο C ακτινοβολούν τα κύματα που ακολουθούν τις διακαμμένες τροχιές του σχήματος 3.11. Ο χρόνος διαδρομής των κυμάτων αυτών σε συνάρτηση με την απόσταση από το σημείο της έκρηξης, δίνεται από τη σχέση

$$T'_1 = \frac{z \cos i_c}{u_0} + \frac{S}{u_1} + \frac{\sqrt{(\Delta - S)^2 + z^2}}{u_0} \quad (50)$$



Σχήμα 3.11. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλη χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση διάρρηξης μεγάλου άλματος μετάπτωσης (Nettleton 1940).

Συνεπώς, θα υπάρχει και τρίτος κλάδος της καμπύλης χρόνων διαδρομής, που η κλίση του θα τείνει να αποκτήσει την τιμή $1/u_0$, όταν αυξάνεται η απόσταση από την έκρηξη. Η οριζόντια απόσταση της διάρρηξης από το σημείο της έκρηξης μπορεί να βρεθεί με την $S = D - z \cos i_c$ ή

$$S = D - \frac{z \cdot u_0}{\sqrt{u_1^2 - u_0^2}} \quad (51)$$

β) Μετάπτωση μικρού άλματος. Όταν το άλμα της μετάπτωσης είναι σχετικά μικρό, η καμπύλη χρόνων διαδρομής μέχρι ορισμένη απόσταση θα αποτελείται, επίσης, από δύο κλάδους και οι εξισώσεις αυτών θα είναι της μορφής (1) και (4). Πέρα από την οριζόντια απόσταση, τα κύματα, που φθάνουν πρώτα στην επιφάνεια της Γης, ακολουθούν το δρόμο ABCED (σχήμα 3.12).

Επειδή το μήκος του άλματος, Δz , είναι μικρό, ο χρόνος στον οποίο το κύμα διατρέχει την απόσταση BC μπορεί, κατά προσέγγιση, να θεωρηθεί ίσος με το χρόνο στον οποίο το κύμα αυτό θα διέτρεχε την οριζόντια προβολή της απόστασης αυτής. Τότε, η εξίσωση του τρίτου κλάδου της καμπύλης χρόνων διαδρομής θα είναι

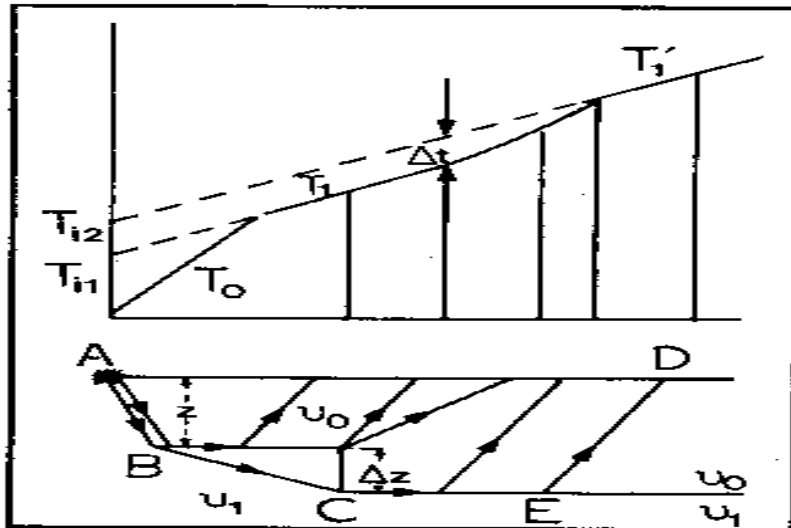
$$T'_1 = \frac{\Delta}{u_1} + \frac{z \cos i_c}{u_0} + \frac{(z \pm \Delta z) \cos i_c}{u_0} \quad (52)$$

Το σημείο +, μέσα στην παρένθεση, αφορά την περίπτωση κατά την οποία το σημείο της έκρηξης βρίσκεται στο πάνω μέρος της διάρρηξης, όπως στο σχήμα 36, ενώ το σημείο —, αφορά την περίπτωση κατά την οποία το σημείο της έκρηξης βρίσκεται πάνω από το κάτω μέρος της διάρρηξης.

Αν δεν γινόταν η μετάπτωση, ο χρόνος διαδρομής θα δινόταν από την (3) Επομένως, η απόλυτη τιμή της διαφοράς Δt των χρόνων T_1 και T'_1 οφείλεται στην μετάπτωση και δίνεται από την $\Delta t = \Delta z \sin i_c / u_0$. Από αυτή και την $\eta \sin i_c = u_0 / u_1$ βρίσκουμε ότι

$$\Delta z = \frac{u_0 \cdot u_1}{\sqrt{u_1^2 - u_0^2}} \quad (53)$$

Ο χρόνος Δt ισούται με τη διαφορά, $T_{i2}-T_{i1}$, των χρόνων συνάντησης και βρίσκεται απ' αυτούς (σχήμα 3.12 πάνω). Η σχέση (53) χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του μήκους του άλματος της μετάπτωσης.



Σχήμα 3.12. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση διάρρηξης μικρού άλματος μετάπτωσης (Nettleton 1940).

3.8 ΔΙΟΡΘΩΣΕΙΣ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

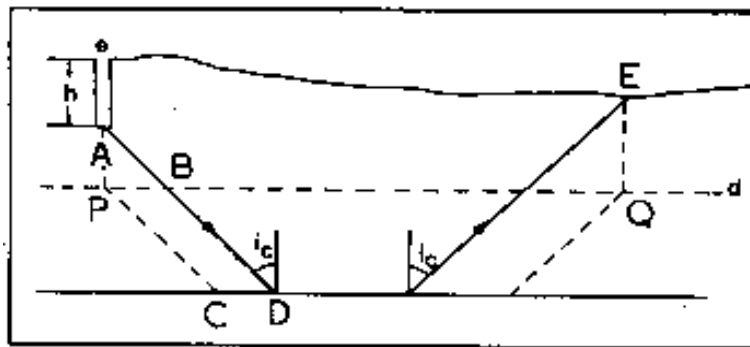
Οι χρόνοι διαδρομής στις εργασίες διάθλασης περιέχουν συστηματικά σφάλματα, που οφείλονται σε διάφορα αίτια. Τα σημαντικότερα από τα αίτια αυτά είναι η διαφορά του υψομέτρου μεταξύ των θέσεων των εκρήξεων και των θέσεων των σταθμών αναγραφής και η ύπαρξη ενός πολύ επιφανειακού στρώματος αποσαθρωμένων ιζημάτων, όπου τα κύματα διαδίδονται με πολύ μικρή ταχύτητα. Για το λόγο αυτό, οι χρόνοι διαδρομής πρέπει να υποστούν τη διόρθωση λόγω διαφοράς του υψομέτρου και τη διόρθωση λόγω της ύπαρξης του στρώματος αποσάθρωσης.

α) Διόρθωση λόγω διαφοράς υψομέτρου. Για τον υπολογισμό της διόρθωσης αυτής θεωρούμε τόσο το σημείο της έκρηξης όσο και το γεώφωνο στο ίδιο οριζόντιο επίπεδο, που λέγεται επιφάνεια αναγωγής. Από τους μετρούμενους χρόνους διαδρομής αφαιρούμε ή προσθέτουμε τους χρόνους που χρειάζεται το κύμα για να φθάσει από την επιφάνεια αναγωγής στο σημείο του γεωφώνου και από την επιφάνεια αναγωγής στο

σημείο της έκρηξης, όταν η επιφάνεια αναγωγής βρίσκεται κάτω ή πάνω από τα σημεία αυτά, αντίστοιχα.

Στο σχήμα 3.13 η στιγμμένη γραμμή παριστάνει την επιφάνεια αναγωγής, που έχει υψόμετρο $\acute{\alpha}$. Έστω ότι A είναι το σημείο της έκρηξης, που βρίσκεται σε βάθος h κάτω από το σημείο της επιφάνειας της Γης, όπου το υψόμετρο είναι ϵ και ότι E είναι το υψόμετρο του γεώφωου. Αν το σημείο της έκρηξης και το γεώφωο βρισκόταν στις ανοιγμένες τους θέσεις P και Q, οι δυο πλάγιες στιγμμένες γραμμές θα ήταν οι τροχιές του κύματος μέσα στο στρώμα. Έτσι, η διόρθωση για την έκρηξη θα είναι $t_1 = (AB/v_0) - (CD/v_1)$ ή $t_1 = (AB/v_0) - (PB/v_1)$. Αλλά ο χρόνος αυτός είναι ο χρόνος καθυστέρησης, που αντιστοιχεί στο στρώμα πάχους $AP = \epsilon - h - d$ και συνεπώς θα είναι $t_1 = (\epsilon - h - d) \text{ συν} i_c / v_0$. Κατά όμοιο τρόπο αποδεικνύεται ότι η διόρθωση, που αντιστοιχεί στο γεώφωο, είναι $t_2 = (E - d) \text{ συν} i_c / v_0$. Η ολική διόρθωση λόγω της διαφοράς υψόμετρου θα είναι $\Delta t_u = t_1 + t_2$. Αν εκφράσουμε το $\text{συν} i_c$ σε συνάρτηση με τις ταχύτητες v_0 και v_1 βρίσκουμε τελικά ότι

$$\Delta t_u = \frac{(e - h + E - 2d) \cdot \sqrt{u_1^2 - u_0^2}}{u_0 \cdot u_1} \quad (54)$$



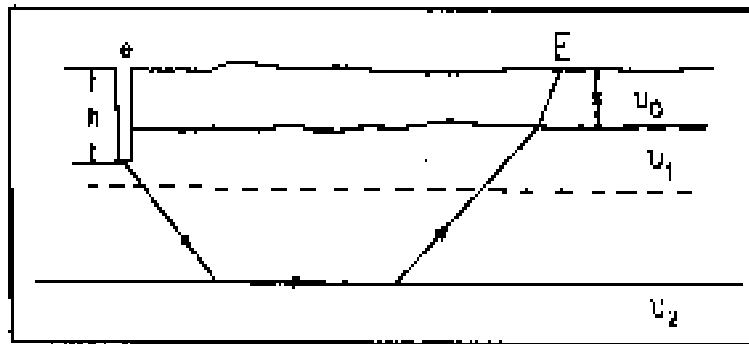
Σχήμα 3.13 Το σημείο της έκρηξης, A, και το γεώφωο, E, βρίσκονται σε διαφορετικό υψόμετρο (Dobrin 1976).

β) Διόρθωση για το στρώμα αποσάθρωσης. Η ταχύτητα των κυμάτων στο πολύ επιφανειακό αποσαθρωμένο στρώμα είναι μικρή σε σχέση με την ταχύτητα των κυμάτων μέσα στα ιζηματογενή πετρώματα, που βρίσκονται κάτω από αυτό. Συνέπεια αυτού είναι ο υπολογισμός εικονικού βάθους της επιφάνειας διάθλασης. Για το λόγο αυτό, πρέπει να γίνει κατάλληλη διόρθωση.

Η απλούστερη μέθοδος καθορισμού της διόρθωσης αυτής βασίζεται στην εύρεση του πάχους και της ταχύτητας του αποσαθρωμένου στρώματος, για τον υπολογισμό, με βάση τα στοιχεία αυτά, του αντίστοιχου χρόνου συνάντησης. Ο χρόνος αυτός αφαιρείται από το χρόνο συνάντησης που βρίσκεται από την καμπύλη χρόνων διαδρομής. Για τον καθορισμό του πάχους, s , και της ταχύτητας, u_0 , του αποσαθρωμένου στρώματος, γίνεται βοηθητικό πείραμα. Κατά το πείραμα αυτό γίνεται σειρά μικρών εκρήξεων, οι οποίες γράφονται από γεώφωνα που βρίσκονται σε μικρές αποστάσεις. Με βάση το πείραμα αυτό υπολογίζεται ο χρόνος καθυστέρησης, που αντιστοιχεί στο πάχος s του αποσαθρωμένου στρώματος.

Μετά, βρίσκεται η υψομετρική διόρθωση, που αντιστοιχεί στον πυθμένα του στρώματος αποσάθρωσης κάτω από το γεώφωνο (σχ.3.14), δηλαδή, βρίσκεται ο χρόνος καθυστέρησης, που αντιστοιχεί στο πάχος $E - s$. Συνεπώς, η συνολική διόρθωση, η οποία πρέπει να αφαιρεθεί από το μετρούμενο χρόνο συνάντησης που βρίσκεται κατά το κανονικό πείραμα, δίνεται από τη σχέση

$$\Delta t_a = \frac{s\sqrt{u_2^2 - u_0^2}}{u_0 \cdot u_2} + \frac{(e + E - h - s - 2d) \cdot \sqrt{u_2^2 - u_1^2}}{u_1 \cdot u_2} \quad (55)$$

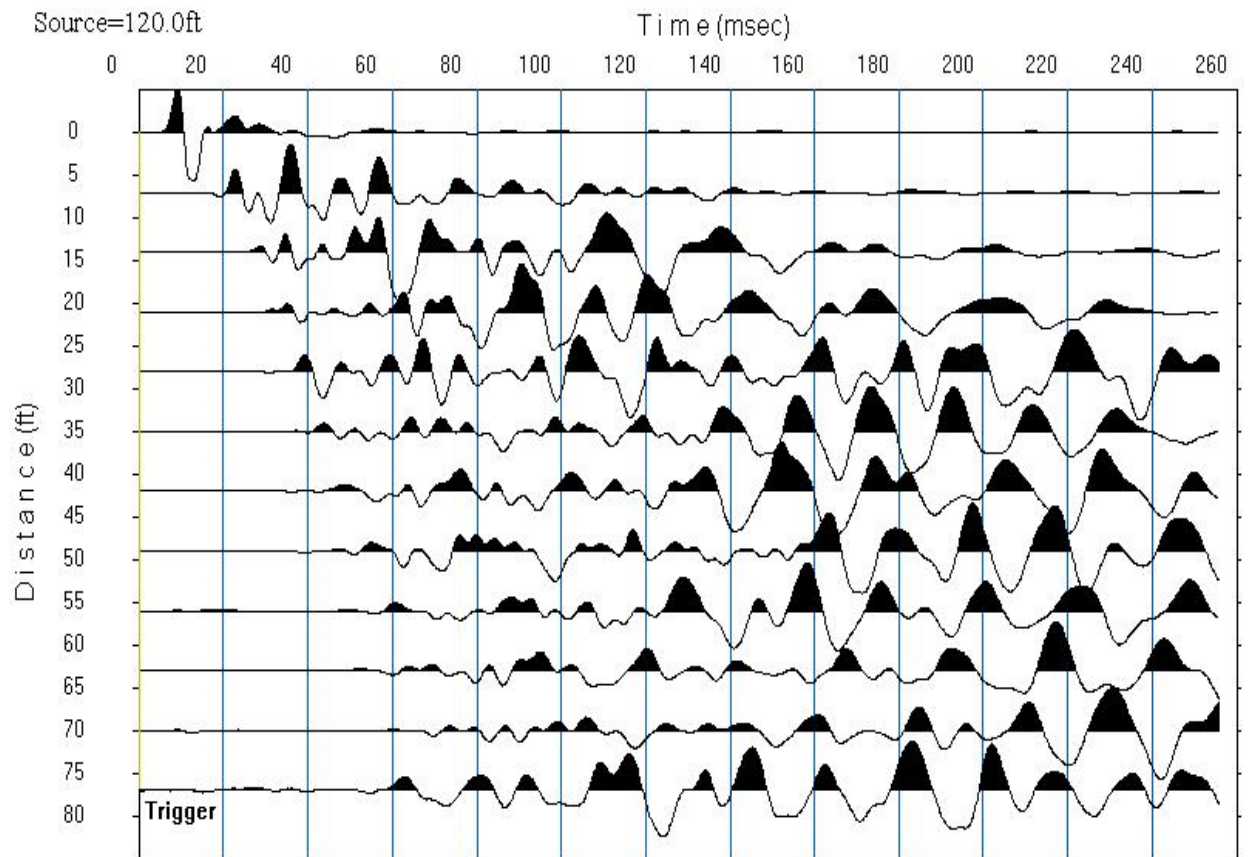


Σχήμα 3.14. Το αποσαθρωμένο στρώμα, πάχους δ , πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά την εφαρμογή της μεθόδου της διάθλασης (Dobrin 1976).

3.8.1 ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΤΩΝ ΑΝΑΓΡΑΦΩΝ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

Κατά τα πρώτα χρόνια εφαρμογής της μεθόδου της διάθλασης χρησιμοποιούνταν οι πρώτες αφίξεις των κυμάτων για τον καθορισμό του βάθους μιας ασυνέχειας όπου τα κύματα υφίστανται διάθλαση. Η συσχέτιση των πρώτων αφίξεων των κυμάτων που αναγράφονται από μια σειρά γεωφώνων δεν παρουσιάζει σημαντικές δυσκολίες. Συνεπώς, η κατασκευή καμπύλων χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων, καθώς και των διαθλώμενων στην επιφάνεια αυτή κυμάτων, είναι σχετικά εύκολη. Αργότερα, όμως, χρησιμοποιήθηκαν και άλλες αφίξεις μετωπικών κυμάτων που διαθλάστηκαν σε επιφάνειες οι οποίες βρίσκονται σε διάφορα βάθη. Για τον καθορισμό των βαθών αυτών και των ταχυτήτων μέσα στα στρώματα, είναι απαραίτητη η ορθή συσχέτιση των αφίξεων, που οφείλονται στην ίδια επιφάνεια διάθλασης και έχουν αναγραφεί από γεώφωνα τα οποία βρίσκονται σε διάφορες αποστάσεις.

Το παρακάτω σχήμα 3.15 παριστάνει τις αναγραφές έκρηξης από 12 γεώφωνα κατανομημένα σε αποστάσεις μεταξύ 13,4 και 16,2 Km περίπου, από το σημείο της έκρηξης. Οι αναγραφές αυτές πραγματοποιήθηκαν στο δυτικό Τέξας. Παρατηρούμε ότι σε τρεις περιπτώσεις τα πλάτη των κυμάτων είναι σημαντικά και οι συσχετίσεις είναι σαφείς. Συνεπώς, υπάρχουν τρεις, τουλάχιστον, επιφάνειες διάθλασης των κυμάτων.



