

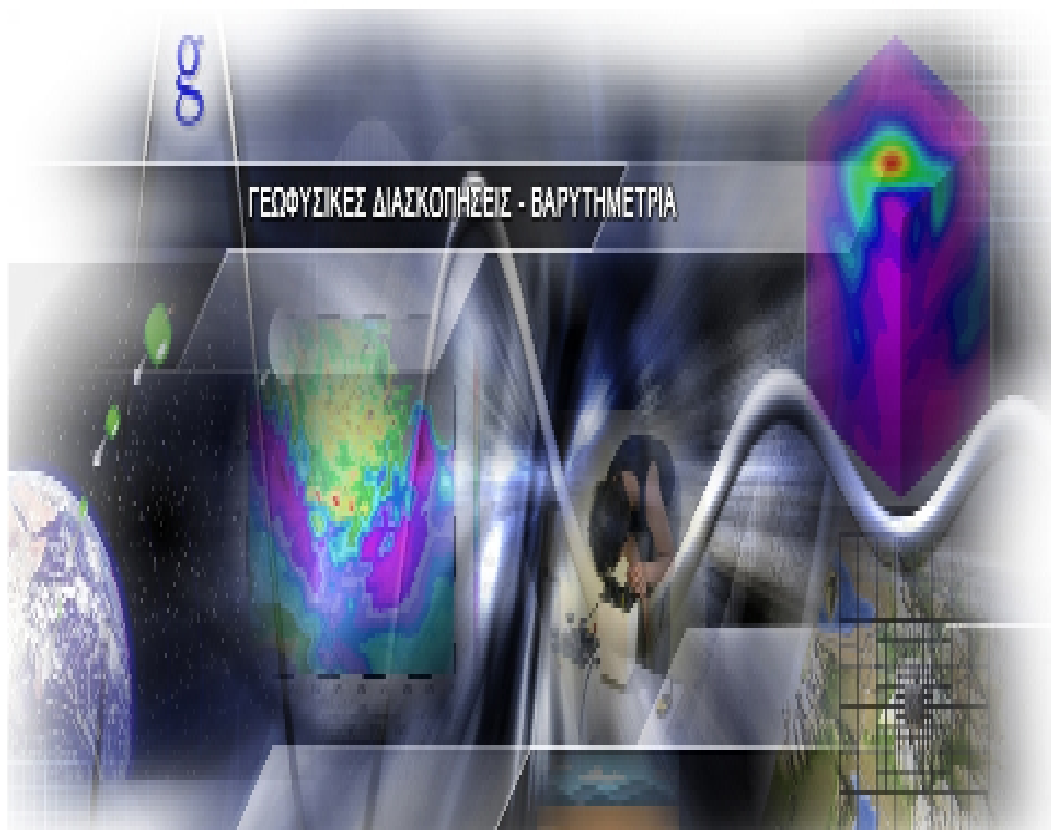
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΚΡΗΤΗΣ



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΧΑΝΙΩΝ



ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ & ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ



ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΑΡΧΑΙΟΜΕΤΡΙΚΗ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΥΠΕΛΑΦΟΥΣ ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ
ΣΕΙΣΜΙΚΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗΣ.**

**ΧΑΧΛΙΟΥΤΗ ΜΑΡΙΑ
ΓΙΩΡΓΟΣ ΧΑΤΖΗΠΕΤΡΟΣ**

Όνομα του καθηγητή Παντελής Σουπιός

ΧΑΝΙΑ 2010

Περιεχόμενα

| | |
|--|--------|
| 2. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 6 |
| ΑΡΧΕΣ ΤΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗΣ. | 6 |
| 2.1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 6 |
| 2.1.2 ΕΙΔΗ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ | 6 |
| 2.1.2.1 ΚΥΜΑΤΑ ΧΩΡΟΥ | 7 |
| 2.1.2.2 ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΑ ΚΥΜΑΤΑ | 10 |
| 2.2 ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ | 13 |
| 2.3.1 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ. | 15 |
| 2.3.2 ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΑΠΟΣΤΑΣΗ..... | 17 |
| 2.3.3 ΑΝΑΚΛΑΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑΘΛΑΣΗ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ | 19 |
| 2.3.3.1 ΑΝΑΚΛΑΣΗ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ | 19 |
| 2.3.3.2 ΔΙΑΘΛΑΣΗ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ | 21 |
| 2.3.4 ΓΕΝΙΚΕΥΜΕΝΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ SNEEL | 22 |
| 2.3.5 ΠΕΡΙΘΛΑΣΗ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ | 23 |
| 2.3.6 ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ..... | 24 |
| 2.3.7 ΤΡΟΠΟΙ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΣΤΗ ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗ | 26 |
| 2.3.8 ΌΡΓΑΝΑ ΑΝΑΓΡΑΦΗΣ ΤΩΝ ΕΛΑΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΣΤΗ ΣΕΙΣΜΙΚΗ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗ. | 29 |
| 2.3.8.1 ΓΕΩΦΩΝΟ..... | 29 |
| 2.3.8.2 ΥΔΡΟΦΩΝΟ | 32 |
| 2.3.8.3 ΕΝΙΣΧΥΤΕΣ..... | 32 |
| 2.3.9 ΚΑΤΑΓΡΑΦΕΙΣ | 33 |
| 2.3.10 ΕΔΑΦΙΚΟΣ ΘΟΡΥΒΟΣ | 35 |
| 2.3.11 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ ΤΡΟΠΟΥ ΕΦΑΡΜΟΓΗΣ ΤΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗΣ | 36 |
| 3. ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ | 40 |
| 3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 40 |
| 3.2 ΔΟΜΗ ΔΥΟ ΟΡΙΖΟΝΤΙΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ | 41 |
| 3.3 ΔΟΜΗ ΠΟΛΛΩΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ | 44 |
| 3.4 ΣΤΡΩΜΑ ΜΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΗ ΤΗΝ ΚΑΤΩ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ..... | 47 |
| 3.5 ΒΑΣΙΚΕΣ ΘΕΩΡΗΤΙΚΕΣ ΣΧΕΣΕΙΣ | 48 |
| 3.6 ΤΡΟΠΟΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ | - 50 - |
| 3.7 ΔΟΜΗ ΠΟΛΛΩΝ ΣΤΡΩΜΑΤΩΝ ΜΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ..... | - 52 - |
| 3.8 ΣΤΡΩΜΑ ΜΕ ΜΗ ΕΠΙΠΕΔΗ ΤΗΝ ΚΑΤΩ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ | - 53 - |
| 3.9 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΤΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ..... | - 55 - |
| 3.10 ΔΟΜΕΣ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΜΕΤΑΒΟΛΗΣ ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΜΕ ΤΟ ΒΑΘΟΣ | - 57 - |

| | |
|--|---------------|
| 3.11 ΚΑΘΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΣΗΣ ΔΙΑΡΡΗΞΗΣ ΚΑΙ ΤΟΥ ΑΛΜΑΤΟΣ ΜΕΤΑΠΤΩΣΗΣ..... | - 59 - |
| 3.12 ΤΡΟΠΟΙ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΓΕΩΦΩΝΩΝ ΣΕ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ | - 61 - |
| 3.13 ΔΙΟΡΘΩΣΕΙΣ ΤΩΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ | - 64 - |
| 3.14 ΣΥΣΧΕΤΙΣΗ ΤΩΝ ΑΝΑΓΡΑΦΩΝ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ..... | - 65 - |
| 4. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ ΣΤΗ ΠΕΡΙΟΧΗ ΕΡΕΥΝΑΣ..... | - 67 - |
| ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ..... | - 94 - |

ABSTRACT

This technical report describes the pattern and results of geophysical surveys at an archaeological site in the area of Ierapetra, Crete.

The objective of this research is to determine the geophysical of the site to determine the thickness of concrete formations and be determined speed of the waves of space in them. In particular the geophysical structure was studied using seismic recordings in both P-waves records and returns to the surface waves. The instrument was used in this case was the model Strata View company's Geometrics. The records was taking place simultaneously in 24 channels while the geophones was the same frequency 40Hz and 4.5Hz (low frequency). This frequency is suitable for prospection refraction. The technique to produce long(P) waves made using the hammer is striking with force on a metal plate fixed to the ground.

The records obtained were studied and selected for the arrival of P seismic phase and interpreted to extract the final model of the speed of waves in each section, therefore the final results was to determine the geophysical stratigraphy of the area to determine the thickness of these formations and a determination of the speed of the waves of space to them. The interpretation of first arrivals has been made by Seismager of Geometrics. Specifically, the Pickwin first used to identify the first arrivals per section for all positions of sources.

1.ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα τεχνική έκθεση περιγράφει τον τρόπο διεξαγωγής και τα αποτελέσματα της γεωφυσικής διασκόπησης σε ένα αρχαιολογικό χώρο στην περιοχή της Ιεράπετρας στην Κρήτη.

Στόχος της παρούσας έρευνας είναι να προσδιοριστεί η γεωφυσική στρωματογραφία του χώρου, να καθοριστούν τα πάχη συγκεκριμένων σχηματισμών και να γίνει προσδιορισμός των ταχυτήτων των κυμάτων του χώρου μέσα σε αυτούς.

Ειδικότερα η γεωφυσική δομή μελετήθηκε κάνοντας χρήση σεισμικών καταγραφών τόσο σε καταγραφές P κυμάτων όσο και σε καταγραφές των επιφανειακών κυμάτων. Οι καταγραφές ήταν γενικά καλής ποιότητας παρόλο το γεγονός ότι ο χώρος έρευνας βρισκόταν πλησίον κεντρικού δρόμου με αυξημένη κίνηση.

2. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Αρχές των μεθόδων σεισμικής διασκόπησης.

2.1.1 Εισαγωγή

Με τις μεθόδους σεισμικής διασκόπησης επιδιώκεται ο καθορισμός των μεταβολών των ταχυτήτων διάδοσης των ελαστικών (σεισμικών) κυμάτων στα επιφανειακά στρώματα του φλοιού της Γης, με μετρήσεις των χρόνων διαδρομής τους μέσα στα στρώματα αυτά και εφαρμογή γνωστών νόμων της Φυσικής, στους οποίους υπακούει η διάδοση αυτή (νόμοι διάθλασης, ανάκλασης, κλπ). Τα κύματα αυτά παράγονται τεχνητά (με εκρήξεις, πτώση βαρών, κλπ) στην επιφάνεια της Γης ή σε μικρό βάθος μέσα σ' αυτή (10-80 m) και αφού διαδοθούν μέσα στα επιφανειακά στρώματα του φλοιού της Γης, επιστρέφουν στην επιφάνεια της και γράφονται σε διάφορες αποστάσεις από σεισμόμετρα, ειδικά για το σκοπό αυτό κατασκευασμένα, τα οποία λέγονται γεώφωνα.

Με βάση τις αναγραφές των ελαστικών κυμάτων, κατασκευάζονται καμπύλες χρόνων διαδρομής, δηλαδή, γραφικές παραστάσεις των χρόνων διαδρομής των κυμάτων σε συνάρτηση με την οριζόντια απόσταση, από τις οποίες υπολογίζεται η ταχύτητα διάδοσης των ελαστικών κυμάτων σε συνάρτηση με το βάθος. Η γνώση της μεταβολής της ταχύτητας αυτής μέσα στα επιφανειακά στρώματα του φλοιού είναι δυνατόν να οδηγήσει στον εντοπισμό γεωλογικών δομών οι οποίες παρουσιάζουν οικονομικό ενδιαφέρον δηλαδή, δομών που συνυπάρχουν με κοιτάσματα (πετρελαίου, μεταλλευμάτων, κλπ).

Η σεισμική διασκόπηση βασίζεται στις απλές βασικές αρχές που διέπουν τη διάδοση των κυμάτων, όπως είναι η αρχή του Huygens, η αρχή του Fermat, κλπ. Παρότι οι αρχές αυτές είναι απλές, η εφαρμογή των σεισμικών μεθόδων είναι σχετικά δύσκολη, γιατί οι αρχές αυτές στην περίπτωση αυτή εφαρμόζονται στο πιο ανομοιογενές τμήμα της Γης, το οποίο αποτελούν τα επιφανειακά στρώματα του φλοιού της.

Οι σεισμικές μέθοδοι γεωφυσικής διασκόπησης και ιδιαίτερα η μέθοδος της σεισμικής ανάκλασης είναι οι πιο ακριβείς μέθοδοι γεωφυσικής διασκόπησης και οι πλατύτερα χρησιμοποιούμενες στη διασκόπηση πετρελαίου. Επιπλέον, τα δεδομένα παρατήρησης της σεισμικής διασκόπησης ερμηνεύονται ευκολότερα από τα δεδομένα άλλων γεωφυσικών μεθόδων (βαρυτομετρικών, μαγνητικών, κλπ). Όμως, οι μέθοδοι αυτές είναι πολυδάπανες και ιδιαίτερα η μέθοδος της **σεισμικής ανάκλασης**. Για το λόγο αυτό, η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται μόνο για λεπτομερή μελέτη των γεωλογικών δομών, αφού πρώτα εφαρμοστούν στην ευρύτερη περιοχή των δομών αυτών αναγνωριστικές μέθοδοι διασκόπησης μεταξύ των οποίων συγκαταλέγεται και η μέθοδος της **σεισμικής διάθλασης**.

2.1.2 Είδη Ελαστικών Κυμάτων

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.

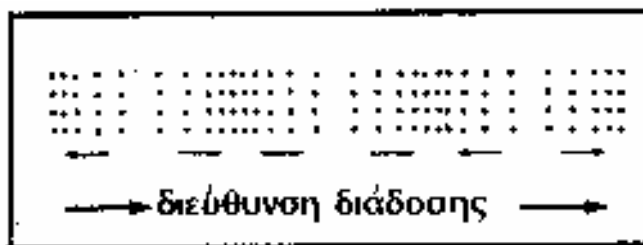
Σε ένα ελαστικό και ισότροπο μέσο άπειρων διαστάσεων αναπτύσσονται δύο είδη ελαστικών κυμάτων τα επιμήκη κύματα και τα εγκάρσια κύματα, τα οποία ονομάζονται κύματα χώρου. Όταν, όμως, το ελαστικό μέσο δεν επεκτείνεται στο άπειρο προς όλες τις διευθύνσεις αλλά περιορίζεται από ορισμένη επιφάνεια (π.χ.

την επιφάνεια της Γης) αναπτύσσεται και ένα άλλο είδος ελαστικών κυμάτων, τα επιφανειακά κύματα, τα οποία διακρίνονται σε κύματα Rayleigh και σε κύματα Love.

2.1.2.1 Κύματα χώρου

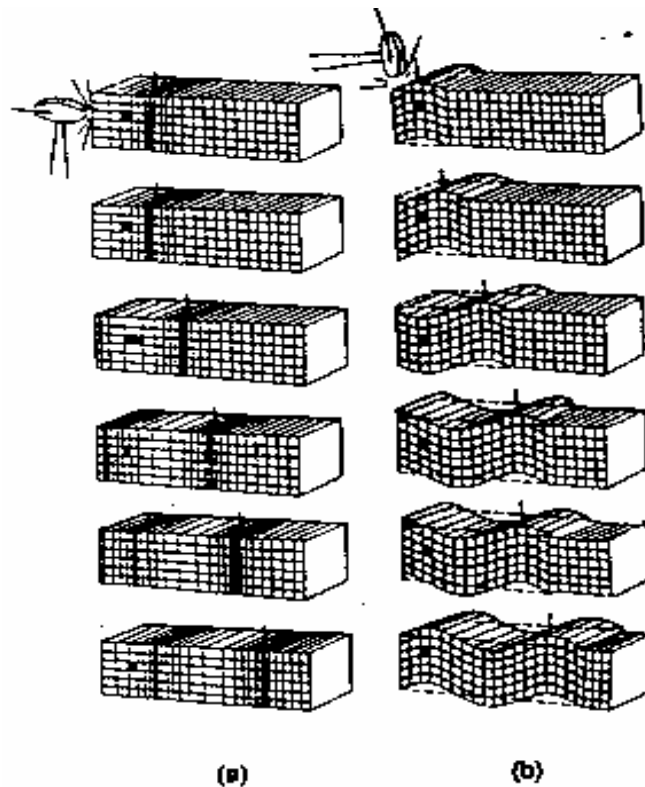
Η κυματική κίνηση αναπτύσσεται εξαιτίας μιας διαταραχής μέσα στην ύλη και περιγράφεται από δυο είδη κυμάτων χώρου. Την μια κατηγορία αποτελούν τα διαμήκη ή επιμήκη κύματα. Την δεύτερη κατηγορία αποτελούν, τα εγκάρσια ή διατμητικά κύματα. Τα κύματα αυτά συμβολίζονται με τα αγγλικά γράμματα P και S, αντίστοιχα.

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 1).



Σχήμα 1. 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 2. Αναπαράσταση της κίνησης ενός ελαστικού μέσου, κατά την διάδοση ελαστικών κυμάτων. (F.Press και B.Siener, 1978) (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)

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

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

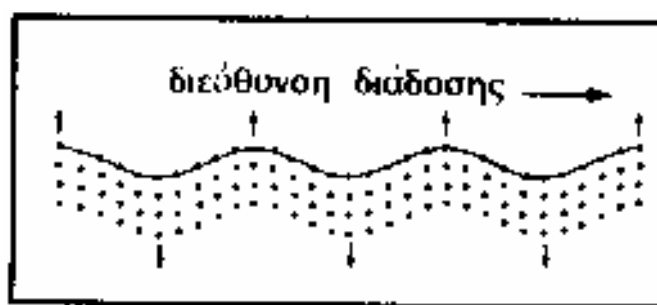
όπου λ και μ είναι παράμετροι γνωστές ως **ελαστικές σταθερές** του Lamé και ρ είναι η πυκνότητα του μέσου διάδοσης του κύματος.

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 φθάνουν 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 σεισμομέτρου 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 3 Κινήσεις των υλικών σημείων κατά τη διάδοση εγκάρσιου κύματος.

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

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

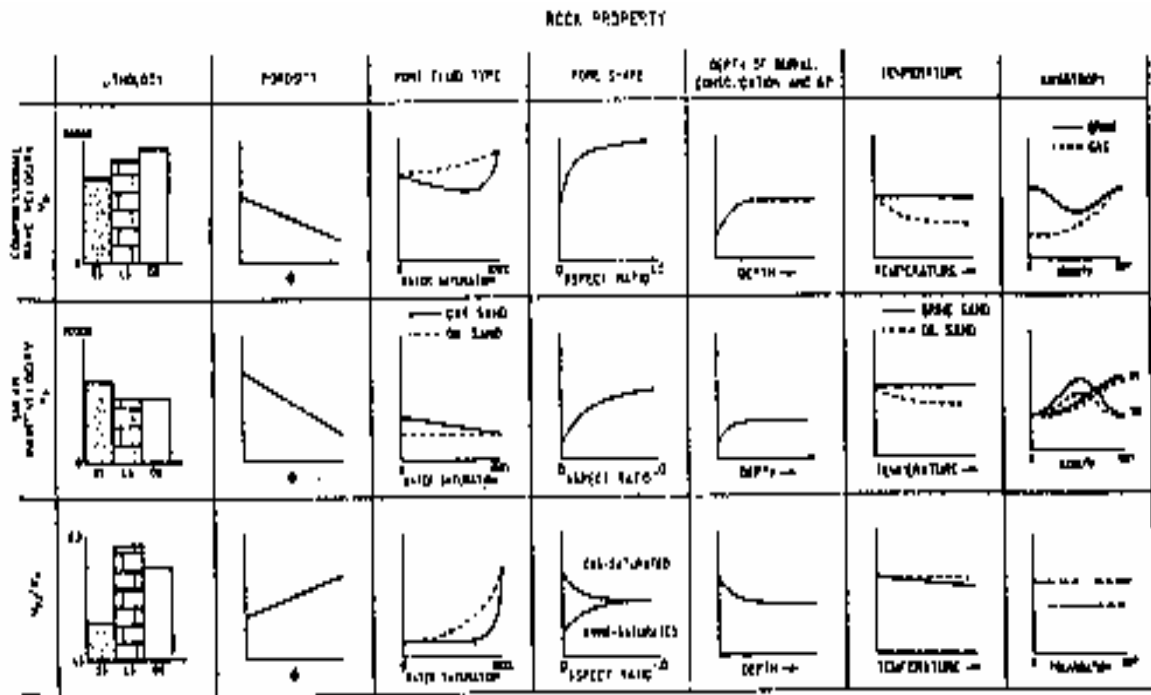
ή

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

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 εγκαρσίων 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 εγκαρσίων 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 4 Σύνοψη των επιδράσεων των διαφορετικών ιδιοτήτων των πετρωμάτων, στις ταχύτητες και στους λόγους των ταχυτήτων, των επιμήκων και εγκάρσιων κυμάτων (Tatham και McCormack, 1991).

2.1.2.2 Επιφανειακά κύματα

Τα επιφανειακά κύματα παράγονται κοντά στην επιφάνεια της Γης, επειδή οι ελαστικές ιδιότητες του φλοιού διαφέρουν σημαντικά από τις ελαστικές ιδιότητες της Ατμόσφαιρας και έτσι η στερεά Γη περιορίζεται από την επιφάνεια της. Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, υπάρχουν δύο κύριες κατηγορίες επιφανειακών κυμάτων, τα κύματα και τα κύματα Love.

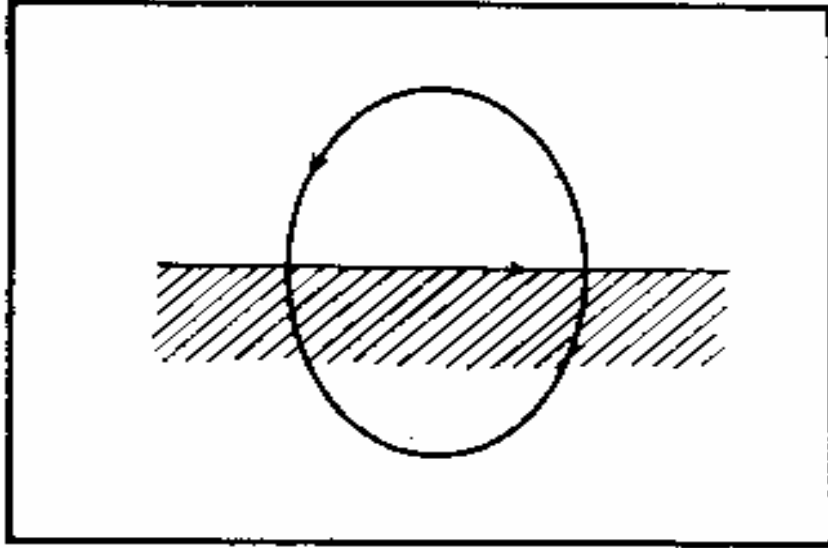
α) Κύματα Rayleigh. Κατά τη διάδοση των κυμάτων αυτών τα υλικά σημεία του μέσου διάδοσης διαγράφουν ελλείψεις με κατακόρυφο το μεγάλο άξονα και το μικρό άξονα παράλληλο προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Κοντά στην επιφάνεια της Γης, η φορά κίνησης κάθε σημείου πάνω στην ελλειπτική τροχιά του είναι ανάστροφη, δηλαδή, η φορά κίνησης στο κατώτερο σημείο της τροχιάς συμπίπτει με τη φορά διάδοσης του κύματος (σχήμα 13).

Τα πλάτη των κυμάτων **Rayleigh**, δηλαδή, τα μεγέθη των τροχιών των υλικών σημείων κατά τη διάδοση των κυμάτων αυτών, ελαττώνονται όσο απομακρυνόμαστε από την επιφάνεια της Γης προς τα κάτω και σε ένα βάθος μέσα στη Γη ίσο με το μήκος κύματος, λ , του κύματος **Rayleigh**, τα πλάτη των κυμάτων αυτών σχεδόν μηδενίζονται.

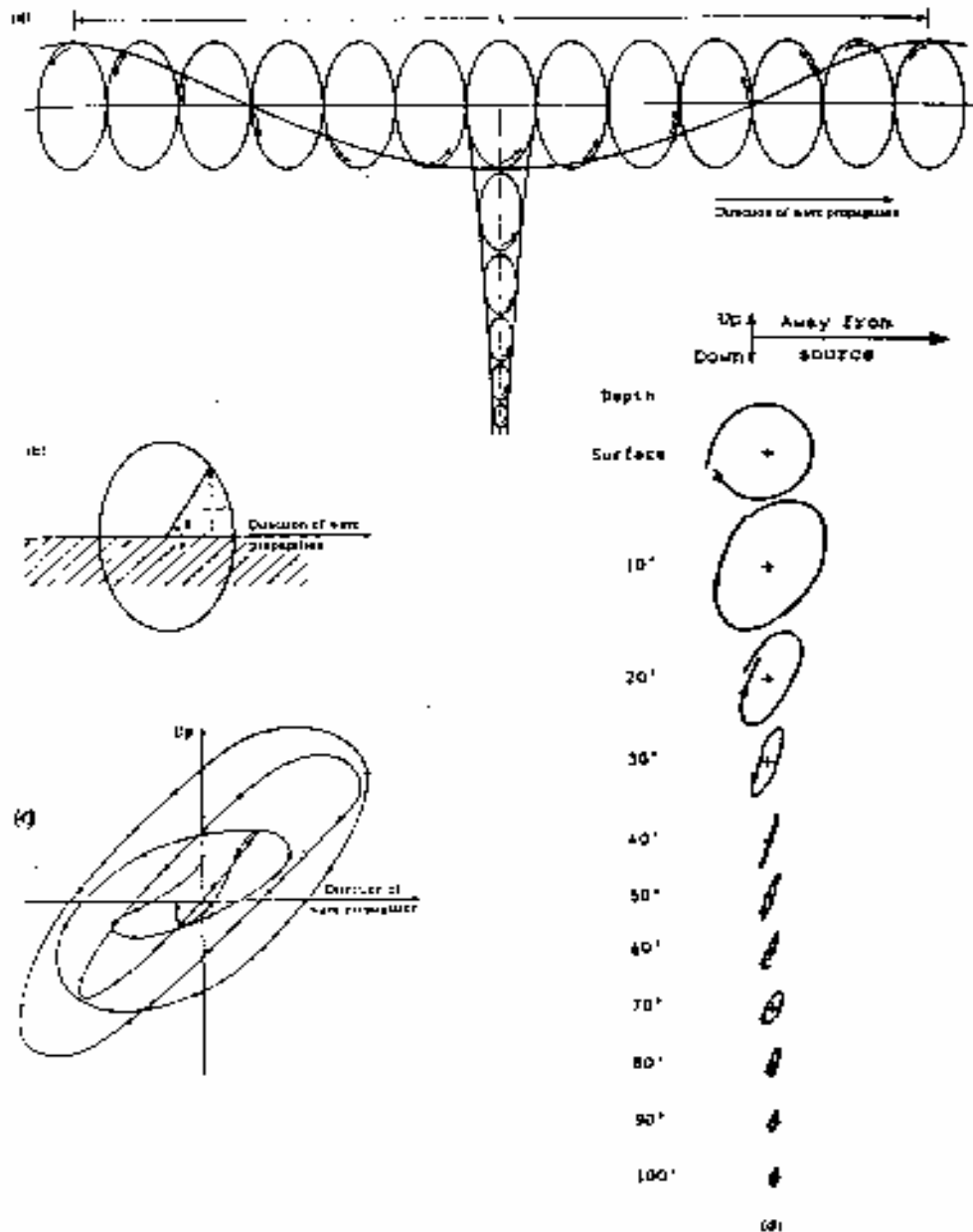
Κατά τη διάδοση των κυμάτων **Rayleigh** στο επιφανειακό τμήμα ελαστικού και ισότροπου μέσου για το οποίο ισχύει η σχέση $\lambda = \mu$ (σχέση Poisson), η ταχύτητα τους δίνεται από τη σχέση (3)

$$c = 0,92 \beta \tag{3}$$

Δηλαδή, η ταχύτητα των κυμάτων **Rayleigh** είναι μικρότερη από την ταχύτητα των εγκάρσιων κυμάτων και για το λόγο αυτό τα κύματα **Rayleigh** φθάνουν και γράφονται σ' ορισμένο σταθμό μετά τα εγκάρσια κύματα.



Σχήμα 5. Κίνηση υλικού σημείου στην επιφάνεια της Γης κατά τη διάδοση θεμελιώδους κύματος **Rayleigh**.

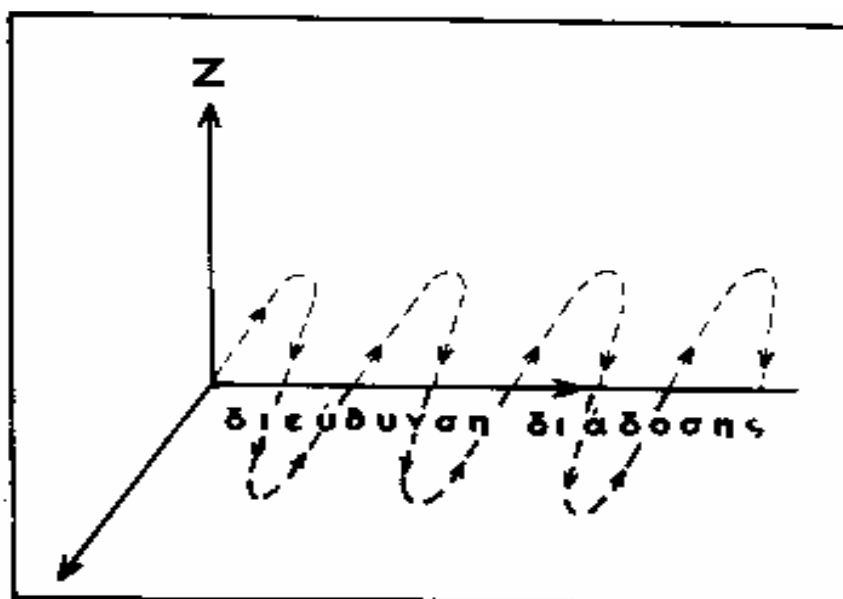


Σχήμα 6. Κύματα Rayleigh. (α) Κατακόρυφη τομή που απεικονίζει την κίνηση των κυμάτων στην επιφάνεια και την ελάττωση με το βάθος για ένα ημιχώρο, (β) Αναμενόμενη κίνηση στοιχειωδών μορίων της ύλης στην επιφάνεια του εδάφους, για ένα ημιχώρο, κατά την διάδοση επιφανειακών κυμάτων, (γ) Πραγματική κίνηση στοιχειωδών μορίων της ύλης στην επιφάνεια του εδάφους (Howell, 1959), (δ) Κίνηση των επιφανειακών κυμάτων που προκλήθηκαν από έκρηξη, όπως καταγράφηκαν από θαμμένα γεώφωνα : παρατηρείται ότι η κίνηση των υλικών σημείων είναι ανάστροφη μέχρι το βάθος των 40ft (0.192λ) (Dobrin, 1951).

Όταν το μέσο διάδοσης είναι ομογενές η ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων **Rayleigh** είναι ανεξάρτητη από την περίοδο τους (και την συχνότητα και το μήκος κύματος) αλλά εξαρτάται μόνο από τις ελαστικές σταθερές του μέσου διάδοσης, όπως

συμβαίνει και με τα κύματα χώρου. Παρατηρήθηκε, όμως, ότι η ταχύτητα των κυμάτων **Rayleigh** τα οποία διαδίδονται στα επιφανειακά στρώματα της Γης μεταβάλλεται με την περίοδο (και με τη συχνότητα και το μήκος κύματος) του κύματος, επειδή ο χώρος που διαδίδονται τα κύματα αυτά δεν είναι ομογενής. Το φαινόμενο αυτό, δηλαδή, η μεταβολή της ταχύτητας διάδοσης του κύματος με την περίοδο του κύματος λέγεται **σκέδαση**. Συνεπώς, τα κύματα **Rayleigh** που διαδίδονται στα επιφανειακά στρώματα της Γης παθαίνουν σκέδαση, φαινόμενο που δεν παρατηρείται κατά τη διάδοση των κυμάτων χώρου.

β) Κύματα Love. Κατά τη διάδοση των κυμάτων αυτών τα υλικά σημεία του μέσου διάδοσης πραγματοποιούν οριζόντιες ταλαντώσεις κάθετες προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος (σχήμα 7).



Σχήμα 7. Οριζόντιες κινήσεις των υλικών σημείων κατά τη διάδοση θεμελιωδών κυμάτων

Τα κύματα αυτά είναι, ουσιαστικά, γραμμικώς πολωμένα εγκάρσια κύματα τα οποία έχουν μόνο οριζόντια συνιστώσα (η οποία παριστάνεται με το σύμβολο SH). Για τη γένεση των κυμάτων Love είναι απαραίτητη η ύπαρξη ενός στρώματος (ή περισσότερων) ορισμένου πάχους που βρίσκεται πάνω σε ημιχώρο του οποίου οι φυσικές ιδιότητες (ρ , μ) διαφέρουν από τις ιδιότητες του στρώματος.

Η ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων Love εξαρτάται από την περίοδο τους. Συνεπώς, τα **κύματα Love σκευάζονται**. Τα κύματα αυτά φθάνουν σε ένα σταθμό και αναγράφονται αμέσως μετά από τα εγκάρσια κύματα.

2.2 Βασικές Αρχές Διάδοσης των Ελαστικών Κυμάτων

Οι βασικές αρχές που διέπουν τη διάδοση του φωτός και των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων γενικότερα ισχύουν και κατά τη διάδοση των ελαστικών κυμάτων. Αυτές είναι δύο, η αρχή του Huygens και η αρχή του Fermat. Αυτές

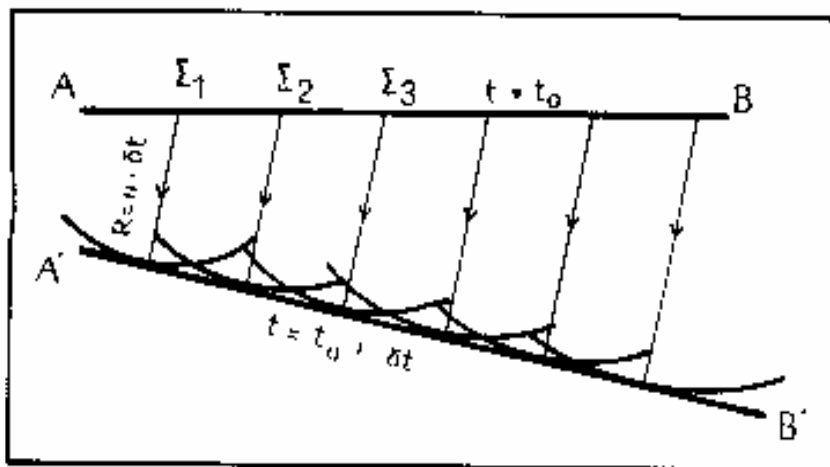
θεωρούνται βασικές αρχές, γιατί απ' αυτές προκύπτουν εύκολα άλλες αρχές άμεσα εφαρμόσιμες (νόμος διάθλασης, ανάκλασης, περίθλασης).