Σχήμα 3.15. Αναγραφές κυμάτων διάθλασης από δώδεκα γεώφωνα που βρίσκονται σε διάφορες αποστάσεις από το σημείο της έκρηξης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ- ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων τα οποία επεξεργάστηκαν από τα προγράμματα Res2Dinv (για την ηλεκτρική διασκόπηση), Seisimager (για την σεισμική διασκόπηση) καθώς και αντίστοιχα συμπεράσματα των περιοχών αυτών που έγιναν οι μετρήσεις

4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι μετρήσεις που κάναμε πραγματοποιήθηκαν τον μήνα Ιούλιο στην πόλη του Ηρακλείου όπου έγιναν 13 τομογραφίες ηλεκτρικής διασκόπησης και 10 σεισμικής διασκόπησης. Η πυκνή βλάστηση και οι ανωμαλίες του εδάφους σε τρεις τοποθεσίες δεν μας βοήθησαν να πάρουμε μετρήσεις με την μέθοδο της σεισμικής διάθλασης γιαντο και έγιναν μόνο 10 τομές με αυτή τη μέθοδο.

Οι διατάξεις που χρησιμοποιήσαμε για την ηλεκτρική τομογραφία ήταν Schlumberger και Wenner. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των δυο διατάξεων με τα αποτελέσματα από τη σεισμική διασκόπηση θα έχουμε ένα ικανοποιητικό αποτέλεσμα για τις υπεδάφειες δομές των περιοχών.

4.2 ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΚΑΙ ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Παρακάτω αναφέρονται διάφορα στοιχεία για την κάθε τομή όπως π.χ. τοποθεσία, βλάστηση, περιγραφή επιφανειακού στρώματος καθώς και κάποια άλλα σημαντικά τεχνικά στοιχεία για την υλοποίηση της κάθε τομής.

Τομή 01

Η τομή 01 βρίσκεται κοντά στο Παγκρήτιο στάδιο και συγκεκριμένα δίπλα στην Ε.ΡΑ. Δίπλα από την τομή και σε απόσταση περίπου 10 μέτρων βρίσκεται ποταμός με πυκνή βλάστηση.

Το έδαφος ήταν μαλακό και δεν υπήρχαν τοπογραφικές ανωμαλίες, κάτι που θα μπορούσε να μας δώσει λάθος αποτελέσματα κατά την λήψη των μετρήσεων.

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 01.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	150m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	30
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	6m/40m/80m/100m/120m		

Τομή 02

Η τομή 02 βρίσκεται κατά μήκος των δυτικών τειχών (από την εξωτερική πλευρά) του Ηρακλείου κοντά στη Χανιόπορτα. Είναι κοντά στο κέντρο της πόλης και υπάρχουν κατοικίες.

Το έδαφος ήταν μαλακό και υπήρχε διαφορά ύψους 1m περίπου για τα μέτρα από 0m- 30m μέχρι 31m - 185m



Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 02.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	24	Μήκος τομής	150m
Απόσταση γεωφώνων	7m	Αριθμός ηλεκτροδίων	30
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	-10m/28m/80.5m/116m/171m		

Τομή 03

Η τομή 03 βρίσκεται κατά μήκος των Ανατολικών τειχών του Ηρακλείου (καινούργια πόρτα)

Το έδαφος ήταν μαλακό, δεν υπήρχαν ανωμαλίες και ήταν σχεδόν μια ευθεία. Οι μετρήσεις μας έγιναν δίπλα στα ενετικά τοίχοι .

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 03.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	235m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	48
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	-10m/20m/60m/110m/120m		

Τομή 04

Η τομή 04 βρίσκεται τέρμα Θερίσσου σε μια μεγάλο μήκους αλάνα δίπλα σε κατοικημένη περιοχή.

Το έδαφος ήταν μαλακό, δεν υπήρχαν ανωμαλίες αλλά υπήρχαν φυτά και συγκεκριμένα ελαιώνες.

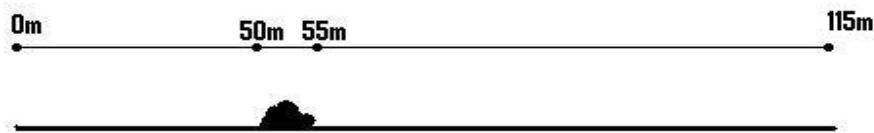
Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 04.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	165m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	34
Αριθμός Shot Point	6	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	-7m/30m/50m/100m/116m		

Τομή 05

Η τομή 05 βρίσκεται πριν την Φοινικιά - δίπλα στην Εθνική κοντά σε πυκνοκατοικημένη περιοχή λίγο έξω από το κέντρο

Το έδαφος από 0m – 45 m (9^ο ηλεκτρόδιο) ήταν μαλακό, στη συνέχεια και συγκεκριμένα από 50m (10^ο ηλεκτρόδιο) – 115m (24^ο ηλεκτρόδιο) το έδαφος ήταν σκληρό και πιθανότατα να περιείχε ιλύς και άργιλο. Μεταξύ το 10^ο (50m) και 11^ο (55m) ηλεκτρόδιο υπήρχαν μπάζα. Έχοντας σε εξαίρεση την περιοχή αυτή το έδαφος βρισκόταν σε ευθεία.



Ο παρακάτω πίνακας μας δίνει κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά για την ηλεκτρική τομογραφία για την τομή 05.

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Μήκος τομής	115m
Αριθμός ηλεκτροδίων	24
Απόσταση ηλεκτροδίων	5m

Τομή 06

Η τομή 06 βρίσκεται δίπλα στο γήπεδο της Π.Ο.Α. στο Ατσαλένιο. Το γήπεδο βρίσκεται σε πυκνοκατοικημένη περιοχή και η τοποθεσία του είναι δίπλα ακριβώς από την Εθνική για Ρέθυμνο – Χανιά.

Το έδαφος ήταν ευθύ, δεν υπήρχαν ανωμαλίες ούτε βλάστηση. Ήταν πολύ σκληρό γιατί το επιφανειακό πέτρωμα ήταν χαλίκι κάτι που μας δυσκόλευσε πολύ για να καρφώσουμε τους πασσάλους στο έδαφος και αναγκαστήκαμε να ρίχνουμε νερό μέχρι να μαλακώσει το έδαφος και να καρφώσουν οι πάσσαλοι.

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 06.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	115m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	24
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	0m/30m/60m/90m/116m		

Τομή 07

Η τομή 07 βρίσκεται νοτιότερα της Κνωσού, παράλληλα αυτής- Στο ύψος του DIVANNI e DIVANNI. Η περιοχή ήταν ελάχιστα κατοικημένη και υπήρχαν πολλοί ελαιώνες.

Το έδαφος ήταν μαλακό, δεν υπήρχαν ανωμαλίες αλλά υπήρχαν φυτά και συγκεκριμένα ελαιώνες.

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 07.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	215m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	44
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	-10m/30m/60m/90m/110m		

Τομή 08

Η τομή 08 βρίσκεται στη περιοχή ΚΟΡΩΝΗ βορειότερα της Εθνικής Ηράκλειο – Ρέθυμνο. Η περιοχή που μετρήσαμε ήταν αλάνα (κτήμα) χωρίς βλάστηση.

Το έδαφος ήταν μαλακό, δεν υπήρχαν ανωμαλίες, ήταν ευθύ και τριγύρω υπήρχαν ελάχιστα φυτά και συγκεκριμένα ελαιώνες.

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 08.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	115m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	24
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	-10m/30m/60m/90m/120m		

Τομή 09

Η τομή 09 βρίσκεται στην περιοχή των Πατελών δίπλα στο 1^ο εργαστηριακό κέντρο των Τ.Ε.Ε. Η περιοχή είναι σε πυκνοκατοικημένη περιοχή, είχε βλάστηση και σε κάποια σημεία υπήρχαν σκορπισμένα μπάζα.

Το έδαφος ήταν ανώμαλο και σε κάποια σημεία υπήρχαν σκορπισμένα μπάζα. κάνοντας δύσβατη την περιοχή.

Ο παρακάτω πίνακας μας δίνει κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά της ηλεκτρικής τομογραφίας για την τομή 09.

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Μήκος τομής	145m
Αριθμός ηλεκτροδίων	30
Απόσταση ηλεκτροδίων	5m

Τομή 10

Η τομή 10 βρίσκεται στην περιοχή Κηπούπολη σε ένα κεντρικό πάρκο και απέχει λίγα χιλιόμετρα από το κέντρο της πόλης. Υπάρχουν πολλές κατοικίες τριγύρω και η βλάστηση ήταν μέτρια λόγω του πάρκου.

Το έδαφος στο πάρκο ήταν μαλακό, δεν υπήρχαν ανωμαλίες και ήταν ευθύ κάτι που μας διευκόλυνε.

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 10.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	115m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	24
Αριθμός Shot Point	5	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	-10m/30m/70m/100m/110m		

Τομή 11

Η τομή 11 βρίσκεται στην περιοχή της Αγίας Αικατερίνης, βρίσκετε μέσα σε ελαιώνα και ήταν σχεδόν κατοικήσιμη

Το έδαφος ήταν σχεδόν ανώμαλο και πολύ μαλακό κάτι που οφείλετε στους ελαιώνες.

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 11.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	115m
Απόσταση γεωφώνων	7m	Αριθμός ηλεκτροδίων	24
Αριθμός Shot Point	6	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	0m/14m/28m/56m/77m		

Τομή 12

Η τομή 12 βρίσκεται στην περιοχή του Κατσαμπά μέσα στο χώρο του Ε.Θ.Ι.Α.Γ.Ε.

Το έδαφος ήταν ομαλό και η βλάστηση ήταν διάφορα φυτά τα οποία ήτα ν μέσα σε θερμοκήπια .

Οι παρακάτω πίνακες μας δίνουν κάποια χαρακτηριστικά των δυο μεθόδων για την τομή 12.

ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ		ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Αριθμός γεωφώνων	12	Μήκος τομής	140m
Απόσταση γεωφώνων	10m	Αριθμός ηλεκτροδίων	29
Αριθμός Shot Point	6	Απόσταση ηλεκτροδίων	5m
Θέσεις Shot Point	0m/14m/28m/56m/77m		

Τομή 13

Η τομή 13 βρίσκεται στην περιοχή της Αλλικαρνασού δίπλα στην εθνική σε κατοικήσιμη περιοχή.

Το έδαφος ήταν ομαλό σχεδόν μια ευθεία και η βλάστηση που υπήρχε ήταν από ελαιώνες.

Ο παρακάτω πίνακας μας δίνει κάποια τεχνικά χαρακτηριστικά της ηλεκτρικής τομογραφίας για την τομή 13.

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΤΟΜΟΓΡΑΦΙΑ	
Μήκος τομής	115m
Αριθμός ηλεκτροδίων	24
Απόσταση ηλεκτροδίων	5m

Το παρακάτω σχήμα δίνει τις τιμές των ταχυτήτων των επιμήκων κυμάτων (m/s) καθώς και την αντίστοιχη περιγραφή τους.

Ταχύτητες Επιμήκων Κυμάτων (m/s)	Περιγραφή
500 – 700	Αλλούβια ιζήματα νεογενούς με μικρή συνοχή
700 – 1100	Συνεκτικά ιζήματα τεταρτογενούς, ηπειρωτικής προέλευσης
1700 – 2600	Στιφρή κίτρινη μάργα έως υπόλευκος μαργαϊκός ασβεστόλιθος μικρής διαπερατότητας.
> 5000	Συμπαγής τεφρόλευκος ασβεστόλιθος ελαφρά καρστικοποιημένος νηριτικής προέλευσης.

Στο παρακάτω σχήμα βλέπουμε τις ταχύτητες των P (Primus) κυμάτων για το πρώτο και το δεύτερο στρώμα σε m/s για όλες τις τομές που πραγματοποιήθηκαν.

ΘΕΣΗ	Ταχύτητα P κυμάτων 1^ο στρώματος (m/s)	Ταχύτητα P κυμάτων 2^ο στρώματος (m/s)
HER 01	680	1960
HER 02	977	1992
HER 03	700	1806
HER 04	590	1991
HER 05		
HER 06	1122	2500
HER 07	711	1944
HER 08	575	1122
HER 09		
HER 10	700	2512
HER 11	750	2585
HER 12	700	1535

Το επόμενο σχήμα μας αναφέρει την τοποθεσία τις κάθε τομής με αναφορές σε Βορρά (North) και Ανατολή (East).

ΤΟΜΗ	ΑΡΧΗ	ΤΕΛΟΣ
01	N 35.33634 E 25.11088	N 35.33504 E 25.11096
02	N 35.33946 E 25.12292	N 35.33792 E 25.12354
03	N 35.33124 E 25.12975	N 35.33314 E 25.12847
04	N 35.32669 E 25.11695	N 35.32604 E 25.11547
05	N 35.32355 E 25.11852	N 35.32455 E 25.11879
06	N 35.32028 E 25.13720	N 35.32028 E 25.13605
07	N 35.31126 E 25.14603	N 35.31283 E 25.14471
08	N 35.31913 E 25.12512	N 35.31862 E 25.12400
09	N35.32660 E 25.14325	N 35.32769 E 25.14281
10	N 35.33191 E 25.14088	N 35.33086 E 25.14050
11	N 35.32701 E 25.14992	N 35.32794 E 25.14936
12	N 35.33271 E 25.15365	N 35.33396 E 25.15326
13	35.33237 E 25.16005	N 35.33252 E 25.16126

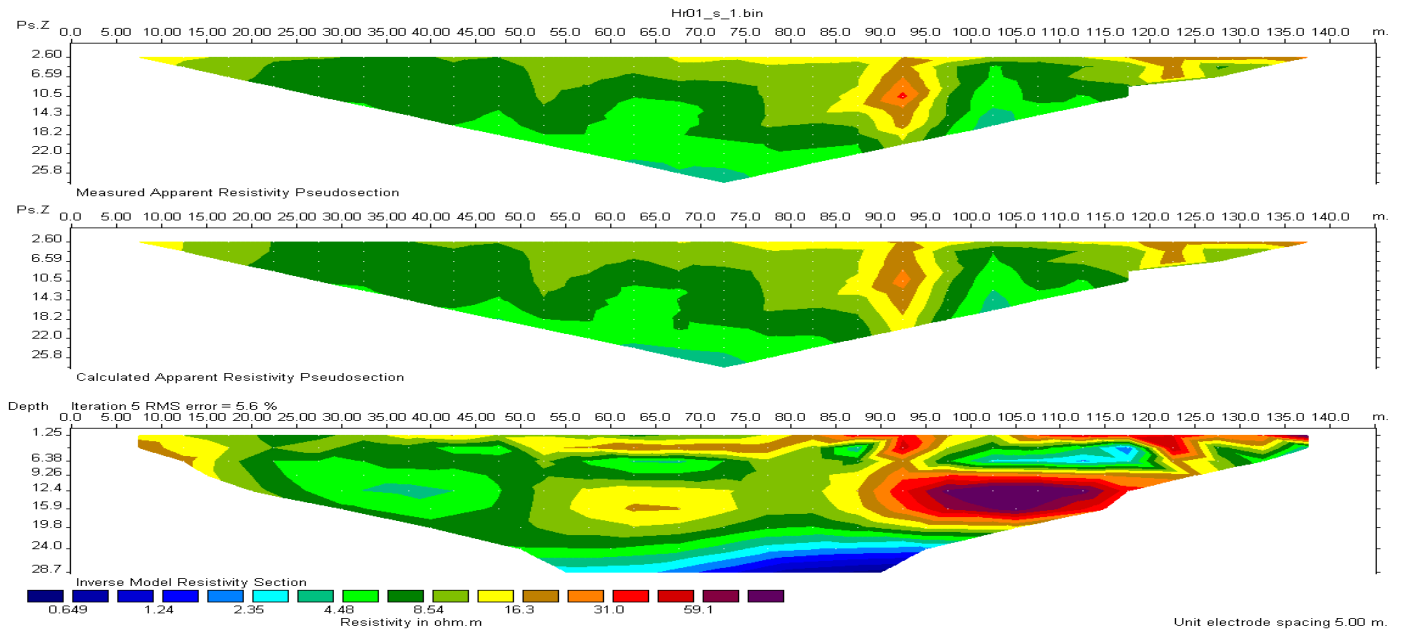
Παρακάτω παρουσιάζονται σχηματικά με βάση τα προγράμματα που επεξεργάστηκαν οι μετρήσεις τα αποτελέσματα για Α) Ηλεκτρικά – Schlumberger, Wenner και Β) Σεισμικά και η αντίστοιχη φωτογραφία τις κάθε περιοχής.

ΤΟΜΗ 1. Τομή δίπλα στο ποτάμι (Γιόφυρος) δίπλα από το Παγκρήτιο Στάδιο.