α) Αρχή του Huygens. Όταν σε ένα σημείο, O , ελαστικού μέσου προκληθεί μια διατάραξη, δημιουργηθούν δηλαδή ελαστικά κύματα, αυτή διαδίδεται από το σημείο αυτό (πηγή των κυμάτων), προς τις διάφορες διευθύνσεις. Μετά από ορισμένο χρόνο, δt , η διατάραξη θα φθάσει σε διάφορα σημεία του υλικού μέσου, τα οποία, όταν το μέσο είναι ισότροπο, θα απέχουν ίση απόσταση από το σημείο, O , και συνεπώς θα βρίσκονται στην επιφάνεια σφαίρας ακτίνας $R = v\delta t$, όπου v είναι η ταχύτητα διάδοσης της διατάραξης (των κυμάτων) μέσα στο ελαστικό και ισότροπο μέσο. Η σφαίρα αυτή αποτελεί το στιγμιαίο **μέτωπο κύματος**, το οποίο απομακρύνεται από την πηγή των κυμάτων με ταχύτητα v . Σε μεγάλη απόσταση από την πηγή, το μέτωπο κύματος μπορεί να θεωρηθεί επίπεδο, οπότε το κύμα ονομάζεται **επίπεδο κύμα**. Όταν το μέσο δεν είναι ισότροπο, το μέτωπο κύματος δεν είναι ι, σφαίρα, αλλά άλλη επιφάνεια. Η ευθεία η κάθετη στο μέτωπο κύματος σε ένα σημείο του δείχνει τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος και ονομάζεται **σεισμική ακτίνα**.

Η αρχή του Huygens ορίζει ότι:

«Κάθε σημείο ενός μετώπου κύματος μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελεί πηγή ενός νέου (δευτερογενούς) κύματος».

Η χρησιμότητα της αρχής αυτής οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι μπορούμε, με βάση αυτή, να ορίσουμε τις μελλοντικές θέσεις του μετώπου κύματος, όταν γνωρίζουμε τη θέση του σ' ορισμένη χρονική στιγμή. Έστω ότι AB είναι το μέτωπο κύματος κατά τη χρονική στιγμή t_0 (σχήμα 8) και θέλουμε να καθορίσουμε το μέτωπο κύματος κατά τη χρονική στιγμή $t_0 + \delta t$. Κατά τη διάρκεια του χρόνου δt το κύμα θα προχωρήσει και θα σχηματίσει ένα νέο μέτωπο κύματος $A'B'$. Σύμφωνα με την αρχή του Huygens κάθε σημείο $\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3, \dots$ του αρχικού μετώπου κύματος AB αποτελεί πηγή νέου κύματος. Μπορούμε, συνεπώς, να χαράξουμε τόξα κύκλων με κέντρα τα σημεία $\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3, \dots$ και ακτίνες $v_i\delta t$, όπου $v_i (i = 1, 2, 3, \dots)$ είναι η ταχύτητα του κύματος σε κάθε ένα από τα σημεία αυτά. Τα τόξα αυτά αποτελούν τα μέτωπα κύματος των δευτερογενών κυμάτων που παράγονται στα σημεία του αρχικού μετώπου κύματος. Η επιφάνεια, $A'B'$, που περιβάλλει τα δευτερογενή αυτά μέτωπα κύματος, αποτελεί το μέτωπο κύματος κατά τη χρονική στιγμή $t_0 + \delta t$. Τα δευτερογενή κύματα κατά τη χρονική στιγμή $t_0 + \delta t$ συμβάλλουν καταστροφικά σε όλα τα σημεία του χώρου με αποτέλεσμα να αλληλοαναιρούνται εκτός από τα σημεία του νέου μετώπου κύματος, $A'B'$.



Σχήμα 8 Αρχή του Huygens.

β) Αρχή του Fermat. Σύμφωνα με την αρχή αυτή:
«Το κύμα το οποίο φθάνει σε ορισμένο σημείο από ορισμένη πηγή ακολουθεί το συντομότερο δρόμο από όλους τους δρόμους που είναι δυνατόν να ακολουθήσει, δηλαδή, ακολουθεί αυτόν που απαιτεί τον ελάχιστο χρόνο».

Αν για ένα ελαστικό μέσο δοθεί η κατανομή της ταχύτητας διάδοσης των ελαστικών κυμάτων, μπορούμε, με βάση την αρχή του **Fermat**, να χαράξουμε τις σεισμικές ακτίνες των κυμάτων. Συνέπεια της αρχής αυτής αποτελεί το γεγονός ότι οι σεισμικές ακτίνες των κυμάτων τα οποία διαδίδονται μέσα σε ομογενές μέσο είναι ευθείες γραμμές. Αποδεικνύεται επίσης ότι οι νόμοι της ανάκλασης και διάθλασης των ελαστικών κυμάτων μπορούν να προκύψουν από την εφαρμογή της αρχής αυτής.

2.3.1 Ενέργεια των Ελαστικών Κυμάτων.

Κατά τη διάδοση των ελαστικών κυμάτων σ' ορισμένο μέσο, το μέσο αυτό αποκτά ορισμένη μηχανική ενέργεια η οποία οφείλεται μερικώς μεν στην ταλάντωση των υλικών σημείων (κινητική ενέργεια) και μερικώς στην ανάπτυξη τάσεων και παραμορφώσεων στο μέσο (δυναμική ενέργεια).

Συνήθως, δεν ενδιαφερόμαστε για την ολική ενέργεια ενός κύματος αλλά για την ενέργεια στη γειτονιά ενός σημείου όπου γίνεται η παρατήρηση. Για το λόγο αυτό, ενδιαφέρον παρουσιάζει η πυκνότητα ενέργειας, E σε ένα σημείο ελαστικού μέσου, η οποία ορίζεται ως ο λόγος της μηχανικής ενέργειας, δW , η οποία περικλείεται μέσα σε στοιχειώδη όγκο, δV , γύρω από το σημείο, δια του όγκου αυτού. Δηλαδή,

$$E = \frac{\delta W}{\delta V} \quad (4)$$

Ας θεωρήσουμε ένα σφαιρικό αρμονικό κύμα του οποίου νίκη μετάθεση δίνεται από τη σχέση

$$u = A \sin(\omega t + \phi) \quad (5)$$

όπου A είναι το πλάτος του κύματος και ϕ η φάση του. Η κινητική ενέργεια ενός στοιχείου του υλικού μέσου, όγκου δV , θα δίνεται από τη σχέση

$$\delta W_k = \frac{1}{2} \rho \delta V \dot{u}^2 \quad (6)$$

όπου ρ η πυκνότητα του υλικού μέσα στον όγκο δV και $\dot{u} = \partial u / \partial t$. είναι η ταχύτητα ταλάντωσης του υλικού στοιχείου. Συνεπώς, η πυκνότητα της κινητικής ενέργειας θα δίνεται από τη σχέση

$$\frac{\delta W_k}{\delta V} = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \phi) \quad (7)$$

και θα μεταβάλλεται από μηδέν μέχρι τη μέγιστη τιμή της που είναι $\rho\omega^2 A^2/2$.

Το στοιχείο όγκου δV περικλείει και δυναμική ενέργεια και καθώς ταλαντώνεται, έχουμε διαδοχική μετατροπή της μιας από τις δύο μορφές της μηχανικής ενέργειας (κινητικής-δυναμικής) στην άλλη. Όταν η δυναμική ενέργεια έχει τη μέγιστη τιμή της, η κινητική ενέργεια είναι ίση με μηδέν (ταχύτητα ταλάντωσης ίση με μηδέν), ενώ όταν η δυναμική ενέργεια είναι ίση με μηδέν (μέγιστη ταχύτητα ταλάντωσης ωA) η κινητική ενέργεια έχει τη μέγιστη τιμή της ($\rho\delta V\omega^2 A^2/2$) η οποία είναι ίση με την ολική μηχανική ενέργεια δW , του στοιχείου όγκου δW . Δηλαδή,

$$\delta W = \frac{\rho\delta V\omega^2 A^2}{2} \quad (8)$$

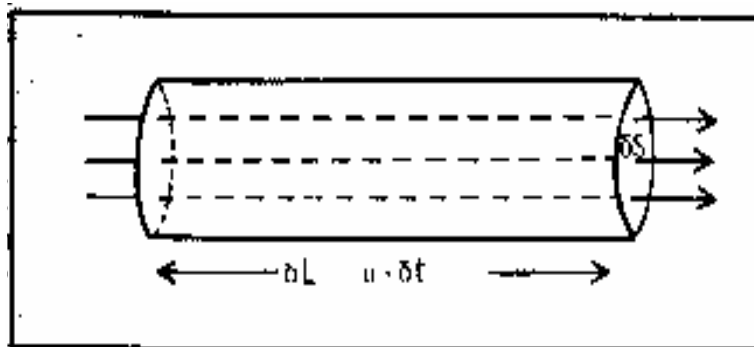
Από τις σχέσεις (4), (8) προκύπτει ότι

$$E = \frac{1}{2}\rho\omega^2 A^2 \quad (9)$$

Επειδή κατά τη διάδοση του κύματος έχουμε ουσιαστικά διάδοση της ελαστικής ενέργειας, παρουσιάζει πρακτικό ενδιαφέρον η ροή της ενέργειας στο μέσο διάδοσης του κύματος. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιείται η ποσότητα **ένταση I**, η οποία ορίζεται ως ο λόγος της ενέργειας, δW , η οποία περνάει σ' ορισμένο χρόνο, δt , από ορισμένη επιφάνεια, δS , η οποία είναι κάθετη στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος προς το γινόμενο του χρόνου επί την επιφάνεια. Δηλαδή, είναι

$$I = \frac{\delta W}{\delta S \cdot \delta t} \quad (10)$$

Ας θεωρήσουμε κύλινδρο διατομής δS και μήκους δL του οποίου ο άξονας είναι παράλληλος προς τη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Αν το μήκος του κυλίνδρου διατρέχεται από το κύμα σε χρόνο δt , θα είναι $\delta L = u\delta t$, όπου u είναι η ταχύτητα διάδοσης του κύματος. Η ενέργεια που περικλείεται μέσα στον κύλινδρο κατά τη χρονική στιγμή t θα είναι $\delta W = E\delta V = E\delta L\delta S$ ή



Σχήμα 9. Κατά τη διάδοση του κύματος παράλληλα προς τον άξονα το κυλίνδρου περνάει από τη βάση του δS , σε χρόνο δt η ενέργεια του κύματος που βρισκόταν κατά μήκος, $\delta L = v \cdot \delta t$, του κυλίνδρου.

$$\delta W = E \cdot v \cdot \delta S \cdot \delta t \quad (11)$$

Αυτή είναι η ενέργεια η οποία θα περάσει την επιφάνεια δS σε χρόνο δt . Από τις σχέσεις (10), (11) προκύπτει ότι :

$$I = E \cdot v \quad (12)$$

Δηλαδή, η ένταση του κύματος είναι ίση με το γινόμενο της πυκνότητας ενέργειας E , επί την ταχύτητα διάδοσης v , του κύματος. Όπως προκύπτει από τις σχέσεις (9), (12) η ένταση, στην περίπτωση αρμονικού κύματος, δίνεται από τη σχέση

$$I = \frac{1}{2} \rho v \omega^2 A^2 \quad (13)$$

Δηλαδή, η ένταση είναι ανάλογη της πυκνότητας του μέσου διάδοσης, της ταχύτητας διάδοσης, του τετραγώνου της συχνότητας και του τετραγώνου του πλάτους του κύματος.

2.3.2 Εξασθένηση των Ελαστικών Κυμάτων με την Απόσταση

Τα πλάτη των ελαστικών κυμάτων ελαττώνονται με την απόσταση. Δηλαδή, τα κύματα αυτά υφίστανται **εξασθένηση** κατά τη διάδοσή τους. Η εξασθένηση αυτή μπορεί να διακριθεί σε **γεωμετρική διασπορά**, η οποία είναι ανεξάρτητη των ιδιοτήτων του μέσου διάδοσης και σε **απόσβεση** των κυμάτων, η οποία εξαρτάται από τις ιδιότητες του μέσου διάδοσης.

α) Γεωμετρική διασπορά των ελαστικών κυμάτων. Έστω ότι η ένταση του κύματος σε αποστάσεις r_0 και R από το σημείο, O , όπου παράγονται σφαιρικά ελαστικά κύματα (τα μέτωπα κύματος είναι σφαίρες κέντρου O) είναι I_0 και I , ενώ το πλάτος του κύματος (μέγιστη τιμή της μεταθέσης) είναι A_0 και A , αντίστοιχα. Η ενέργεια δW που περνάει από τις δύο σφαιρικές επιφάνειες σε χρόνο δt θα είναι η ίδια. Και θα δίνεται από τις σχέσεις $\delta W = I_0 S_0 \delta t = I_0 4\pi r_0^2 \delta t$ και $\delta W = I S \delta t = I 4\pi r^2 \delta t$. Από αυτές προκύπτει ότι

$$I = I_0 r_0^2 \frac{1}{r^2} \quad (14)$$

Από τη σχέση αυτή και την (13) προκύπτει ότι

$$A = A_0 r_0 \frac{1}{r} \quad (15)$$

Παρατηρούμε δηλαδή, ότι λόγω της γεωμετρικής διασποράς, η ένταση μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα του τετραγώνου της απόστασης, ενώ το πλάτος μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με την απόσταση.

β) Απόσβεση των ελαστικών κυμάτων. Κατά τη μελέτη της γεωμετρικής διασποράς των ελαστικών κυμάτων υποθέσαμε ότι η ενέργεια, που περνάει από τις δύο σφαιρικές επιφάνειες σε ορισμένο χρόνο είναι η ίδια, δηλαδή, δεν χάνεται η ελαστική ενέργεια (π. χ. λόγω μετατροπής της σε άλλες μορφές ενέργειας), αλλά απλώς η ένταση ελαττώνεται λόγω κατανομής της ενέργειας σ' όλο και μεγαλύτερο χώρο με την πάροδο του χρόνου. Στην πραγματικότητα, όμως, ένα μέρος της ελαστικής ενέργειας των κυμάτων απορροφάται βαθμιαία από το μέσο διάδοσης και μετατρέπεται σε θερμότητα με συνέπεια οι ταλαντώσεις του εδάφους τελικά να μηδενίζονται. Το φαινόμενο ονομάζεται απόσβεση των ελαστικών κυμάτων.

Ο ακριβής μηχανισμός με τον οποίον η ενέργεια των ελαστικών κυμάτων μετατρέπεται σε θερμότητα δεν είναι γνωστός, αλλά φαινόμενα εσωτερικής τριβής στο στερεό μέσο διάδοσης και ιξώδους τριβής στα ρευστά με τα οποία είναι γεμάτοι οι πόροι των πετρωμάτων συντελούν αποτελεσματικά, μεταξύ άλλων (πιεζοηλεκτρικά και θερμοηλεκτρικά φαινόμενα, δαπάνη ενέργειας για τη δημιουργία νέων επιφανειών κατά τη θραύση των πετρωμάτων, κλπ), στην απόσβεση των ελαστικών κυμάτων.

Εμφανίζονται σημαντικές πειραματικές δυσκολίες κατά τη μελέτη της απόσβεσης των ελαστικών κυμάτων, γιατί οι μετρήσεις στο εργαστήριο μπορούν να γίνουν μόνο σε κύματα σχετικά υψηλών συχνοτήτων σε σχέση με τα κύματα που παρατηρούνται στη φύση και γιατί οι μετρήσεις της απόσβεσης στη φύση επηρεάζονται από απώλειες λόγω άλλων φαινομένων (ανάκλασης, διάθλασης, κλπ).

Όπως και για άλλα φαινόμενα κατά τα οποία έχουμε απώλεια ενέργειας, έτσι και για το φαινόμενο της απόσβεσης των ελαστικών κυμάτων δεχόμαστε ότι η ενέργεια των κυμάτων αυτών μεταβάλλεται εκθετικά με την απόσταση, σε πρώτη προσέγγιση.

Αν I_0 είναι η ένταση σε σημείο Σ κοντά στην εστία του κύματος και I η ένταση σε απόσταση r από το Σ , δεχόμαστε ότι

$$I = I_0 e^{-qr} \quad (16)$$

όπου q είναι ο **συντελεστής απόσβεσης**. Ο συντελεστής αυτός αυξάνεται με τη συχνότητα του κύματος και σε πρώτη προσέγγιση μπορεί να θεωρηθεί ανάλογος της συχνότητας. Αυτός είναι ο λόγος για τον οποίο τα ελαστικά κύματα υψηλής συχνότητας αποσβένονται έντονα με την απόσταση.

Οι σχέσεις (14) και (16) συνδυάζονται, συνήθως, σε μία η οποία έχει τη μορφή

$$I = I_0 \frac{1}{r^2} e^{-qr} \quad (17)$$

Πειραματικά δεδομένα δείχνουν ότι η εξασθένηση των ελαστικών κυμάτων λόγω της γεωμετρικής διασποράς είναι σημαντικότερη από την εξασθένηση λόγω της απόσβεσης για μικρές αποστάσεις και μικρές συχνότητες κυμάτων, ενώ όσο η απόσταση ή η συχνότητα των κυμάτων αυξάνει η εξασθένηση λόγω της απόσβεσης αυξάνει και τελικά (για μεγάλες αποστάσεις ή μεγάλες συχνότητες) είναι αυτή που αποκλειστικά καθορίζει την εξασθένηση.

2.3.3 Ανάκλαση και Διάθλαση των Ελαστικών Κυμάτων

Όταν ελαστικό κύμα συναντήσει μια απότομη μεταβολή στις ελαστικές ιδιότητες του μέσου διάδοσης, μέρος της ενέργειας του θα **ανακλασθεί** και θα παραμείνει στο μέσο που βρίσκεται το αρχικό κύμα και το υπόλοιπο της ενέργειας θα **διαθλασθεί** και θα μπει στο άλλο μέσο, ενώ συγχρόνως αλλάζει η διεύθυνση διάδοσης του διαθλώμενου αυτού κύματος. Τόσο η ανάκλαση όσο και η διάθλαση είναι φαινόμενα τα οποία έχουν πρωταρχική σημασία στη σεισμική διασκόπηση και για το λόγο αυτό θα τα μελετήσουμε λεπτομερώς.

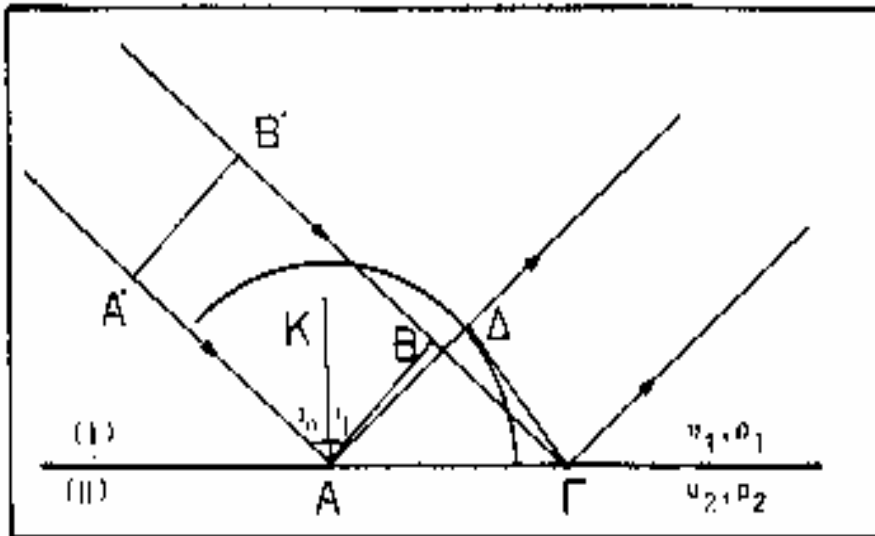
Έστω ότι το μέτωπο AB επίπεδου ελαστικού κύματος προσπίπτει στην επίπεδη διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων, I, II, στα οποία οι ταχύτητες διάδοσης του κύματος είναι v_1 , v_2 , ενώ οι πυκνότητες των δύο μέσων είναι ρ_1 , ρ_2 , αντίστοιχα (σχ.10,11). Όταν το μέτωπο κύματος συναντήσει τη διαχωριστική επιφάνεια, κάθε κοινό σημείο του μετώπου κύματος και της διαχωριστικής επιφάνειας θα γίνει εστία δευτερογενών κυμάτων, σύμφωνα με την αρχή του Huygens. Ορισμένα από τα κύματα αυτά θα διαδοθούν στο πρώτο μέσο (ανακλώμενα κύματα) ενώ άλλα θα διαδοθούν στο δεύτερο μέσο (διαθλώμενα κύματα).

2.3.3.1 Ανάκλαση των ελαστικών κυμάτων

Ας μελετήσουμε πρώτα τα ανακλώμενα κύματα με βάση την αρχή του Huygens. Έστω ότι το σημείο B του μετώπου κύματος θα συναντήσει τη διαχωριστική επιφάνεια στο σημείο Γ σε χρόνο t μετά τη χρονική στιγμή που το A συνάντησε τη διαχωριστική επιφάνεια (σχ.10). Κατά το χρόνο αυτό t , τα δευτερογενή κύματα που παράγονται στο A και επιστρέφουν στο πρώτο μέσο I, θα έχουν φθάσει σε ημιπεριφέρεια ακτίνας $A\Delta = v_1 t$ και γι' αυτό το νέο μέτωπο κύματος κατά το χρόνο αυτό θα είναι η εφαπτομένη, $\Gamma\Delta$, που φέρεται από το σημείο Γ στην ημιπεριφέρεια αυτή. Θα είναι $B\Gamma = v_1 t = A\Delta$, με συνέπεια τα ορθογώνια τρίγωνα ABΓ και AΔΓ να είναι ίσα και $\angle B\Lambda\Gamma = \angle A\Gamma\Delta$. Αλλά $\angle B\Lambda\Gamma = i_0$, όπου i_0 είναι η **γωνία πρόσπτωσης** και $\angle A\Gamma\Delta = i_1$ όπου i_1 είναι η **γωνία ανάκλασης**, επειδή οι γωνίες αυτές έχουν τις πλευρές κάθετες μεταξύ τους. Συνεπώς,

$$i_0 = i_1 \quad (18)$$

Η σχέση αυτή εκφράζει το γνωστό **νόμο της ανάκλασης**, σύμφωνα με τον οποίον «**Η γωνία πρόσπτωσης είναι ίση με τη γωνία ανάκλασης**».



Σχήμα 10. Εφαρμογή της αρχής του Huygens για την απόδειξη του νόμου της ανάκλασης.

Στην περίπτωση κατά την οποία έχουμε κάθετη πρόσπτωση ($i_0 = i_1 = 0$) ο λόγος του πλάτους, A_1 , του ανακλώμενου κύματος προς το πλάτος A_0 , του προσπίπτοντος κύματος δίνεται από τη σχέση

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1}{\rho_2 u_2 + \rho_1 u_1} \quad (19)$$

Το τετράγωνο του λόγου αυτού δίνει, σύμφωνα με την (9), το λόγο της ανακλώμενης ενέργειας, E_1 , προς την προσπίπτουσα ενέργεια, E_0 , και ονομάζεται **συντελεστής ανάκλασης, R**. Δηλαδή, είναι $R = E_1/E_0$ ή

$$R = \frac{(\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1)^2}{(\rho_2 u_2 + \rho_1 u_1)^2} \quad (20)$$

Το γινόμενο της ταχύτητας διάδοσης του κύματος επί την πυκνότητα του μέσου διάδοσης του κύματος, ρu , λέγεται **ακουστική αγωγιμότητα** του μέσου, ενώ ο λόγος $\delta = \rho_1 u_1 / \rho_2 u_2$ λέγεται **αντίθεση ακουστικής αγωγιμότητας** των δύο μέσων. Από τη σχέση (20) προκύπτει ότι

$$R = \frac{(\delta - 1)^2}{(\delta + 1)^2} \quad (21)$$

Δηλαδή, ο συντελεστής ανάκλασης εξαρτάται από την αντίθεση της ακουστικής αγωγιμότητας των δύο μέσων και είναι ανεξάρτητος από το αν το κύμα προσπίπτει στη διαχωριστική επιφάνεια από το μέσο I ή από το μέσο II.

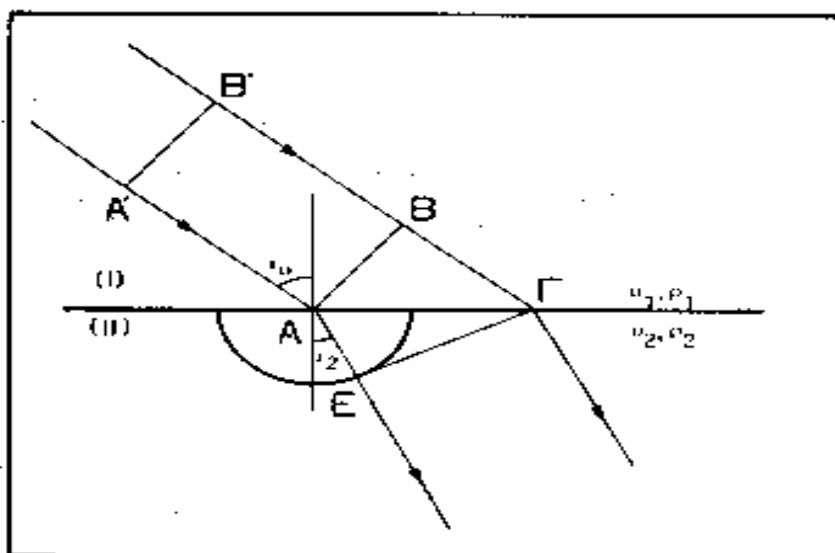
Επειδή οι ταχύτητες των ελαστικών κυμάτων στα πετρώματα της Γης μεταβάλλονται περισσότερο από τις πυκνότητες, ο συντελεστής ανάκλασης εξαρτάται κατά κύριο λόγο από την αντίθεση στις ταχύτητες.

2.3.3.2 Διάθλαση των ελαστικών κυμάτων

Ας θεωρήσουμε τα δευτερογενή κύματα που παράγονται στο σημείο Α και διαδίδονται στο μέσο ΙΙ, δηλαδή, τα διαθλώμενα ελαστικά κύματα (σχ.11). Κατά το χρόνο Ι που το κύμα διέτρεξε στο μέσο Ι την απόσταση ΒΓ = $v_1 t$ τα δευτερογενή κύματα που παράγονται στο Α και διαδίδονται στο μέσο ΙΙ, δηλαδή τα διαθλώμενα κύματα, θα έχουν φθάσει σε ημιπεριφέρεια ακτίνας ΑΕ = $v_2 t$ και το νέο μέτωπο κύματος κατά το χρόνο αυτό t, θα είναι η εφαπτομένη ΓΕ που φέρεται από το σημείο Γ στην περιφέρεια αυτή. Θα είναι ΒΓ = ΑΓημί₁ και ΑΕ = ΑΓημί₂. Συνεπώς, $v_1 t = ΑΓημί_1 = ΑΓημί_1$, και $v_2 t = ΑΓημί_2$. Αν διαιρέσουμε τις δύο αυτές σχέσεις κατά μέλη, βρίσκουμε ότι

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\eta\mu\acute{\iota}_1}{\eta\mu\acute{\iota}_2} \quad (22)$$

Αυτή εκφράζει το γνωστό νόμο του Snell.



Σχήμα 11. Εφαρμογή της αρχής του Huygens για την απόδειξη του νόμου της διάθλασης δηλαδή, του νόμου του Snell.

Από το νόμο αυτόν προκύπτει ότι όταν η v_2 είναι μικρότερη από την v_1 τότε και η γωνία i_2 είναι μικρότερη από την i_1 δηλαδή, η διαθλώμενη ακτίνα πλησιάζει προς την κάθετη στην επιφάνεια σε σχέση με την προσπίπτουσα. Αν, όμως, η v_2 είναι μεγαλύτερη από την v_1 η διαθλώμενη ακτίνα απομακρύνεται από την κάθετη και η i_2 γίνεται 90° όταν η i_1 αποκτήσει ορισμένη τιμή i_c , η οποία δίνεται από τη σχέση

$$\eta\mu\acute{\iota}_c = \frac{v_1}{v_2} \quad (23)$$

Η γωνία i_c , λέγεται **ορική γωνία** και αντιστοιχεί στην γωνία πρόσπτωσης για την οποία η διαθλώμενη ακτίνα είναι παράλληλη προς τη διαχωριστική

επιφάνεια. Για γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες της i_c δεν πραγματοποιείται, στην περίπτωση αυτή ($v_2 > v_1$), διάθλαση και έχουμε **ολική ανάκλαση**.

Στην περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης του κύματος στην επιφάνεια ($i_0 = i_1 = 0$) ο λόγος του πλάτους, A_2 , του διαθλώμενου κύματος προς το πλάτος, A_0 , του προσπίπτοντος κύματος δίνεται από τη σχέση

$$\frac{A_2}{A_0} = \frac{2\rho_1 v_1}{\rho_2 v_2 + \rho_1 v_1} \quad (24)$$

Το τετράγωνο του λόγου αυτού δίνει το λόγο της διαθλώμενης ενέργειας E_2 , προς την προσπίπτουσα ενέργεια, E_0 και ονομάζεται συντελεστής διάδοσης, T . Δηλαδή, είναι

$$T = \frac{E_2}{E_0} = \frac{4\delta}{(\delta + 1)^2} \quad (25)$$

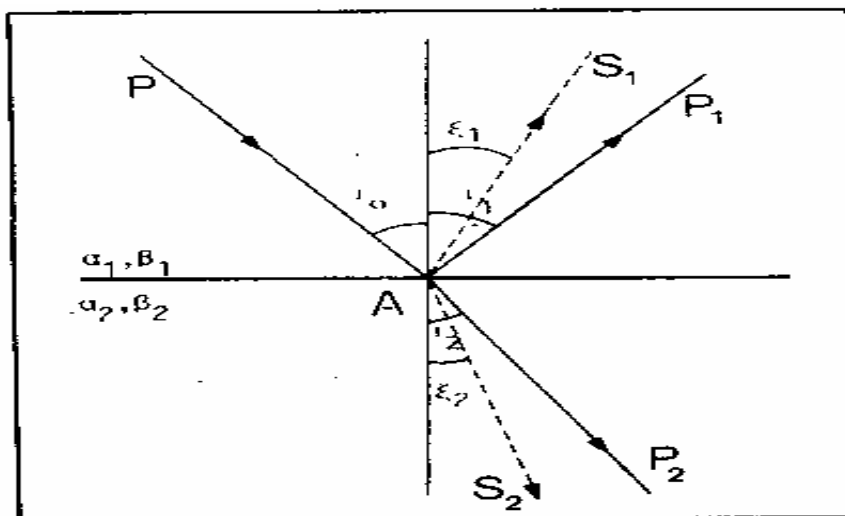
Από τις σχέσεις (21), (25) προκύπτει ότι

$$R + T = 1 \quad (26)$$

Δηλαδή, το άθροισμα του συντελεστή ανάκλασης και του συντελεστή διάδοσης είναι ίσο με τη μονάδα.

2.3.4 Γενικευμένος νόμος του Snell

Κατά την πρόσπτωση επιμήκους κύματος στη διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων, τα σημεία της επιφάνειας αυτής γίνονται εστίες τόσο επιμηκών ανακλώμενων και διαθλώμενων κυμάτων όσο και εγκάρσιων ανακλώμενων και διαθλώμενων κυμάτων. Έστω ότι σεισμική ακτίνα επιμήκους κύματος, P , προσπίπτει σε σημείο, A , της διαχωριστικής επιφάνειας των δύο μέσων (σχήμα 10). Στο σημείο αυτό θα παραχθεί μια ανακλώμενη σεισμική ακτίνα επιμήκους κύματος P_1 , μία ανακλώμενη σεισμική ακτίνα εγκάρσιου κύματος S_1 , μία διαθλώμενη σεισμική ακτίνα επιμήκους κύματος P_2 και μία διαθλώμενη σεισμική ακτίνα εγκάρσιου κύματος S_2 (σχ.12).



Σχήμα 12. Γενικευμένος νόμος του Snell.

Αν οι σεισμικές ακτίνες των κυμάτων P, P₁, S₁, P₂, S₂ σχηματίζουν γωνίες i₀, i₁, ξ₁, i₂, ξ₂ αντίστοιχα, με την κάθετη στη διαχωριστική επιφάνεια και οι ταχύτητες των επιμηκών κυμάτων στα δύο μέσα είναι α₁, α₂, ενώ οι αντίστοιχες ταχύτητες των εγκάρσιων κυμάτων είναι β₁, β₂, ισχύουν οι σχέσεις

$$\frac{\alpha_1}{\eta\mu i_0} = \frac{\alpha_1}{\eta\mu i_1} = \frac{\beta_1}{\eta\mu \xi_1} = \frac{\alpha_2}{\eta\mu i_2} = \frac{\beta_2}{\eta\mu \xi_2} \quad (27)$$

Οι σχέσεις αυτές εκφράζουν το γενικευμένο νόμο του Snell, ο οποίος ορίζει ότι :
«Τα ημίτονα των γωνιών που σχηματίζουν οι σεισμικές ακτίνες με την κάθετη στη διαχωριστική επιφάνεια δύο μέσων είναι ανάλογα των αντίστοιχων ταχυτήτων διάδοσης των κυμάτων».

Ο γενικευμένος νόμος του Snell ισχύει βέβαια και στην περίπτωση που το κύμα το οποίο προσπίπτει στη διαχωριστική επιφάνεια είναι εγκάρσιο κύμα και υπάρχουν όχι μόνο εγκάρσια αλλά και επιμήκη ανακλώμενα και διαθλώμενα κύματα.

Είναι φανερό ότι τόσο ο νόμος της ανάκλασης, που εκφράζεται με τη σχέση (18), όσο και ο νόμος της διάθλασης που, εκφράζεται με τη σχέση (22), αποτελούν μερικές περιπτώσεις του γενικευμένου νόμου του Snell που εκφράζεται με την (27).