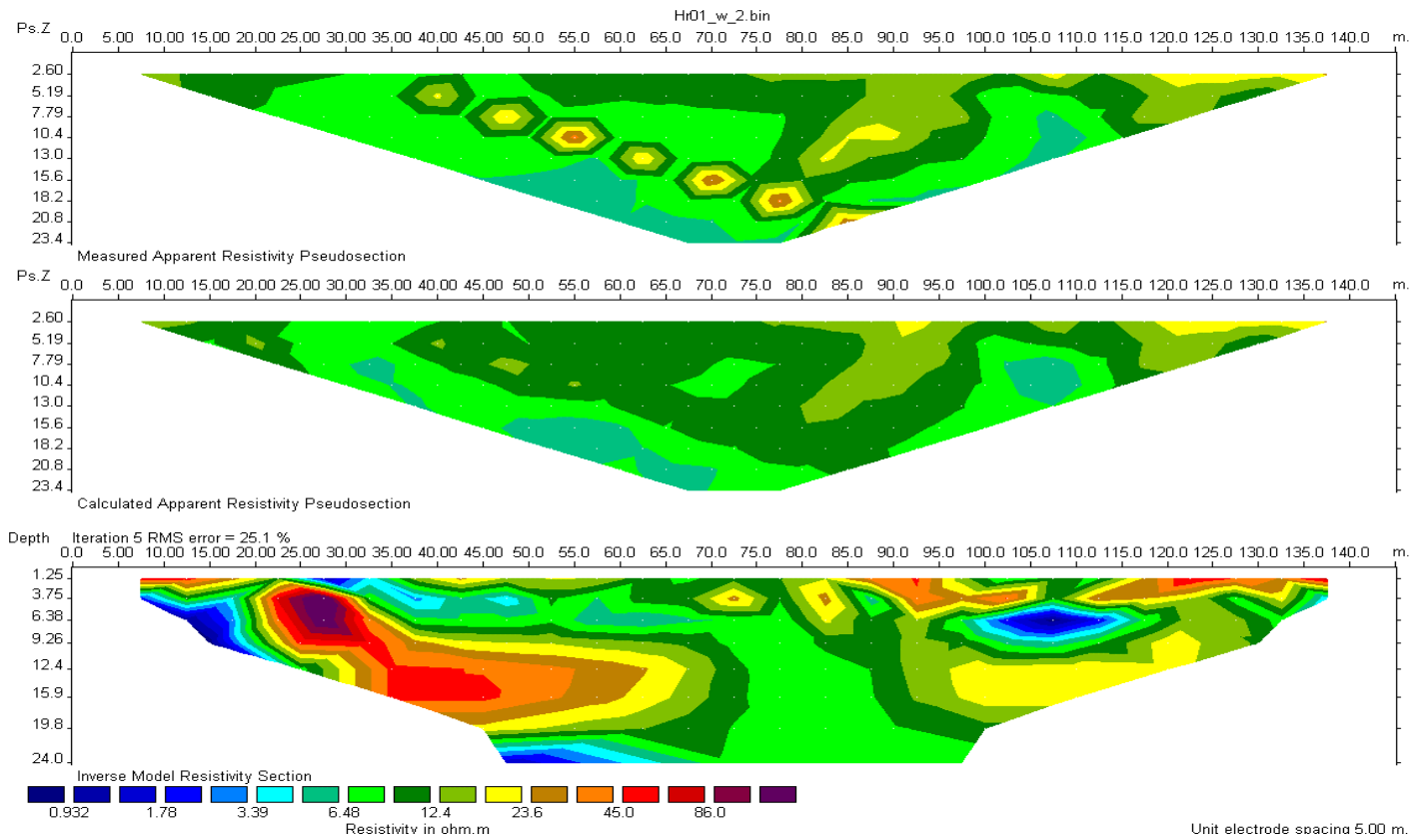


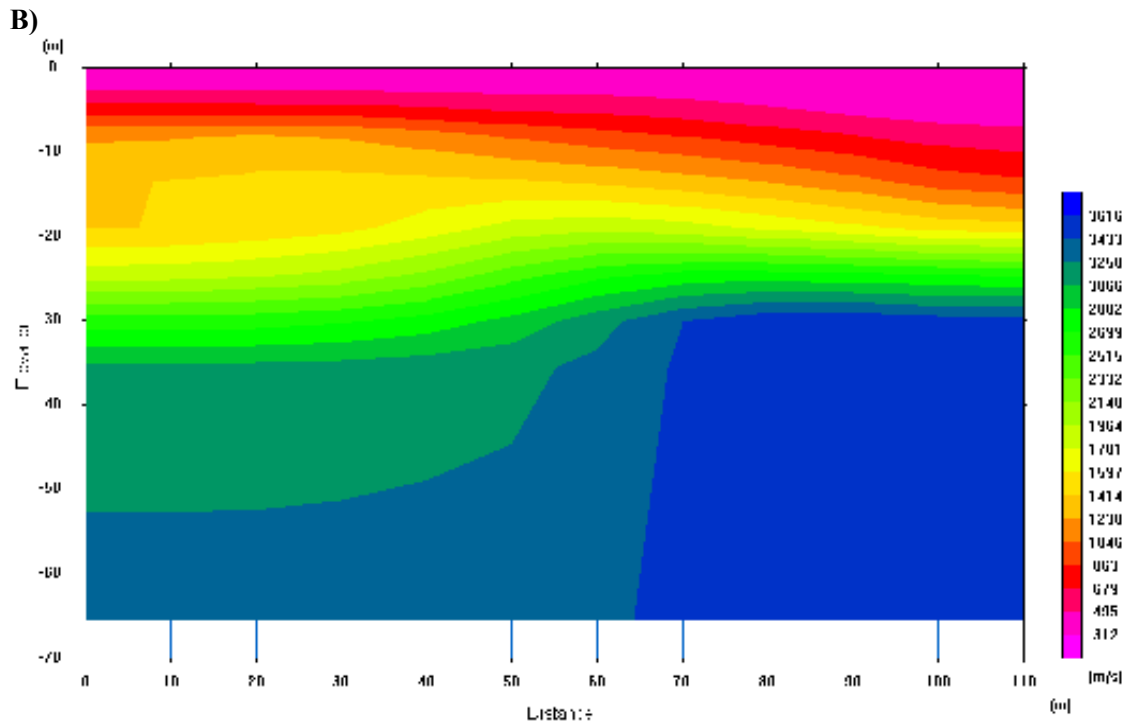
A)

Schlumberger



Wenner





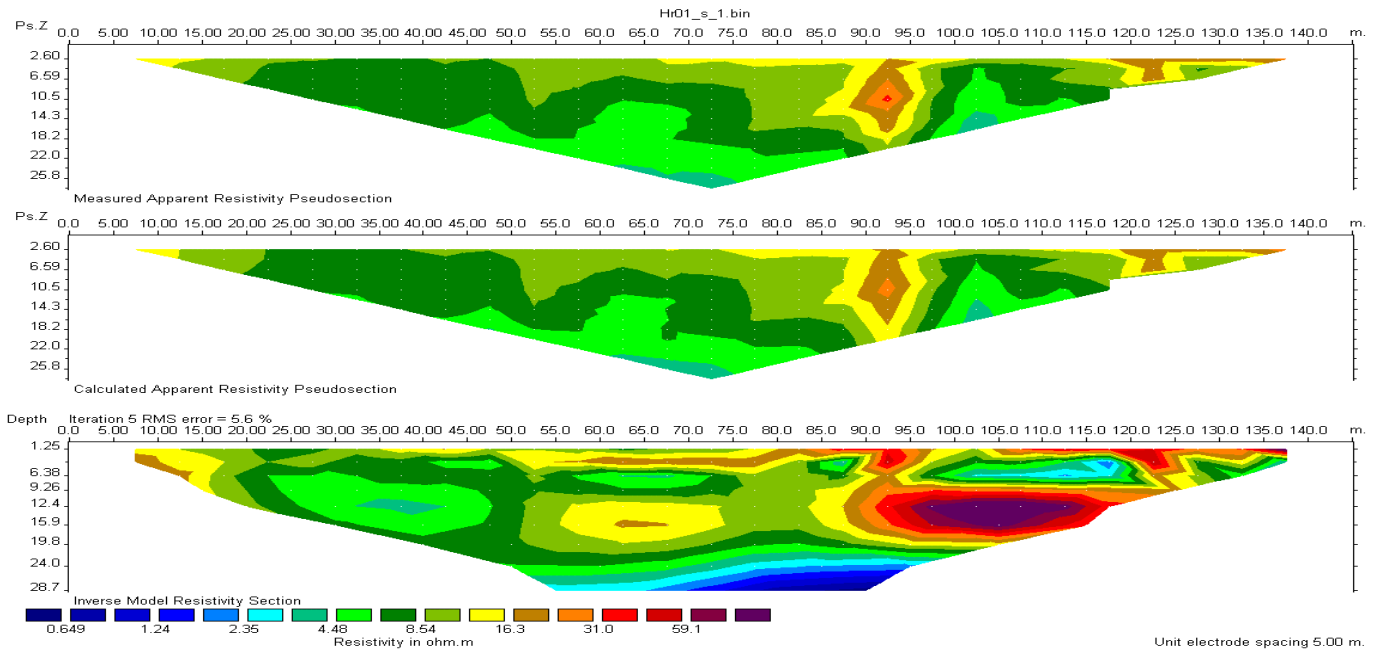
Στα πρώτα 25 μέτρα εντοπίζονται μάργες με αντιστάσεις που κυμαίνονται από 10 έως 150 Ωm , και ταχύτητες μεταξύ 300-1800 m/sec, ενώ βαθύτερα εντοπίστηκε πιθανός υφάλμυρος ορίζοντας με αντιστάσεις μικρότερες των 5 Ωm . Από τα σεισμικά διάθλασης, παρατηρούμε ότι μετά τα 25 μέτρα υπάρχει ένα στρώμα με υψηλές τιμές ταχυτήτων, που φτάνουν τα 3600 m/sec.

ΤΟΜΗ 2. Κατά μήκος των δυτικών τειχών του Ηρακλείου δίπλα στη Χανιόπορτα.

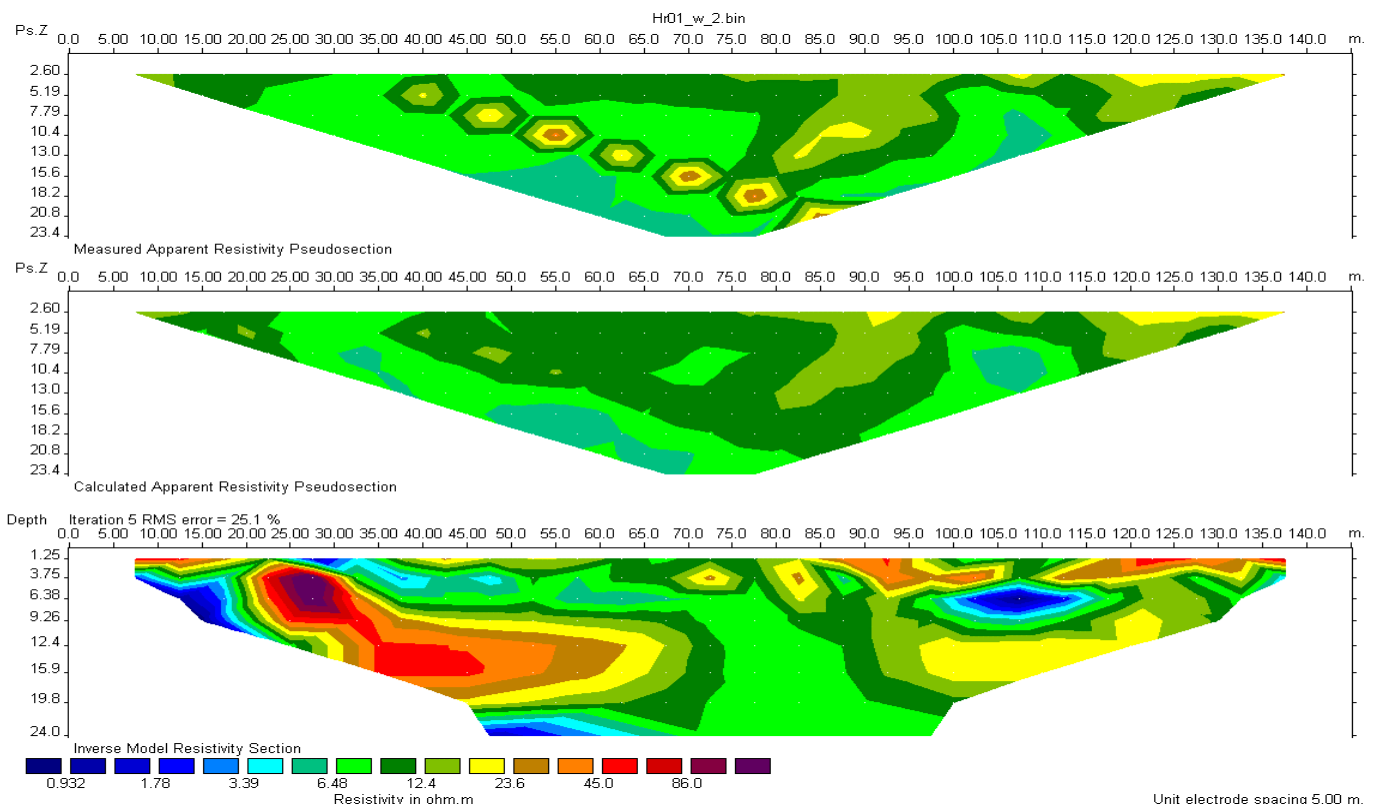


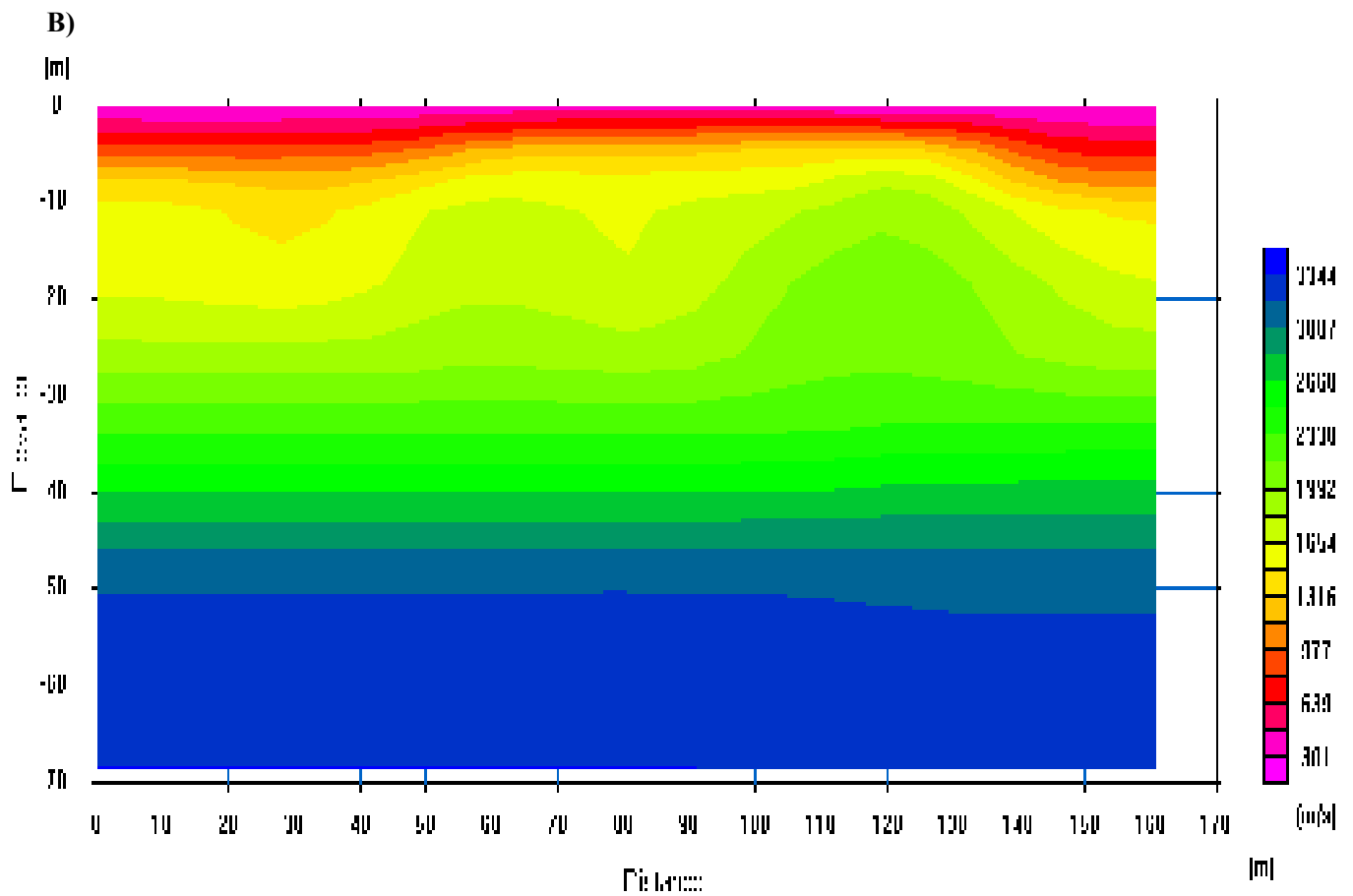
A)

Schlumberger



Wenner





Στα πρώτα 10 μέτρα και σε συμφωνία με τα σεισμικά διάθλασης, εντοπίζεται ένας ορίζοντας χαμηλών αντιστάσεων που ερμηνεύεται ως τεταρτογενή ιζήματα κορεσμένα σε νερό ενώ βαθύτερα εντοπίστηκε ο ασβεστόλιθος πάνω στον οποίο θεμελιώθηκαν τα τείχη.

$V_{p1} = 977 \text{ m/s}$

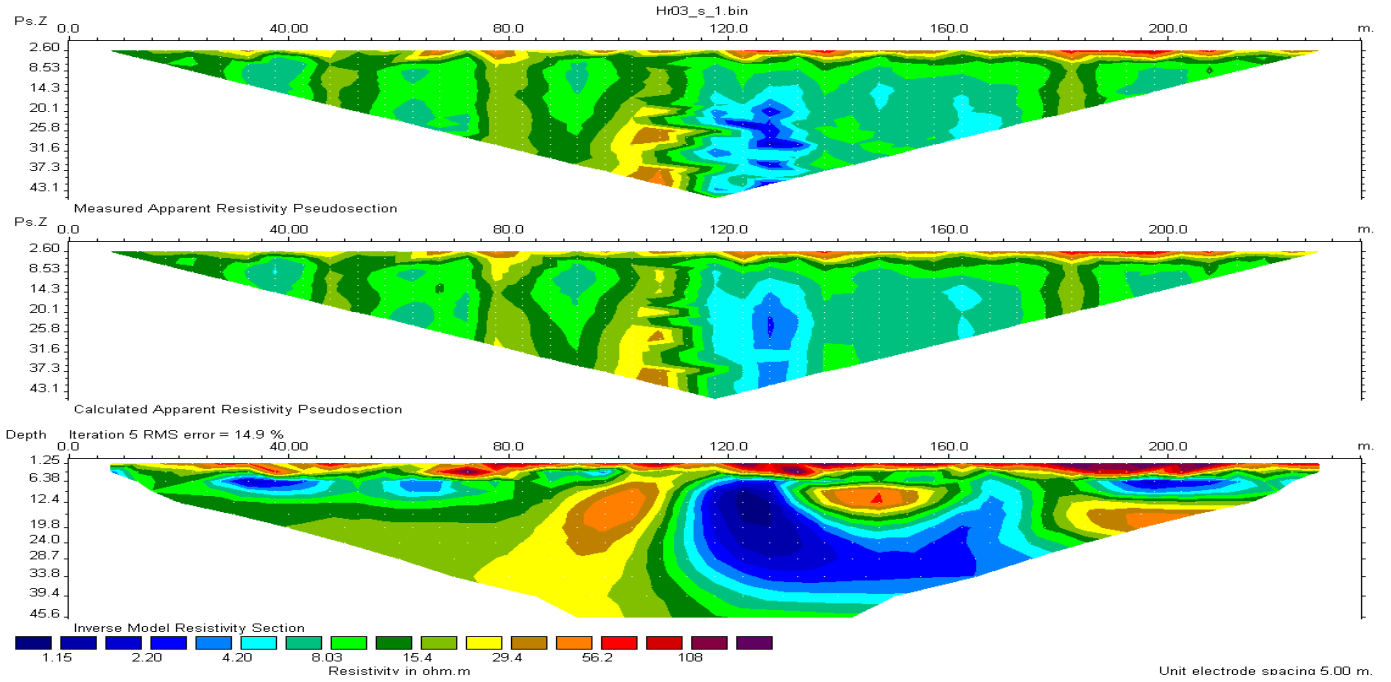
$V_{p2} = 1992 \text{ m/s}$

ΤΟΜΗ 3. Κατά μήκος των Ανατολικών τειχών του Ηρακλείου, καινούργια πόρτα.

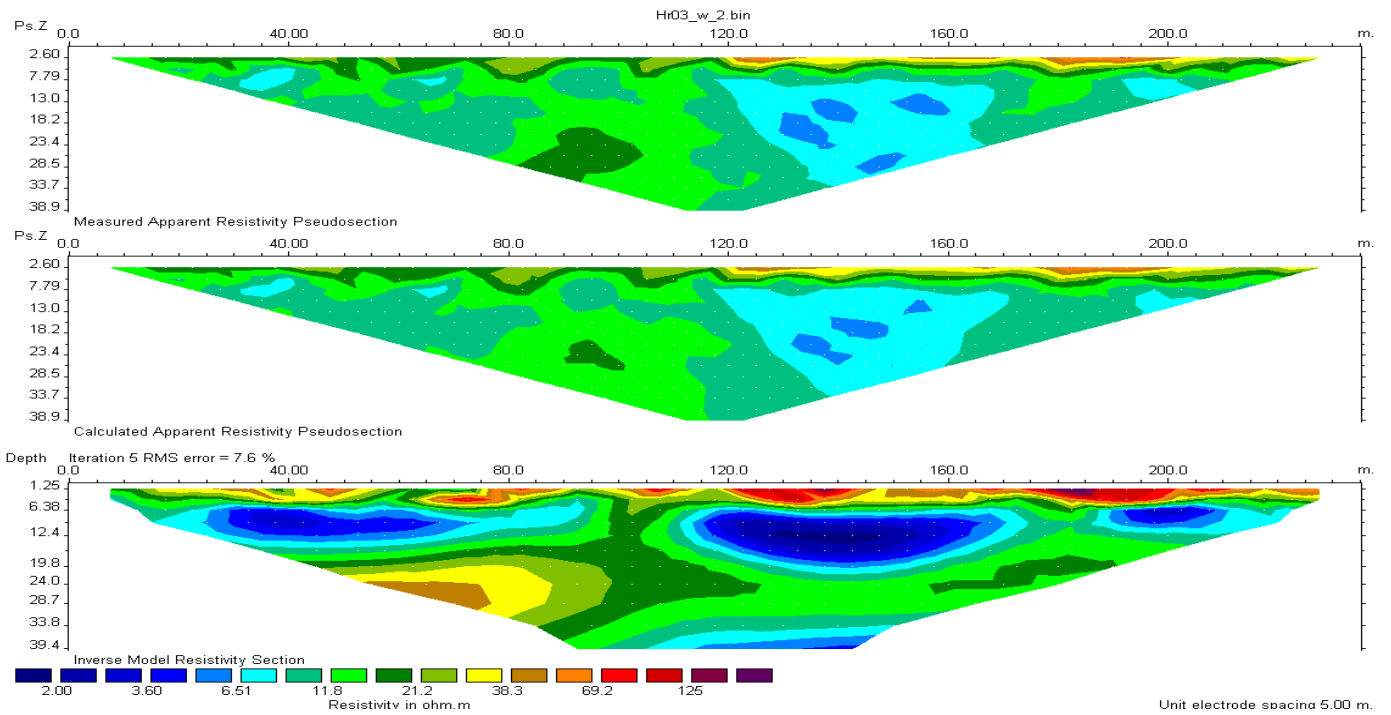


A)

Schlumberger

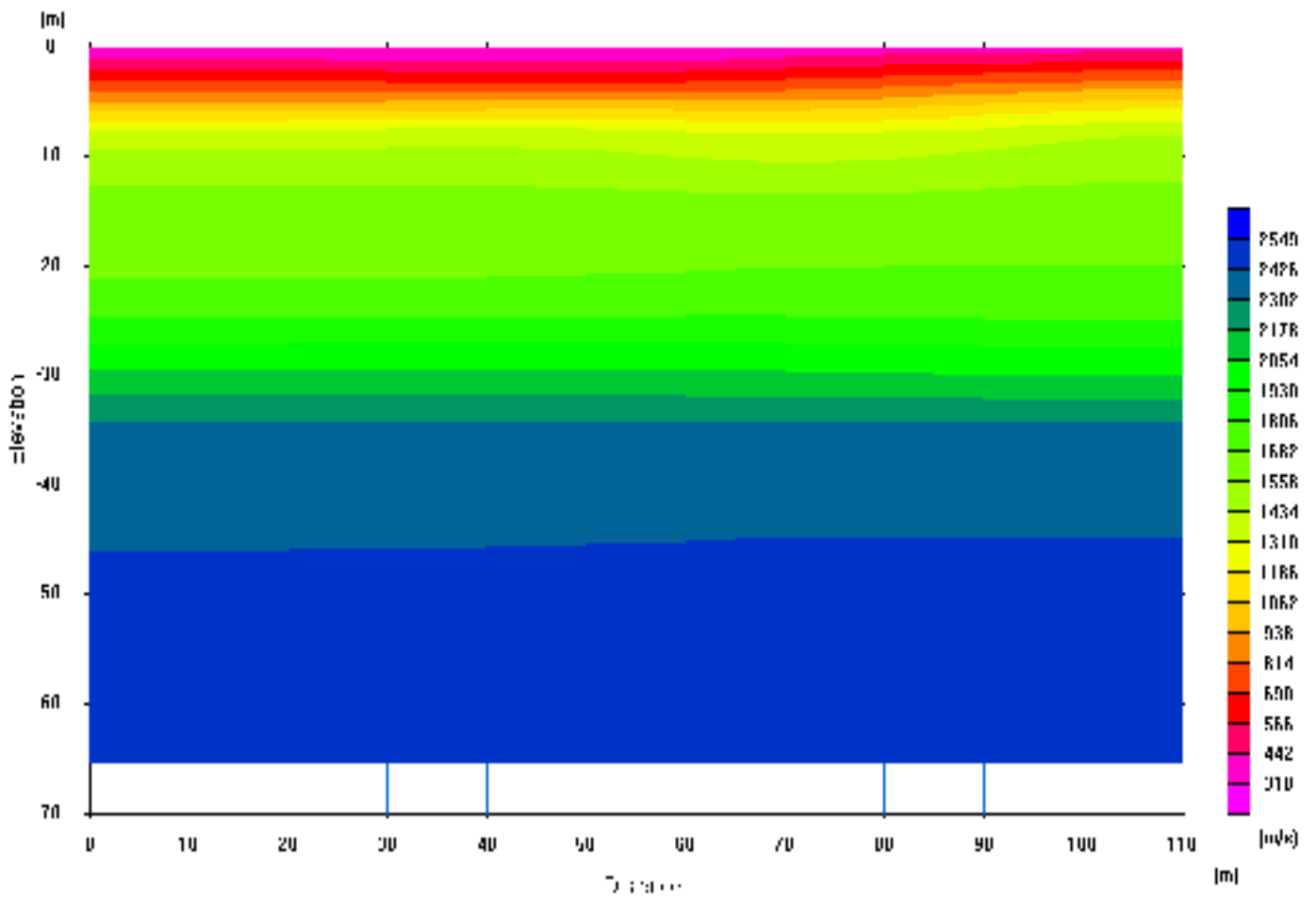


Wenner



Στα πρώτα 5 μέτρα και σε συμφωνία με τα σεισμικά διάθλασης, εντοπίζεται ένας ορίζοντας υψηλών αντιστάσεων που ερμηνεύεται ως τεταρτογενή ιζήματα και μάργες

B)



$V_{p1} = 700 \text{ m/s}$

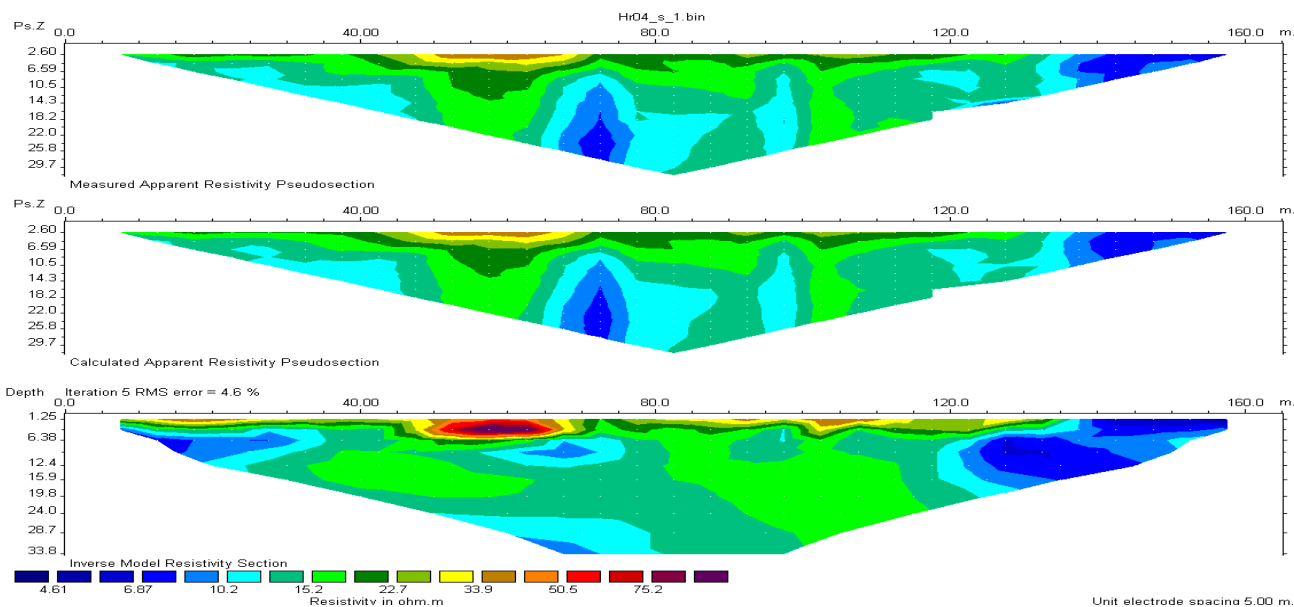
$V_{p2} = 1806 \text{ m/s}$

ΤΟΜΗ 4. Τέρμα Θερίσσου

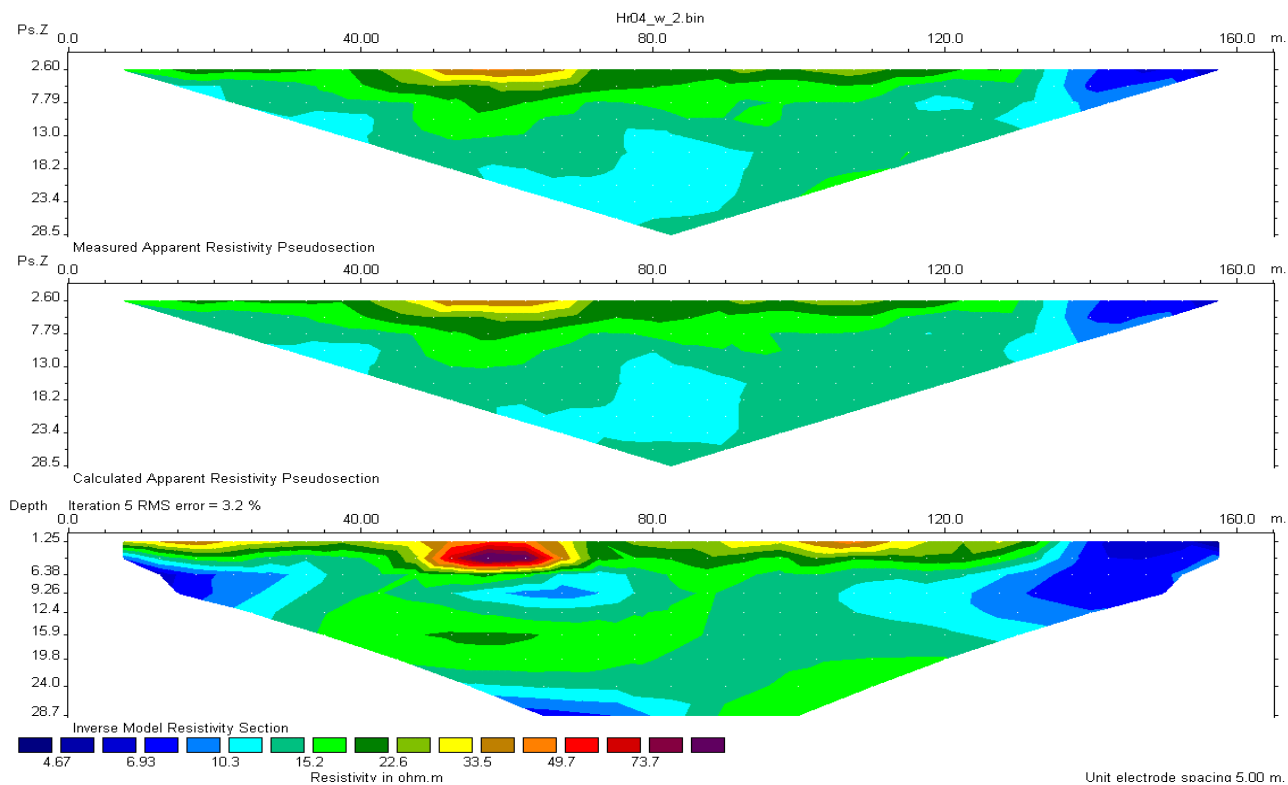


A)

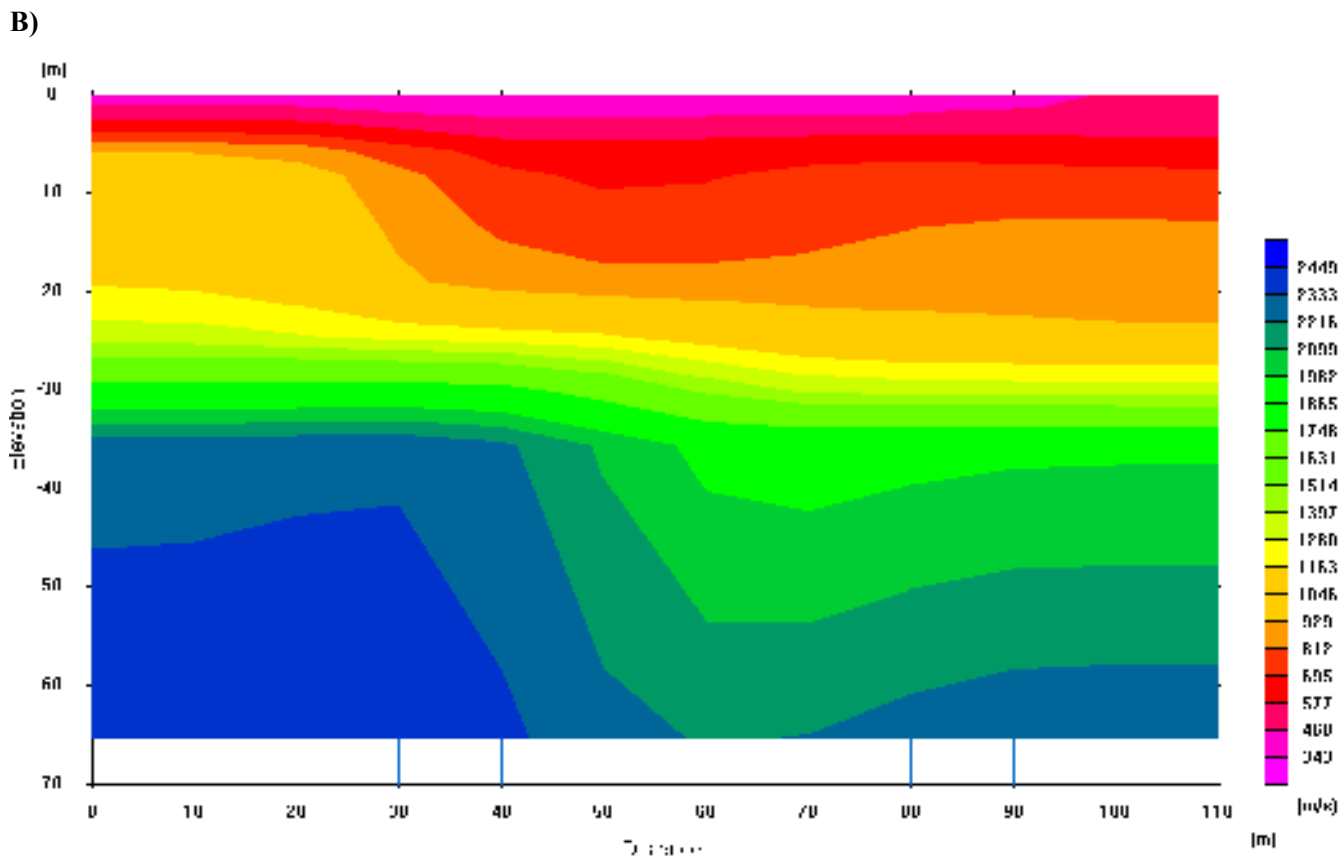
Schlumberger



Wenner



Στα πρώτα 8 μέτρα και σε σχετική συμφωνία με τα σεισμικά διάθλασης, εντοπίζεται ένας ορίζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 40-80 Ωm που ερμηνεύεται ως τεταρτογενή ιζήματα ενώ βαθύτερα εντοπίστηκε μάργα με αντιστάσεις από 10 έως 30 Ωm.