2.3.5 Περίθλαση των Ελαστικών Κυμάτων

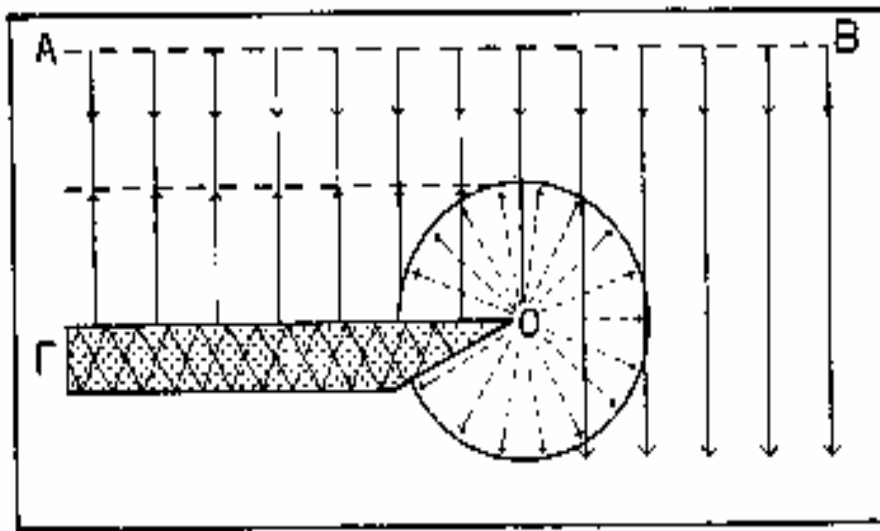
Οι νόμοι της ανάκλασης και διάθλασης των ελαστικών κυμάτων, που αναφέραμε παραπάνω, ισχύουν μόνο στην περίπτωση κατά την οποία η διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων (επιφάνεια αντίθεσης ακουστικής αγωγιμότητας) έχει μικρή καμπυλότητα και είναι σχετικά ομαλή (δεν υπάρχουν ασυνέχειες, κλπ). Όταν όμως, τα ελαστικά κύματα προσπίπτουν σε ασυνεχείς επιφάνειες ή επιφάνειες των οποίων οι ακτίνες καμπυλότητας είναι μικρότερες από το μήκος κύματος του ελαστικού κύματος που τις συναντάει (γωνιακές δομές, κλπ), τότε, δεν ισχύουν πια οι νόμοι της ανάκλασης και διάθλασης.

Κατά την πρόσπτωση των ελαστικών κυμάτων σε τέτοιες ανώμαλες δομές, αυτές γίνονται δευτερογενείς εστίες ακτινικής ακτινοβολίας ελαστικών κυμάτων με συνέπεια να φθάνουν κύματα και σε περιοχές όπου δεν αναμένονται σύμφωνα με τη θεωρία της ανάκλασης και διάθλασης. Το φαινόμενο αυτό λέγεται περίθλαση των ελαστικών κυμάτων.

Συνηθισμένες πηγές ελαστικών κυμάτων περίθλασης στη σεισμική διασκόπηση αποτελούν τα άκρα ρηγματωμένων στρωμάτων και μεμονωμένα αντικείμενα τα οποία βρίσκονται μέσα σε ομογενή στρώματα.

Στο σχήμα 13 παριστάνεται γραφικά η περίθλαση κύματος στο άκρο. Ο, ρηγματωμένου στρώματος, ΟΓ. Επίπεδο κύμα μετώπου ΑΒ προσπίπτει κάθετα στο στρώμα όπου ανακλάται ολοκληρωτικά (συντελεστής ανάκλασης R = 1), ενώ το άκρο Ο γίνεται εστία ακτινικής ακτινοβολίας περιθλώμενων κυμάτων. Δεξιά του σημείου Ο θα φθάνουν τόσο τα απευθείας όσο και τα περιθλώμενα, ενώ κάτω από το στρώμα φθάνουν μόνο περιθλώμενα κύματα. Είναι φανερό ότι η εμφάνιση των κυμάτων κάτω από το στρώμα δε μπορεί να ερμηνευθεί με τη θεωρία της ανάκλασης και διάθλασης.

Φάσεις περίθλασης εμφανίζονται συχνά στα εγγραφήματα κατά τη σεισμική διασκόπηση και είναι, συνήθως, δύσκολο να διακριθούν από τις φάσεις ανάκλασης και διάθλασης.



Σχήμα 13. Περίθλαση κύματος που προκαλείται στο άκρο O, ρηγματωμένου στρώματος OG (Kearey and Brooks 1984).

2.3.6 Ταχύτητες Διάδοσης των Ελαστικών Κυμάτων

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει οι ταχύτητες των επιμηκών κυμάτων είναι αυτές που κατά κύριο λόγο ενδιαφέρουν τη σεισμική διασκόπηση, γιατί αυτές μπορούν να μετρηθούν με σημαντική ακρίβεια. Από τη σχέση (1) προκύπτει ότι η ταχύτητα των επιμηκών κυμάτων σε ελαστικό και ισότροπο μέσο εξαρτάται από τις ελαστικές σταθερές (λ , μ) και την πυκνότητα (ρ). Οι τιμές των ελαστικών σταθερών καθορίζονται από ενδομοριακές δυνάμεις και για αυτό δεν επηρεάζονται σημαντικά από την πίεση, ενώ η πυκνότητα επηρεάζεται έντονα από την πίεση.

Επειδή, τόσο η πίεση όσο και η πυκνότητα αυξάνεται με το βάθος μέσα στη Γη, αναμένεται, σύμφωνα με τη σχέση (1), ελάττωση της ταχύτητας διάδοσης των επιμηκών κυμάτων με το βάθος. Συμβαίνει, όμως, ακριβώς το αντίθετο. Η ταχύτητα αυξάνει όταν αυξάνει η πυκνότητα αλλά και με το βάθος μέσα στη Γη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι αυξάνονται έντονα οι ελαστικές σταθερές (λ , μ) με το βάθος.

Στο σχήμα 14 δίνονται οι γραφικές παραστάσεις της ταχύτητας των επιμηκών και των εγκάρσιων κυμάτων σε συνάρτηση με την πυκνότητα, όπως προέκυψαν από εργαστηριακά κυρίως δεδομένα για ιζήματα και ιζηματογενή πετρώματα και για μεταμορφωμένα και εκρηξιγενή πετρώματα. Παρατηρούμε ότι για μεταβολή της πυκνότητας μεταξύ 1 gr/cm^3 και 3 gr/cm^3 , η ταχύτητα των επιμηκών κυμάτων μεταβάλλεται μεταξύ $1,5 \text{ Km/sec}$ και 7 Km/sec .

Ένα ουσιαστικό γνώρισμα που διακρίνει τα πετρώματα της Γης από ομογενή υλικά είναι το ότι τα πετρώματα έχουν κοκκώδη δομή με σημαντικά κενά (πόρους) μεταξύ των κόκκων. Έτσι, το πορώδες φ ενός πετρώματος, δηλαδή, ο λόγος του όγκου των πόρων του πετρώματος προς τον συνολικό του όγκο καθορίζει την ταχύτητα διάδοσης των κυμάτων μέσα στο πέτρωμα αυτό σε σημαντικό βαθμό. Έχει δειχθεί

(Wyllie et al 1958) ότι η ταχύτητα, α , των επιμηκών κυμάτων σε πέτρωμα του οποίου το πορώδες είναι ϕ δίνεται από τη σχέση

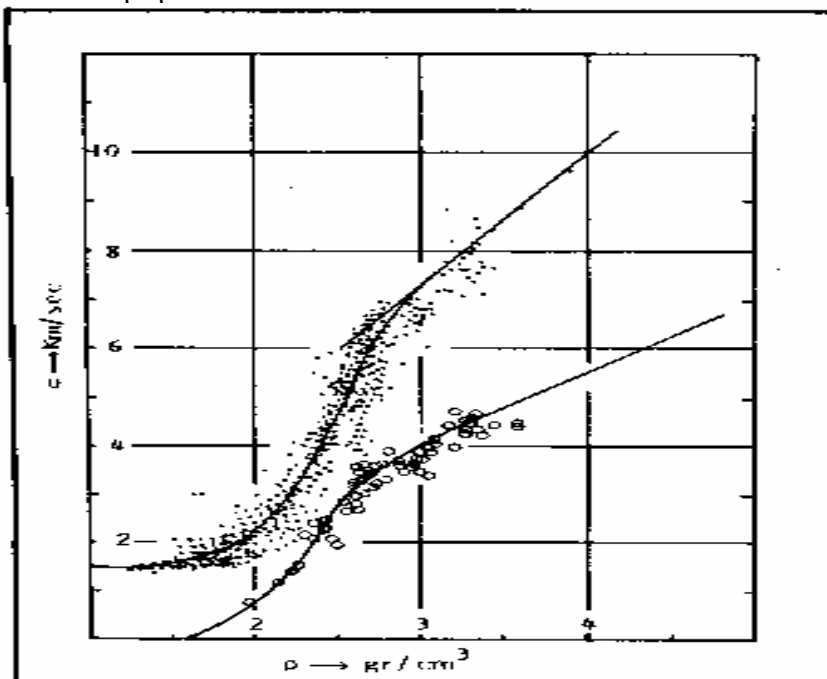
$$\frac{1}{\alpha^2} = \frac{\phi}{\alpha_f^2} + \frac{1-\phi}{\alpha_m^2} \quad (28)$$

όπου α_f είναι η ταχύτητα διάδοσης του κύματος μέσα στο ρευστό (υγρό, αέριο) με το οποίο είναι γεμάτοι οι πόροι του πετρώματος και α_m η ταχύτητα διάδοσης του κύματος μέσα στο πέτρωμα όταν αυτό δεν έχει πόρους.

Η έντονη εξάρτηση της ταχύτητας από το πορώδες ισχύει βέβαια για πετρώματα των οποίων το πορώδες είναι σημαντικό, όπως είναι οι ψαμμίτες, αργιλικό σχιστόλιθοι, ορισμένα είδη χαλαρών ασθρολιθών και οι άργιλοι. Όμως, τα περισσότερα εκρηξιγενή και μεταμορφωμένα πετρώματα και οι συμπαγείς ασβεστόλιθοι, οι δολομίτες και οι εβαπορίτες έχουν πολύ μικρό πορώδες και για το λόγο αυτό η ταχύτητα διάδοσης των ελαστικών κυμάτων μέσα στα πετρώματα αυτά εξαρτάται αποκλειστικά σχεδόν από τις ελαστικές ιδιότητες των ορυκτών που συνθέτουν τα πετρώματα αυτά.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι η ταχύτητα διάδοσης των ελαστικών κυμάτων στη Γη είναι πολύπλοκη συνάρτηση πολλών παραγόντων. Μπορούμε, όμως, να πούμε ότι οι ταχύτητες διάδοσης των ελαστικών κυμάτων μέσα στα πετρώματα του φλοιού της Γης εξαρτάται από το είδος του πετρώματος (ορυκτά που το συνθέτουν, πορώδες), από την ηλικία του και από το βάθος που βρίσκεται μέσα στη Γη.

Στον πίνακα (3) δίνονται τα διαστήματα τιμών των ταχυτήτων διάδοσης των επιμηκών κυμάτων σε διάφορα είδη πετρωμάτων. Παρατηρούμε ότι γενικά οι ταχύτητες στα εκρηξιγενή και μεταμορφωμένα πετρώματα είναι μεγαλύτερες από τις ταχύτητες στα ιζηματογενή πετρώματα. Εξαιρετικά μικρές ταχύτητες (0,2-1 Km/sec) παρατηρούνται στα μη συνεκτικά υλικά που συνήθως συνθέτουν το εντελώς επιφανειακό στρώμα του φλοιού της Γης, το οποίο έχει συνήθως πάχος από 4m μέχρι 50m και δημιουργεί σοβαρά προβλήματα στην ερμηνεία των δεδομένων παρατήρησης στη σεισμική διασκόπηση.



Σχήμα 14. Ταχύτητες των επιμηκών κυμάτων (πάνω) και των εγκάρσιων κυμάτων (κάτω) σε συνάρτηση με την πυκνότητα (Nafe 1970).

Η εξάρτηση της ταχύτητας των επιμηκών κυμάτων από την ηλικία T , και το βάθος z , των ιζηματογενών πετρωμάτων (ψαμμίτες, αργιλικόι σχιστόλιθοι) εκφράζεται με τη σχέση

$$\alpha = K (zT)^{1/6} \quad (29)$$

όπου K είναι σταθερά της οποίας η τιμή είναι 46,5 όταν το z μετριέται σε μέτρα, η T σε χρόνια και η ταχύτητα σε μέτρα ανά δευτερόλεπτο.

| ΙΖΗΜΑΤΟΓΕΝΗ | α(Km/sec) |
|-----------------------------------|------------------------------------|
| Άμμος (ξηρή) | 0,2 - 1,0 |
| Άμμος (υγρή) | 1,5 - 2,0 |
| Άργιλος | 1,0 - 2,5 |
| Ψαμμίτης (Τριτογενής) | 2,0 - 2,5 |
| Ψαμμίτης (Λιθανθρακοφόρος) | 4,0 - 4,5 |
| Ασβεστόλιθος (Κρητιδικός) | 2,0 - 2,5 |
| Ασβεστόλιθος (Λιθανθρακοφόρος) | 5,0 - 5,5 |
| Ανυόριτης | 4,5 - 6,5 |
| ΠΥΡΙΓΕΝΗ ΚΑΙ ΜΕΤΑΜΟΡΦΩΜΕΝΑ | |
| Γρανίτης | 5,5 - 6,0 |
| Συμπαντίτης | 5,5 - 6,5 |
| Γάβρος | 6,5 - 7,0 |
| Υπερβασικά | 7,5 - 8,5 |

Πίνακας 3. Ταχύτητες των επιμηκών κυμάτων σε διάφορα πετρώματα της Γης.

2.3.7 Τρόποι Παραγωγής των Ελαστικών Κυμάτων στη Σεισμική Διασκόπηση

Η πηγή των ελαστικών κυμάτων που παράγονται τεχνητά για τους σκοπούς της σεισμικής διασκόπησης είναι ένας περιορισμένος χώρος μέσα στον οποίον γίνεται απότομη απελευθέρωση ενέργειας. Η ενέργεια αυτή προκαλεί έντονη μεταβολή του πεδίου των τάσεων στη γύρω περιοχή με συνέπεια τη δημιουργία ελαστικών κυμάτων τα οποία διαδίδονται μέσα στα επιφανειακά στρώματα του φλοιού της Γης για να φθάσουν στην επιφάνεια της και να καταγραφούν από κατάλληλα όργανα. Συνήθως, στις πηγές αυτές παράγονται κατά προτίμηση επιμήκη ελαστικά κύματα τα οποία κυρίως χρησιμοποιούνται στη σεισμική διασκόπηση.

Υπάρχουν διάφοροι τρόποι τεχνητής παραγωγής ελαστικών κυμάτων ανάλογα με τις συνθήκες που επικρατούν στην περιοχή (ξηρά, θάλασσα, κλπ) και τον επιδιωκόμενο σκοπό (βαθιά ή επιφανειακή διασκόπηση, διασκόπηση πετρελαίου ή

μεταλλευμάτων, κλπ). Αναφέρονται εδώ οι περισσότερο χρησιμοποιούμενες πηγές ελαστικών κυμάτων.

α) Τεχνητές εκρήξεις. Οι τεχνητές εκρήξεις με δυναμίτη ή με άλλες εκρηκτικές ύλες ήταν η αποκλειστική σχεδόν πηγή των ελαστικών κυμάτων για τους σκοπούς της σεισμικής διασκόπησης μέχρι το 1953 και εξακολουθούν ακόμα να χρησιμοποιούνται σε μεγάλο βαθμό.

Οι τεχνητές εκρήξεις πραγματοποιούνται, συνήθως, σ' ορισμένο βάθος μέσα στο έδαφος σε τρύπες για να υπάρχει ισχυρή σύζευξη με τα πετρώματα ώστε μεγάλο ποσοστό της ενέργειας της έκρηξης να μετατρέπεται σε ελαστικά κύματα και να μη προκαλείται ζημιά στην επιφάνεια του εδάφους.

Οι εκρήξεις αποτελούν σχετικά φτηνή πηγή ενέργειας ελαστικών κυμάτων και δίνουν κύματα σχετικά μεγάλου φάσματος συχνοτήτων. Έχουν, επίσης, το πλεονέκτημα ότι η διάρκεια του σήματος που παράγουν είναι πολύ μικρή, γιατί η διάρκεια της έκρηξης είναι μικρή. Όμως, επειδή οι εκρηκτικές ύλες είναι επικίνδυνες, δημιουργούνται προβλήματα αποθήκευσης και μεταφοράς και απαιτούνται ειδικές άδειες και σχετική γραφειοκρατική εργασία. Παρουσιάζουν, επίσης, το μειονέκτημα ότι η πειραματική εργασία είναι χρονοβόρα, γιατί πρέπει να γίνουν τρύπες στο έδαφος. Πέρα απ' αυτά, δε μπορεί μ' αυτές να παραχθούν επαναλαμβανόμενα πανομοιότυπα ελαστικά κύματα που απαιτούν ορισμένες μοντέρνες τεχνικές επεξεργασίας σεισμικών δεδομένων κατά την εφαρμογή της μεθόδου της σεισμικής ανάκλασης.

Οι τεχνητές εκρήξεις στη θάλασσα παρουσιάζουν το πρόσθετο μειονέκτημα ότι το αέριο που απελευθερώνεται δημιουργεί **φουσαλίδα υψηλής πίεσης** η οποία ταλαντώνεται, με συνέπεια να αυξάνεται υπέρμετρα η διάρκεια του σήματος. Για το λόγο αυτό, οι εκρήξεις αυτές γίνονται κατά προτίμηση κοντά στην επιφάνεια της θάλασσας ώστε το αέριο της φουσαλίδας να φεύγει στην ατμόσφαιρα.

β) Άλλες πηγές ελαστικών κυμάτων στην ξηρά. Άλλες πηγές ενέργειας παραγωγής ελαστικών κυμάτων για τη σεισμική διασκόπηση στην ξηρά, εκτός από τις εκρήξεις, έχουν χρησιμοποιηθεί κατά τις τελευταίες τρεις δεκαετίες. Η ενέργεια σ' αυτές παράγεται στην επιφάνεια της Γης με απλά μηχανικά κτυπήματα που προκαλούνται στο έδαφος (π.χ. με πτώση βάρους ή με εκτόνωση αερίου) ή με διαδοχικά περιοδικά κτυπήματα του εδάφους. Από τα πιο γνωστά όργανα της πρώτης κατηγορίας είναι ο Thumper (πτώση βάρους) και ο Dinoseis (εκτόνωση αερίου) και της δεύτερης κατηγορίας (παραγωγή περιοδικών εδαφικών δονήσεων) ο Vibroseis.

Οι πηγές αυτές ενέργειας ελαστικών κυμάτων έχουν διάφορα πλεονεκτήματα, σε σχέση με τις τεχνητές εκρήξεις, μεταξύ των οποίων είναι το ότι δεν προκαλούν βλάβες στην επιφάνεια του εδάφους, δεν απαιτούν οικονομική δαπάνη για τρύπες στο έδαφος και δεν υπάρχουν προβλήματα απρόβλεπτων εκρήξεων.

Ο Thumper αποτελείται από τετραγωνική μάζα σιδήρου τριών τόνων η οποία μεταφέρεται με φορτηγό αυτοκίνητο και πέφτει από ύψος 3 m. Η μάζα συλλέγεται γρήγορα για να χρησιμοποιηθεί αμέσως πάλι καθώς το αυτοκίνητο μετακινείται σε νέα θέση. Χρησιμοποιούνται, συνήθως, περισσότερες μονάδες για να κερδίζεται χρόνος. Σήμερα η παραγωγή ελαστικών κυμάτων με πτώση βάρους γίνεται μόνο σε περιοχές (ερημικές, κλπ) όπου τα ογκώδη οχήματα μπορούν να μετακινηθούν εύκολα.

Ο Dinoseis αποτελείται από θάλαμο ο οποίος περιέχει εκρηκτικό αέριο (π.χ. προπάνιο και οξυγόνο) και είναι τοποθετημένος στο κάτω μέρος φορτηγού αυτοκινήτου. Η κάτω πλευρά του θαλάμου αποτελείται από οριζόντια πλάκα η οποία μπορεί να μετακινείται κατά την κατακόρυφη διεύθυνση. Κατά την πραγματοποίηση του πειράματος μετακινείται η πλάκα προς τα κάτω ώστε να βρίσκεται σε επαφή με το έδαφος και με ηλεκτρική εκκένωση πραγματοποιείται έκρηξη στο αέριο με

συνέπεια την έντονη εκτόνωση του και την εξάσκηση ισχυρής πίεσης στο έδαφος μέσα από την πλάκα. Για να αυξηθεί η ενέργεια, πραγματοποιείται σύγχρονο πείραμα με τρεις ή τέσσερις μονάδες, οι οποίες μπορεί να βρίσκονται και σε ορισμένη απόσταση μεταξύ τους, με συνέπεια το πλάτος του σήματος να αυξάνει. Η δυνατότητα αυτή αποτελεί και το πλεονέκτημα του Dinoseis σε σχέση με τον Thumper. Όμως και η μονάδα αυτή παρουσιάζει το μειονέκτημα ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο σε σχετικά ανοικτές περιοχές λόγω του μεγάλου όγκου της.

Ο Vibroseis είναι μια μονάδα η οποία παράγει ταλαντώσεις (συνήθως με υδραυλικό τρόπο) μικρού πλάτους και συνεχώς αυξανόμενης συχνότητας, οι οποίες μεταφέρονται στο έδαφος μέσα από μια χαλύβδινη τετραγωνική πλάκα που τοποθετείται σταθερά πάνω στο έδαφος. Η μονάδα είναι εγκατεστημένη στο κάτω μέρος φορτηγού αυτοκινήτου. Σε αντίθεση με τους άλλους τρόπους παραγωγής ελαστικών κυμάτων, κατά την εφαρμογή των οποίων επιδιώκεται η παραγωγή σήματος όσο το δυνατόν μικρότερης διάρκειας, στην περίπτωση του Vibroseis το σήμα διαρκεί περίπου 7 δευτερόλεπτα και η συχνότητα του μεταβάλλεται από 6 Hz μέχρι 8 Hz. Τα σήματα αυτά, μετά τη διαδόσή τους στα επιφανειακά στρώματα της Γης, συμβάλλουν (προστίθενται) με συνέπεια η καταγραφή που παίρνουμε να είναι πολύπλοκη. Όμως, με κατάλληλη μεθοδολογία επεξεργασίας των ψηφιακών καταγραφών (συσχέτιση με το αρχικό σήμα που παράγει το όργανο, κλπ) επιτυγχάνεται σήμα μικρής διάρκειας όμοιο με αυτό που παράγεται με τις τεχνητές εκρήξεις. Ο Vibroseis παράγει, με σχετικά εύκολο και γρήγορο τρόπο, επαναλαμβανόμενα όμοια σήματα μικρής ενέργειας. Έχει επίσης το πλεονέκτημα ότι δεν προκαλεί βλάβες στην επιφάνεια της Γης, όπως συμβαίνει με τα εκρηκτικά, και μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σε κατοικημένες περιοχές. Για το λόγο αυτό, η χρησιμοποίησή του συστήματος αυτού επεκτείνεται συνεχώς.

γ) Άλλες πηγές ελαστικών κυμάτων στη θάλασσα. Εκτός από τις τεχνητές εκρήξεις υπάρχουν και διάφορες άλλες πηγές ελαστικών κυμάτων οι οποίες χρησιμοποιούνται κατά τη σεισμική διασκόπηση στη θάλασσα. Αυτές μπορούν να διακριθούν σ' αυτές που παράγουν ταλαντώσεις στο νερό με εκτόξευση αέρα ή νερού (αεροβόλα, υδροβόλα) και σ' αυτές που παράγουν ηχητικά κύματα στο νερό με μετατροπή ηλεκτρικής ενέργειας σε μηχανική (ηλεκτρικός εκκενωτής).

Τα αεροβόλα (AIR GUNS) περιέχουν σε θάλαμο αέρα υπό μεγάλη πίεση (10-15 MPa) ο οποίος εκτονώνεται στο νερό και προκαλεί δονήσεις. Υπάρχουν αεροβόλα διαφόρων διαστάσεων ώστε να μπορεί να επιτευχθεί η παραγωγή κυμάτων διαφόρων συχνοτήτων και ενεργειών. Υπάρχει και στην περίπτωση αυτή το πρόβλημα της εμφάνισης της φυσαλίδας υψηλής πίεσης, της οποίας η ταλάντωση έχει σα συνέπεια την αύξηση της διάρκειας του σήματος, αλλά οι συνέπειες της ελαττώνονται με διάφορες τεχνικές, όπως είναι η ελάττωση του ρυθμού εκτόνωσης του αέρα, η χρησιμοποίηση σειράς αεροβόλων με συνέπεια την ενίσχυση του σήματος και την αλληλοαναίρεση του αποτελέσματος των φυσαλίδων.

Στα **υδροβόλα** (water guns), συμπιεσμένος αέρας κινεί έμβολο το οποίο εκτοξεύει νερό μέσα στη θάλασσα με μεγάλη ταχύτητα ώστε να προκαλεί έντονη ταλάντωση στο θαλασσινό νερό και τη γένεση ελαστικών κυμάτων. Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει φυσαλίδα αέρα με υψηλή πίεση και έτσι τα παραγόμενα κύματα είναι μικρής διάρκειας και σε αυτό πλεονεκτούν τα υδροβόλα σε σχέση με τα αεροβόλα.

Ο **ηλεκτρικός εκκενωτής** (Sparkler) είναι από τα πιο γνωστά όργανα τα οποία μετατρέπουν ηλεκτρική ενέργεια σε ακουστική μέσα στο νερό της θάλασσας. Αυτό γίνεται με απευθείας εκφόρτιση πυκνωτών μεγάλης χωρητικότητας μέσα στο θαλασσινό νερό με σειρά από ηλεκτρόδια. Δημιουργείται έτσι, μια φυσαλίδα πλάσματος και παράγονται ακουστικά κύματα. Οι τάσεις που αναπτύσσονται είναι της τάξης των 4 KV και οι εντάσεις των παραγομένων ρευμάτων της τάξης των 200 A.

Υπάρχουν και άλλα όργανα μετατροπής ηλεκτρικής ενέργειας σε ενέργεια ηχητικών κυμάτων στο νερό με διάφορους μηχανισμούς, όπως είναι ο boomer (με ηλεκτρομαγνητικό μηχανισμό) και ο ringer (με πιεζοηλεκτρικό μηχανισμό).

Οι συχνότητες των τεχνητά παραγόμενων ελαστικών κυμάτων για τη σεισμική διασκόπηση ποικίλουν συνήθως από 1 Hz μέχρι 100 Hz αλλά σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να φθάσουν μέχρι μερικές εκατοντάδες Hz. Έτσι, τα ελαστικά κύματα που παράγονται: α) με εκρήξεις σε φουρνέλα έχουν συχνότητες στο διάστημα 1 Hz - 20 Hz, β) από τον Vibroseis στο διάστημα 10 Hz - 100 Hz, γ) από τα αεροβόλα στο διάστημα 20 Hz - 300 Hz και δ) από τον ηλεκτρικό εκκενωτή στο διάστημα 50 Hz - 1000 Hz.

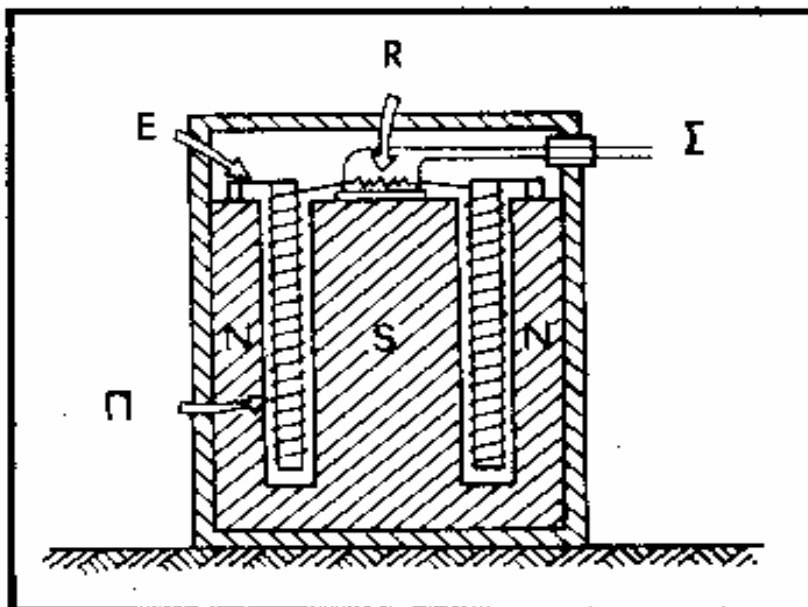
Οι συχνότητες αυτές είναι πολύ μεγαλύτερες από τις συχνότητες των σεισμικών κυμάτων που παράγονται με φυσικό τρόπο κατά την γένεση των σεισμών. Οι συχνότητες των επιμηκών σεισμικών κυμάτων κυμαίνονται μεταξύ 0,5 Hz και 10 Hz των δε επιφανειακών κυμάτων είναι αρκετά μικρότερες.

2.3.8 Όργανα Αναγραφής των Ελαστικών Κυμάτων στη Σεισμική Διασκόπηση.

Τα όργανα που χρησιμοποιούνται στη σεισμική διασκόπηση για την αναγραφή των ελαστικών κυμάτων (εδαφικών κινήσεων) τα οποία παράγονται τεχνητά με τους τρόπους που ήδη αναφέραμε αποτελούνται: από το σύστημα που άμεσα αποκρίνεται στην εδαφική κίνηση και ονομάζεται **γεώφωνο** (για διασκόπηση στην ξηρά) ή **υδρόφωνο** (για διασκόπηση στη θάλασσα), από το σύστημα ενίσχυσης του σήματος εξόδου των γεωφώνων (ή υδροφώνων) το οποίο ονομάζεται **ενισχυτής** και από το σύστημα καταγραφής της σεισμικής κίνησης που ονομάζεται **καταγραφέας**.

2.3.8.1 Γεώφωνο

Τα γεώφωνα που χρησιμοποιούνται αποκλειστικά σχεδόν σήμερα βασίζονται στην ίδια αρχή με τα ηλεκτρομαγνητικά σεισμόμετρα κινούμενου πηνίου. Η αρχή λειτουργίας ενός τέτοιου οργάνου δίνεται στο σχήμα 15. Αποτελείται από ένα μόνιμο μαγνήτη (NSN) ο οποίος συνδέεται στερεά με το υπόβαθρο και από πηνίο (Π) ο σπλισμός του οποίου συνδέεται με το υπόβαθρο με ελατήριο (ελάσματα Ε) για να μπορεί να ταλαντώνεται ελεύθερα κατά την κατακόρυφη διεύθυνση



Σχήμα 15. Αρχή λειτουργίας γεωφώνου (Kearey and Brooks 1984). Δείχνονται ο μαγνήτης (NSN), το πηνίο (Π), το έλασμα εξάρτησης (E), η ηλεκτρική αντίσταση (R) και τα καλώδια (Σ) που συνδέουν το γεωφώνο με τον ενισχυτή.

Όταν τα ελαστικά κύματα φθάνουν στη θέση του γεωφώνου, το έδαφος ταλαντώνεται κατακόρυφα με συνέπεια ο μαγνήτης να πραγματοποιεί την ίδια ακριβώς ταλάντωση, λόγω της στερεάς σύνδεσης του με αυτό, ενώ η ταλάντωση του πηνίου είναι διαφορετική επειδή παρεμβάλλονται τα ελατήρια. Αποτέλεσμα αυτού είναι η σχετική κίνηση μεταξύ πηνίου και μαγνήτη, η μεταβολή της μαγνητικής ροής που περνάει από το πηνίο και η δημιουργία τάσης στα άκρα του (Σ) κατά την κατακόρυφη ταλάντωση του εδάφους (τάση εξόδου του γεωφώνου).

Η τάση εξόδου του γεωφώνου εξαρτάται όχι μόνο από ορισμένα χαρακτηριστικά μεγέθη του γεωφώνου (ένταση του μαγνητικού πεδίου που δημιουργεί ο μαγνήτης, αριθμός σπειρών και διάμετρος του πηνίου) αλλά και από την ταχύτητα του μαγνήτη (δηλαδή του εδάφους) σχετικά με το πηνίο. Η τάση αυτή για τα σύγχρονα ευαίσθητα γεωφώνια είναι της τάξης των 0,5-0,7 Volt για ταχύτητα του εδάφους ίση με 1 cm/sec.

Το σύστημα που ταλαντώνεται σε σχέση με το έδαφος περιλαμβάνει το πηνίο και τον οπλισμό του (μαλακός σίδηρος). Αν το σύστημα αυτό έχει μάζα m και η σταθερά των ελατηρίων είναι k , η **ιδιοσυχνότητα του γεωφώνου**, η οποία αποτελεί σταθερά του οργάνου, δίνεται από τη σχέση

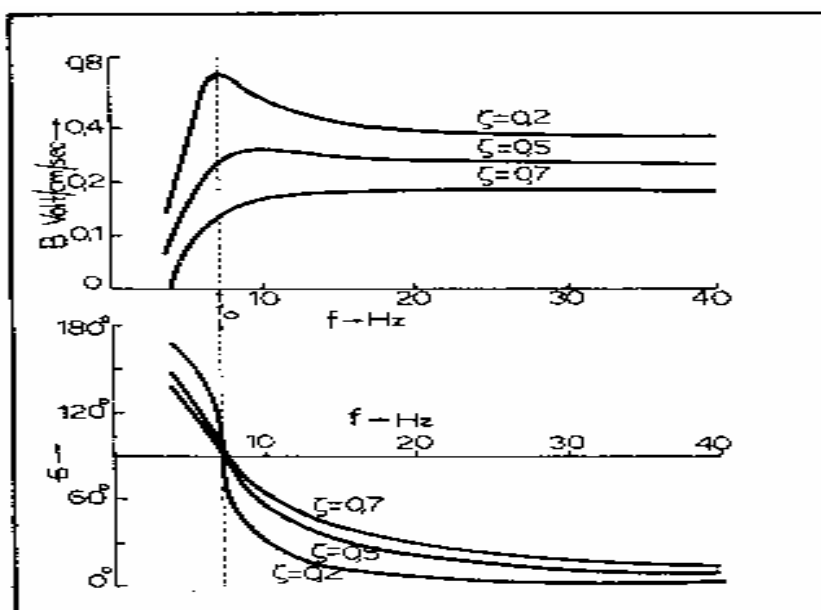
$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (30)$$

Η συχνότητα αυτή είναι 4 Hz - 15 Hz για τα γεωφώνια που χρησιμοποιούνται στη σεισμική ανάκλαση, ενώ για τα γεωφώνια που χρησιμοποιούνται στη σεισμική διάθλαση είναι 1 Hz - 10 Hz.