$V_{p1} = 695 \text{ m/s}$

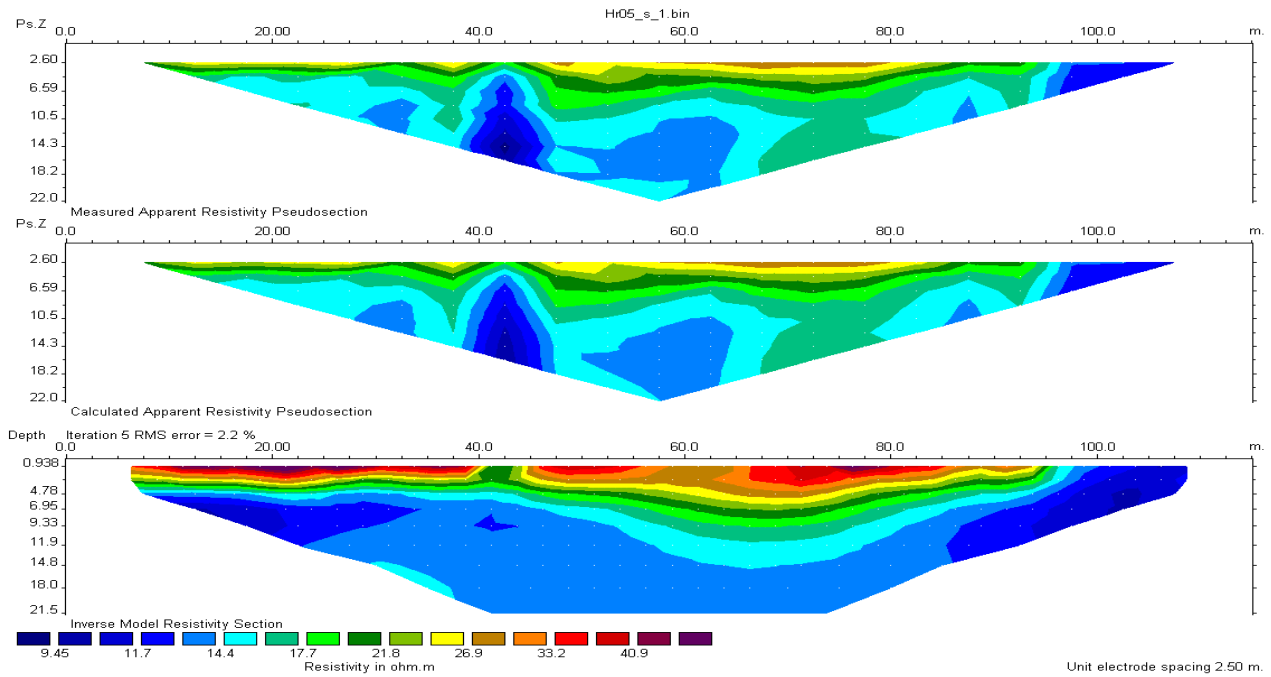
$V_{p2} = 1865 \text{ m/s}$

ΤΟΜΗ 5. Πριν την Φοινικιά – δίπλα στην Εθνική

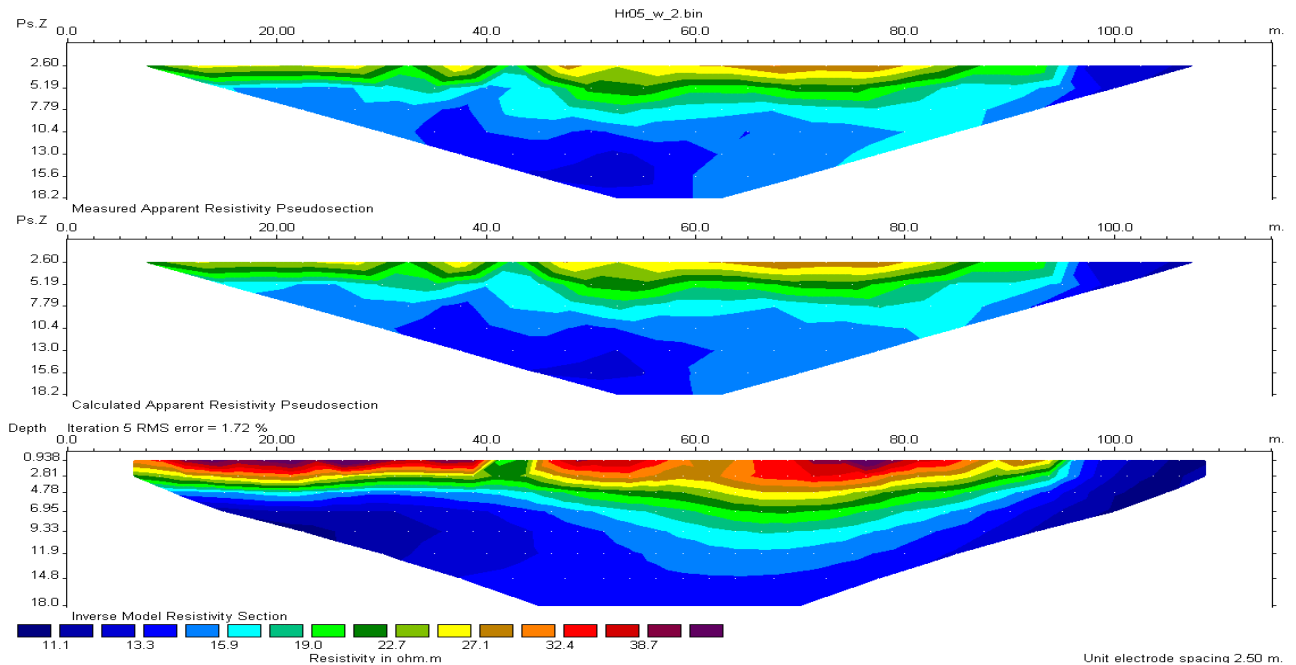


A)

Schlumberger



Wenner



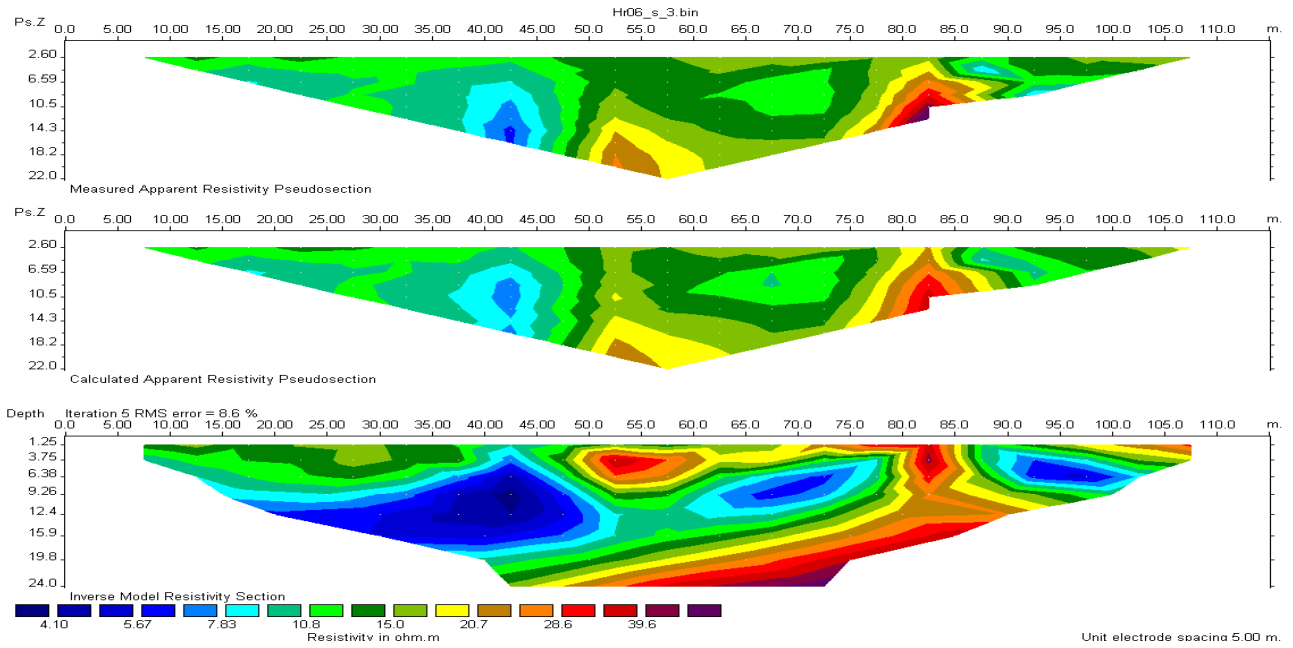
Στα πρώτα 6 μέτρα εντοπίζεται ένας οριζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 30-40 Ωm που ερμηνεύεται ως τεταρτογενή ιζηματα ενώ βαθύτερα εντοπίστηκε μάργα με αντιστάσεις από 10 έως 30 Ωm

ΤΟΜΗ 6. Στο γήπεδο του Ατσαλένιου – Π.Ο.Α.

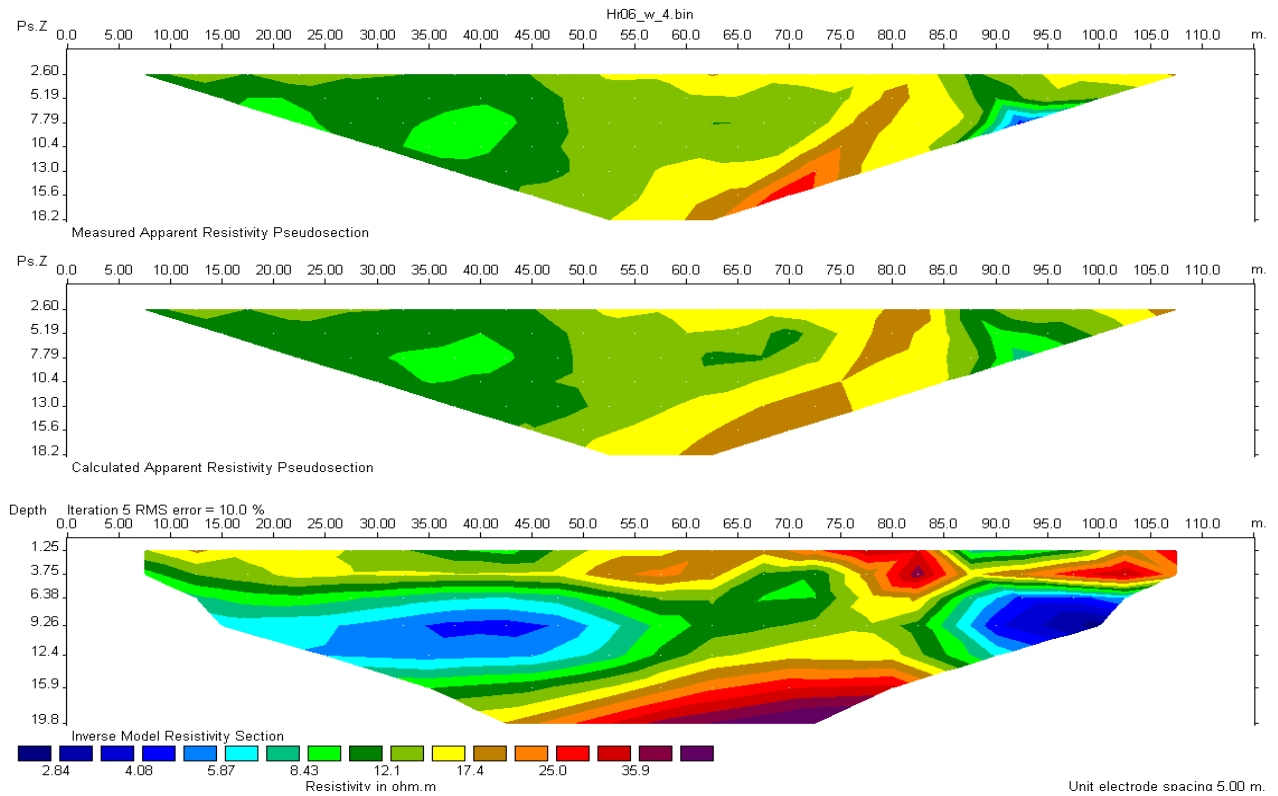


A)

Schlumberger



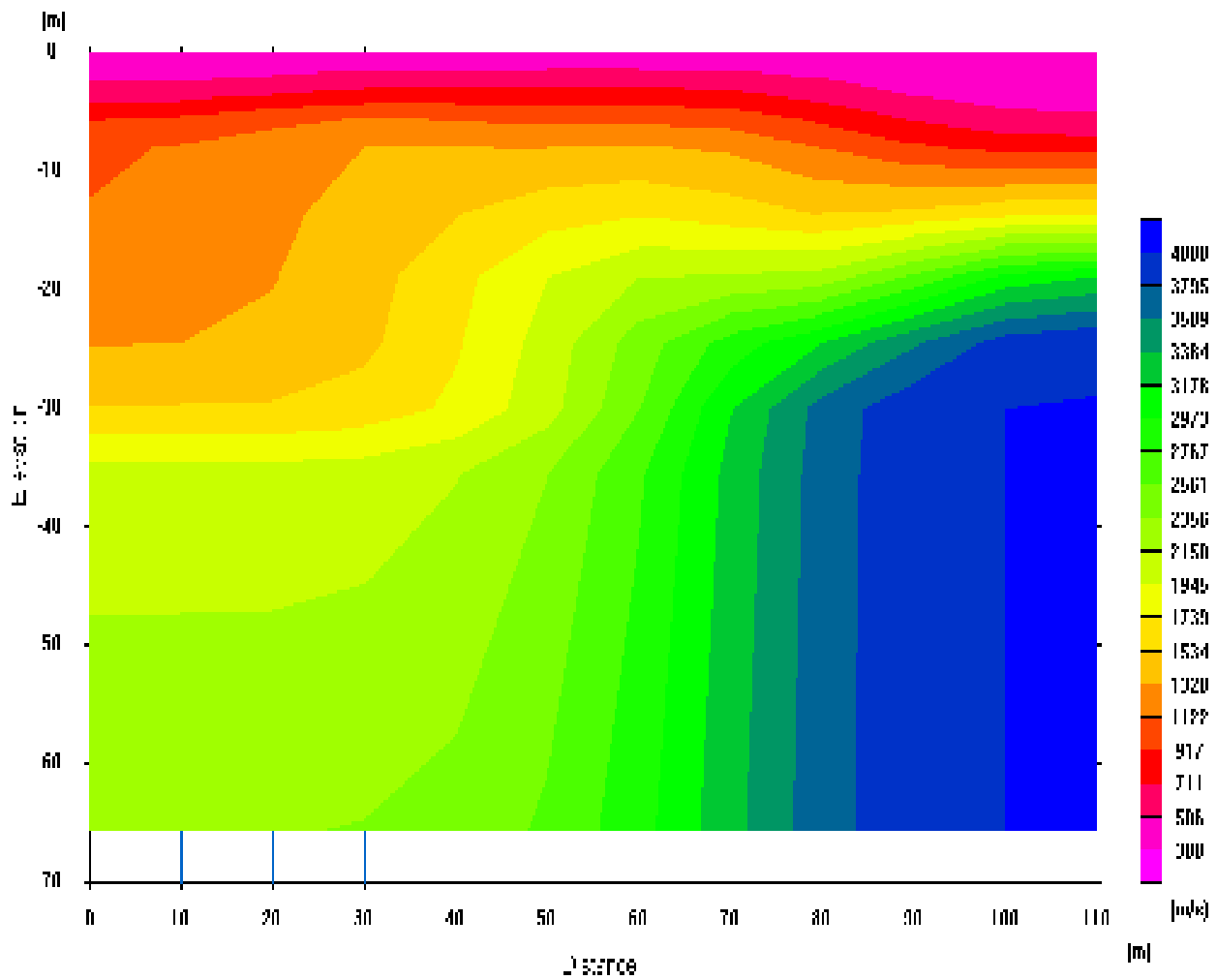
Wenner



Στα πρώτα 2 μέτρα εντοπίζεται ένας οριζόντιος με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 40-50 Ωm που ερμηνεύεται ως ανθρωπογενής αποθέσεις (μιάζα), κατόπιν εντοπίστηκε μάργα με

αντιστάσεις από 5 έως 20 Ωm σε βάθος από τα 2 έως τα 10 μέτρα και βαθύτερα εντοπίστηκε μαργαϊκός ασβεστόλιθος με αντιστάσεις από 40 έως 50 Ωm.

B)



$V_{p1} = 1122 \text{ m/s}$

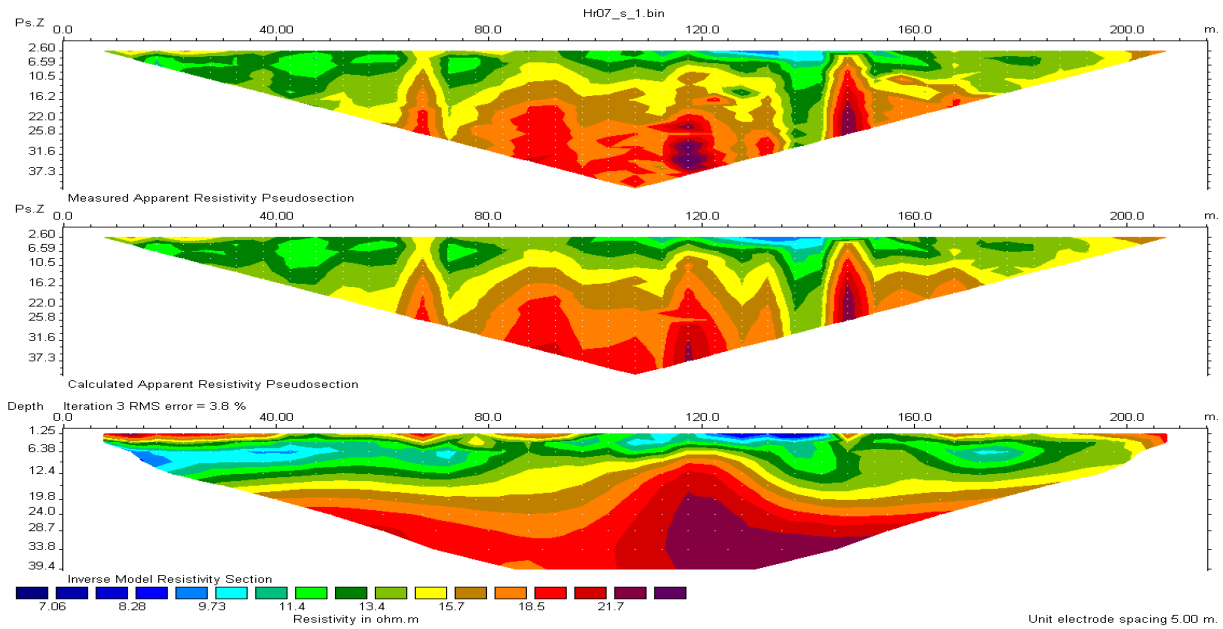
$V_{p2} = 2500 \text{ m/s}$

**ΤΟΜΗ 7. Τομή νοτιότερα της Κνωσσού, παράλληλη αυτής – Στο ύψος του
DIVANNI e DIVANNI**

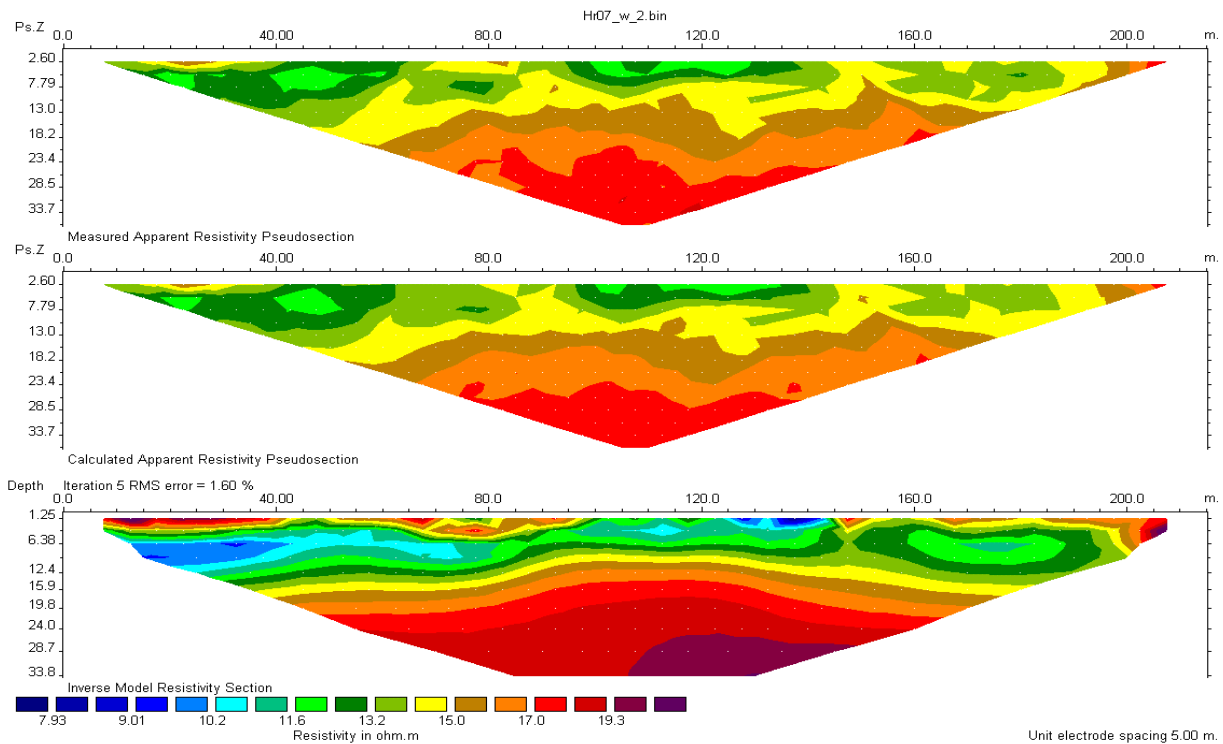


A)

Schlumberger

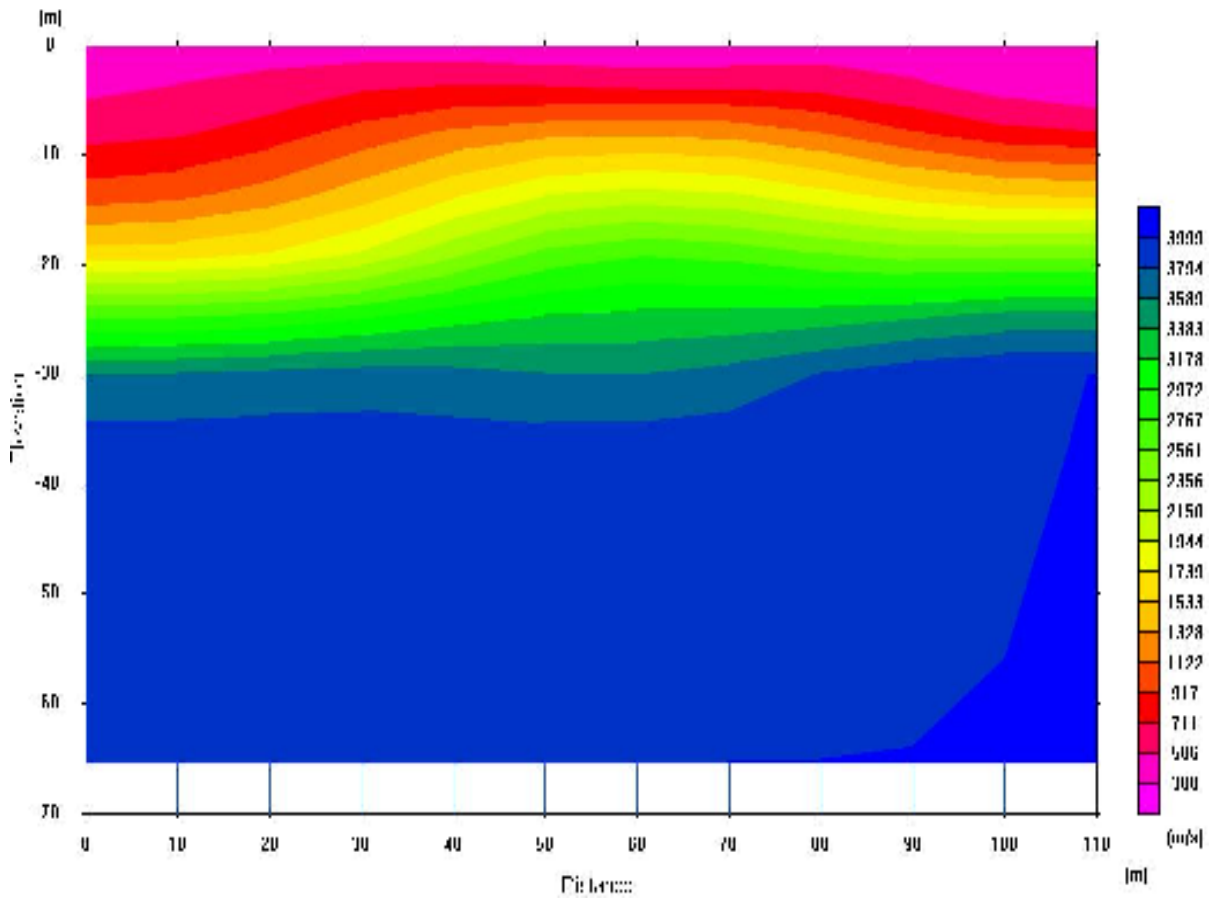


Wenner



Στα πρώτα 10 μέτρα εντοπίζεται ένας οριζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 6-12 Ωm που ερμηνεύεται ως τεταρτογενείς αποθέσεις και βαθύτερα εντοπίστηκε μάργα με αντιστάσεις από 15 έως 30 Ωm.

B)



$V_{p1} = 711 \text{ m/s}$

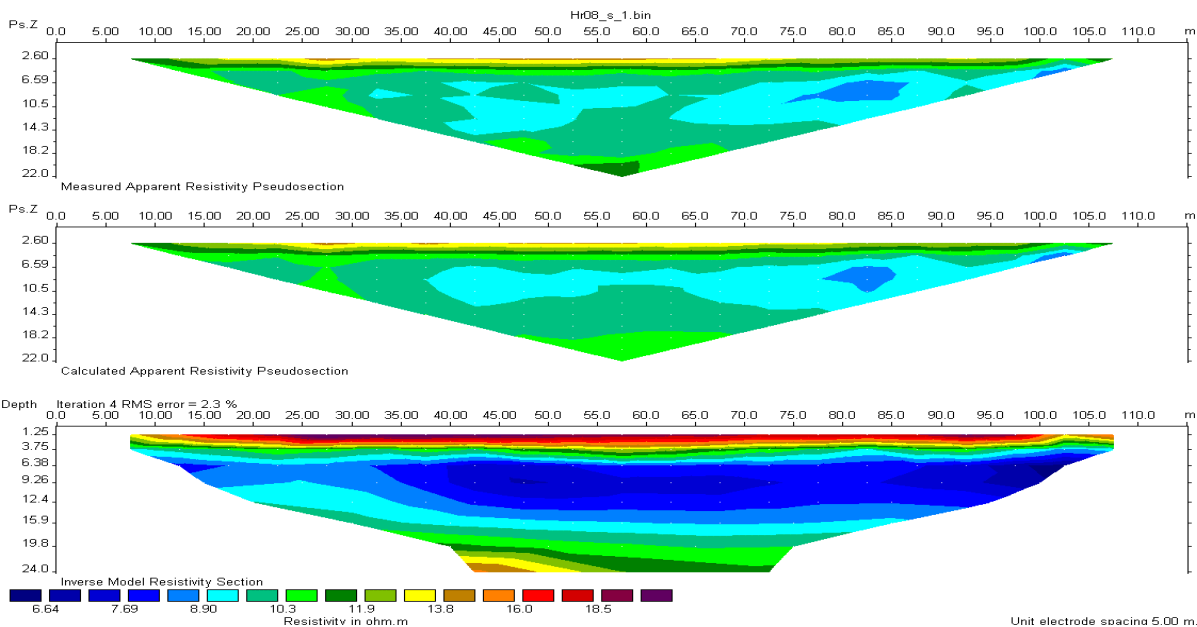
$V_{p2} = 1944 \text{ m/s}$

ΤΟΜΗ 8. Τομή στη περιοχή ΚΟΡΩΝΗ βοριότερα της εθνικής Ηράκλειο – Χανιά.

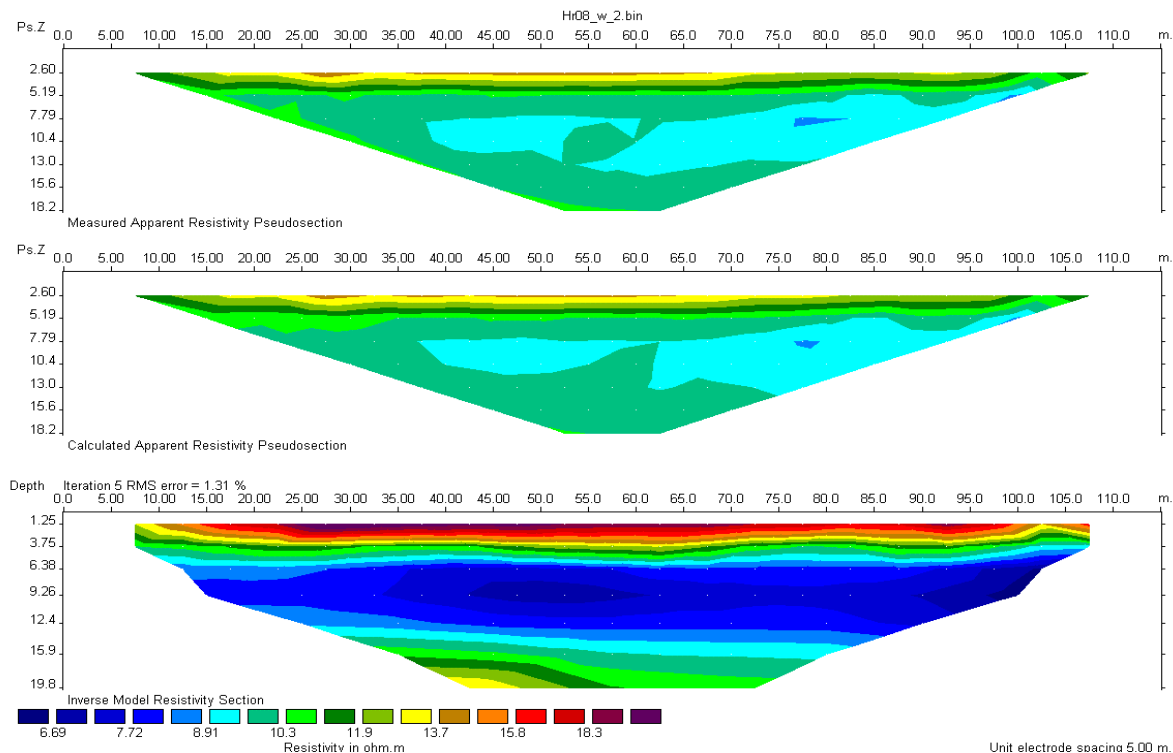


A)

Schlumberger

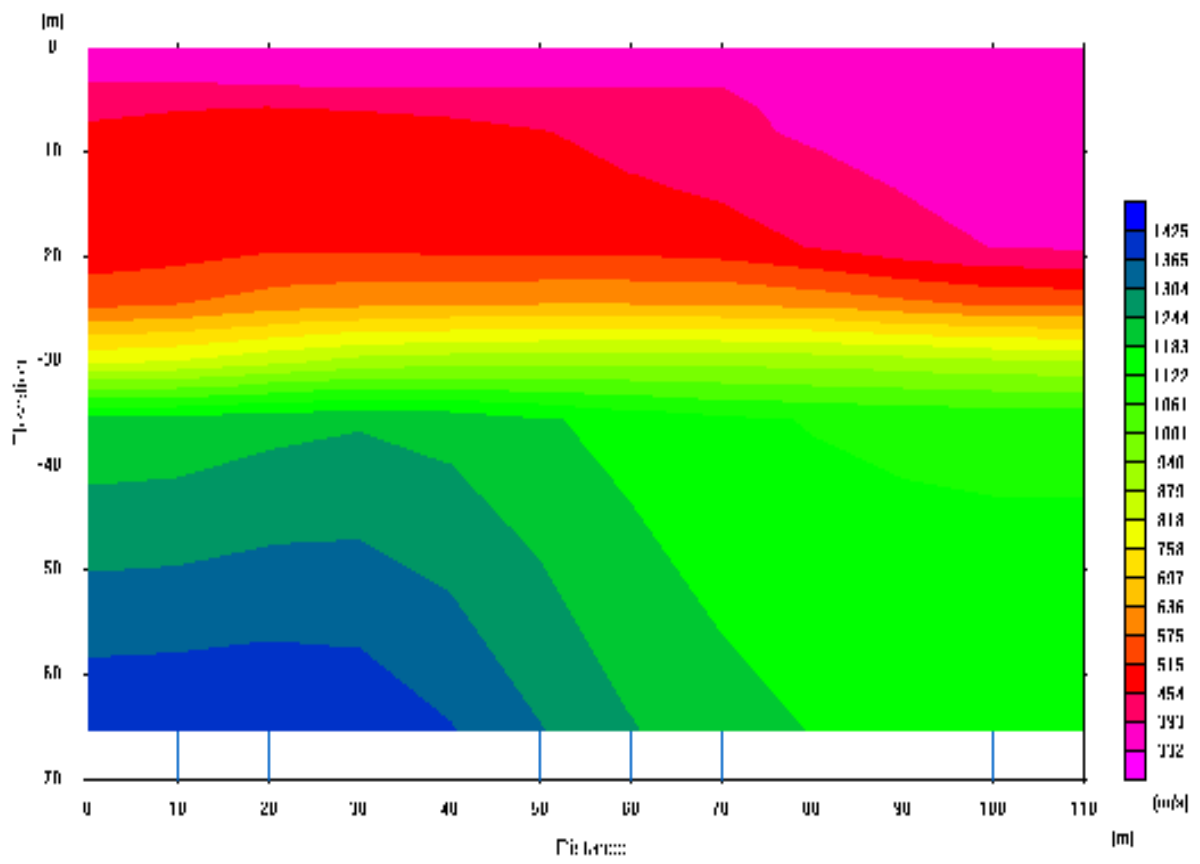


Wenner



Στα πρώτα 8 μέτρα εντοπίζεται ένας οριζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 15-25 Ωm που ερμηνεύεται ως τεταρτογενείς αποθέσεις και βαθύτερα εντοπίστηκε μάργα με αντιστάσεις από 5 έως 15 Ωm.

B)



$V_{p1} = 575 \text{ m/s}$

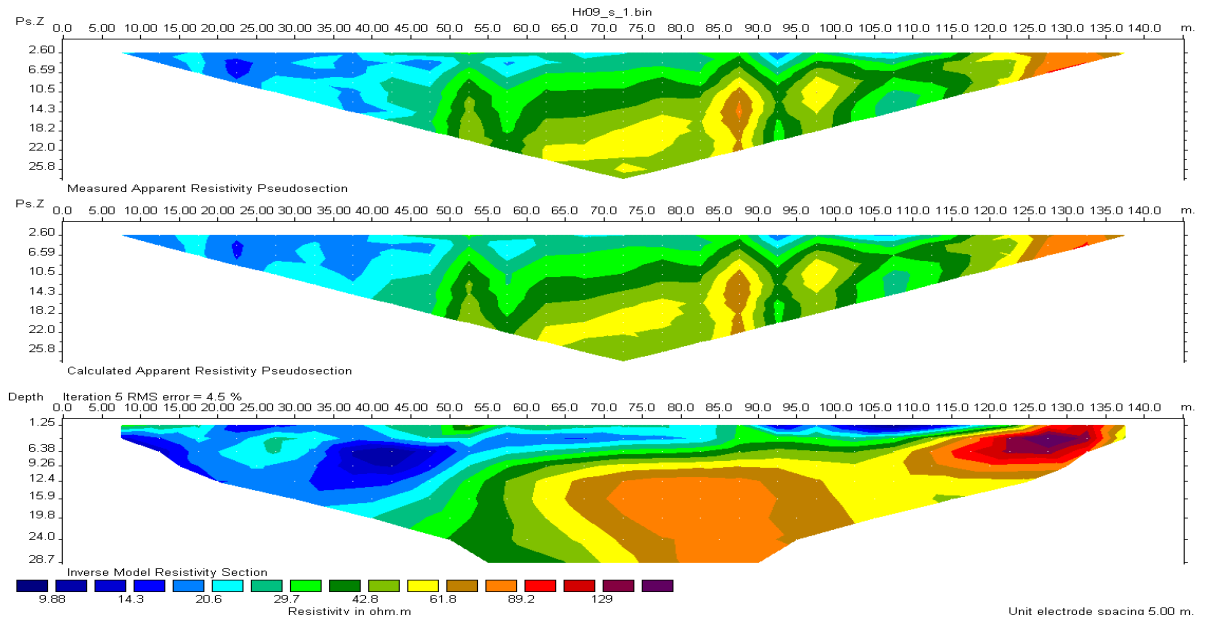
$V_{p2} = 1122 \text{ m/s}$

ΤΟΜΗ 9. Πατέλες (Δίπλα στο 1ο εργαστηριακό κέντρο).