Για να περιορίζεται κατά το δυνατόν η ιδιοταλάντωση του πηνίου, ώστε η παραγόμενη τάση εξόδου να καθορίζεται αποκλειστικά σχεδόν από την πραγματική κίνηση του εδάφους, εφαρμόζεται στο σύστημα δύναμη ηλεκτρομαγνητικής **απόσβεσης** της ιδιοταλάντωσης του πηνίου. Αυτή οφείλεται στα ρεύματα Foucault, που παράγονται στο μαλακό σίδηρο και στο ρεύμα που διαρρέει εξωτερική αντίσταση (R στο σχήμα 15) η οποία συνδέεται στα άκρα του πηνίου. Η δύναμη απόσβεσης είναι ανάλογη της ταχύτητας της σχετικής κίνησης πηνίου-εδάφους και ο συντελεστής αναλογίας, c , λέγεται **συντελεστής απόσβεσης**. Η τιμή c_0 , του συντελεστή απόσβεσης για την οποία το πηνίο φθάνει στην κατάσταση ηρεμίας στο συντομότερο δυνατό χρόνο λέγεται συντελεστής κρίσιμης απόσβεσης, ενώ ο λόγος $c/c_0 = \zeta$ λέγεται **παράγοντας απόσβεσης**. Όταν είναι $\zeta > 1$, $\zeta = 1$ και $\zeta < 1$ έχουμε **ισχυρή, κρίσιμη και ασθενή απόσβεση**, αντίστοιχα.

Ο λόγος, B , του πλάτους της τάσης εξόδου, V , (σε Volt) προς το πλάτος της ταχύτητας, v , (σε cm/s) του εδάφους εξαρτάται από τη συχνότητα ταλάντωσης του εδάφους, f , από την ιδιοσυχνότητα του γεωφώνου, f_0 , και από τον παράγοντα απόσβεσης του γεωφώνου, ζ . Ο λόγος αυτός ονομάζεται δυναμική μεγέθυνση του γεωφώνου. Εξάλλου, υπάρχει μια διαφορά φάσης, ϕ , μεταξύ της ταχύτητας ταλάντωσης του εδάφους και της τάσης εξόδου, η οποία εξαρτάται από τους ίδιους παράγοντες που

εξαρτάται και ο λόγος B , με συνέπεια να υπάρχει καθυστέρηση ($t = \phi/2\pi f$) του χρόνου που η τάση αποκτάει ορισμένη τιμή σε σχέση προς το χρόνο που πραγματοποιείται η αντίστοιχη κίνηση του εδάφους.



Σχήμα 16. Δυναμική μεγέθυνση, B , του γεωφώνου (πάνω) και διαφορά φάσης, ϕ , μεταξύ ταχύτητας εδάφους και τάσης εξόδου του γεωφώνου (κάτω) σε συνάρτηση με τη συχνότητα ταλάντωσης του εδάφους για τρεις τιμές του παράγοντα απόσβεσης (Telford et al. 1976).

Το πάνω μέρος του σχήματος 16 δίνει τη μεταβολή του λόγου, B , σε συνάρτηση με τη συχνότητα, f , της ταλάντωσης του εδάφους (καμπύλες απόκρισης) για γεωφώνο ιδιοσυχνότητας $f_0 = 7$ Hz και για τρεις τιμές του παράγοντα απόσβεσης ($\zeta = 0,2-0,5-0,7$), ενώ το κάτω μέρος του σχήματος δίνει την αντίστοιχη μεταβολή της διαφοράς φάσης, ϕ .

Παρατηρούμε (πάνω μέρος του σχήματος 16) ότι όταν η τιμή του παράγοντα απόσβεσης είναι μεγάλη (π.χ. 0,7) και η συχνότητα της εδαφικής κίνησης αρκετά μεγαλύτερη της ιδιοσυχνότητας του γεωφώνου, η καμπύλη απόκρισης είναι σχεδόν παράλληλη με τον άξονα των συχνοτήτων, δηλαδή, η B είναι σχεδόν ανεξάρτητη των συχνοτήτων. Αυτό έχει σα συνέπεια οι τιμές της τάσης εξόδου να είναι απλώς πολλαπλάσιες των αντίστοιχων τιμών της ταχύτητας του εδάφους επί ένα σταθερό παράγοντα (τον B) ανεξάρτητο από τις συχνότητες ταλάντωσης του εδάφους, δηλαδή, να μεταβάλλονται οι τιμές της τάσης κατά ανάλογο τρόπο και ομοιόμορφα με τις τιμές της ταχύτητας του εδάφους σε όλο το χρονικό διάστημα που διαρκεί η εδαφική ταλάντωση.

Παρατηρούμε επίσης (κάτω μέρος του σχήματος 16) ότι, όταν ο παράγοντας απόσβεσης είναι μεγάλος (π.χ. 0,7) και η συχνότητα έχει σχετικέ μεγάλη τιμή, η διαφορά φάσης είναι σχεδόν γραμμική συνάρτηση της συχνότητας του εδάφους, πράγμα που έχει σα συνέπεια όλες οι τιμές της τάσης εξόδου να εμφανίζονται χρονικά μετατοπισμένες, σε σχέση με το χρόνο πραγματοποίησης της αντίστοιχης εδαφικής ταλάντωσης, κατά σταθερό χρονικό διάστημα, ανεξάρτητα από τη συχνότητα της εδαφικής ταλάντωσης.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι για σχετικά μεγάλη τιμή του παράγοντα απόσβεσης (π.χ. 0,7) και για σχετικά μεγάλες τιμές της συχνότητας της εδαφικής

ταλάντωσης, σε σχέση με την ιδιοσυχνότητα του γεωφώνου, η μεταβολή της τάσης εξόδου με το χρόνο αποτελεί πιστή εικόνα (μη παραμορφωμένη) της μεταβολής της ταχύτητας της εδαφικής κίνησης με το χρόνο.

Η περιοχή συχνοτήτων των εδαφικών ταλαντώσεων είναι ορισμένη για κάθε πείραμα σεισμικής διασκόπησης. Οι συχνότητες των κυμάτων που οφείλονται σε ανακλάσεις στα επιφανειακά στρώματα της Γης κυμαίνονται μεταξύ 10 Hz και 100 Hz αλλά συνήθως είναι μεγαλύτερες των 20 Hz, ενώ τα κύματα που οφείλονται σε ανακλάσεις στα Βαθύτερα στρώματα έχουν χαμηλότερες συχνότητες, μέχρι 5 Hz. Οι συχνότητες των κυμάτων διάθλασης βρίσκονται μεταξύ 1 Hz και 50 Hz. Συνεπώς, για να πετύχουμε καμπύλη απόκρισης παράλληλη προς τον άξονα των συχνοτήτων (ενίσχυση ανεξάρτητη της συχνότητας του κύματος), πρέπει να κατασκευάσουμε γεώφωνα με μικρή ιδιοσυχνότητα (αυξάνοντας τη μάζα ή ελαττώνοντας τη σταθερά του ελατηρίου, ή με μεγάλο παράγοντα απόσβεσης). Έτσι, η ιδιοσυχνότητα των γεωφώνων που χρησιμοποιούνται στη σεισμική ανάκλαση κυμαίνεται συνήθως μεταξύ 4 Hz και 15 Hz και των γεωφώνων που χρησιμοποιούνται στη σεισμική διάθλαση μεταξύ 1 Hz και 10 Hz, ενώ ο παράγοντας απόσβεσης έχει συνήθως τιμή μεταξύ 0,7 και 1,

Πρέπει όμως, να έχουμε υπόψη μας ότι η επιλογή μικρής ιδιοσυχνότητας για τα γεώφωνα, σε σχέση με τη συχνότητα των ελαστικών κυμάτων καθώς επίσης και η επιλογή μεγάλης τιμής παράγοντα απόσβεσης έχει σα συνέπεια την ελάττωση της ευαισθησίας (μεγέθυνσης) των γεωφώνων. Πρέπει συνεπώς, να επιλέγουμε σταθερές των γεωφώνων ανάλογα με το επιδιωκόμενο αποτέλεσμα. Υπάρχουν π.χ. περιπτώσεις που αδιαφορούμε για την παραμόρφωση της τάσης εξόδου, σε σχέση με την ταχύτητα του εδάφους, και ενδιαφερόμαστε περισσότερο να έχει το γεώφωνο μεγάλη ευαισθησία. Τέτοια είναι η περίπτωση που θέλουμε να έχουμε έντονες τις πρώτες αφίξεις των κυμάτων για να τις διακρίνουμε από το θόρυβο. Αυτό το πετυχαίνουμε εύκολα με ελάττωση του παράγοντα απόσβεσης (π.χ. $\zeta = 0,5$).

2.3.8.2 Υδρόφωνο

Τα υδρόφωνα πίεσης (ή θαλάσσια γεώφωνα) είναι συνήθως πιεζοηλεκτρικού τύπου και τοποθετούνται μέσα στο νερό της θάλασσας σε βάθη μεταξύ 10m και 20m. Αυτά αποτελούνται από κατάλληλο πιεζοηλεκτρικό υλικό (τιτανιούχο Βάριο, κλπ). Όταν στο υλικό αυτό ασκείται πίεση, δημιουργείται διαφορά δυναμικού (ηλεκτρική τάση) μεταξύ των δύο επιφανειών του που είναι κάθετες στη διεύθυνση κατά την οποία ασκείται η πίεση.

Τα υδρόφωνα τοποθετούνται, συνήθως, σε ειδικούς θαλάμους πλαστικού κυλινδρικού καλωδίου (streamers) οι οποίοι είναι γεμάτοι με λάδι και περιέχουν και άλλα όργανα. Η πίεση του νερού, που οφείλεται στα ελαστικά κύματα που παράγονται τεχνητά και διαδίδονται μέσα στο νερό, είναι ανάλογη της ταχύτητας ταλάντωσης των υλικών σημείων του νερού και ασκείται στις πλευρές των υδροφώνων μέσα από τα τοιχώματα του πλαστικού θαλάμου. Δημιουργείται έτσι τάση στα άκρα του γεωφώνου. Η τάση αυτή εξαρτάται από την πίεση και συνεπώς από την ταχύτητα ταλάντωσης των υλικών σημείων του νερού κατά τη διάδοση των ελαστικών κυμάτων.

2.3.8.3 Ενισχυτές

Το σήμα (τάση) εξόδου των γεωφώνων είναι συνήθως πολύ μικρό για να είναι δυνατή η απευθείας αναγραφή του χωρίς προηγούμενη ενίσχυση. Πέρα από το

βασικό αυτό λόγο, υπάρχουν δύο ακόμα σημαντικοί λόγοι για τους οποίους επιβάλλεται η χρησιμοποίηση ενισχυτών του σήματος των γεωφώνων.

Ο δεύτερος λόγος για τον οποίο επιβάλλεται η χρήση ενισχυτών είναι ότι αυτοί φιλτράρουν την έξοδο των γεωφώνων και αυξάνουν έτσι το λόγο του σήματος προς το θόρυβο.

Ο τρίτος λόγος για τον οποίον χρησιμοποιούνται ενισχυτές είναι ότι οι τάσεις εξόδου των γεωφώνων κατά την αναγραφή μιας έκρηξης ποικίλουν εξαιρετικά και δεν είναι δυνατή η αναγραφή διαφόρων σημάτων που καλύπτουν μεγάλο διάστημα πλατών. Το διάστημα δυνατότητας των γεωφώνων, δηλαδή, ο λόγος του μέγιστου προς το ελάχιστο πλάτος του σήματος που μπορούν να ανιχνεύσουν είναι της τάξης του 10^5 ή 100 db ($= 20 \log 10^5$), γιατί η τάση εξόδου στην αρχή, που η εδαφική κίνηση είναι ισχυρή, είναι της τάξης των λίγων δεκάτων του IVolt, ενώ στο τέλος, που η εδαφική κίνηση πλησιάζει το μέγεθος του εδαφικού θορύβου, είναι της τάξης του 1 $\mu V (= 10^{-6}V)$. Συνεπώς, ο ενισχυτής πρέπει να έχει τη δυνατότητα καθορισμοί του διαστήματος αξιόπιστης ανίχνευσης των σημάτων.

Οι σύγχρονοι ενισχυτές, οι οποίοι περιλαμβάνουν ηλεκτρονικά κυκλώματα στερεάς κατάστασης για να είναι μικρών διαστάσεων, έχουν μέγιστη ενίσχυση της τάξης του 10^5 (100db). Δηλαδή, όταν η τάση εισόδου τους είναι 10 μV , η τάση εξόδου τους είναι IV. Η μέγιστη αυτή ενίσχυση μπορεί πολλές φορές να φθάσει μέχρι 10^7 (140 db). Μικρότερες ενισχύσεις μπορεί να επιτευχθούν με ειδικό διακόπτη, ο οποίος ελαττώνει την ενίσχυση κατά στάδια.

Η ενίσχυση μεταβάλλεται αυτόματα κατά τη διάρκεια της αναγραφής ώστε να γίνεται περιορισμός (συμπίεση) του διαστήματος δυνατότητας. Αυτό επιτυγχάνεται με ειδικό κύκλωμα το οποίο ονομάζεται AGC (Automatic Gain Control) και το οποίο μετράει το σήμα εξόδου επί ορισμένο μικρό χρονικό διάστημα για να ρυθμίσει την ενίσχυση έτσι ώστε η τάση εξόδου να είναι σχεδόν σταθερή και ανεξάρτητη από τις τιμές της τάσης εισόδου.

Οι καμπύλες απόκρισης των ενισχυτών που χρησιμοποιούνται στη σεισμική διασκόπηση ανάκλασης (σήματα 10-100Hz) και διάθλασης (σήματα 1-50Hz) είναι παράλληλες προς τον άξονα των συχνοτήτων από 1 Hz μέχρι 200 Hz ώστε να μη παραμορφώνεται το σήμα εξόδου, το οποίο δίνουν στους καταγραφείς, σε σχέση με το σήμα εισόδου, το οποίο παίρνουν από τα γεώφωνα. Οι ενισχυτές που χρησιμοποιούνται στη σεισμική διασκόπηση των επιφανειακών στρωμάτων (<200m) της Γης (διασκόπηση μεταλλευμάτων, κλπ), όπου τα ελαστικά κύματα είναι μεγάλων συχνοτήτων, έχουν καμπύλες απόκρισης παράλληλες προς τον άξονα των συχνοτήτων, πολλές φορές μέχρι τα 500 Hz.

Οι σεισμικοί ενισχυτές έχουν ένα αριθμό φίλτρων (κατάλληλα ηλεκτρονικά κυκλώματα) για να απαλλάσσουν, κατά το δυνατόν, την αναγραφή από ανεπιθύμητο θόρυβο ή από σήματα ελαστικών κυμάτων για τα οποία δεν ενδιαφερόμαστε. Συνήθως, παρέχεται η δυνατότητα επιλογής της ελαχίστης και μέγιστης συχνότητας των σημάτων για τα οποία ενδιαφερόμαστε και εμποδίζεται ο εκτός των ορίων αυτών «θόρυβος» να εμφανιστεί στην έξοδο του ενισχυτή.

2.3.9 Καταγραφείς

Υπάρχουν δύο βασικοί τρόποι καταγραφής των σεισμικών σημάτων, ο αναλογικός τρόπος καταγραφής και ο ψηφιακός τρόπος καταγραφής.

α) Αναλογική καταγραφή. Οι καταγραφές των τεχνητών δονήσεων κατά τα πρώτα τριάντα χρόνια της σεισμικής διασκόπησης γινόταν απευθείας πάνω σε φωτογραφική ταινία κατά ανάλογο τρόπο που γινόταν και γίνονται ακόμα σε σημαντικό βαθμό οι αναγραφές των σεισμών. Η καταγραφή αυτή γίνεται ως εξής:

Η έξοδος του ενισχυτή διαβιβάζεται στους ακροδέκτες κατοπτρικού γαλβανομέτρου στον καθρέφτη του οποίου ανακλάται φωτεινή δέσμη η οποία καταλήγει τελικά σε φωτογραφική ταινία. Κατά την ταλάντωση του εδάφους δημιουργείται ηλεκτρικό σήμα στα άκρα του γεωφώνου (ή υδροφώνου) το οποίο, μετά την ενίσχυση του, διαβιβάζεται στους ακροδέκτες του γαλβανομέτρου. Ο καθρέφτης του γαλβανομέτρου μπαίνει σε αντίστοιχη ταλάντωση η οποία τελικά μεταβιβάζεται στη φωτογραφική ταινία και γράφεται με τη μορφή συνεχούς γραμμής. Η συνεχής αυτή καταγραφή του σήματος λέγεται **αναλογική καταγραφή**.

Πάνω στην ταινία που γράφονται τα ελαστικά κύματα, σημειώνεται αυτόματα και ο χρόνος πραγματοποίησης της έκρηξης. Η αναγραφή του χρόνου της έκρηξης πραγματοποιείται με σύνδεση της θέσης της έκρηξης με τη θέση της αναγραφής, με καλώδιο στην περίπτωση της εργασίας ανάκλασης και ραδιοφωνικά στην περίπτωση της εργασίας διάθλασης. Πάνω στην ταινία σημειώνεται επίσης ο χρόνος, με γραμμές κάθετες προς τη διεύθυνση μετάθεσης αυτής. Οι αναγραφές αυτές σημειώνονται, συνήθως, ανά 0,01 sec ή ανά 0,005 sec και είναι εντονότερες ανά 0,1 sec για να διευκολύνεται η ανάγνωση.

Γύρω στις αρχές της δεκαετίας του 1950 άρχισε η αναγραφή των σημάτων κατά συνεχή (αναλογικό) επίσης τρόπο πάνω σε **μαγνητικές ταινίες**. Οι αναλογικοί μαγνητικοί καταγραφείς έχουν, συνήθως, κεφαλές για να αναγράφουν συγχρόνως με πολλά παράλληλα κανάλια (μέχρι 50). Αρχικά, η έξοδος του ενισχυτή συνδεόταν απευθείας στην κεφαλή του μαγνητικού καταγραφέα και προκαλούσε μαγνήτιση στην ταινία ανάλογη με την ένταση του ρεύματος και συνεπώς ανάλογη με το πλάτος του σήματος. Αργότερα, η απευθείας καταγραφή αντικαταστάθηκε με έμμεση καταγραφή που περιλαμβάνει διαμόρφωση κατά συχνότητα ή κατά πλάτος, γιατί με τον τρόπο αυτό μειώνεται ο θόρυβος και μπορεί να γίνει καταγραφή σημάτων μεγαλύτερου διαστήματος πλατών. Τα δεδομένα που είναι γραμμένα σε μαγνητική ταινία μετατρέπονται κατόπιν σε οπτική καταγραφή (play back) για να είναι δυνατή η παρακολούθηση των σημάτων και η ερμηνεία τους.

β) Ψηφιακή καταγραφή. Η εισαγωγή της ψηφιακής καταγραφής στη σεισμική διασκόπηση αποτέλεσε σταθμό στην ανάπτυξη της διασκόπησης αυτής. Ενώ στην αναλογική καταγραφή το σήμα παριστάνεται με τη συνεχή καταγραφή μιας ποσότητας (ηλεκτρικής τάσης, κλπ), κατά την ψηφιακή καταγραφή το σήμα παριστάνεται με σειρά αριθμών οι οποίοι αποτελούν μέτρο της τιμής της ποσότητας ανά ίσα χρονικά διαστήματα (π.χ. ανά 2 msec).

Κατά την ψηφιακή καταγραφή δεν εφαρμόζεται το δεκαδικό σύστημα, που χρησιμοποιεί δέκα ψηφία και αποτελεί τη βάση της συνηθισμένης αριθμητικής μας, αλλά το **δυναδικό σύστημα**, που χρησιμοποιεί αντί δέκα δύο μόνο ψηφία, το 0 και το 1. Έτσι, όπως ο αριθμός 3217 στο δεκαδικό σύστημα αποτελεί συνοπτική αναγραφή του αριθμού $7 \times 10^0 + 1 \times 10^1 + 2 \times 10^2 + 3 \times 10^3$ έτσι και ο αριθμός 1011 στο δυαδικό σύστημα αποτελεί συνοπτική αναγραφή του αριθμού $1 \times 2^0 + 1 \times 2^1 + 0 \times 2^2 + 1 \times 2^3$ ο οποίος στο δεκαδικό σύστημα είναι ο 11.

Η χρησιμοποίηση του δυαδικού συστήματος παρουσιάζει το πλεονέκτημα ότι έχει μόνο δύο ψηφία, το 0 και το 1, και έτσι δύο μόνο συνθήκες (ναι ή όχι) αρκούν για να παραστήσουν δυαδικούς αριθμούς, όπως π.χ. είναι το άνοιγμα (1) ή το κλείσιμο (0) ενός διακόπτη, η μαγνήτιση (1) ή η μη μαγνήτιση (0) ενός τμήματος μαγνητικής ταινίας, θετικός τετραγωνικός παλμός (1) ή αρνητικός τετραγωνικός παλμός (0). Κάθε μία συνθήκη (π.χ. παλμός) που παριστάνει το 1 ή το 0 ονομάζεται bit και η σειρά των bit που δίνει την τιμή της ποσότητας λέγεται **λέξη**.

Κατά την ψηφιακή καταγραφή, τα αναλογικά σήματα της εξόδου ενός γεωφώνου (ή ενός αναλογικού ενισχυτή) **ψηφιοποιούνται**, δηλαδή, λαμβάνονται τιμές της τάσης εξόδου ανά ίσα χρονικά διαστήματα με ηλεκτρονικό κύκλωμα ADC (Analog to Digital

Converter) και μετατρέπονται στο δυαδικό σύστημα για να καταγραφούν σε μαγνητική ταινία. Οι μαγνητικές ταινίες έχουν συνήθως πλάτος μισής ή μιας ίντσας. Για ταινίες μισής ίντσας ο μαγνητικός καταγραφέας έχει συνήθως εννιά κεφαλές. Έτσι, μια λέξη με 6 bits γράφεται σε μια σειρά (byte), δηλαδή σε μια γραμμή εγκάρσια της ταινίας, ενώ οι υπόλοιπες τρεις θέσεις της σειράς χρησιμοποιούνται για την καταγραφή πρόσθετων πληροφοριών. Αν η λέξη έχει περισσότερα από εννιά bits χρησιμοποιείται και άλλη σειρά της ταινίας. Όταν η ταινία είναι μιας ίντσας χρησιμοποιούνται 21 κεφαλές. Το ψηφίο 1 δηλώνεται με απλή μαγνήτιση του αντίστοιχου τμήματος (θέσης) της ταινίας, ενώ το ψηφίο 0 δηλώνεται με τη μη μαγνήτιση της αντίστοιχης θέσης της ταινίας.

Κατά την ψηφιακή καταγραφή μπορεί να χρησιμοποιηθεί αναλογικός ενισχυτής. Σήμερα, όμως, χρησιμοποιούνται ψηφιακοί ενισχυτές, επειδή αυτοί έχουν διάφορα πλεονεκτήματα, μεταξύ των οποίων είναι το ότι έχουν μεγαλύτερο διάστημα δυνατότητας (dynamic range). Οι ενισχυτές αυτοί είναι, συνήθως, δυαδικής μεγέθυνσης (binary-gain), δηλαδή, η ενίσχυση σε κάθε βήμα (κάθε στροφή του διακόπτη) διπλασιάζεται σε σχέση προς την προηγούμενη τιμή της ή όπως συνηθέστερα λέγεται η ενίσχυση αυξάνεται κατά 6 db ($20 \log 2 = 6$) σε κάθε βήμα.

Η ψηφιακή καταγραφή και επεξεργασία των σεισμικών δεδομένων περιλαμβάνει μια μακρά σειρά διαδικασιών οι οποίες γίνονται σε χρόνο της τάξης των μικροδευτερολέπτων. Η όλη διαδικασία ελέγχεται από χρονόμετρο κρυστάλλου το οποίο δίνει τον πραγματικό χρόνο (real time) ανά σταθερά χρονικά διαστήματα με σειρά παλμών ορισμένου σχήματος. Ο χρόνος αυτός γράφεται με ψηφιακή μορφή σε προσδιορισμένες θέσεις της μαγνητικής ταινίας.

Ενώ η ψηφιακή μορφή των σεισμικών δεδομένων είναι κατάλληλη για καταγραφή και επεξεργασία, η αναλογική τους μορφή είναι περισσότερο κατάλληλη για έλεγχο της ομαλής λειτουργίας των διαφόρων μονάδων και βοηθάει επίσης σημαντικά στην ερμηνεία των δεδομένων. Για το λόγο αυτό, συνήθως, τα ψηφιακά δεδομένα μετατρέπονται τελικά σε αναλογική μορφή με κύκλωμα DAC (Digital to Analog Converter). Κατά τη διαδικασία αυτή, που είναι γνωστή ως play back, κάθε θέση (bit) της μαγνητικής ταινίας δημιουργεί ή δε δημιουργεί σήμα αν είναι ή δεν είναι μαγνητισμένη, αντίστοιχα, και δίνεται έτσι η τιμή της τάσης στο δυαδικό σύστημα και στη συνέχεια μετατρέπεται στο δεκαδικό σύστημα. Επειδή οι τιμές δίνονται κατά ασυνεχή τρόπο, χρησιμοποιούνται φίλτρα αποβολής των υψηλών συχνοτήτων για να εξομαλύνονται οι τιμές και να αντιστοιχούν σε ομαλή καμπύλη. Οι εξομαλυμένες τιμές ενισχύονται κατόπιν ανάλογα με το σύστημα καταγραφής που διαθέτουμε και δίνονται σε οπτική μορφή.

Η ψηφιακή καταγραφή παρουσιάζει τόσο σοβαρά πλεονεκτήματα σε σχέση με την αναλογική ώστε να τείνει να την αντικαταστήσει σχεδόν ολοκληρωτικά. Έτσι, ενώ το διάστημα δυνατότητας στην αναλογική καταγραφή είναι της τάξης των 45 db στην ψηφιακή καταγραφή αυτό είναι της τάξης των 156 db. Η ψηφιακή καταγραφή παρέχει τεράστιες δυνατότητες επεξεργασίας των σεισμικών δεδομένων. Με κατάλληλο προγραμματισμό γίνεται απευθείας επεξεργασία με ψηφιακό ηλεκτρονικό υπολογιστή των δεδομένων που είναι γραμμένα με ψηφιακή μορφή σε μαγνητική ταινία.

Παρά τα πλεονεκτήματα αυτά της ψηφιακής καταγραφής, η αρχική μορφή των δεδομένων (γεωφωνα, υδρόφωνα) και η τελική τους μορφή είναι αναλογική.

2.3.10 Εδαφικός Θόρυβος

Στις αναγραφές των γεωφώνων, οι οποίες λαμβάνονται κατά την πραγματοποίηση των σεισμικών διασκοπήσεων, εμφανίζονται και εδαφικές ταλαντώσεις οι οποίες είναι

ανεπιθύμητες, γιατί εμποδίζουν την ακριβή διάκριση των σημάτων των οποίων οι χρόνοι άφιξης πρέπει να μετρούνται με ακρίβεια. Οι ανεπιθύμητες αυτές εδαφικές ταλαντώσεις ονομάζονται **εδαφικός θόρυβος**, ενώ οι εδαφικές ταλαντώσεις από τις οποίες λαμβάνονται χρήσιμες πληροφορίες για τη σεισμική διασκόπηση ονομάζονται **σήματα**.

Η ποιότητα των καταγραφών κατά τη σεισμική διασκόπηση και ο βαθμός αξιοποίησης τους καθορίζεται σε μεγάλο βαθμό από το λόγο, S/N, του πλάτους, S, του σήματος προς το πλάτος, N, του θορύβου. Τεράστια προσπάθεια έχει γίνει μέχρι σήμερα για την όσο το δυνατόν αύξηση του λόγου αυτού.

Ο εδαφικός θόρυβος διακρίνεται σε **συναφή θόρυβο** (coherent noise) ο οποίος παρατηρείται με παρόμοια μορφή στις αναγραφές διαφόρων γεωφώνων τα οποία βρίσκονται σε διάφορες θέσεις και μπορεί να προβλεφθεί η μορφή του σε μια θέση από τις αναγραφές του σε κοντινές θέσεις, και σε **μη συναφή θόρυβο** (incoherent noise) ο οποίος δεν έχει αυτές τις ιδιότητες.

Ο συναφής θόρυβος μπορεί να οφείλεται σε κατακόρυφη διάδοση της ελαστικής ενέργειας ή σε οριζόντια διάδοση της και μπορεί η αναγραφή του σε μια ορισμένη θέση να είναι επαναλήψιμη. Ο συναφής θόρυβος μπορεί να είναι επιφανειακά ελαστικά κύματα, ανακλάσεις σε σχετικά ομαλές επιφανειακές δομές, εδαφικές κινήσεις που προκαλούνται από μέσα συγκοινωνίας, κλπ. Για την ελάττωση του συναφούς εδαφικού θορύβου εφαρμόζονται τεχνικές οι οποίες βασίζονται στις ιδιότητες της συνάφειας, στη διεύθυνση διάδοσης του θορύβου (οριζόντια ή κατακόρυφη) και στην επαναληψιμότητά του.

Ο μη συναφής θόρυβος, ο οποίος παρουσιάζει τυχαία χωρική κατανομή και είναι επαναλήψιμος, οφείλεται σε διασπορά της ελαστικής ενέργειας σε ανώμαλες και ανομοιογενείς επιφάνειες. Ο επαναλήψιμος τυχαίος θόρυβος προκαλείται από τον αέρα ο οποίος θέτει σε ταλάντωση τα γεώφωνα ή τις ρίζες των δένδρων, από το περπάτημα των ανθρώπων και ζώων, κλπ.

2.3.11 Παράδειγμα Τρόπου Εφαρμογής των Μεθόδων Σεισμικής Διασκόπησης

Οι σεισμικές μέθοδοι γεωφυσικής διασκόπησης βασίζονται στην κατασκευή πειραματικών **καμπύλων χρόνων διαδρομής**, δηλαδή, των γραφικών παραστάσεων των χρόνων διαδρομής, T_i , των ελαστικών κυμάτων (ανακλωμένων, διαθλώμενων) σε συνάρτηση με τις αποστάσεις, Δ_i των γεωφώνων από την πηγή των ελαστικών κυμάτων και στη σύγκριση των πειραματικών αυτών σχέσεων

$$T_i = f(\Delta_i) \quad (31)$$

με θεωρητικές σχέσεις $T = f(\Delta, u, z)$ οι οποίες εξάγονται για θεωρητικά μοντέλα και στις οποίες υπεισέρχονται ως παράμετροι η ταχύτητα, u , των ελαστικών (επιμηκών) κυμάτων και το βάθος, z , μέσα στη Γη. Από τη σύγκριση αυτή των πειραματικών με τις θεωρητικές σχέσεις καθορίζεται η ταχύτητα, u , σε διάφορα βάθη, z , δηλαδή, καθορίζεται η σχέση

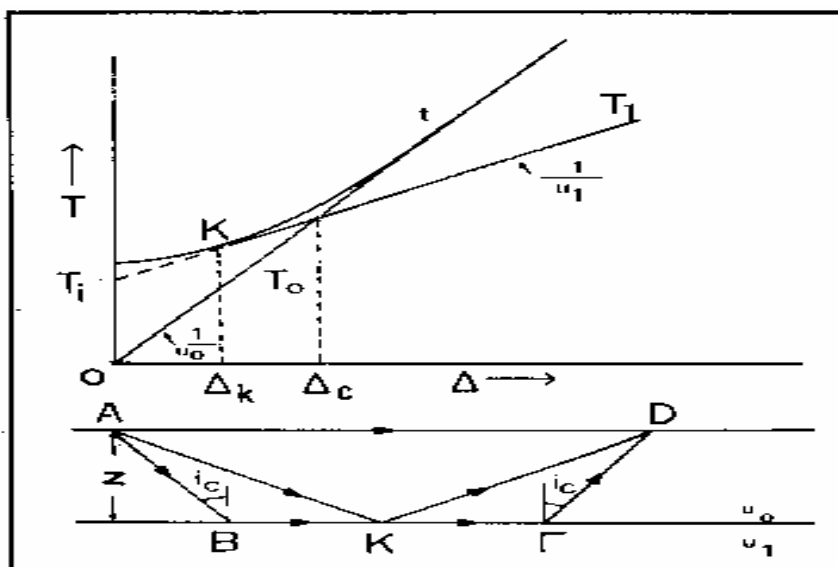
$$u = F(z) \quad (32)$$

η οποία εκφράζει τη γεωφυσική δομή του χώρου όπου έγινε η σεισμική διασκόπηση.

Οι χρόνοι, T_i , μπορεί να είναι οι χρόνοι διαδρομής των «απευθείας» και των «διοθλωμένων» κυμάτων, οπότε έχουμε εφαρμογή της μεθόδου της διάθλασης, ή οι χρόνοι διαδρομής των «ανακλωμένων» κυμάτων, οπότε έχουμε εφαρμογή της μεθόδου της ανάκλασης.

Για την κατανόηση του τρόπου εφαρμογής των δύο αυτών μεθόδων θα δείξουμε εδώ πώς βγαίνουν οι αναλυτικές (αλγεβρικές) μορφές της εξίσωσης $T = f(\Delta, u, z)$ των θεωρητικών καμπύλων χρόνων διαδρομής των απευθείας, των διαθλωμένων και των ανακλωμένων ελαστικών κυμάτων στην απλή περίπτωση κατά την οποία η δομή αποτελείται από ένα οριζόντιο στρώμα πάχους z στο οποίο η ταχύτητα διάδοσης των ελαστικά κυμάτων είναι σταθερή, u_1 , και το οποίο βρίσκεται πάνω σε ημιχώρο στον οποίο η ταχύτητα είναι επίσης σταθερή, u_0 , αλλά μεγαλύτερη της ταχύτητας των κυμάτων στο οριζόντιο στρώμα ($u_1 > u_0$) που βρίσκεται από πάνω (σχήμα 17). Καθορισμός της δομής στη συγκεκριμένη περίπτωση σημαίνει καθορισμό των ταχυτήτων u_0 , u_1 και του πάχους z του στρώματος.

Σε σημείο A, της επιφάνειας της Γης παράγονται ελαστικά κύματα, με μια από τις Μεθόδους που έχουμε ήδη αναφέρει, τα οποία καταγράφονται από γεώφωνα που είναι κατανομημένα στην επιφάνεια του εδάφους κατά μήκος γραμμής (τομής) η οποία περνάει από το σημείο A της πηγής των κυμάτων (σχήμα 17, κάτω).