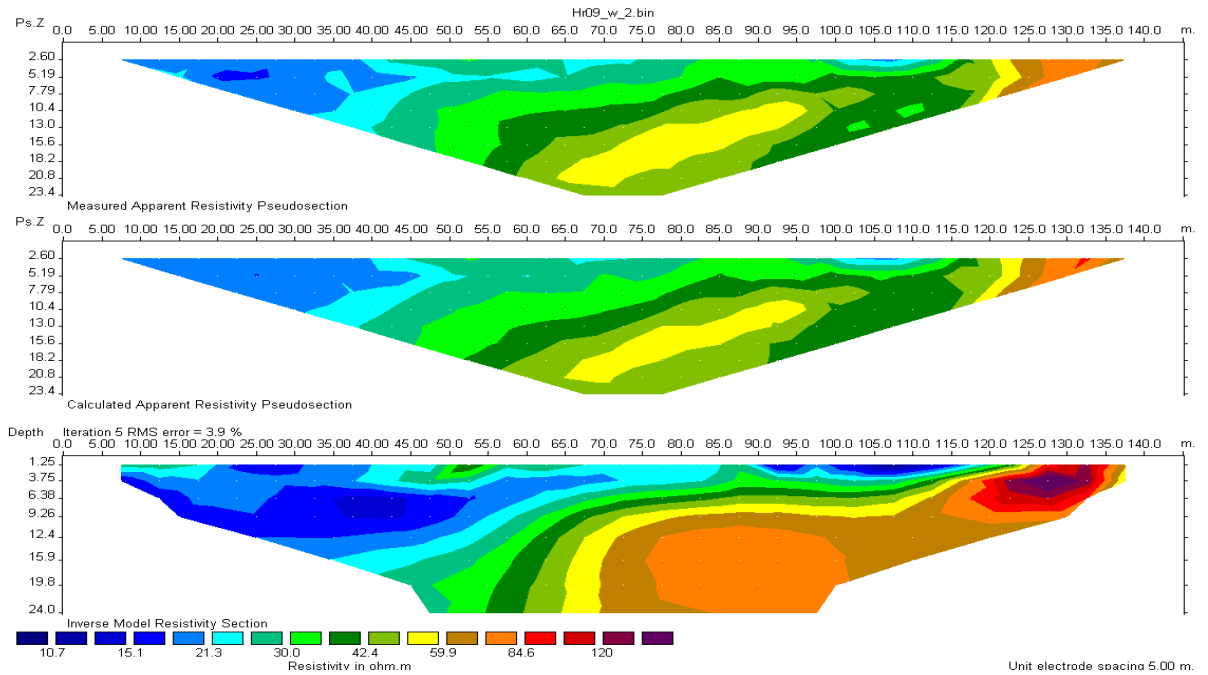


A)

Schlumberger



Wenner



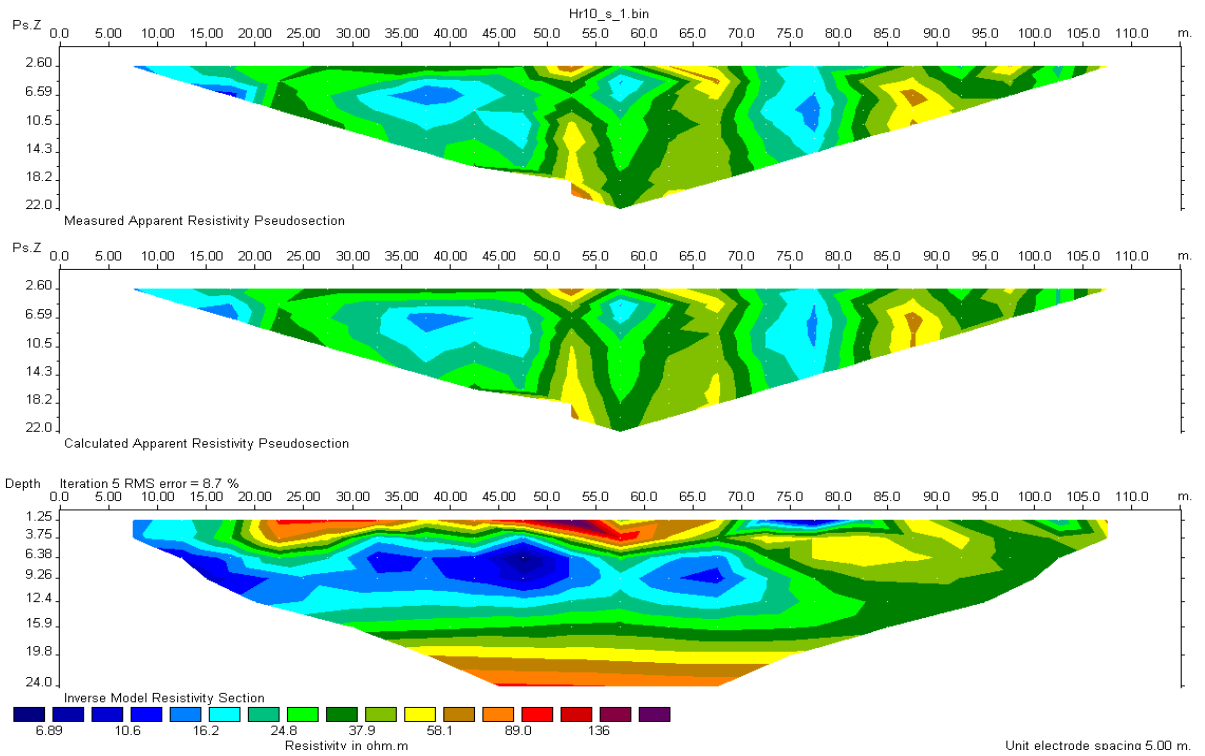
Στα πρώτα 6 μέτρα εντοπίζεται ένας οριζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 10-25 Ωm που ερμηνεύεται ως τεταρτογενείς αποθέσεις ενώ βαθύτερα και προς το τέλος της τομής (από τα 80 έως τα 145 μέτρα) εντοπίστηκε μαργαϊκός ασβεστόλιθος με αντιστάσεις από 25 έως 120 Ωm.

ΤΟΜΗ 10 : Κηπούπολη.

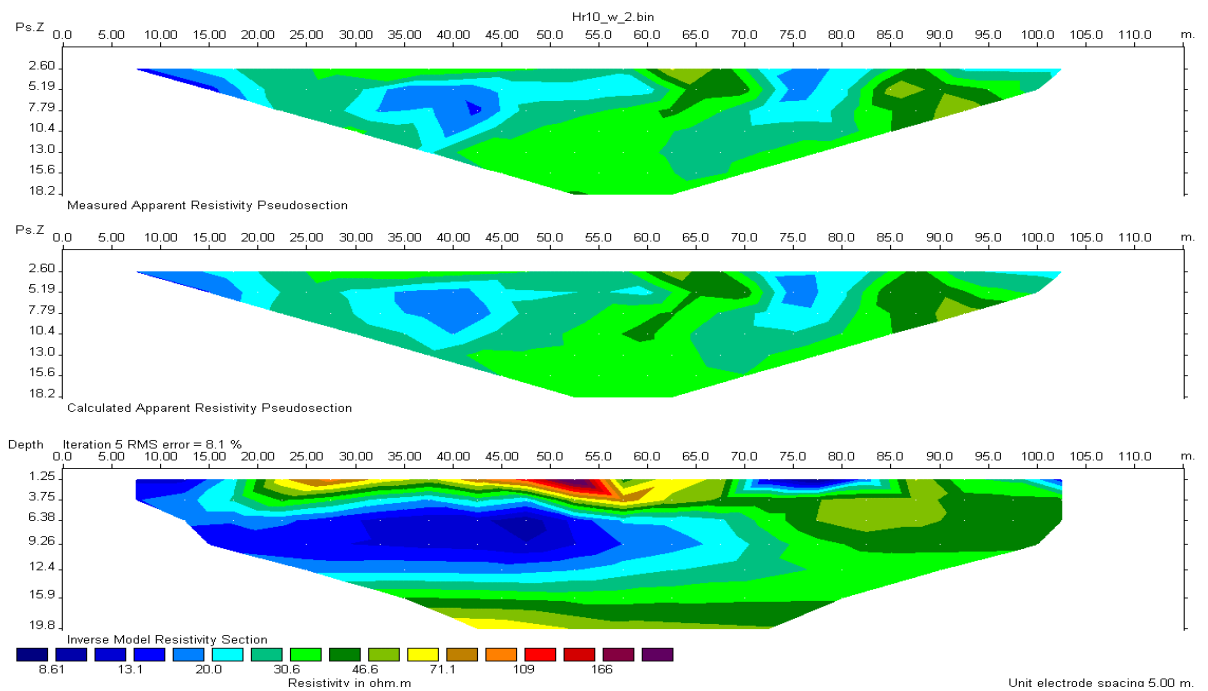


A)

Schlumberger

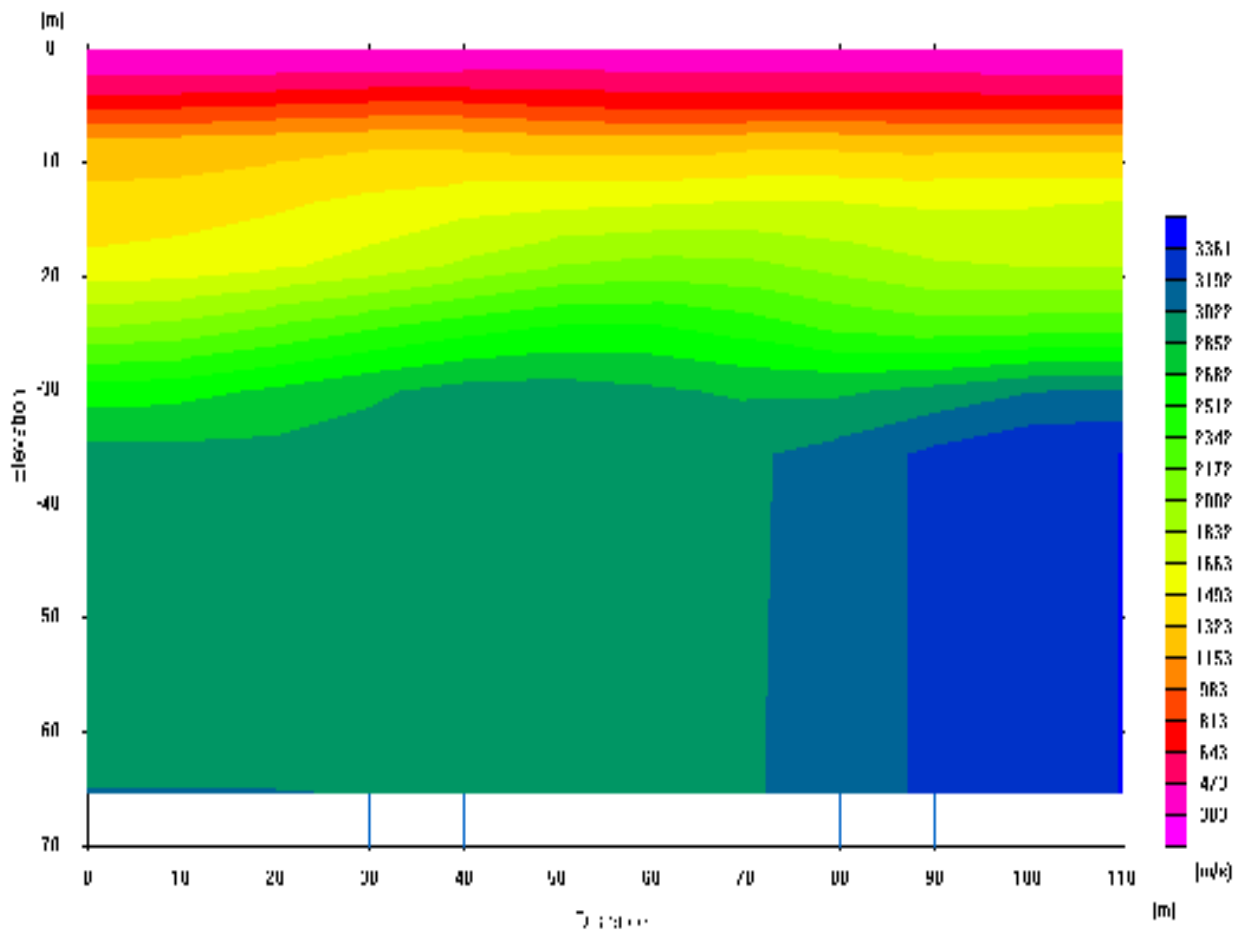


Wenner



Στα πρώτα 6 μέτρα εντοπίζεται ένας ορίζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 10-25 Ωhm που ερμηνεύεται ως τεταρτογενείς αποθέσεις ενώ βαθύτερα και προς το τέλος της τομής (από τα 80 έως τα 145 μέτρα) εντοπίστηκε μαργαϊκός ασβεστόλιθος με αντιστάσεις από 25 έως 120 Ωhm.

B)



Vp1 = 700 m/s

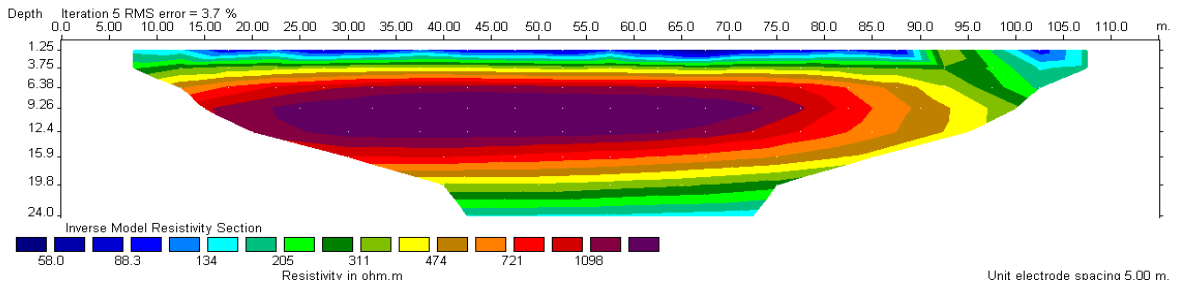
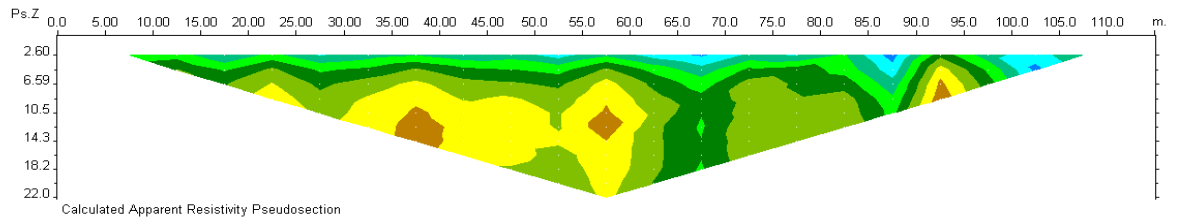
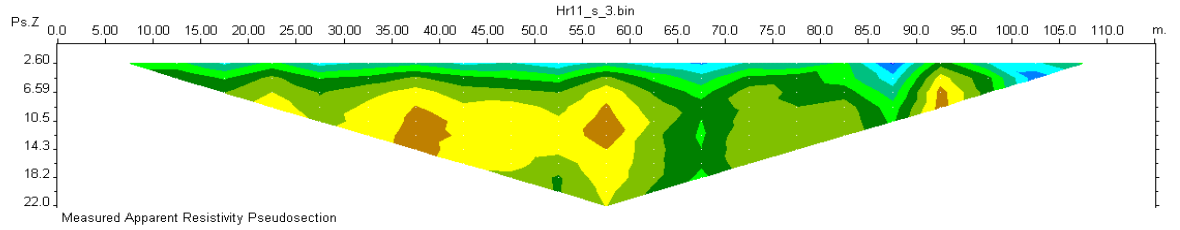
Vp2 = 2512 m/s

ΤΟΜΗ 11. Αγία Αικατερίνη.

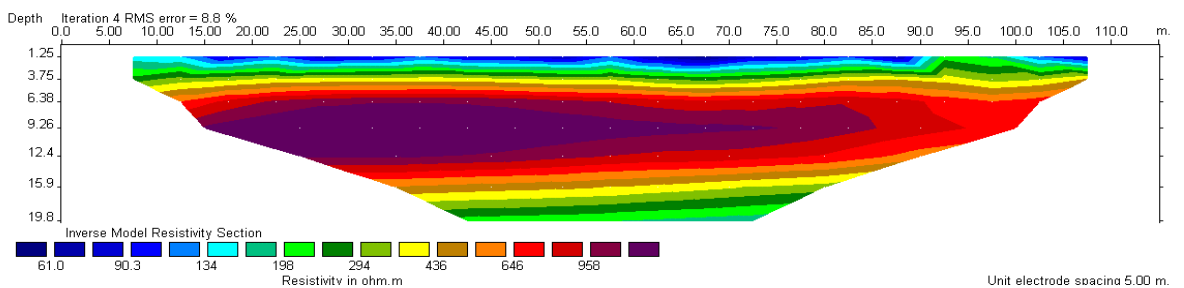
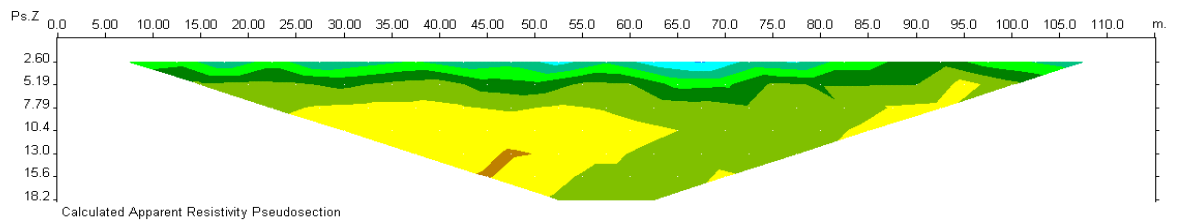
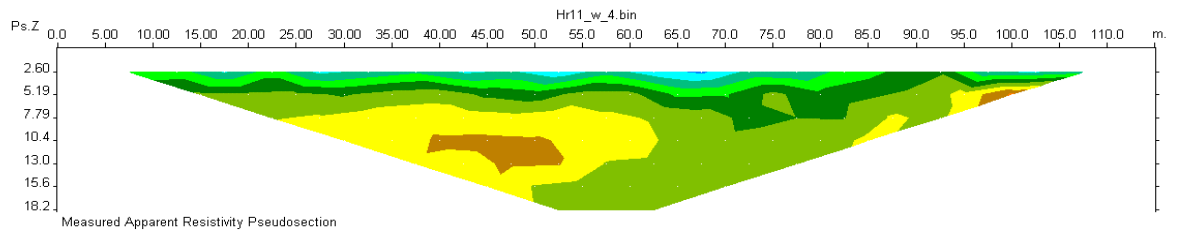


A)