Σχήμα 17. Σεισμικές ακτίνες των απευθείας κυμάτων (AD), των διαθλωμένων κυμάτων (ABΓD) και των ανακλωμένων κυμάτων (AKD) στην περίπτωση στρώματος που βρίσκεται πάνω από ημιχώρο (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής των κυμάτων αυτών (πάνω).

Τα κύματα που παράγονται στη πηγή A, μπορούν να φθάσουν στη θέση D, ενός γεωφώνου ακολουθώντας τρεις διαφορετικούς δρόμους: **α) απευθείας**, ακολουθώντας την ευθεία σεισμική ακτίνα AD, **β) μετά από διάθλαση** στην επιφάνεια που χωρίζει τα δύο στρώματα (επιφάνεια ασυνέχειας της ταχύτητας) όταν προσπέσουν υπό την ορική γωνία i_c ή $i_{c1} = u_0/u_1$, ακολουθώντας τη διαδρομή ABΓD, **γ) μετά από ανάκλαση** στη διαχωριστική επιφάνεια, ακολουθώντας τη

διαδρομή AKD, όπου K είναι το σημείο ανάκλασης των κυμάτων (σχήμα 17, κάτω).

α) Καμπύλες χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων και των κυμάτων διάθλασης. Τα απευθείας κύματα ακολουθούν τη διαδρομή AD και συνεπώς η σεισμική τους ακτίνα είναι η ευθεία γραμμή που ενώνει το σημείο της πηγής, A, με το σημείο του γεωφώνου D. Αν $AD=\Delta$ είναι η απόσταση του γεωφώνου από την πηγή των κυμάτων και T_0 είναι ο **χρόνος διαδρομής** των απευθείας κυμάτων, δηλαδή, ο χρόνος στον οποίον τα κύματα αυτά διατρέχουν την απόσταση Δ , θα είναι $T_0=\Delta/v_0$ ή

$$T_0 = \frac{\Delta}{v_0} \quad (33)$$

Αυτή είναι η εξίσωση της καμπύλης χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων, η οποία δείχνει ότι ο χρόνος διαδρομής, T_0 , των κυμάτων αυτών είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης, Δ . Η καμπύλη αυτή περνάει από την αρχή του ορθογώνιου συστήματος των αξόνων (T, Δ) και παριστάνεται με την ευθεία OT_0 στο πάνω μέρος του σχήματος (17).

Το αντίστροφο της κλίσης της καμπύλης χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων είναι v_0 . Αν, συνεπώς, πραγματοποιήσουμε μετρήσεις των χρόνων διαδρομής, T_i , των κυμάτων αυτών για διάφορες θέσεις των γεωφώνων ($i = 1, 2, 3, \dots$) και χαρτογραφήσουμε τους χρόνους αυτούς σε συνάρτηση με τις αντίστοιχες αποστάσεις, Δ_i , των γεωφώνων από την πηγή των κυμάτων, τα διάφορα σημεία (T_i, Δ_i) θα ορίζουν, σύμφωνα με την (33), μια ευθεία γραμμή της οποίας η κλίση θα είναι $1/v_0$. Έτσι, από την καμπύλη χρόνων διαδρομής μπορούμε στην περίπτωση της δομής αυτής (σχήμα 17 κάτω) να υπολογίσουμε την $1/v_0$ και απ' αυτήν την ταχύτητα, v_0 , των κυμάτων μέσα στο στρώμα.

Τα κύματα τα οποία προσπίπτουν στη διαχωριστική επιφάνεια υπό την ορική γωνία i_c διατρέχουν το δρόμο AB με ταχύτητα v_0 και στη συνέχεια διαδίδονται παράλληλα προς τη διαχωριστική επιφάνεια με ταχύτητα v_1 . Κατά τη διάδοση των κυμάτων αυτών παράλληλα προς τη διαχωριστική επιφάνεια αναγκάζονται τα υλικά σημεία της επιφάνειας αυτής να ταλαντώνονται και έτσι τα σημεία αυτά γίνονται πηγές δευτερογενών κυμάτων τα οποία διαδίδονται μέσα και στα δύο στρώματα. Οι ακτίνες των δευτερογενών κυμάτων, τα οποία διαδίδονται στο πάνω στρώμα, σχηματίζουν με τις καθέτους στη διαχωριστική επιφάνεια γωνίες ίσες με την ορική γωνία i_c . Τα κύματα αυτά λέγονται **μετωπικά** κύματα ή κύματα **διάθλασης**. Έτσι το κύμα διάθλασης που φθάνει στο γεωφώνο D διατρέχει με ταχύτητα v_0 , όχι μόνο το δρόμο AB, αλλά και το δρόμο ΓD, ενώ το δρόμο ΒΓ τον διατρέχει με ταχύτητα v_1 , όπως έχουμε ήδη αναφέρει.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι ο χρόνος διαδρομής, T_1 , των κυμάτων διάθλασης θα είναι $T_1 = (AB+\Gamma D)/v_0 + B\Gamma/v_1$. Αλλά είναι $AB = \Gamma D = z/\sin i_c$ και $B\Gamma = \Delta - 2z \cot i_c$. Αν λάβουμε υπόψη και τη σχέση $\eta_{i_c} = v_0/v_1$ βρίσκουμε ότι η εξίσωση της καμπύλης χρόνων διαδρομής των κυμάτων διάθλασης είναι η

$$T_1 = \frac{\Delta}{v_1} + 2z \frac{\sqrt{v_1^2 \eta_{i_c}^2 - v_0^2}}{v_0 v_1} \quad (34)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι ο χρόνος διαδρομής, T_1 , των κυμάτων διάθλασης είναι γραμμική συνάρτηση της απόστασης, Δ . Δηλαδή, η καμπύλη χρόνων

διαδρομής των κυμάτων αυτών είναι επίσης ευθεία γραμμή. Αυτή παριστάνεται με την ευθεία ΚΤ₁ στο πάνω μέρος του σχήματος 17.

Από τη σχέση (34) προκύπτει ότι η κλίση της καμπύλης χρόνων διαδρομής των κυμάτων διάθλασης είναι $1/v_1$. Αν συνεπώς, μετρήσουμε τους χρόνους διάθλασης των κυμάτων διάθλασης για διάφορες θέσεις των γεωφώνων και τις χαρτογραφήσουμε, σε συνάρτηση με τις αντίστοιχες αποστάσεις των γεωφώνων από την πηγή των κυμάτων μπορούμε να ορίσουμε (π.χ. με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων) τις δύο παραμέτρους της καμπύλης αυτής η μια από τις οποίες είναι ίση με $1/v_1$. Έτσι, μπορούμε πειραματικά να ορίσουμε την ταχύτητα v , των ελαστικών κυμάτων στον ημιχώρο κάτω από το στρώμα.

Η άλλη από τις δύο παραμέτρους της καμπύλης χρόνων διαδρομής, που μπορεί επίσης να προσδιοριστεί με πειραματικά δεδομένα, είναι ο χρόνος συνάντησης, T_i ο οποίος αντιστοιχεί στο σημείο όπου η προέκταση της καμπύλης αυτής τέμνει τον άξονα των χρόνων (σχ.17, πάνω). Από τη σχέση (34) προκύπτει ότι

$$T_i = 2z \frac{\sqrt{v_1^2 - v_0^2}}{v_1 v_0} \quad (35)$$

Η σχέση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του πάχους, z , του στρώματος επειδή τα v_0 , v_1 και T_i είναι γνωστά αφού η ταχύτητα v_0 έχει προσδιοριστεί από την καμπύλη των χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων και η ταχύτητα v , και ο χρόνος συνάντησης T_i έχουν προσδιοριστεί από την καμπύλη χρόνων διαδρομής των κυμάτων διάθλασης.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι με βάση τις πειραματικές καμπύλες χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων και των κυμάτων διάθλασης μπορούν να προσδιοριστούν οι παράμετροι v_0 , v_1 , και z οι οποίες καθορίζουν τη δομή στη συγκεκριμένη αυτή περίπτωση.

β) Καμπύλη χρόνων διαδρομής των κυμάτων ανάκλασης. Το κύμα που ανακλάται στην διαχωριστική επιφάνεια των δύο στρωμάτων και καταγράφεται από το γεωφώνο D βρίσκεται συνεχώς μέσα στο πάνω στρώμα και διατρέχει τόσο το δρόμο AK όσο και το δρόμο KD με ταχύτητα v_0 (σχ.15, κάτω). Συνεπώς, ο χρόνος διαδρομής I του ανακλώμενου κύματος θα είναι $t = (AK + KD)/v_0$. Αλλά $AK = KD = \sqrt{(\Delta/2)^2 + z^2}$. Συνεπώς,

$$t = \frac{\sqrt{\Delta^2 + 4z^2}}{v_0} \quad (36)$$

Αυτή είναι η εξίσωση της καμπύλης χρόνων διαδρομής των κυμάτων ανάκλασης. Η καμπύλη αυτή είναι υπερβολή της οποίας ο άξονας συμμετρίας είναι η ευθεία $\Delta = 0$ και παριστάνεται με την Κ₁ στο σχήμα 17, πάνω. Αυτή τέμνει τον άξονα των χρόνων ($\Delta = 0$) στο σημείο $2z/v_0$.

Αν υψώσουμε τα δύο μέλη της (36) στο τετράγωνο παίρνουμε τη σχέση

$$t^2 = \frac{\Delta^2}{v_0^2} + \frac{4z^2}{v_0^2} \quad (37)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι το τετράγωνο t^2 , του χρόνου διαδρομής των κυμάτων ανάκλασης είναι γραμμική συνάρτηση του τετραγώνου της απόστασης Δ^2 . Αν, συνεπώς, χαρτογραφήσουμε τα τετράγωνα των χρόνων διαδρομής των κυμάτων

ανάκλασης που γράφονται στα διάφορα γεώφωνα, σε συνάρτηση με τα τετράγωνα των αποστάσεων θα προκύψει μια ευθεία γραμμή της οποίας η κλίση είναι $1/v^2$ και η τομή της με τον άξονα των t^2 είναι $4z^2/v_0^2$. Μπορούν, έτσι, να προσδιοριστούν οι δύο αυτές ποσότητες από τις οποίες υπολογίζονται εύκολα οι παράμετροι v_0 και z .

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι με βάση την πειραματική καμπύλη των χρόνων διαδρομής των κυμάτων ανάκλασης μπορούμε να προσδιορίσουμε τόσο την ταχύτητα διάδοσης v_0 , των κυμάτων μέσα στο πάνω στρώμα όσο και το πάχος z , του οριζόντιου αυτού στρώματος.

Από το σχήμα 17, πάνω προκύπτει ότι τα απευθείας κύματα φθάνουν και γράφονται πρώτα στα γεώφωνα που βρίσκονται σε μικρές αποστάσεις, $\Delta < \Delta_c$. Στην απόσταση $\Delta = \Delta_c$ τα απευθείας και τα μετωπικά κύματα φθάνουν συγχρόνως, ενώ για μεγαλύτερες αποστάσεις, $\Delta > \Delta_c$ πρώτα φθάνουν τα μετωπικά κύματα. Η καμπύλη χρόνων διαδρομής των κυμάτων ανάκλασης είναι σ' όλες τις αποστάσεις πάνω από τις καμπύλες των απευθείας και των μετωπικών κυμάτων. Για το λόγο αυτό, τα κύματα ανάκλασης δεν φθάνουν στην επιφάνεια της Γης ποτέ (σε καμιά απόσταση) πρώτα δηλαδή, πριν από τα απευθείας και από τα κύματα διάθλασης.

Η καμπύλη των μετωπικών κυμάτων είναι εφαπτομένη της καμπύλης των κυμάτων ανάκλασης σε ορισμένο σημείο K το οποίο αντιστοιχεί στη μικρότερη απόσταση Δ_K , στην οποία παρατηρούνται τα μετωπικά κύματα. Τα κύματα ανάκλασης που αντιστοιχούν στην απόσταση Δ_K προσπίπτουν στην επιφάνεια ασυνέχειας υπό την ορική γωνία i_c η οποία δίνεται από τη σχέση $\eta_{i_c} = v_0/v_1$. Όσο η απόσταση μεγαλώνει, η καμπύλη χρόνων διαδρομής των κυμάτων ανάκλασης τείνει ασυμπτωτικά στην καμπύλη χρόνων διαδρομής των απευθείας κυμάτων.

Έτσι, από τις καμπύλες χρόνων διαδρομής (σχήμα 17, πάνω) που ισχύουν για την απλή δομή που εξετάσαμε (σχήμα 17, κάτω) προκύπτει ότι όταν το γεώφωνο βρίσκεται στο διάστημα $0 < \Delta < \Delta_K$, γράφει πρώτα τα απευθείας κύματα και κατόπιν τα κύματα ανάκλασης και δεν γράφει κύματα διάθλασης. Στην απόσταση $\Delta = \Delta_K$ το γεώφωνο γράφει πρώτα τα απευθείας κύματα και κατόπιν γράφει συγχρόνως τα κύματα ανάκλασης και τα κύματα διάθλασης. Στο διάστημα $\Delta_K < \Delta < \Delta_c$, το γεώφωνο γράφει πρώτα τα απευθείας κύματα, κατόπιν γράφει τα κύματα διάθλασης και μετά τα κύματα ανάκλασης. Στην απόσταση $\Delta = \Delta_c$, το γεώφωνο γράφει συγχρόνως τα απευθείας κύματα και τα κύματα διάθλασης και κατόπιν γράφει τα κύματα ανάκλασης. Για $\Delta > \Delta_c$, το γεώφωνο γράφει πρώτα τα κύματα διάθλασης, μετά τα απευθείας κύματα και μετά τα κύματα ανάκλασης. Σε αρκετά μεγάλες αποστάσεις ($\Delta \gg \Delta_c$) τα απευθείας κύματα γράφονται σχεδόν συγχρόνως με τα κύματα ανάκλασης.

3. ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΗΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ

3.1 Εισαγωγή

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 γράφονται πρώτα από 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.

Περιγράφεται παρακάτω η εφαρμογή της μεθόδου της διάθλασης για τον καθορισμό των πιο απλών δομών που εμφανίζονται στη φύση και παρουσιάζουν οικονομικό ενδιαφέρον.

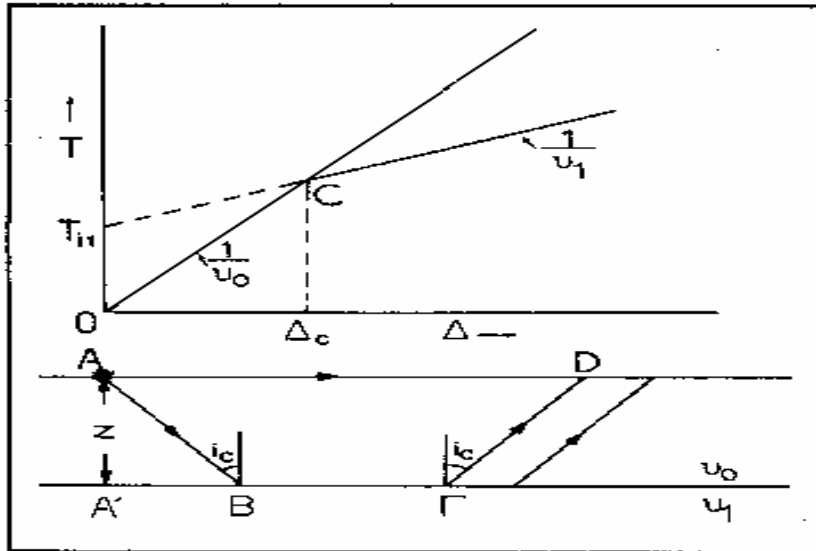
3.2 Δομή δύο Οριζόντιων Στρωμάτων

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 1). 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_1 .

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 1. 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 $T = AD/u_0$ 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 1.

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 :

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

Αλλά $AB = \Gamma D = z/\sin i_c$ και $B\Gamma = \Delta - 2z \cot i_c$. Συνεπώς:

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

Από τον νόμο του Snell έχουμε ότι $u_1 = u_0 / \eta \mu i_c$. Επομένως:

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

Από τη σχέση αυτή προκύπτει :

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

ή

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

Η σχέση αυτή γράφεται συνήθως με τη μορφή :

$$T_1 = \frac{\Delta}{u_1} + T_{11} \quad (4)$$

όπου T_{11} 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

$$T_{11} = \frac{2z \sqrt{u_1^2 - u_0^2}}{u_0 u_1} \quad (5)$$

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 1 δείχνεται και η ευθεία αυτή. Το τμήμα OT_{11} παριστάνει το χρόνο συνάντησης.

Χρόνο καθυστέρησης σε ορισμένο κλάδο της τροχιάς ελάχιστου χρόνου ABΓD, 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

καθυστερήσης στον κλάδο AB ή στον κλάδο ΓD είναι $T_{01} = AB/v_0 - A'B/v_1$. Αλλά $AB = z/\sin i_c$ και $A'B = z \operatorname{cosec} i_c$. Από αυτές βρίσκουμε ότι

(6)

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

$$T_{01} = \frac{z \sqrt{v_1^2 - v_0^2}}{v_0 v_1} \quad (7)$$

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 (3), (6) είναι ίσα. Εξισώνοντας τα δεύτερα μέλη των δύο αυτών σχέσεων και λύνοντας ως προς z , βρίσκουμε ότι

$$z = \frac{\Delta_c}{2} \sqrt{\frac{v_1 - v_0}{v_1 + v_0}} \quad (8)$$

Το βάθος της επιφάνειας ασυνέχειας μπορεί να υπολογιστεί και από το χρόνο καθυστέρησης με χρησιμοποίηση της (8). Στην περίπτωση κατά την οποία η επιφάνεια ασυνέχειας είναι σχεδόν οριζόντια, η τιμή που βρίσκεται με την (8) 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 (6) είναι ίση με $(z_1 + z_2)/2$.

3.3 Δομή Πολλών Οριζόντιων Στρωμάτων

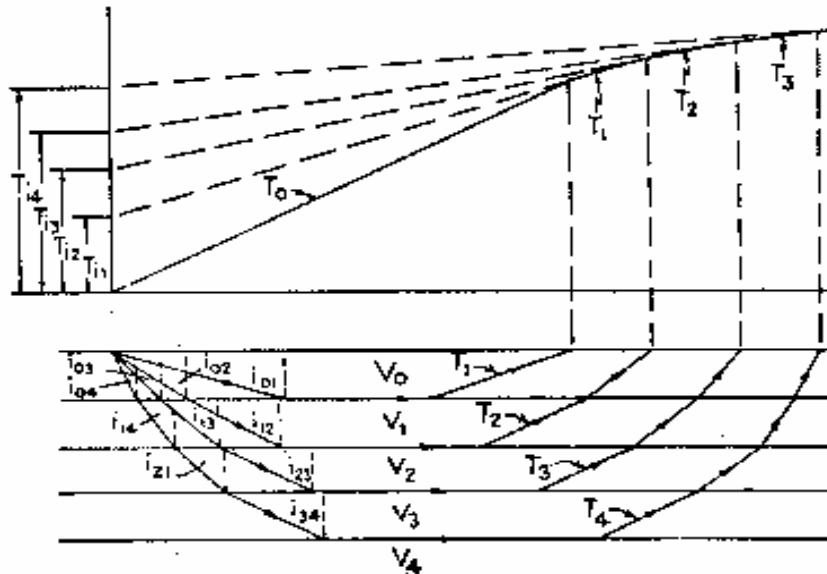
Ας θεωρήσουμε τη γενικότερη περίπτωση κατά την οποία η δομή αποτελείται από η οριζόντια διαδοχικά στρώματα, που χωρίζονται με επιφάνειες ασυνέχειας και που έχουν πάχη z_0, z_1, \dots, z_{n-1} . Έστω ότι οι ταχύτητες διάδοσης των επιμηκών κυμάτων είναι v_0, v_1, \dots, v_{n-1} μέσα στα αντίστοιχα στρώματα και v_n αμέσως κάτω από το κατώτερο στρώμα. Υποθέτουμε ότι $v_0 < v_1 < \dots < v_n$.

Το σχήμα 2 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 $\eta_{m01} = v_0/v_1$, $\eta_{m02} = v_0/v_2$, $\eta_{m12} = v_1/v_2, \dots$ και γενικά ότι

$$\eta \mu i_{m\eta} = \frac{v_m}{v_\eta} \tag{9}$$

Η σχέση αυτή δείχνει ότι οποιαδήποτε γωνία πρόσπτωσης καθορίζεται από την ταχύτητα v_m , του κύματος στο στρώμα όπου βρίσκεται η προσπίπτουσα ακτίνα και από τη μέγιστη ταχύτητα v_η , 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 2. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) των απευθείας και των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση πέντε οριζόντιων στρωμάτων (Nettleton 1940).

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

$$T_0 = \frac{\Delta}{v_0} \quad T_0 = \frac{\Delta}{v_0}$$

$$T_1 = \frac{\Delta}{v_1} + 2T_{01} \quad T_1 = \frac{\Delta}{v_1} + 2T_{01}$$

$$T_2 = \frac{\Delta}{v_2} - 2T_{02} + 2T_{12}$$

$$T_3 = \frac{\Delta}{v_3} + 2T_{03} + 2T_{13} + 2T_{23}$$

.....

$$T_n = \frac{\Delta}{v_n} + 2T_{0n} + 2T_{1n} + 2T_{2n} + \dots - 2T_{(n-1)n}$$

(10)

όπου $T_{01} = \frac{z_0}{v_0} \sigma \nu \dot{\nu}_{01}$, $T_{02} = \frac{z_0}{v_0} \sigma \nu \dot{\nu}_{02}$, $T_{11} = \frac{z_1}{v_1} \sigma \nu \dot{\nu}_{11}$, ... και γενικά

$$T_{mn} = \frac{z_m}{v_m} \sigma \nu \dot{\nu}_{mn} \tag{11}$$

Αν λάβουμε υπόψη και την (6.9), βρίσκουμε

$$T_{mn} = \frac{z_m \sqrt{v_{n1}^2 - v_m^2}}{v_{n1} v_m} \tag{12}$$

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

$$\begin{aligned} T_{11} &= 2T_{01} \\ T_{12} &= 2T_{02} + 2T_{12} \\ T_{13} &= 2T_{03} + 2T_{13} + 2T_{23} \\ &\dots \\ T_{1n} &= 2T_{0n} + 2T_{1n} + 2T_{2n} + \dots + 2T_{(n-1)n} \end{aligned} \tag{13}$$

Οι χρόνοι συνάντησης βρίσκονται εύκολα από τις τομές των αντίστοιχων καμπύλων χρόνων διαδρομής με τον άξονα των χρόνων (σχ.2).

Για τον καθορισμό της δομής στην περίπτωση πολλών οριζόντιων στρωμάτων μετριοούνται 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 v_0, v_1, \dots, v_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 (11) μπορεί να γραφεί και με τη μορφή

$$T_n = \frac{\Delta}{v_n} + \sum_{i=0}^{n-1} \frac{2z_i}{v_i} \sigma \nu \dot{\nu}_{in} \tag{14}$$

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

3.4 Στρώμα με Κεκλιμένη την Κάτω Επιφάνεια

Έχουμε δείξει (§ 3.2) ότι 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) 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

$$(15) \quad T_1 = \frac{\Delta'}{v_1} + T_{01} + T'_{01}$$

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 (40).

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 ($1/v_1$) 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 .

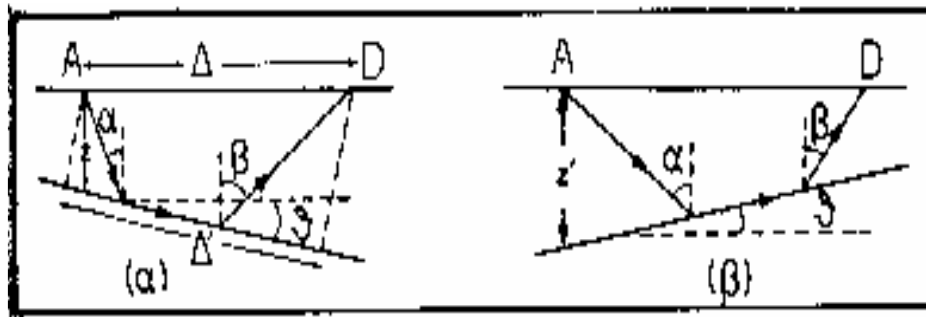
Ο δεύτερος λόγος για τον οποίο δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί η (15) κατά ανάλογο τρόπο που χρησιμοποιήθηκε η (9) για τον υπολογισμό των χρόνων καθυστέρησης είναι ότι στην περίπτωση κεκλιμένου στρώματος οι δύο αυτοί χρόνοι δεν είναι ίσοι και συνεπώς δε μπορούν να υπολογιστούν ο καθένας χωριστά (να χωριστούν) 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 (13).

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.

3.5 Βασικές θεωρητικές σχέσεις

Ας θεωρήσουμε στρώμα, του οποίου η κάτω επιφάνεια σχηματίζει γωνία θ με το οριζόντιο επίπεδο (σχήμα 3). 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 3α) και η δεύτερη είναι η περίπτωση κατά την οποία το στρώμα κλίνει από τα γεώφωνα προς το σημείο της έκρηξης (σχήμα 3β). Τόσο στη μία όσο και στην άλλη περίπτωση ισχύει η σχέση

$$T_1 = \frac{\eta\mu\beta}{v_0} \Delta + \frac{z(\sigma\mu\alpha + \sigma\upsilon\upsilon\beta)}{v_0} \quad (16)$$



Σχήμα 3. 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 v_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.3α) ισχύουν οι σχέσεις

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

Συνεπώς η σχέση (16) γίνεται

$$T_2 = \frac{\eta \mu(i_c - \theta)}{v_a} \Delta + \frac{z' \sigma \nu(i_c - \theta)}{v_b} + \frac{z' \sigma \nu(i_c + \theta)}{v_b}$$

ή

$$T_1 = \frac{\eta \mu(i_c + \theta)}{v_b} \Delta + \frac{2z' \sigma \nu i_c \sigma \nu \theta}{v_b} \quad (17)$$

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

$$d = z' \sigma \nu \theta \quad (18)$$

Συνεπώς, η (17) γίνεται

$$T_1 = \frac{\eta \mu(i_c + \theta)}{v_b} \Delta + \frac{2d \sigma \nu i_c}{v_b} \quad (19)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι η κλίση S_{\perp} της καμπύλης χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση αυτή (σχήμα 28α) δίνεται από τη σχέση

$$S_{\perp} = \frac{\eta \mu(i_c + \theta)}{v_a} \quad (20)$$

και επειδή είναι $v_0 = v_1 \eta \mu i_c$ η κλίση αυτή μπορεί να δοθεί και από τη σχέση

$$S_{\perp} = \frac{\eta \mu(i_c + \theta)}{v_1 \eta \mu i_c} \quad (21)$$

Στη δεύτερη περίπτωση, όταν δηλαδή το στρώμα κλίνει από τα γεώφωνα προς το σημείο της έκρηξης (σχήμα 28β), ισχύουν οι σχέσεις
 $\alpha = i_c + \theta$ και $\beta = i_c - \theta$

Συνεπώς, η σχέση (16) γίνεται στην περίπτωση αυτή

$$T_1 = \frac{\eta \mu(i_c - \theta)}{v_a} \Delta + \frac{z' \sigma \nu(i_c + \theta) + z' \sigma \nu(i_c - \theta)}{v_b}$$

Από την οποία εύκολα βρίσκουμε την

$$T_i = \frac{\eta\mu(i_c - \theta)}{v_f} + \frac{2d'\sin i_c}{v_s} \quad (22)$$

Από αυτή προκύπτει ότι η κλίση S_+ της καμπύλης χρόνων διαδρομής των μετωπικών κυμάτων στην περίπτωση αυτή (σχήμα 3β) δίνεται από τη σχέση

$$S_+ = \frac{\eta\mu(i_c - \theta)}{v_0} \quad (23)$$

ή

$$S_+ = \frac{\eta\mu(i_c - \theta)}{v_s \eta\mu i_c} \quad (24)$$

3.6 Τρόπος υπολογισμού των παραμέτρων

Για τον καθορισμό της κλίσης θ , της επιφάνειας ασυνέχειας, της ταχύτητας, v_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 AD, ενώ κατά το δεύτερο πείραμα, η έκρηξη πραγματοποιείται στο σημείο D και τα γεώφωνα τοποθετούνται σε διάφορα σημεία του τμήματος DA. Το σχήμα 4 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 $1/v_0$ και συνεπώς η ταχύτητα, v_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 v_0 , S_- , S_+ , T_i , T'_i . Τις τιμές αυτές θα χρησιμοποιήσουμε για να βρούμε τις ποσότητες $v_{1,z}$ 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:

$$i_c = \frac{\tau\sigma\eta\mu(v_0 S_-) + \tau\epsilon\xi\eta\mu(v_0 S_+)}{2} \quad (25)$$

$$\theta = \frac{\tau\sigma\eta\mu(v_0 S_-) + \tau\epsilon\xi\eta\mu(v_0 S_+)}{2}$$

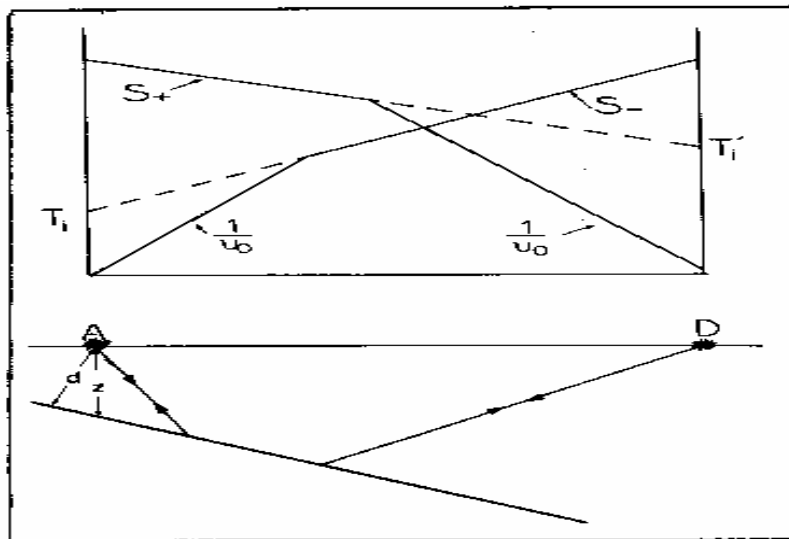
(26)

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

Από τις σχέσεις (21), (24) προκύπτει ότι $S_- = (\eta\mu_c \text{ συν}\theta + \text{συν}\epsilon\eta\mu\theta) / \nu_1\eta\mu_c$ και $S_+ = (\eta\mu_c \text{συν}\theta - \text{συν}\epsilon\eta\mu\theta) / \nu_1\eta\mu_c$. Αν προσθέσουμε τις δύο αυτές σχέσεις και λύσουμε ως προς ν_1 βρίσκουμε την

$$\nu_1 = \frac{2\text{συν}\theta}{S_+ + S_-} \quad (27)$$

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



Σχήμα 4. 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 $1/\nu_0$ και S αντιστοιχεί στην ορική απόσταση Δ_c . Για την απόσταση αυτή οι χρόνοι άφιξης των απευθείας κυμάτων, $T_0 = \Delta_c/\nu_0$, και οι χρόνοι των μετωπικών κυμάτων είναι ίσοι. Δηλαδή $\Delta_c/\nu_0 = \Delta_0\eta\mu(\epsilon_c + \theta)/\nu_0 + 2d\text{συν}\epsilon_c/\nu_0$. Από αυτή προκύπτει ότι

$$d = \frac{\Delta_c}{2\text{συν}\epsilon_c} \cdot [1 - \eta\mu(\epsilon_c + \theta)] \quad (28)$$

Αν λάβουμε υπόψη και την $z = d/\text{συν}\theta$, βρίσκουμε

$$z = \frac{\Delta_c [1 - \eta\mu(\epsilon_c + \theta)]}{2\text{συν}\theta\text{συν}\epsilon_c} \quad (29)$$

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 (56) προκύπτει ότι ο χρόνος συνάντησης δίνεται από τη σχέση $T_i = 2d\sigma\upsilon\upsilon\iota_c/v_0$. Από αυτή παίρνουμε την

$$d = \frac{v_0 T_i}{2\sigma\upsilon\upsilon\iota_c} \quad (30)$$

Αν λάβουμε υπόψη και την $z = d/\sigma\upsilon\upsilon\theta$ βρίσκουμε ότι

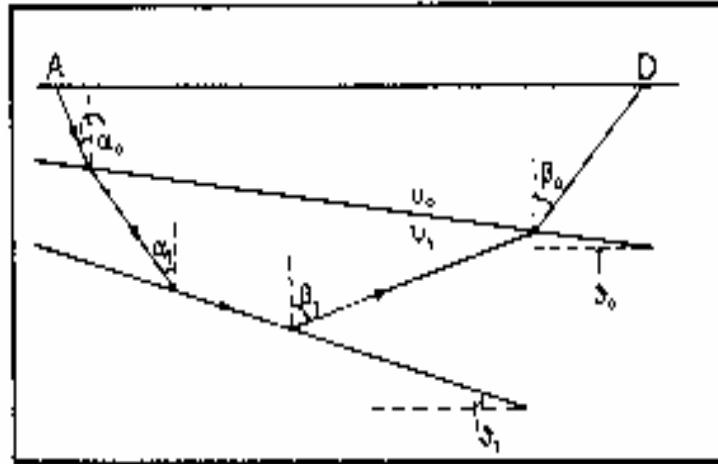
$$z = \frac{v_0 T_i}{2\sigma\upsilon\upsilon\iota_c \sigma\upsilon\upsilon\theta} \quad (31)$$

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

3.7 Δομή Πολλών Στρωμάτων με Κεκλιμένες Επιφάνειες

Στη γενική περίπτωση κατά την οποία η δομή αποτελείται από πολλά στρώματα τα οποία έχουν κεκλιμένες τις επιφάνειες τους (σχήμα 5) ισχύει η ακόλουθη σχέση μεταξύ του χρόνου διαδρομής T_n , του κύματος το οποίο διεισδύει μέχρι το n στρώμα και διαδίδεται παράλληλα προς την πάνω επιφάνεια του στρώματος αυτού και της απόστασης Δ , στην οποία αναδύεται το κύμα αυτό:

$$T_n = \frac{\eta\mu\beta_0}{v_n} \Delta + \sum_{i=0}^{n-1} \frac{z_i(\sigma\upsilon\upsilon\alpha_i + \sigma\upsilon\upsilon\beta_i)}{v_i} \quad (32)$$



Σχήμα 5. 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 v_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 (51). Η μόνη διαφορά είναι ότι αντί των γωνιών i_{in} στην (51), συναντάμε τις γωνίες α_i και β_i στην (69) 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

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

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

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

Υπενθυμίζουμε ότι η $\eta_{i_{in}} = v_i/v_n$. Έτσι με διαδοχικές εφαρμογές της σχέσης (69) μπορούμε να υπολογίσουμε τα πάχη z_i τις κλίσεις θ_i και τις ταχύτητες των διαφόρων στρωμάτων όταν έχουμε πραγματοποιήσει και αντίστροφες μετρήσεις.