Schlumberger

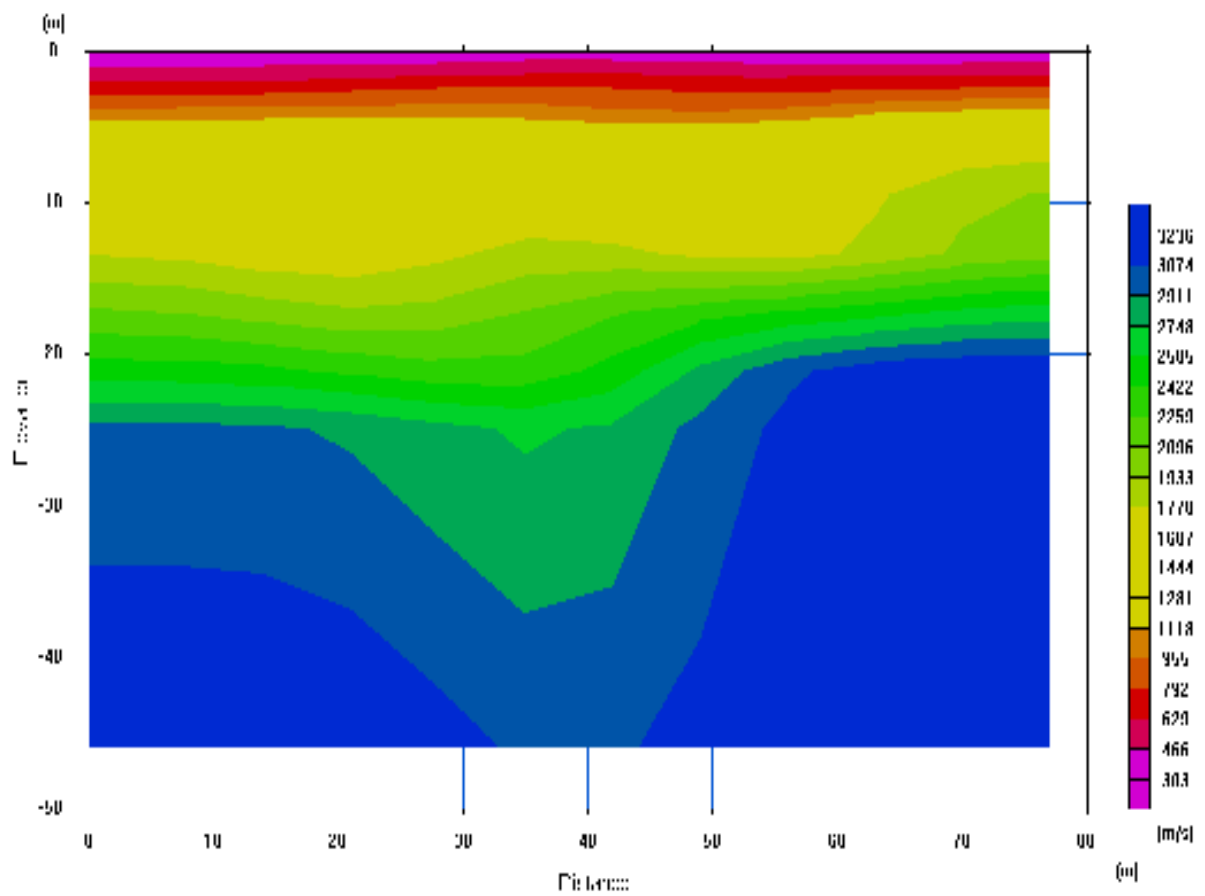


Wenner



Στα πρώτα 5 μέτρα εντοπίζεται ένας ορίζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 40-180 Ωhm που ερμηνεύεται ως αλλουβιακές αποθέσεις ενώ βαθύτερα εντοπίστηκε μαργαϊκός ασβεστόλιθος με αντιστάσεις από 200 έως 800 Ωhm.

B)



$V_{p1} = 750 \text{ m/s}$

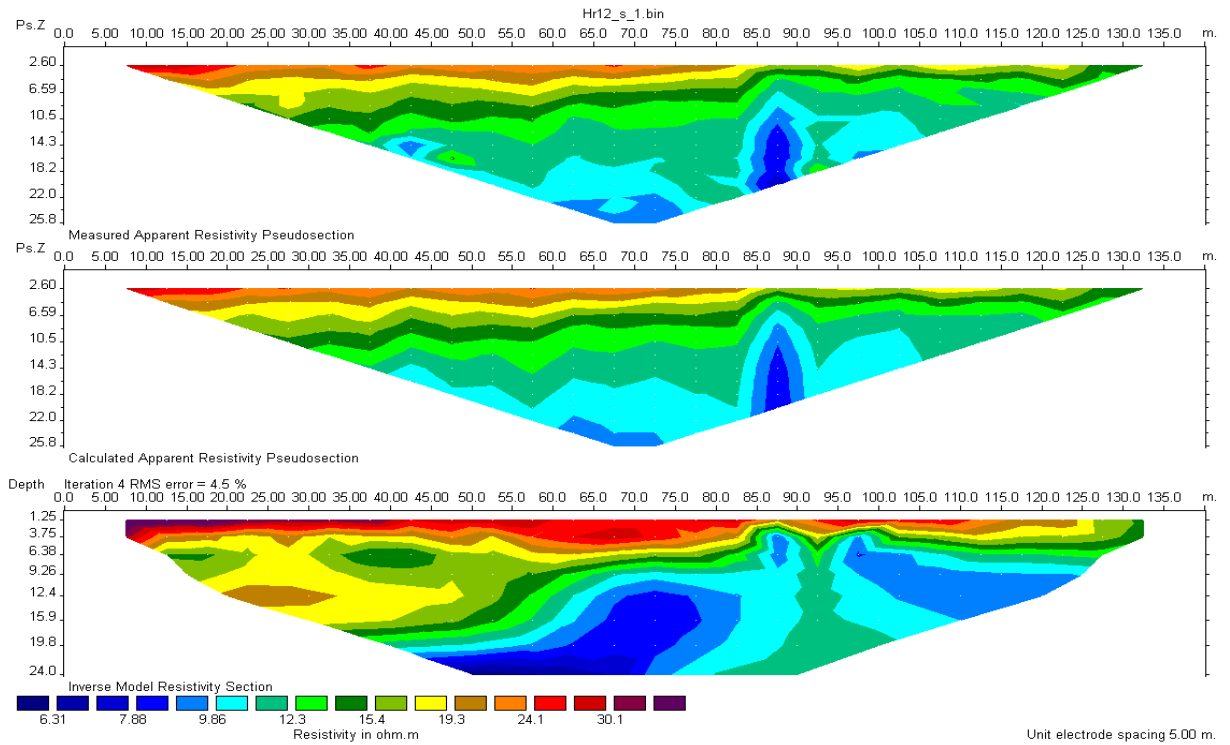
$V_{p2} = 2585 \text{ m/s}$

TOMH 12. ΕΘ.Ι.ΑΓ.Ε .

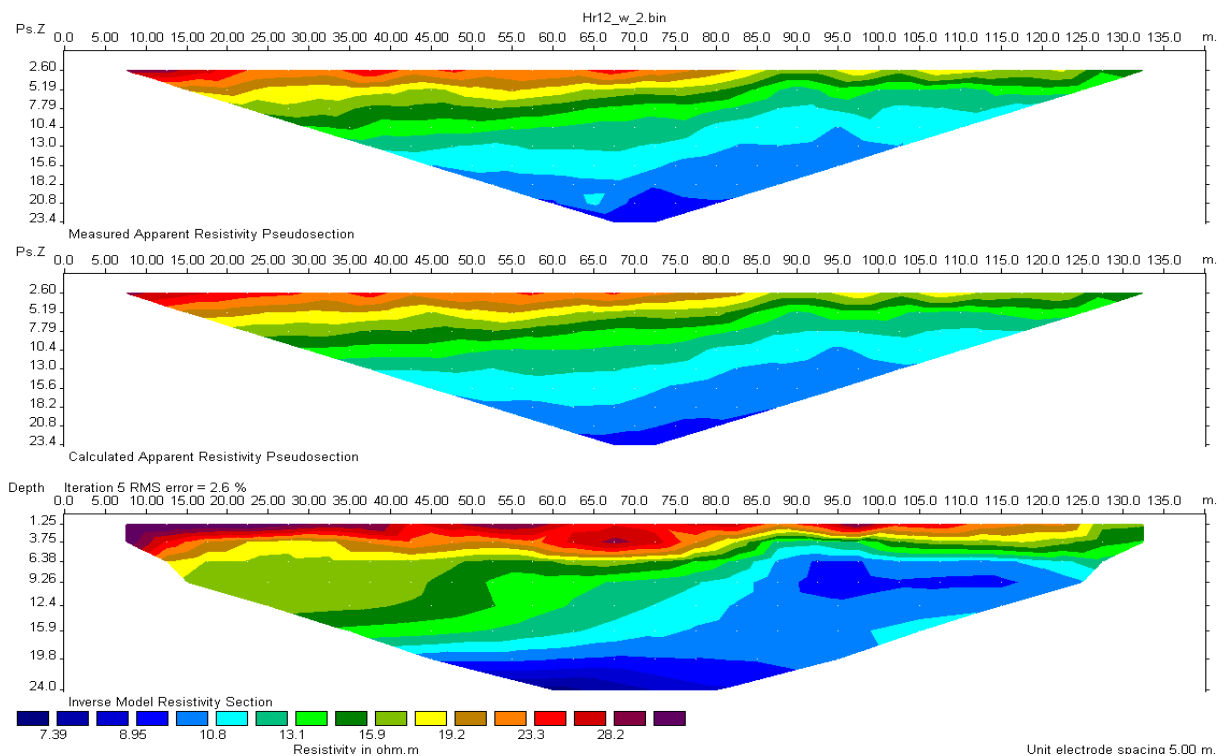


A)

Schlumberger

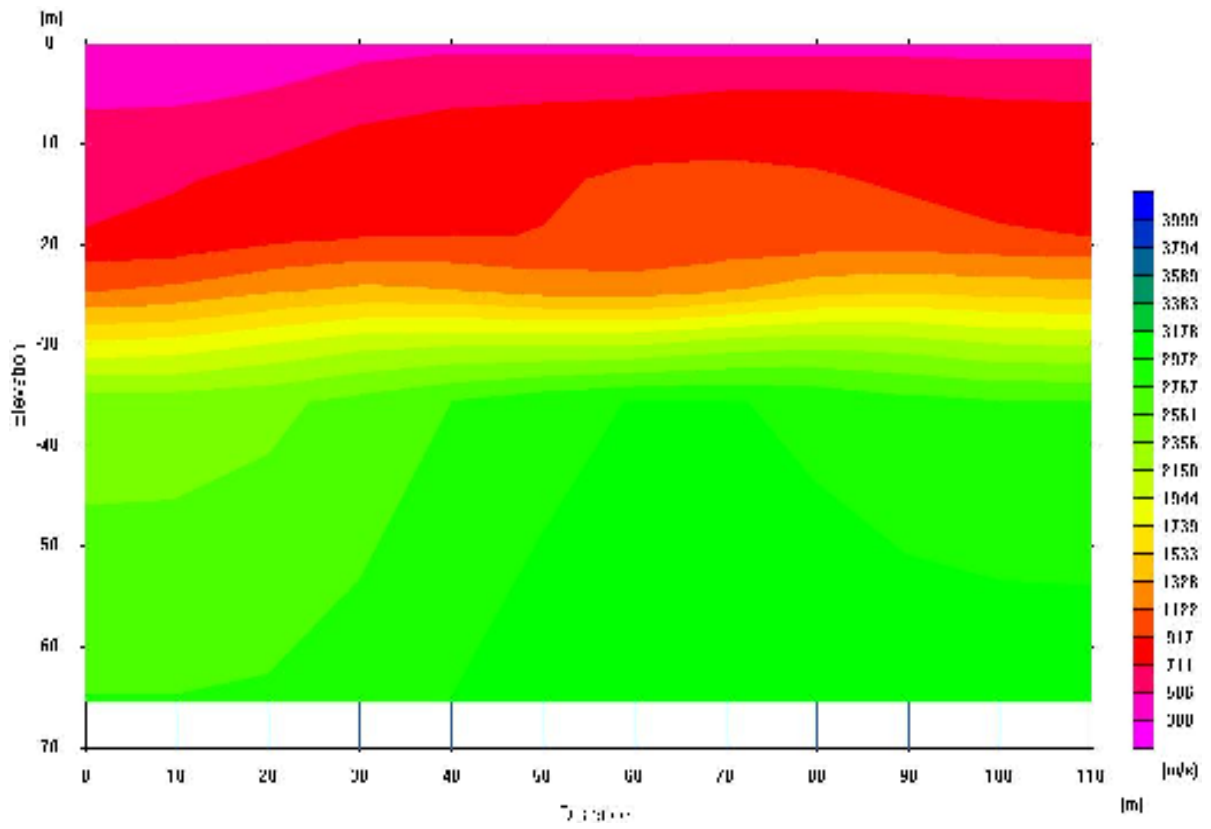


Wenner



Στα πρώτα 5 μέτρα εντοπίζεται ένας οριζοντας με αντιστάσεις που κυμαίνονται από τα 25-40 Ωhm που ερμηνεύεται ως αλλουβιακές αποθέσεις ενώ βαθύτερα εντοπίστηκε μάργα με αντιστάσεις από 6 έως 20 Ωhm.

B)



$V_{p1} = 700 \text{ m/s}$

$V_{p2} = 1533 \text{ m/s}$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5:ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Aitken M. (1974). Physics and archaeology. Clarendon Press, Oxford.
- Constable S., Parker R. and Constable C. (1987). Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data. Geophysics, 52, 289-300.
- Dobrin, M. B. 1951. Dispersion in seismic waves. Geophysics. 16: 63-80.
- Draper N.R. and Smith H. (1981). Applied Regression Analysis, 2nd edition, Wiley, New York.
- DeGroot-Hedlin C. and Constable S. (1990). Occam's inversion to generate smooth, two-dimensional models from magnetotelluric data. Geophysics, 55, 1613-1624.
- Golub G.H. and Reisch C. (1970). Singular Value Decomposition and Least Square Solutions: Handbook for Automatic Computation, II, Linear Algebra, eds. J. Wilkinson and C. Reisch, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
- Griffiths D., Turnbull J. and Olyianka A. (1990). 2-dimentional resistivity mapping with a computer controlled array. First Break, 8, 121-129.
- Griffiths D. and Barker R. (1993). Two dimensional resistivity imaging and modeling in areas of complex geology. Journal of Applied Geophysics, 19, 211-226.
- Habberjam G.M. (1975). Apparent resistivity, anisotropy and strike measurements. Geophysical Prospecting, 23, 211-247.
- Jackson D.D. (1972). Interpretation of inaccurate, insufficient and inconsistent data. Geophysical Journal of Royal Astronomy Society 28.
- Jupp D. and Vozoff K. (1975). Stable iterative methods for the inversion of geophysical data. Geophys. J. R. astr. Soc., 42, 957-976.
- Kearey, P., Brooks, M. Introduction to Geophysical Exploration, Oxford-London-Boston, Blackwell Scientific Publication, 1984.
- Lanczos C. (1960). Linear differential operators. D. Van Nostrad Company Ltd.
- Lawson C. and Hanson R. (1974). Solving least squares problems. Pentice-Hall.
- Levenberg K. (1944). A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. Quart. Appl. Math., 2, 164-168.
- Marquadt D.W. (1970). Generalized inverses, ridge regression, biased linear estimation and nonlinear estimation. Technometrics, 12.

- Meju M.A. (1994). Geophysical data analysis: Understanding inverse problem, theory and practice. Course notes series, Vol. 6, Domenico, S.N., Editor.
- Olesen O., Henkel H., Lile O., Mairing E. and Ronning J. (1992). Geophysical investigations of the Stuurangua postglacial fault, Finnmark, N. Norway. *Journal of Applied Geophysics*, 29, 95-118.
- Park S.K. and Van G.P. (1991). Inversion of pole-pole data for 3-D resistivity structure beneath arrays of electrodes. *Geophysics*, 56, 951-960.
- Παπαζάχος Β.Κ. (1986). Εισαγωγή στην Εφαρμοσμένη Γεωφυσική, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη.
- Press W., Teukolsky S., Vetterling W., Flannery B. (1986). Numerical recipes in Fortran 77 – 2nd edition, Cambridge University Press.
- Rijo L., Pelton W.H., Feitosa E.C. and Ward S.H. (1977). Interpretation of apparent resistivity data from the Apodi Valley Rio Grande do Norte Brazil. *Geophysics*, 42, 811-822.
- Roy A. (1972). Depth of investigation in Wenner three-electrode and dipole-dipole dc resistivity methods. *Geophysical Prospecting*, 20, 329-340.
- Sasaki Y. (1982). Automatic inversion of induced polarization data over 2-D structures. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University*, 42, 59-74.
- Shima H. (1992). 2-D and 3-D resistivity image reconstruction using crosshole data. *Geophysics*, 1270-1291.
- Tatham, R. H. and M. D. McCormack, 1991. *Multicomponent Seismology in Petroleum Exploration*. Tulsa: Society of Exploration Geophysicists.
- Tikhonov A.N. (1963). Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. *Soviet Mathematics*, 4, 1035-1038.
- Tikhonov A.N. and Glasko V.B. (1965). Application of a regularization method to nonlinear problems, *J.Comp. Math. and Math. Physics*, 5, no. 3.
- Thanassoulas and Tsokas G. (1987). Geophysical investigation in the geothermal field in the delta of Nestos river (N. Greece). *Geothermics*, 16, 1, 17-26.
- Tsourlos P.I. (1995). Modeling, Interpretation and Inversion of Multielectrode Resistivity Survey Data. Ph.D. Thesis, Department of Electronics, University of York.

- Tsourlos P., Dittmer J. and Szymanski J. (1995). A study of non-linear techniques for the 2-D inversion of earth resistivity data. Expanded abstracts of the 57th meeting of the EAEG: Glasgow, Scotland, 29 May-2 June, 1995, P031.
- Van G.P., Park S.K. and Hamilton P. (1992). Use of resistivity monitoring systems to detect leaks from storage ponds. Proceedings of SAGEEP 92, Chicago, 629-647.
- Van Dam J. (1976). Possibilities and limitations of the resistivity method for geoelectrical prospecting in the solution of geohydrological problems. *Geoexploration*, 14, 179-193.
- Vandenberghe J. (1982). Geoelectric investigations of a fault system in quaternary deposits. *Geophysical Prospecting*, 42, 977-991.
- Wright P.M., Ward S.H., Ross H.P. and West R.C. (1985). State-of-the-art geophysical exploration for geothermal resources. *Geophysics*, 50, 2666-2699.