3.8 Στρώμα με μη Επίπεδη την Κάτω Επιφάνεια

Η σχέση () 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.6).

Για να μπορεί όμως να γίνει εύκολη εφαρμογή της σχέσης (52) 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

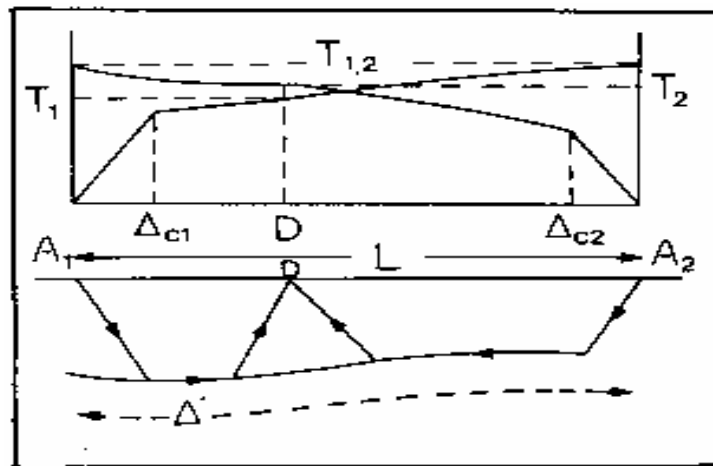
($\theta < 10^\circ$) και δεν είναι εξαιρετικά ανώμαλη. Στην περίπτωση αυτή εφαρμόζεται, συνήθως, η μέθοδος συν-πλην (plus-minus) την οποία αναπτύσσουμε παρακάτω.

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 31 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

$$T_{1,2} = \frac{L}{v_1} + T_{01} + T_{02} \quad (35)$$

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 6).



Σχήμα 6. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση στρώματος με μη επίπεδη την κάτω επιφάνεια (Kearey and Books1984).

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

$$T_1 = \frac{\Delta}{v_1} + T_{01} + T_{0D} \quad (36)$$

$$T_2 = \frac{L - \Delta}{v_1} + T_{02} + T_{0D} \quad (37)$$

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 (73), (74) κατά μέλη και από αυτή που θα προκύψει αφαιρέσουμε την (72) 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

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

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

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

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_1 , και χρησιμοποιείται στη σχέση (76) 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.6).

3.9 Περιορισμοί της Μεθόδου της Σεισμικής Διάθλασης

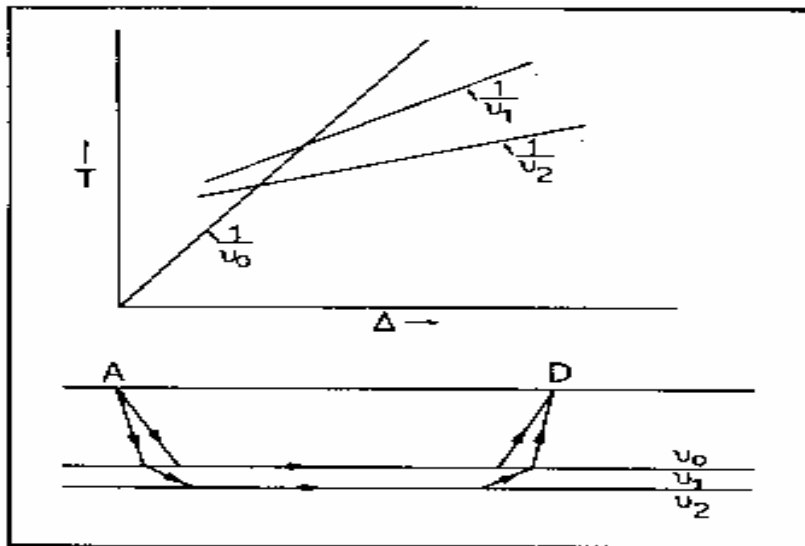
Η εύρεση του πάχους των στρωμάτων και των αντίστοιχων ταχυτήτων με τη μέθοδο της σεισμικής διάθλασης είναι θεωρητικά απλή. Στην πράξη, όμως, υπάρχουν διάφορες πηγές σοβαρών λαθών κατά την εφαρμογή της μεθόδου.

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 τι 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 δια 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 (σχ.7) 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.7 κάτω) δεν φθάνουν πουθενά (σε καμιά απόσταση) πωί αλλά παντού φθάνουν μετά τα άλλα κύματα (απευθείας ή μετωπικά ς άλλα στρώματα), όπως φαίνεται στο σχήμα 7 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.

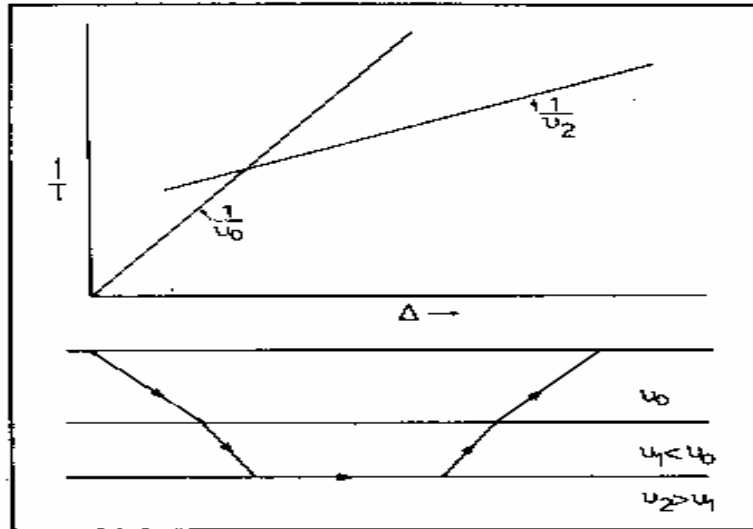
Αν στρώμα μικρής ταχύτητας βρίσκεται μεταξύ δύο στρώματα μεγαλύτερων ταχυτήτων, οι προσπίπτουσες σεισμικές ακτίνες στην πάνω επιφάνεια του στρώματος αυτού πλησιάζουν προς την κάθετα στην επιφάνεια μετά τη διάθλαση τους, με συνέπεια να μη διαδίδονται μετωπικά κύματα τα οποία να ακολουθούν την πάνω οριζική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



Σχήμα 7. Στρώμα μικρού πάχους (ταχύτητας v_1) μεταξύ δύο στρωμάτων σχετικά μεγάλων παχών (κάτω) και αντίστοιχες καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) (Kearey and Books 1984).

του στρώματος (σχ.8). Επομένως, δεν αναγράφονται τέτοια κύματα και δε μπορεί να κατασκευαστεί η καμπύλη των χρόνων διαδρομής αυτών. Έτσι, το στρώμα αυτό

δε μπορεί να αναγνωρισθεί και να καθοριστούν οι παράμετροι του με τη μέθοδο της διάθλασης, μπορεί όμως να καθορισθεί 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 8. Στρώμα μικρής ταχύτητας (v_1) μεταξύ δύο στρωμάτων μεγαλύτερων ταχυτήτων (κάτω) και αντίστοιχες καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω). (Kearey and Books 1984).

3.10 Δομές Συνεχούς Μεταβολής της Ταχύτητας με το Βάθος

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, v , μεταβάλλεται με το βάθος z , σύμφωνα με τη σχέση

$$v = v_0 + kz \quad (41)$$

όπου v_0 είναι η ταχύτητα στην επιφάνεια της Γης και k η βαθμίδα μεταβολής της ταχύτητας με το βάθος. Το ημίτονο της γωνίας πρόσπτωσης, i , σε τυχόν σημείο της τροχιάς, όπου η ταχύτητα είναι v , δίνεται από τη σχέση

$$\eta \mu i = \frac{v}{v_m} \quad (42)$$

όπου v_m , η μέγιστη ταχύτητα του κύματος, δηλαδή, η ταχύτητα στο κατώτερο σημείο της σεισμικής ακτίνας. Από την (78) και την (79) παίρνουμε

$$\eta\mu i = \frac{(v_0/\kappa) + z}{v_m/\kappa} \quad (43)$$

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

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

και ότι τα κέντρα, c_1, c_2, \dots , όλων των περιφερειών αυτών βρίσκονται σε απόσταση από την επιφάνεια της Γης (σχήμα 9).

$$d = \frac{v_0}{\kappa} \quad (45)$$

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

$$z_m = \sqrt{(\Delta/2)^2 + (v_0/\kappa)^2} - \frac{v_0}{\kappa} \quad (46)$$

Από τις σχέσεις (81) και (83) προκύπτει ότι

$$v_m = \sqrt{\frac{\kappa^2 \Delta^2}{4} + v_0^2} \quad (47)$$

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

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

Αν εκφράσουμε την v και το $\sin i$ σε συνάρτηση με το z , με την χρησιμοποίηση των (78) και (79) και πραγματοποιήσουμε την ολοκλήρωση, βρίσκουμε σχέση η οποία σε συνδυασμό με την (83) δίνει τη

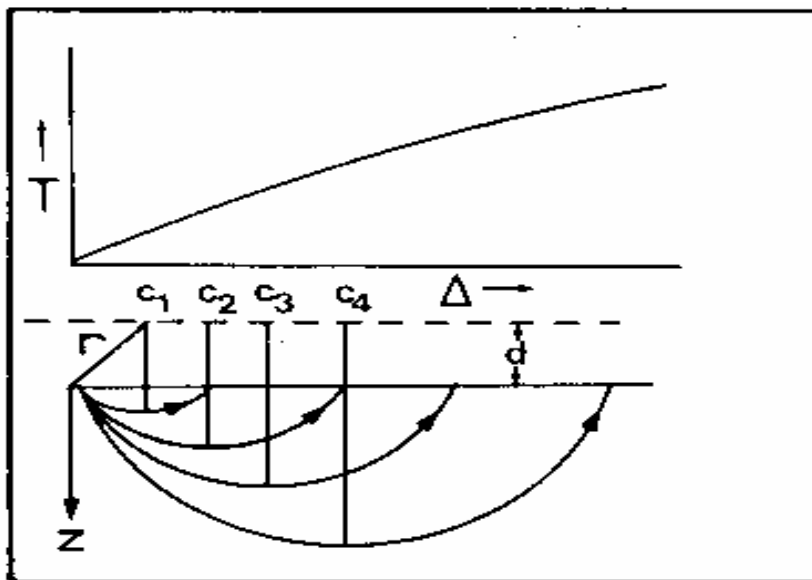
$$T = \frac{2}{\kappa} \arcsin \left(\frac{\kappa \Delta}{2v_0} \right)$$

(49)

όπου η_{mh} είναι το υπερβολικό ημίτονο, το οποίο βρίσκεται από πίνακες. Το πάνω μέρος του σχήματος 9 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 (86) ως προς Δ και λάβουμε υπόψη και την (84), 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 (86) 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 9. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλη χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση γραμμικής μεταβολής της ταχύτητας με το Βάθος (Dobrin 1976).

3.11 Καθορισμός της Θέσης Διάρρηξης και του Άλματος Μετάπτωσης

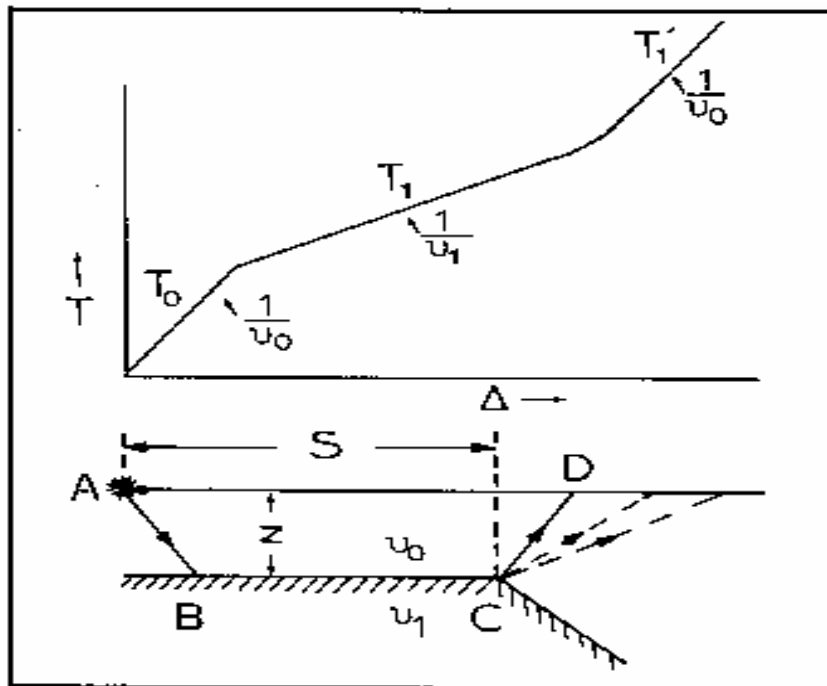
Σε αρκετές περιπτώσεις δομών που αποτελούνται από ένα στρώμα το οποίο βρίσκεται πάνω σε άλλο στρώμα μεγαλύτερης ταχύτητας, το κάτω στρώμα υφίσταται κατακόρυφη διάρρηξη και το τμήμα του στρώματος αυτού που βρίσκεται προς το ένα μέρος της διάρρηξης υφίσταται κατακόρυφη μετάπτωση. Με τη μέθοδο της διάθλασης 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 35), η καμπύλη χρόνων διαδρομής των πρώτων αφίξεων μέχρι ορισμένη απόσταση O αποτελείται από δύο ευθύγραμμους κλάδους, που οι κλίσεις τους είναι $1/v_0$ και $1/v_1$

και οι χρόνοι διαδρομής δίνονται από τις σχέσεις (38) και (41). 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 35. Ο χρόνος διαδρομής των κυμάτων αυτών σε συνάρτηση με την απόσταση από το σημείο της έκρηξης, δίνεται από τη σχέση

$$T_1 = \frac{z \sin i_c}{v_0} + \frac{S}{v_1} + \frac{\sqrt{(\Delta - S)^2 + z^2}}{v_0} \quad (50)$$



Σχήμα 10. 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 $1/v_0$, όταν αυξάνεται η απόσταση από την έκρηξη. Η οριζόντια απόσταση, της διάρρηξης από το σημείο της έκρηξης μπορεί να βρεθεί με την $S = D - z \sin i_c$ ή

$$S = D - \frac{z v_0}{\sqrt{v_1^2 - v_0^2}} \quad (51)$$

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 (38) και (41). Πέρα από την οριζική αυτή απόσταση, τα κύματα, που φθάνουν πρώτα στην επιφάνεια της Γης, ακολουθούν το δρόμο $ABCED$ (σχήμα 10).

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

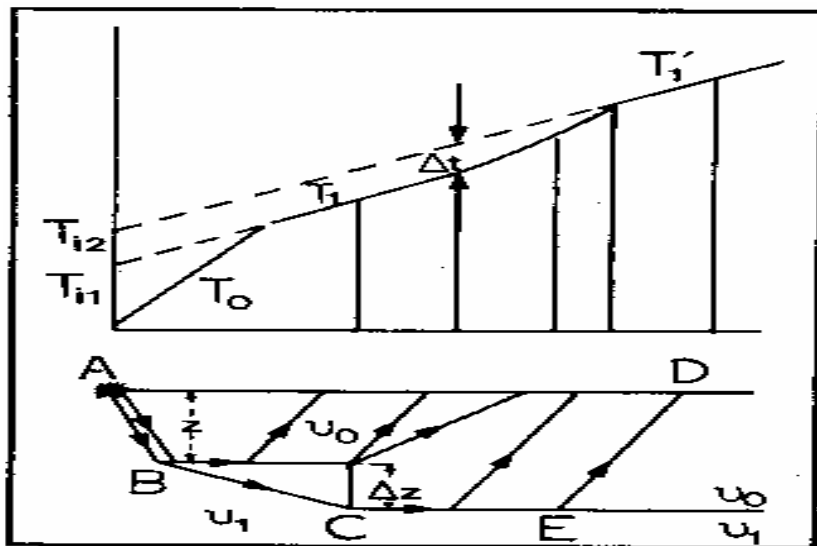
$$T'_1 = \frac{\Delta}{u_1} + \frac{z \sin i_c}{u_0} + \frac{(z \pm \Delta z) \sin i_c}{u_0} \quad (52)$$

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 (40). 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 $\eta_{i_c} = u_0 / u_1$ βρίσκουμε ότι

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

Ο χρόνος Δt ισούται με τη διαφορά, $T_{i2} - T_{i1}$, των χρόνων συνάντησης και βρίσκεται απ' αυτούς (σχήμα 11 πάνω). Η σχέση (90) χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του μήκους του άλματος της μετάπτωσης.



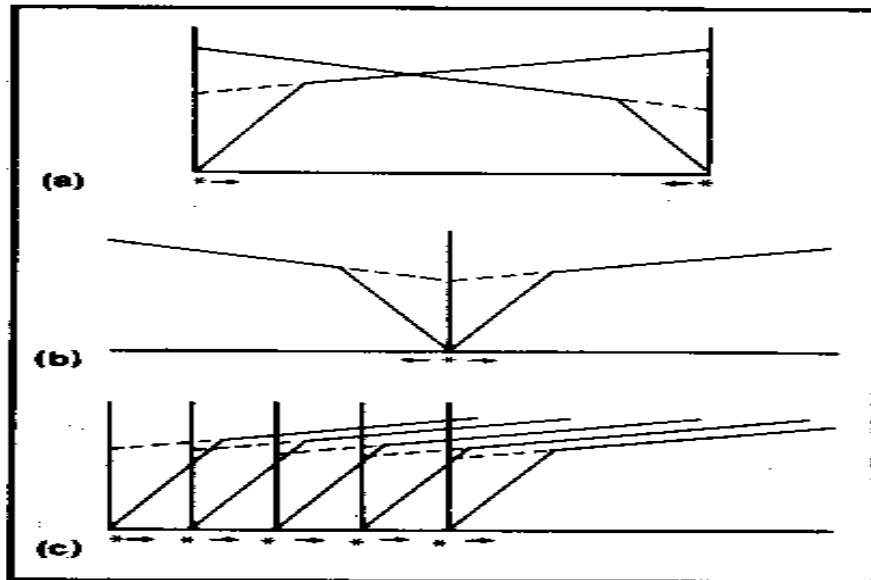
Σχήμα 11. Σεισμικές ακτίνες (κάτω) και καμπύλες χρόνων διαδρομής (πάνω) στην περίπτωση διάρρηξης μικρού άλματος μετάπτωσης (Nettleton 1940).

3.12 Τρόποι Διάταξης Γεωφώνων σε Εργασίες Διάθλασης

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



Σχήμα 12. Διατάξεις τομής στη σεισμική διάθλαση, α) Αντιστρεπτή διάταξη, β) διπλή ή διχασμένη διάταξη, γ) απλή συνεχής διάταξη (Kearey and Books 1984).

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 12).

Η πρώτη είναι η **αντιστρεπτή διάταξη** (σχήμα 12α) που βασίζεται στη γένεση ελαστικών κυμάτων στα άκρα της και καταγραφή από γεώφωνα που βρίσκονται μεταξύ των δύο πηγών ελαστικών κυμάτων.

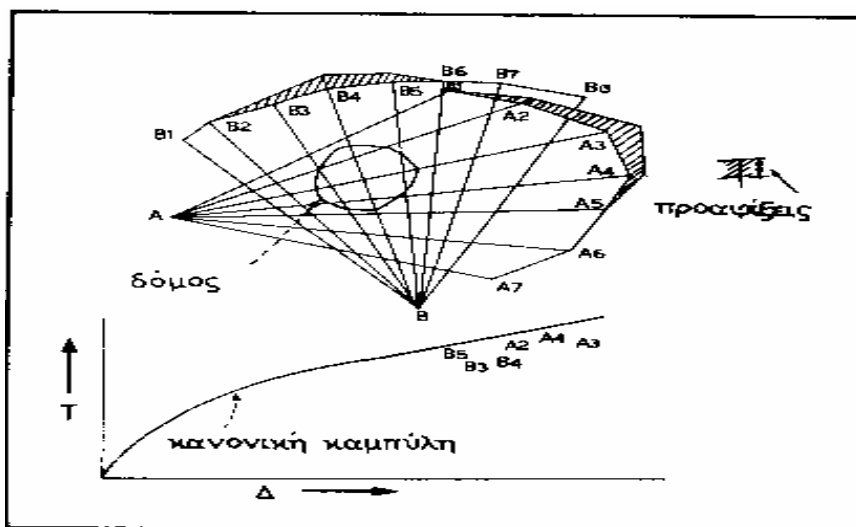
Η δεύτερη διάταξη τομής η οποία ονομάζεται **διπλή διάταξη ή διχασμένη διάταξη** (σχήμα 12β) αποτελείται από δύο σειρές γεωφώνων και πηγή που βρίσκεται στο μέσο μεταξύ αυτών.

Η τρίτη είναι η **απλή συνεχής διάταξη** (σχήμα 12γ). 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.

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 13. Διάταξη βεντάλιας

Κατά την εφαρμογή της μεθόδου αυτής, γίνεται μια έκρηξη σε ορισμένο σημείο A (σχήμα 13 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 13 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.

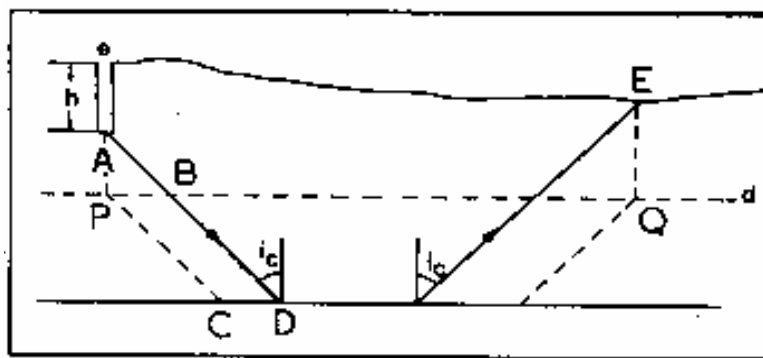
3.13 Διορθώσεις των Παρατηρήσεων Διάθλασης

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 14 η στιγμένη 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 γεωφώνου. Αν το σημείο της έκρηξης και το γεώφωνο βρισκόταν στις ανοιγμένες τους θέσεις P και Q, οι δυο πλάγιες στιγμένες 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 γεώφωνο, είναι $t_2 = (E - d) \text{ συν} i_c / v_0$. Η ολική διόρθωση λόγω της διαφοράς υψομέτρου θα είναι $\Delta t_0 = t_1 + t_2$. Αν εκφράσουμε το $\text{συν} i_0$ σε συνάρτηση με τις ταχύτητες v_0 και v_1 βρίσκουμε τελικά ότι

$$\Delta t_0 = \frac{(\epsilon - h + E - 2d) \sqrt{v_1^2 - v_0^2}}{v_0 v_1} \quad (91)$$



Σχήμα 14 Το σημείο της έκρηξης, A, και το γεώφωνο, E, βρίσκονται σε διαφορετικό υψόμετρο (Dobrin 1976).

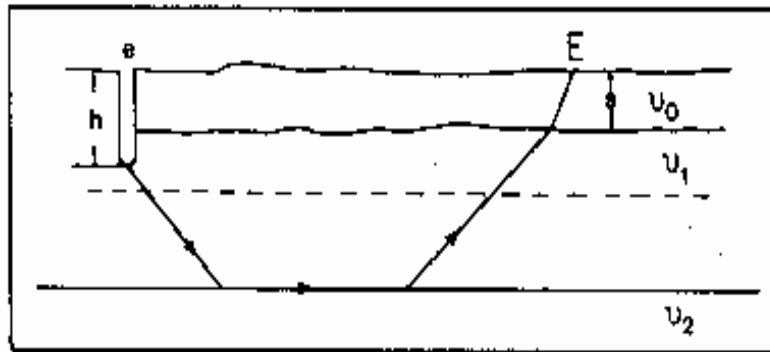
β) Διόρθωση για το στρώμα αποσάθρωσης. Η ταχύτητα των κυμάτων στο πολύ επιφανειακό αποσαθρωμένο στρώμα είναι μικρή σε σχέση με την ταχύτητα των κυμάτων μέσα στα ιζηματογενή πετρώματα, που βρίσκονται κάτω από αυτό. Συνέπεια αυτού είναι ο υπολογισμός εικονικού βάθους της επιφάνειας διάθλασης. Για το λόγο 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.15), 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

$$\Delta t_{\alpha} = \frac{s \sqrt{u_2^2 - u_0^2}}{u_0 u_2} + \frac{(e + E - h - s) \sqrt{u_2^2 - u_1^2}}{u_1 u_2} \quad (92)$$



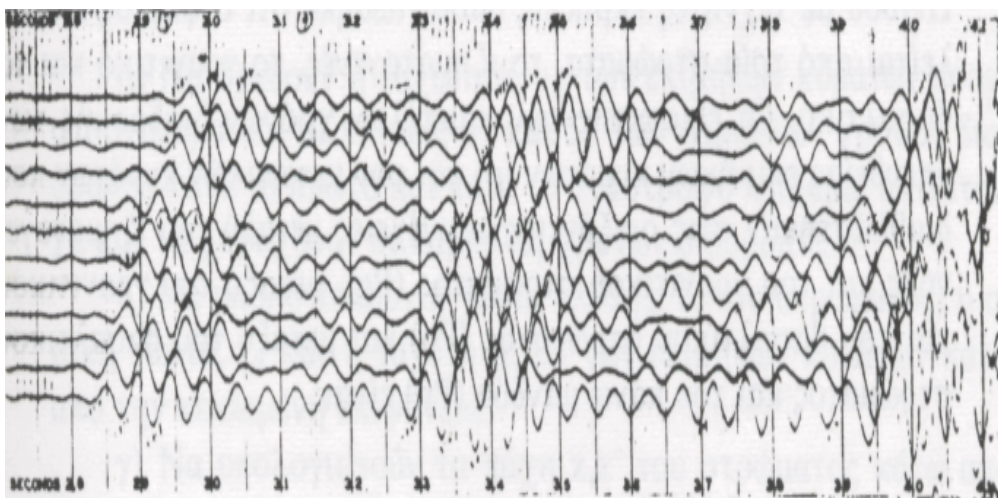
Σχήμα 15. Το αποσαθρωμένο στρώμα, πάχους δ , πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά την εφαρμογή της μεθόδου της διάθλασης (Dobrin 1976).

3.14 Συσχέτιση των Αναγραφών Διάθλασης

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.

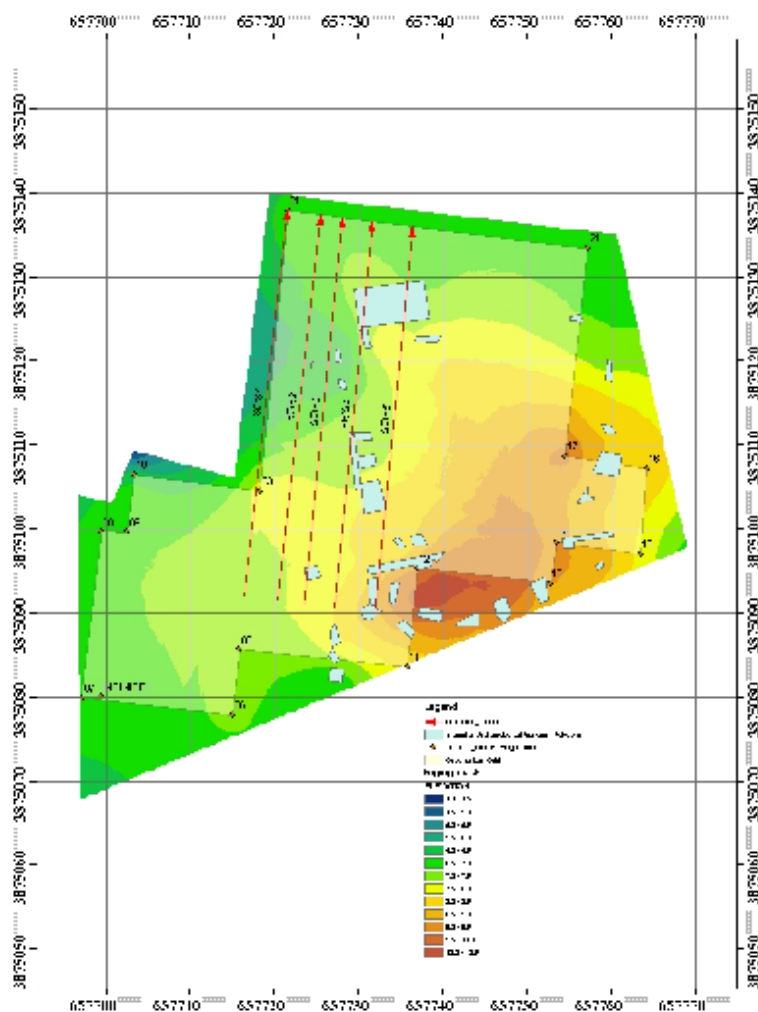
Το σχήμα 16 παριστάνει τις αναγραφές έκρηξης από 12 γεώφωνα κατανεμημένα σε αποστάσεις μεταξύ 13,4 και 16,2 ΚΜ περίπου, από το σημείο της έκρηξης. Οι αναγραφές αυτές πραγματοποιήθηκαν στο δυτικό Τέξας. Παρατηρούμε ότι σε τρεις περιπτώσεις τα πλάτη των κυμάτων είναι σημαντικά και οι συσχετίσεις είναι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



Σχήμα 16. Αναγραφές κυμάτων διάθλασης από δώδεκα γεώφωνα που βρίσκονται σε διάφορες αποστάσεις από το σημείο της έκρηξης (Jakosky 1957).

4. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΕΙΣΜΙΚΗΣ ΔΙΑΘΛΑΣΗΣ ΣΤΗ ΠΕΡΙΟΧΗ ΕΡΕΥΝΑΣ

Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε θέσεις που επιλέχθηκαν κατά την επίσκεψη της ομάδας υπαίθρου στην ευρύτερη περιοχή διασκόπησης. Οι τομές αυτές φαίνονται με κόκκινες γραμμές στον γεωλογικό χάρτη του σχήματος 1. Κατά τη διεξαγωγή των μετρήσεων ορισμένες από τις τομές τροποποιήθηκαν ελαφρά σε σχέση με τον αρχικό σχεδιασμό, λόγω μορφολογικών ανωμαλιών όπου ήταν αδύνατη η πρόσβαση.



Σχήμα 1. Χάρτης αναγλύφου της περιοχής έρευνας και χωροθέτηση των σεισμικών διατομών στο χώρο έρευνας.

Το όργανο που χρησιμοποιήθηκε και στην περίπτωση ήταν το μοντέλο StrataView της εταιρείας Geometrics. Οι καταγραφές πραγματοποιούνταν ταυτόχρονα σε 24

κανάλια, ενώ τα γεώφωνα ήταν ιδιοσυχνότητας 40Hz και 4.5Hz (χαμηλής συχνότητας). Η συχνότητα αυτή είναι κατάλληλη για διασκοπήσεις διάθλασης (Παπαζάχος, 1986).



ΕΙΚΟΝΑ1. Καταγραφικό της Geometrics και μονάδα αποθήκευσης των κυματομορφών.

Η τεχνική παραγωγής επιμήκων (P) κυμάτων γίνεται με τη χρήση σφυριού το οποίο προσκρούει με δύναμη σε μεταλλική πλάκα πακτωμένη στο έδαφος. Στο στέλεχος του σφυριού υπάρχει στερεωμένος κρουστικός διακόπτης ο οποίος

“ανοίγει” την στιγμή της πρόσκρουσης δίνοντας έτσι τον χρόνο αναφοράς για την καταγραφή των αφικνούμενων στα γεωφωνα κυμάτων. Σημαντικό πλεονέκτημα σε σχέση με τα εκρηκτικά η πολύ καλύτερη “σύζευξη” της πηγής με το έδαφος, το μικρότερο κόστος, το καλύτερο συχνοτικό περιεχόμενο (πιο κοντά στην ιδιοσυχνότητα των γεωφώνων) και η θεωρητικά απεριόριστη επαναληψιμότητα των μετρήσεων.

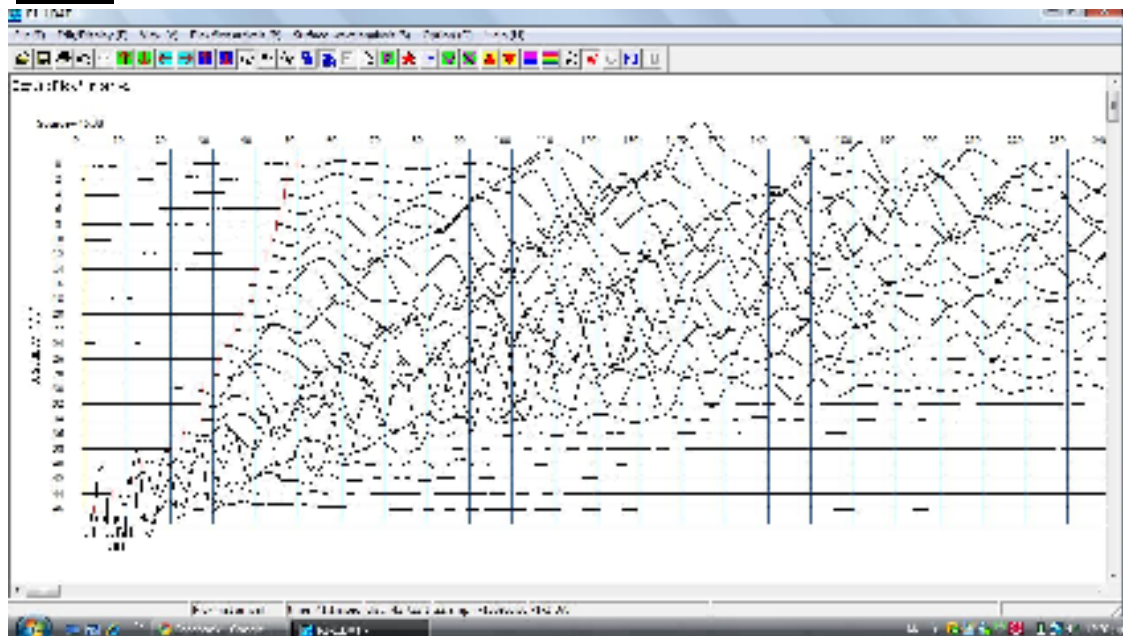


ΕΙΚΟΝΑ2. Παραγωγή σεισμικών κυμάτων με τη πρόσκρουση σφυριού σε μεταλλική πλάκα στο έδαφος.

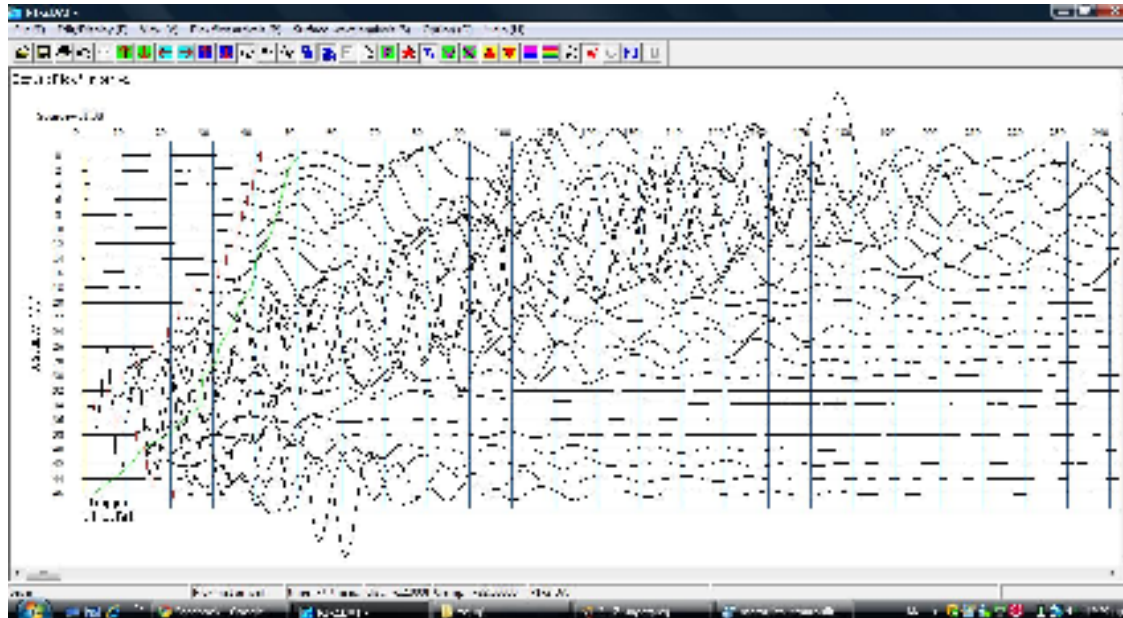
Οι καταγραφές που συλλέχθηκαν μελετήθηκαν και επιλέχθηκαν οι αφίξεις των P σεισμικών φάσεων οι οποίες και ερμηνεύθηκαν για την εξαγωγή των τελικών μοντέλων ταχύτητας των κυμάτων χώρου σε κάθε τομή. Συνεπώς, το τελικό αποτέλεσμα ήταν να προσδιοριστεί η γεωφυσική στρωματογραφία του χώρου, να

καθοριστούν τα πάχη συγκεκριμένων σχηματισμών και να γίνει ο προσδιορισμός των ταχυτήτων των κυμάτων χώρου μέσα σ' αυτούς. Η ερμηνεία των πρώτων αφίξεων έγινε με το πρόγραμμα SeisImager της Geometrics. Ειδικότερα, αρχικά χρησιμοποιήθηκε το PickWin για τον προσδιορισμό των πρώτων αφίξεων ανά διατομή και για όλες τις θέσεις των πηγών (σχήμα 4.4).

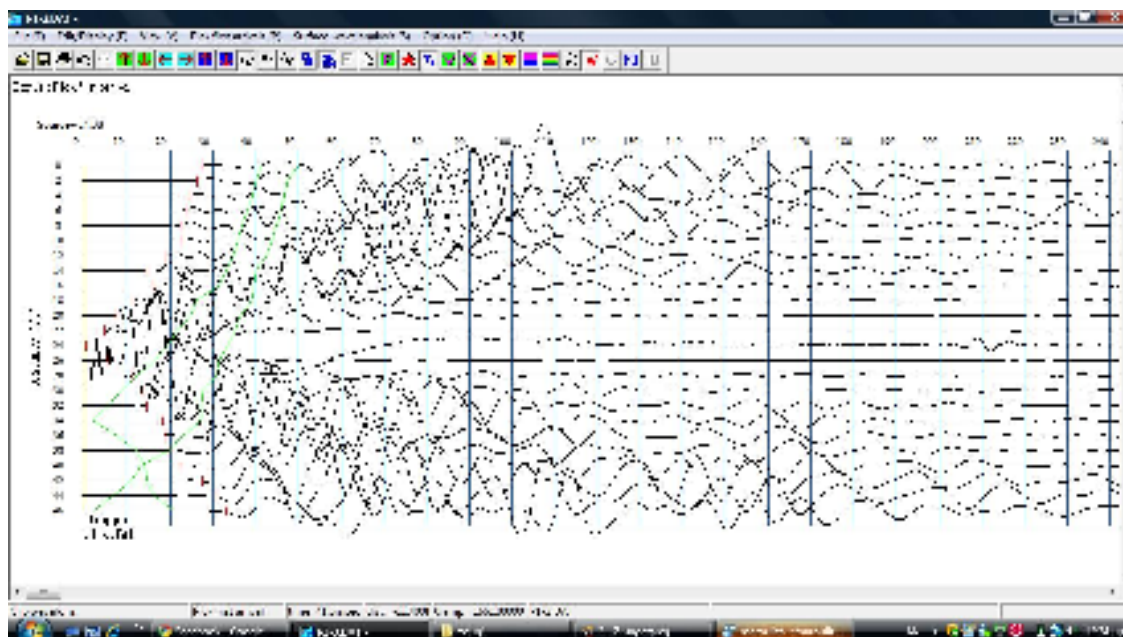
Τομή 1



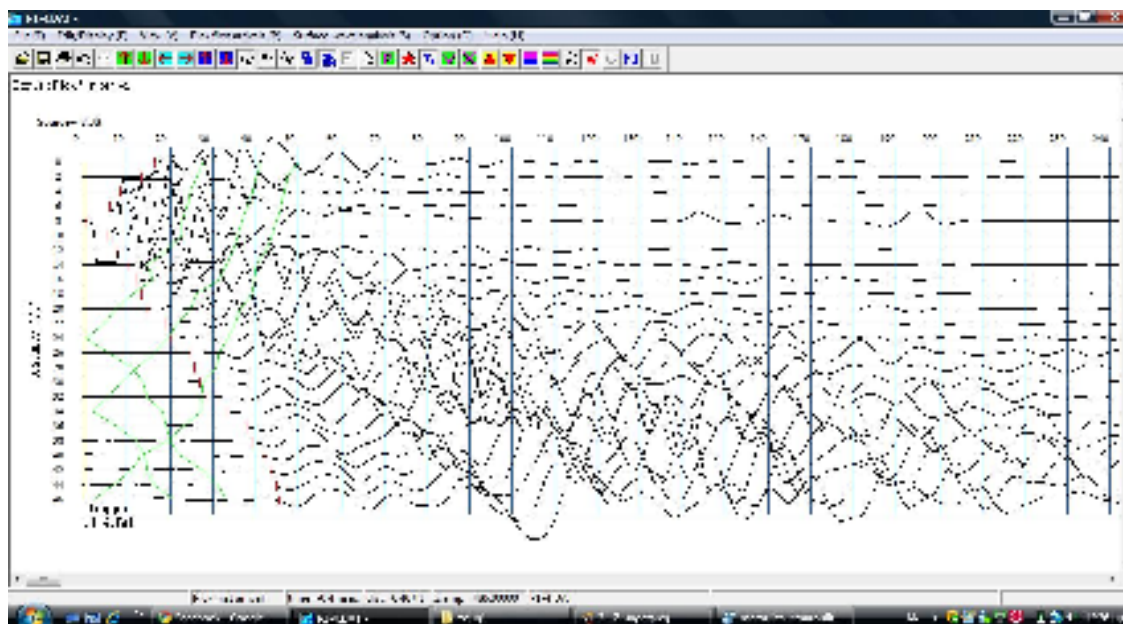
Σχήμα 2. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P1-1.DAT).



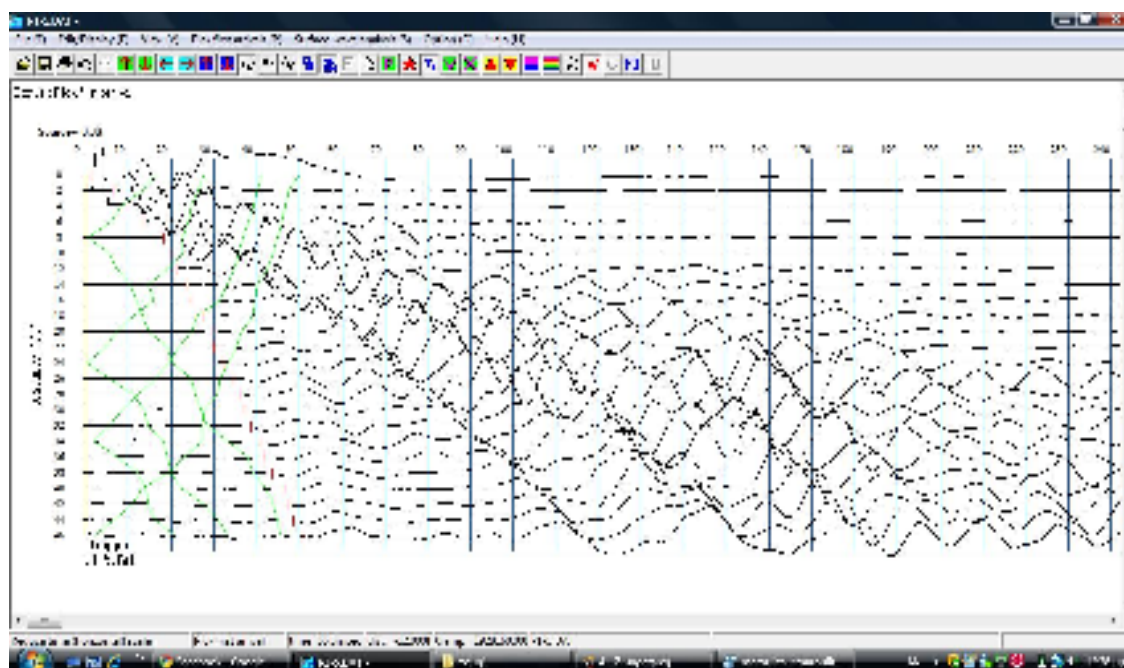
Σχήμα 3. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P1-2.DAT).



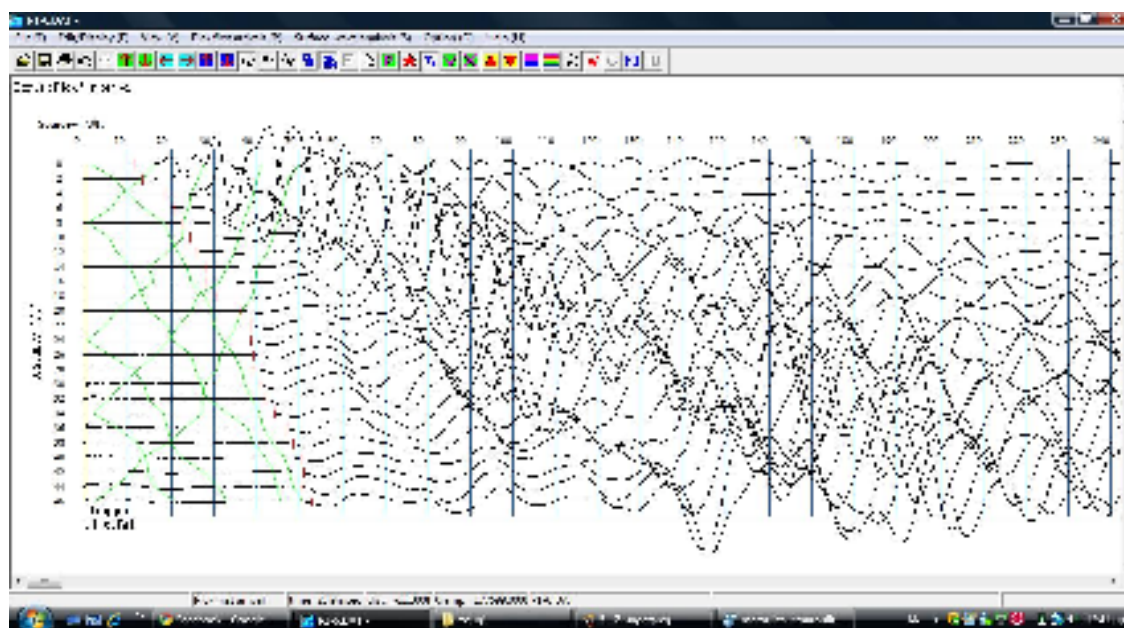
Σχήμα 4. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P1-3.DAT).



Σχήμα 5. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P1-4.DAT).



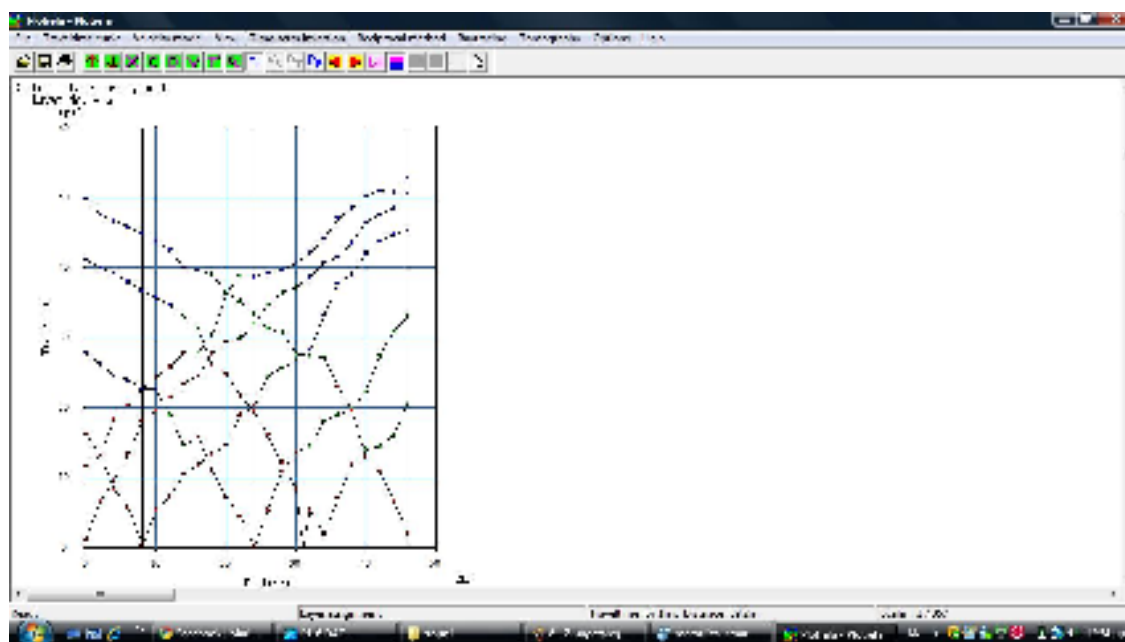
Σχήμα 6. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P1-5.DAT).



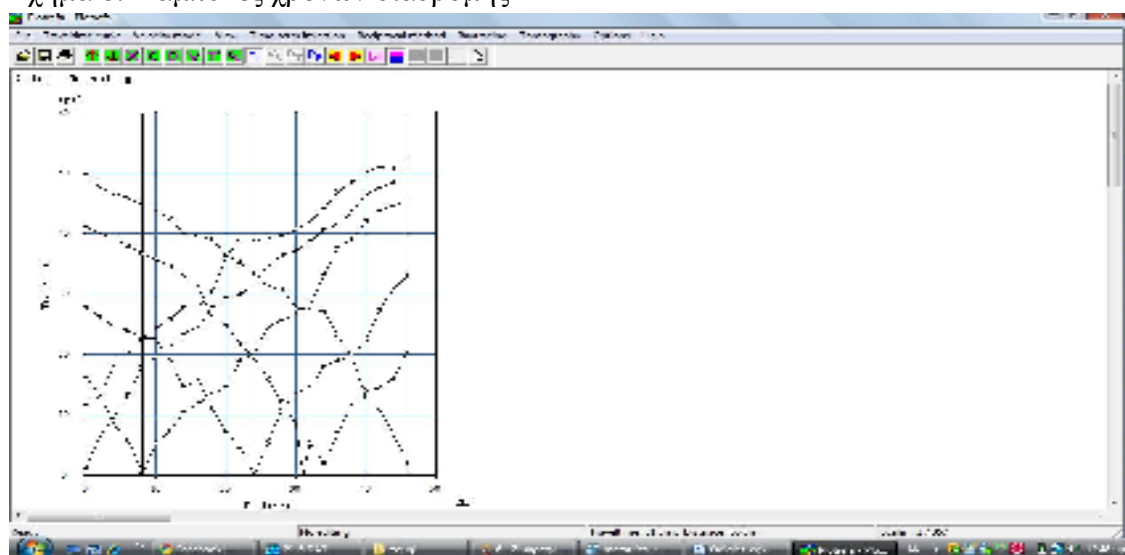
Σχήμα 7. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P1-6.DAT).

Στη συνέχεια, χρησιμοποιώντας όλες τις καταγραφές, χαρτογραφούνται οι καμπύλες χρόνων διαδρομής όπως φαίνεται στα παρακάτω σχήματα (Σχήμα 8-9-10). Στη

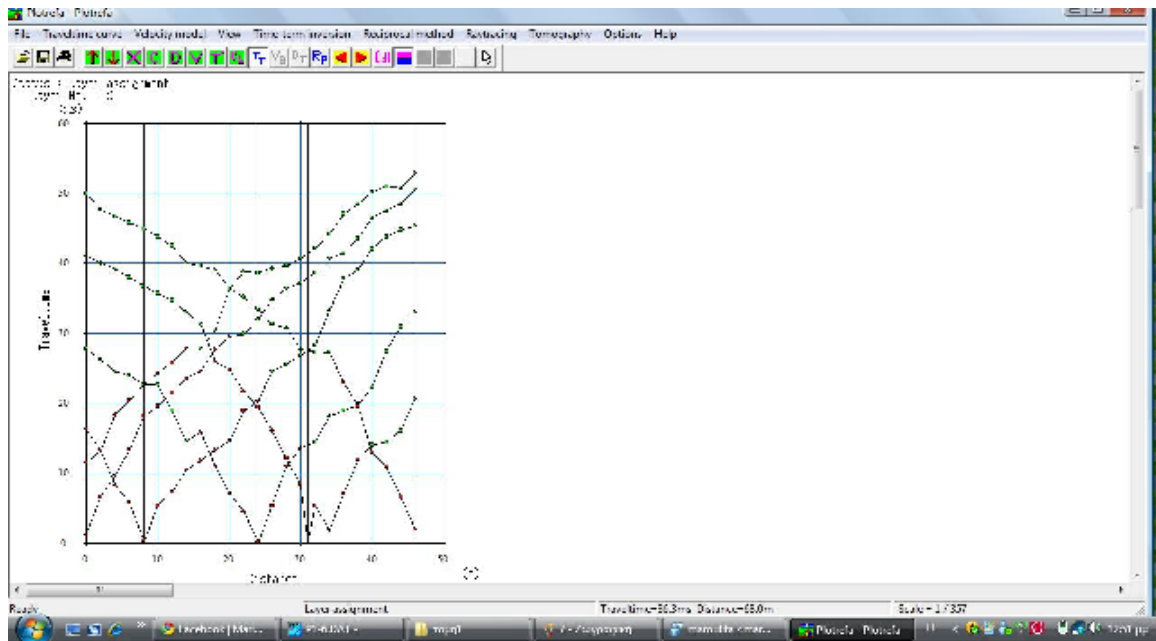
συμβατική επεξεργασία θα γινόταν σε αυτό το στάδιο ο προσδιορισμός στις καμπύλες των διαφορετικών στρωμάτων. Δεδομένου ότι αναμένεται ανομοιογένεια του υπεδάφους, προτιμήθηκε η τομογραφική προσέγγιση του προβλήματος. Στα πλαίσια της τομογραφικής ερμηνείας των πρώτων αφίξεων των σεισμικών κυμάτων, επιλύθηκε το ευθύ πρόβλημα και παράχθηκαν οι συνθετικές καμπύλες χρόνων διαδρομής (σχήμα 4.11). Με ένα αρχικό μοντέλο ταχύτητας και με βάση τις διαφορές μεταξύ των καμπύλων χρόνων διαδρομής πραγματοποιήθηκε αντιστροφή των χρόνων διαδρομής για την παραγωγή του τελικού τοπογραφικού μοντέλου (σχήμα 4.12) μετά το πέρας 10 επαναλήψεων. Στη τομογραφική εικόνα παρουσιάζονται και οι σεισμικές ακτίνες με σκοπό να προσδιοριστεί η διακριτική ικανότητα του ανακατασκευασμένου τομογραφικού μοντέλου.



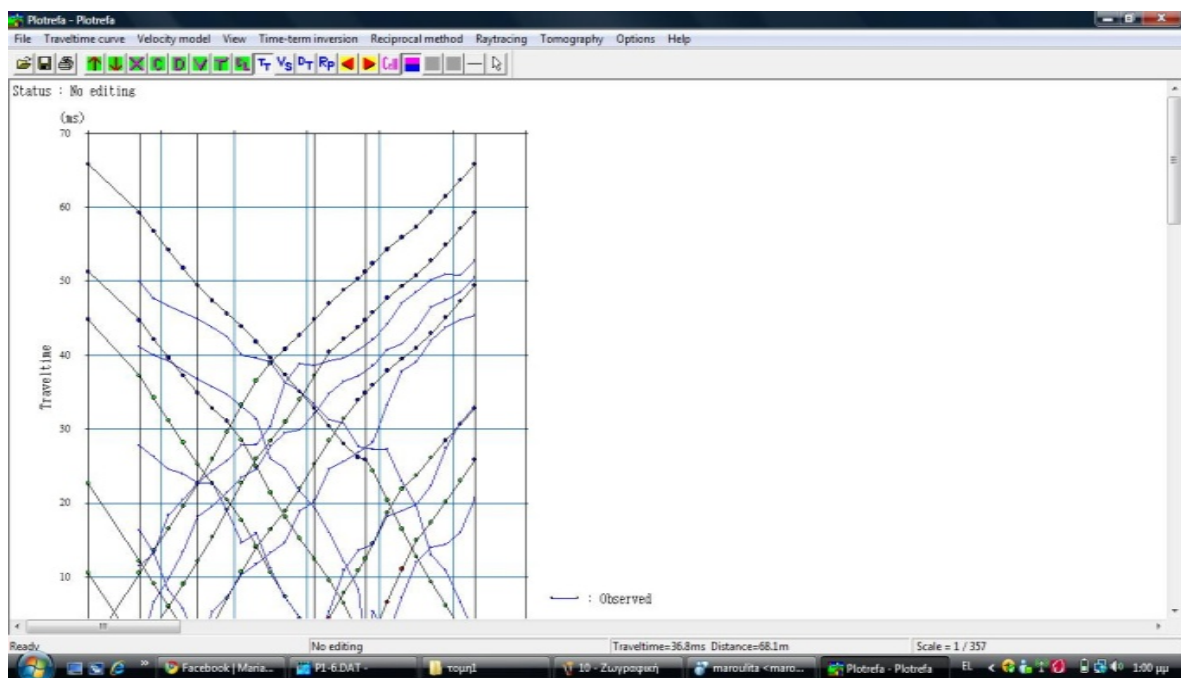
Σχήμα 8. Καμπύλες χρόνων διαδρομής



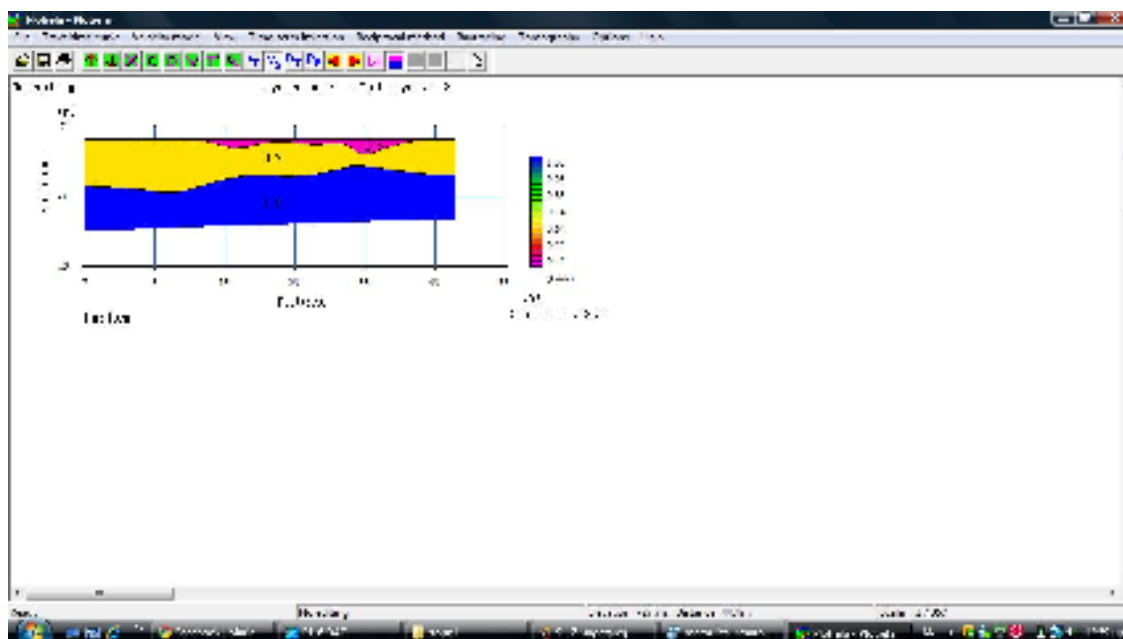
Σχήμα 9. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



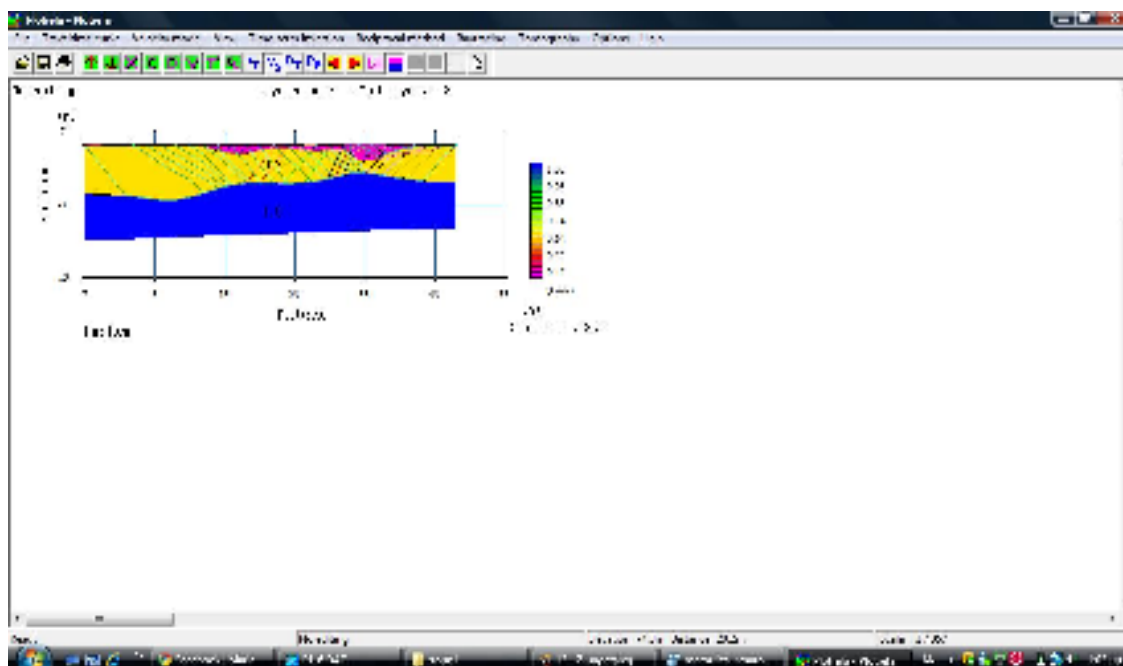
Σχήμα 10. Καμπύλες χρόνων διαδρομής



Σχήμα 11. Παρουσίαση των καταγεγραμμένων και υπολογιζόμενων καμπύλων χρόνων διαδρομής ως αποτέλεσμα της επίλυσης του ευθέως προβλήματος.

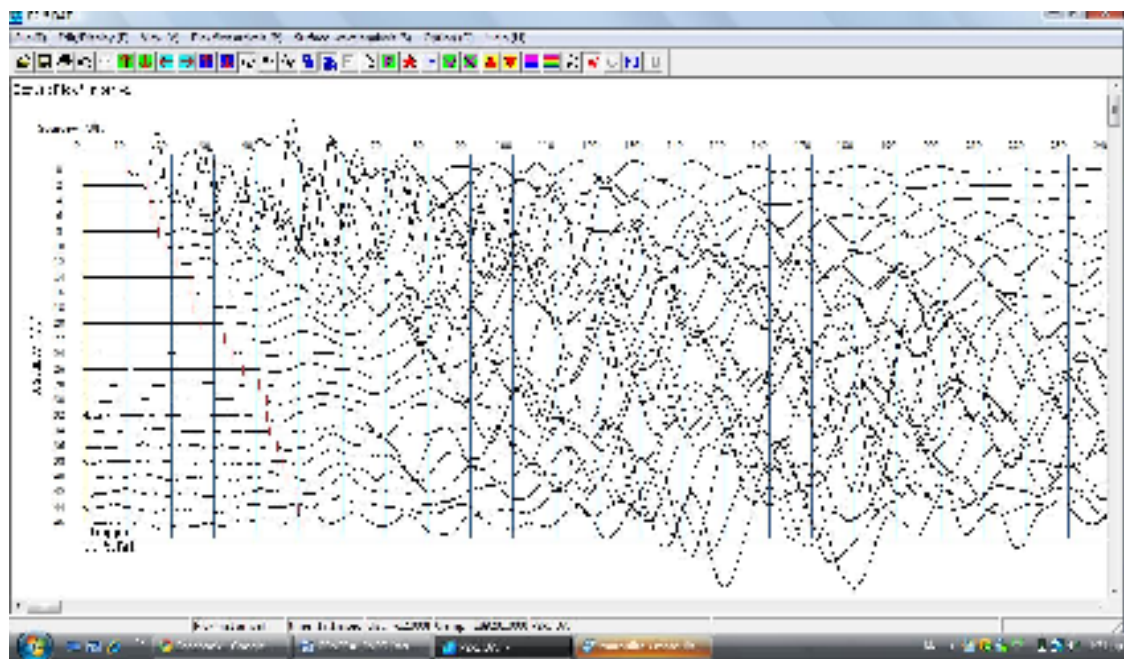


Σχήμα 12. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο ταχύτητας της τομής 1.

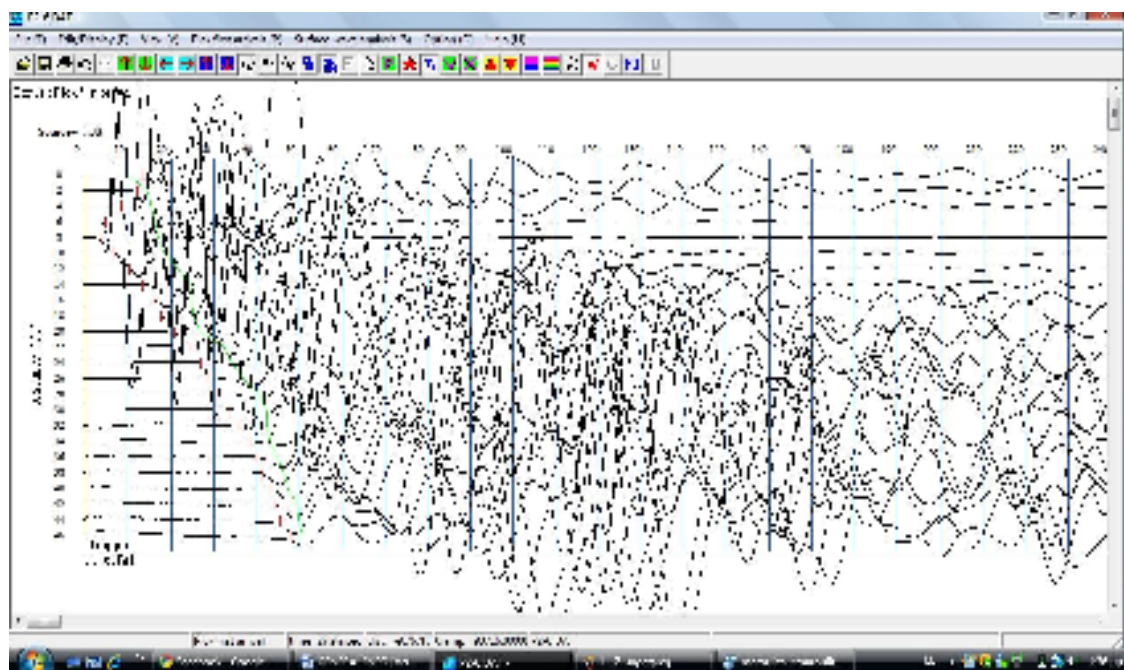


Σχήμα 13.

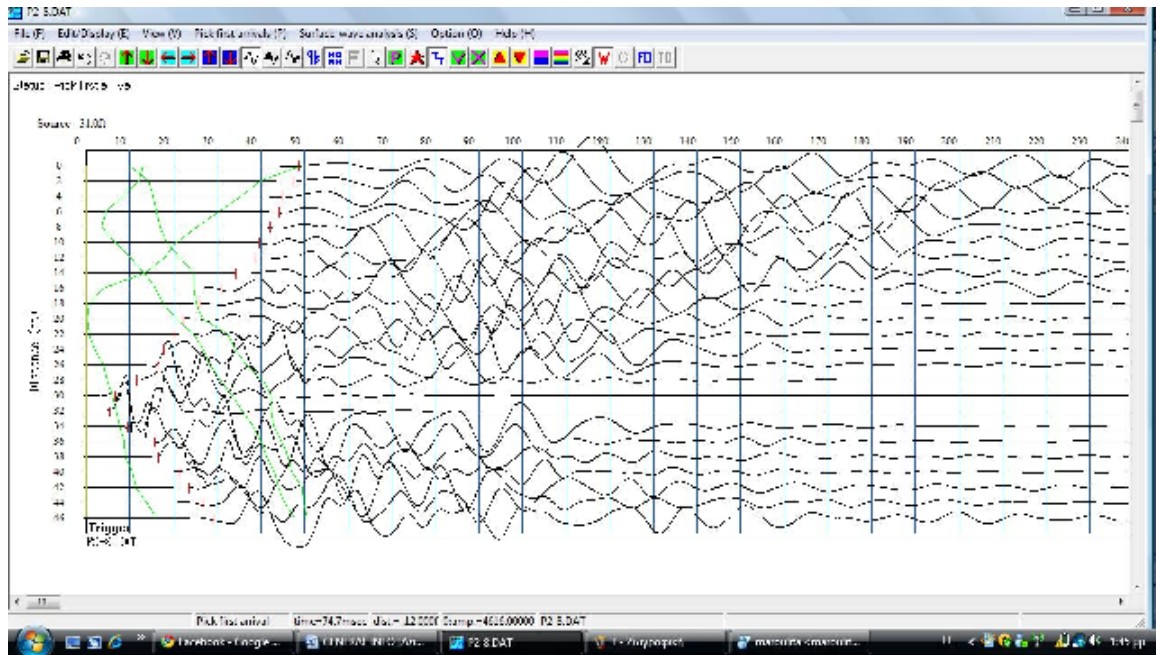
Τομή 2



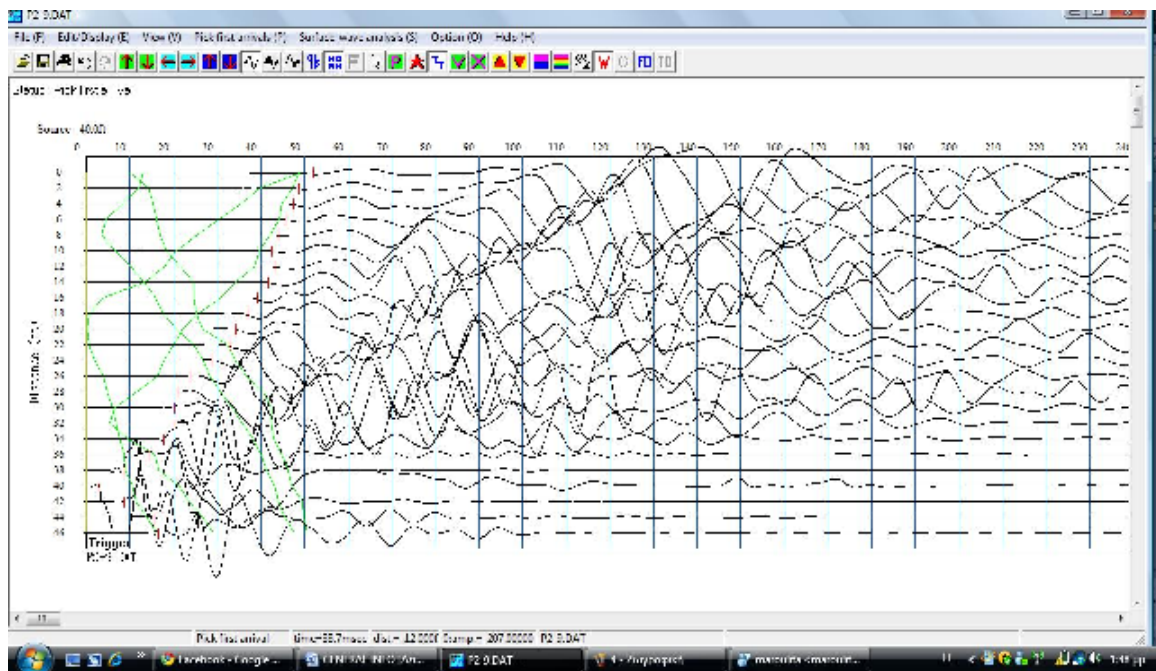
Σχήμα 14. Αποτύπωση των κυμαμορφών για το αρχείο (P2-5.DAT).



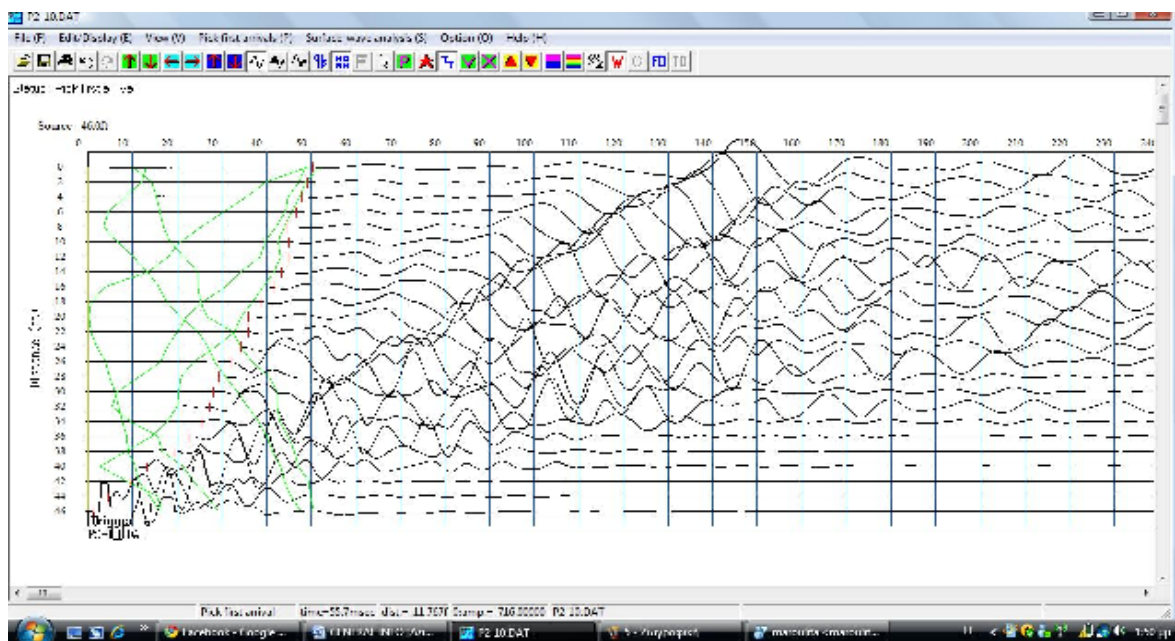
Σχήμα 15. Αποτύπωση των κυμαμορφών για το αρχείο (P2-6.DAT).



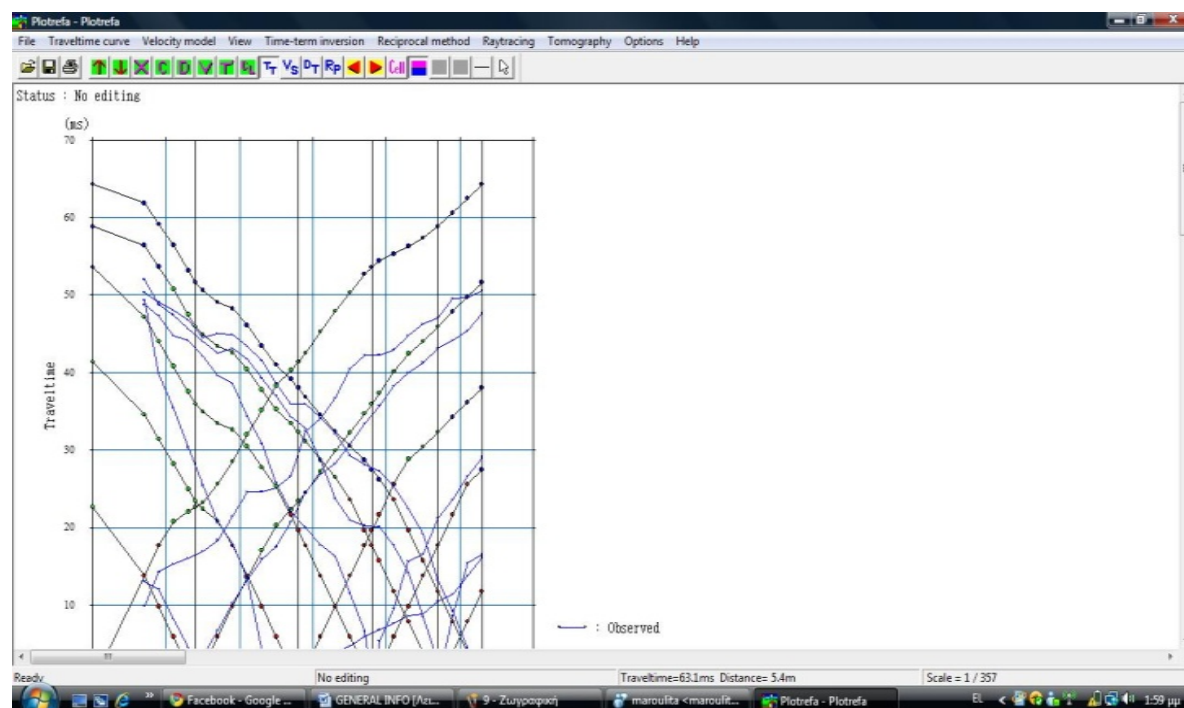
Σχήμα 16. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P2-8.DAT).



Σχήμα 17. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο (P2-9.DAT).

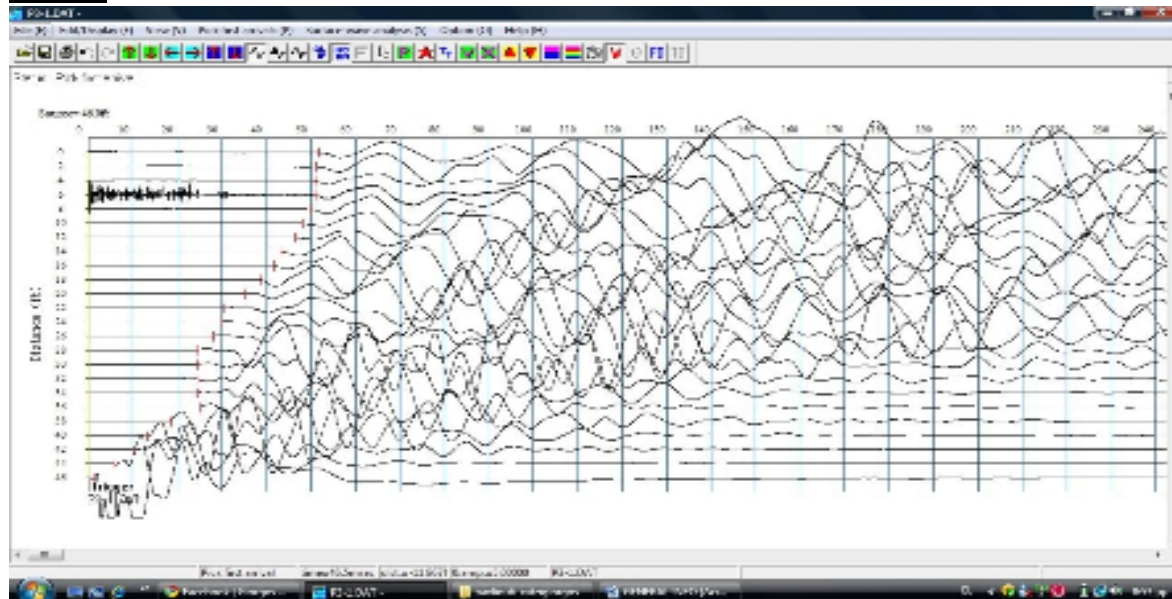


Σχήμα 18. Αποτύπωση των κυμαμορφών για το αρχείο (P2-10.DAT).

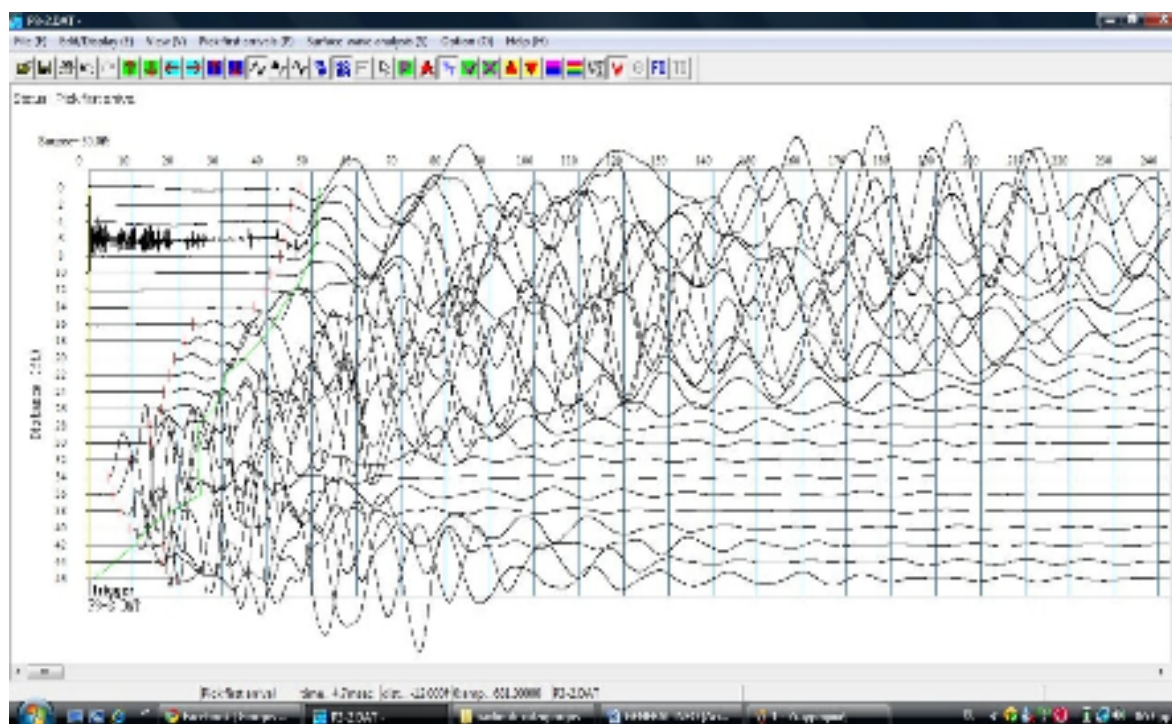


Σχήμα 19. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.

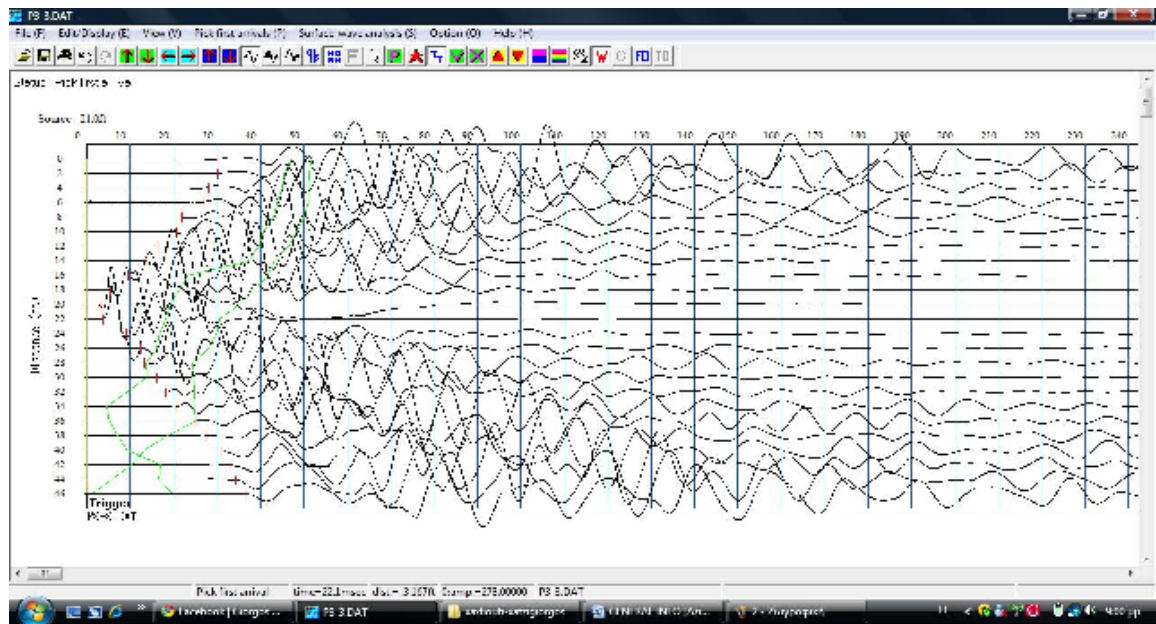
Τομή 3



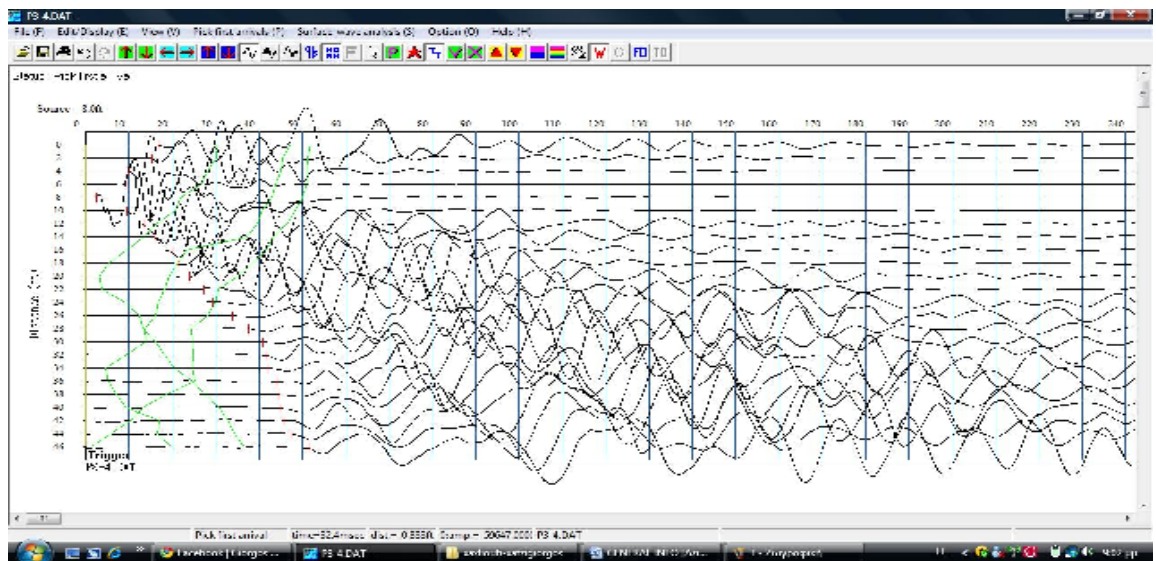
Σχήμα 23. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο P3-1.DAT



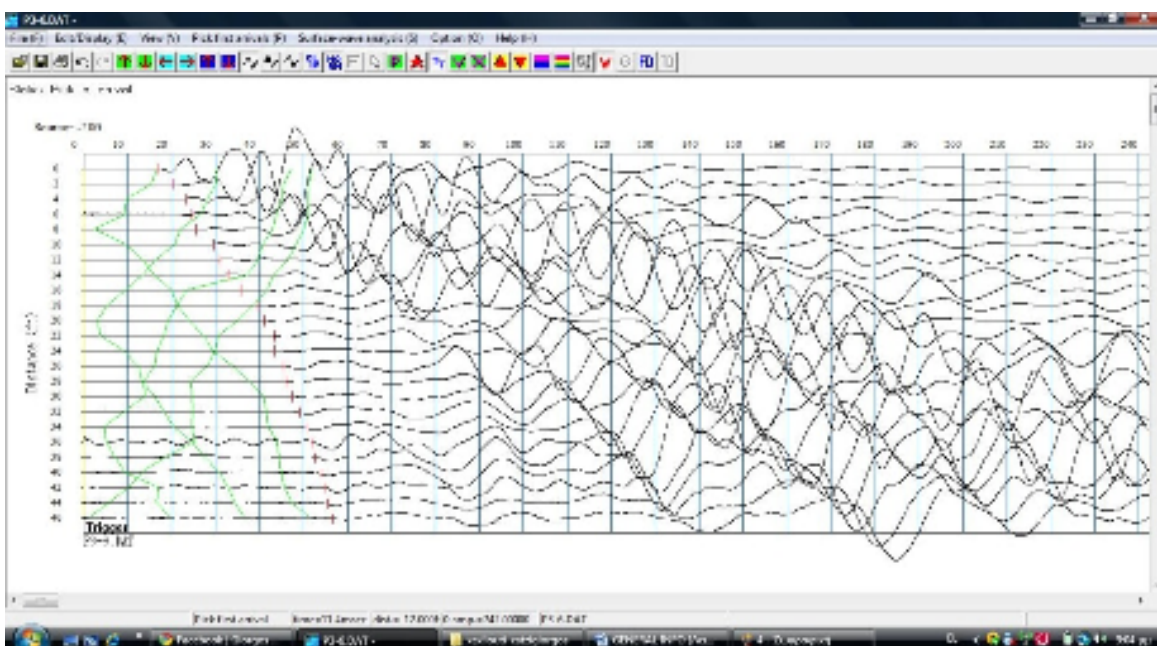
Σχήμα 24. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο P3-2.DAT.



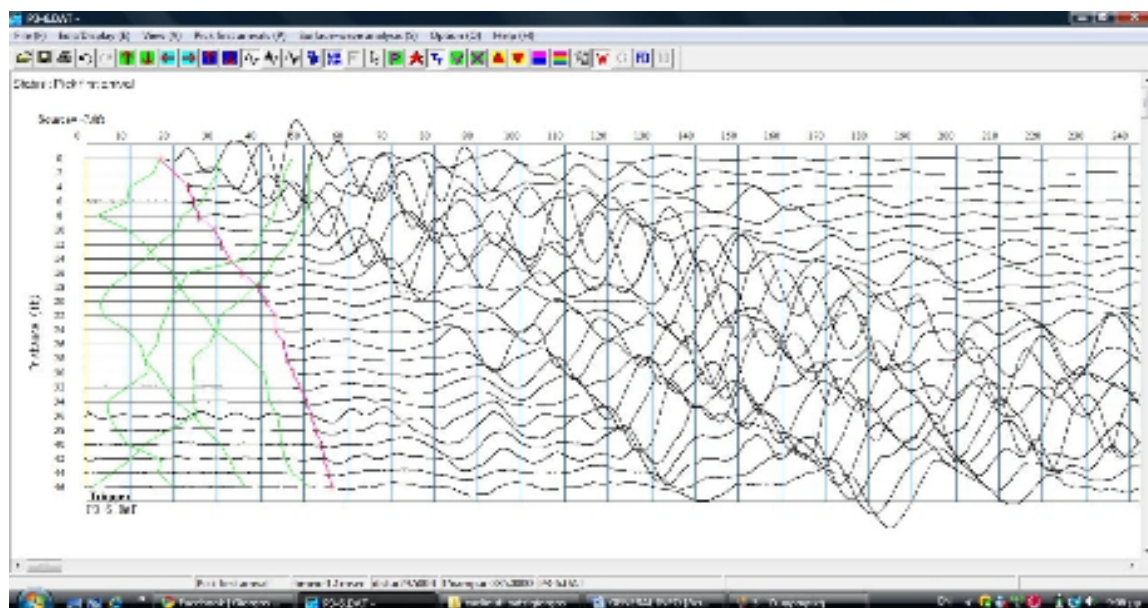
Σχήμα 25. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο P3-3.DAT.



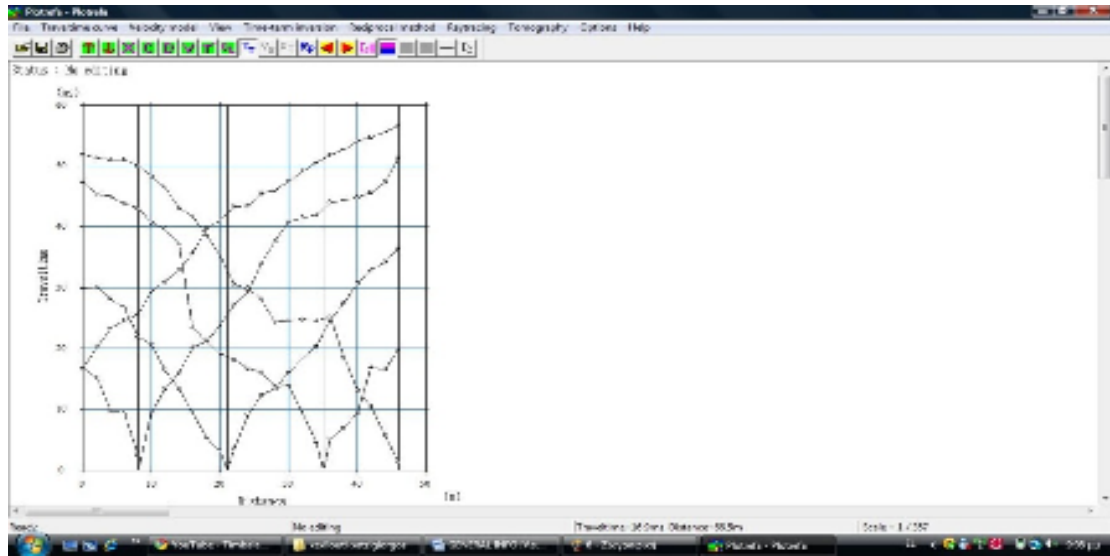
Σχήμα 26. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P3-4.DAT



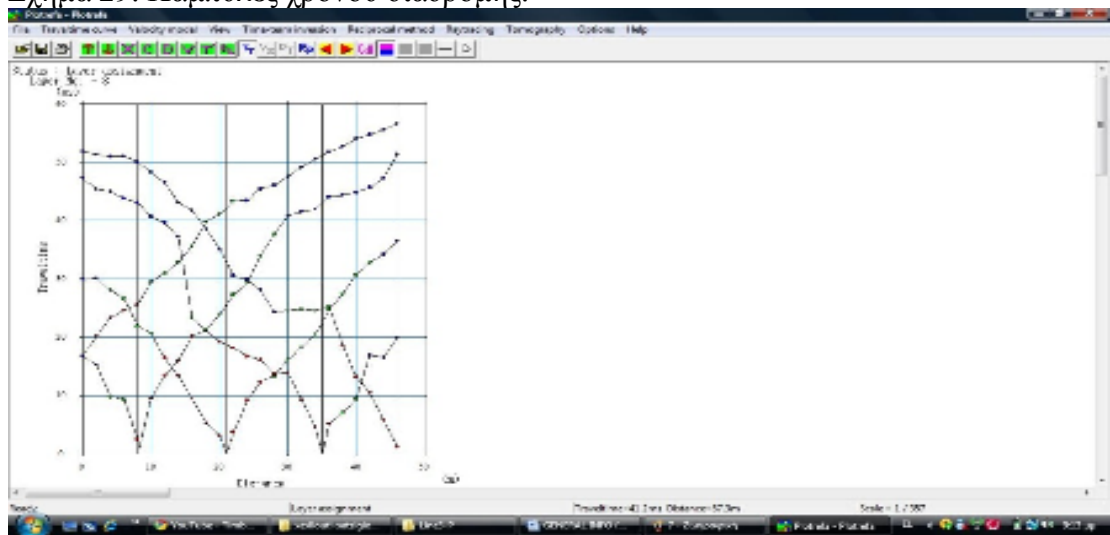
Σχήμα 27. Αποτύπωση των κυματομορφών για το αρχείο P3-5.DAT



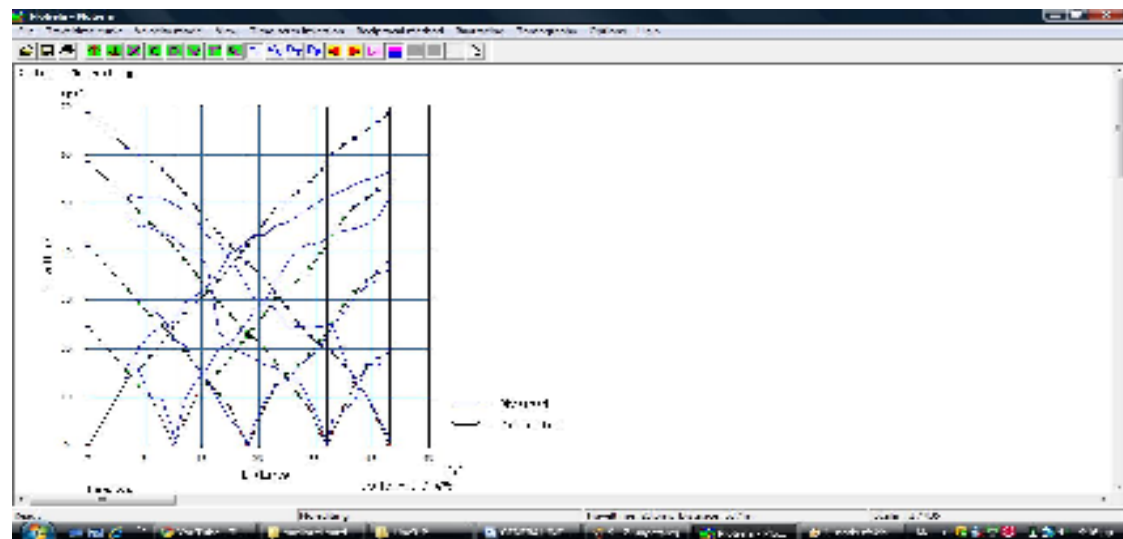
Σχήμα 28. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P3-6.DAT.



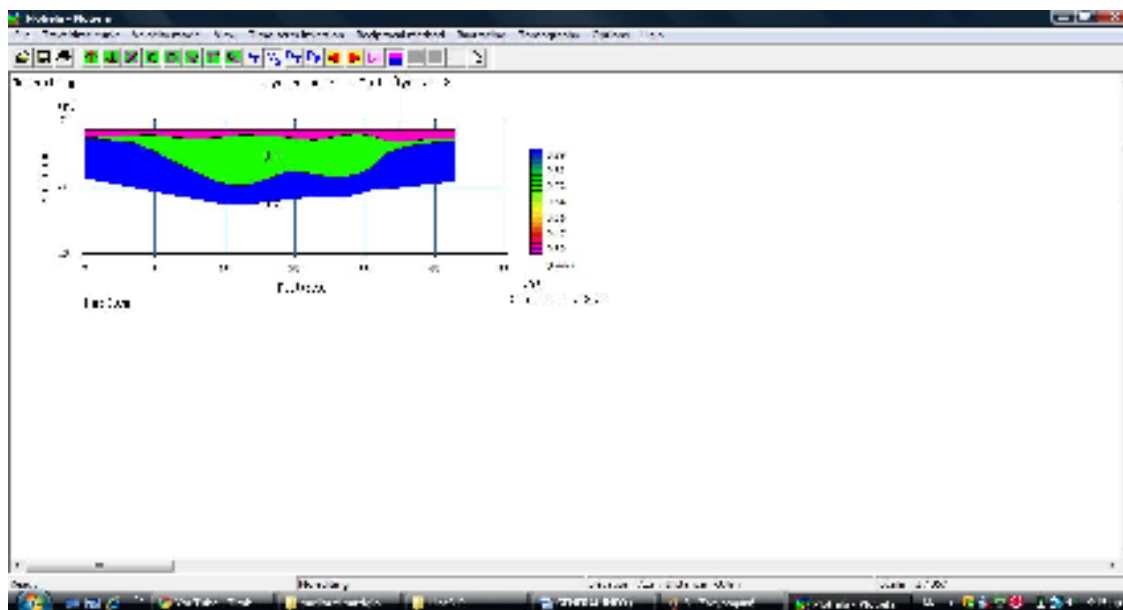
Σχήμα 29. Καμπύλες χρόνου διαδρομής.



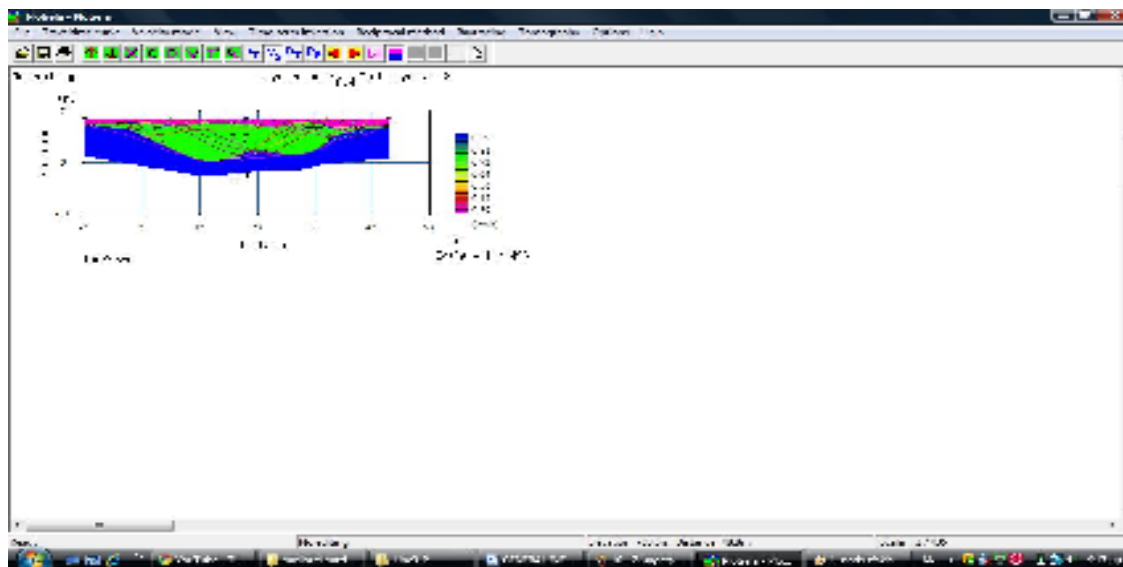
Σχήμα 30. Καμπύλες χρόνου διαδρομής.



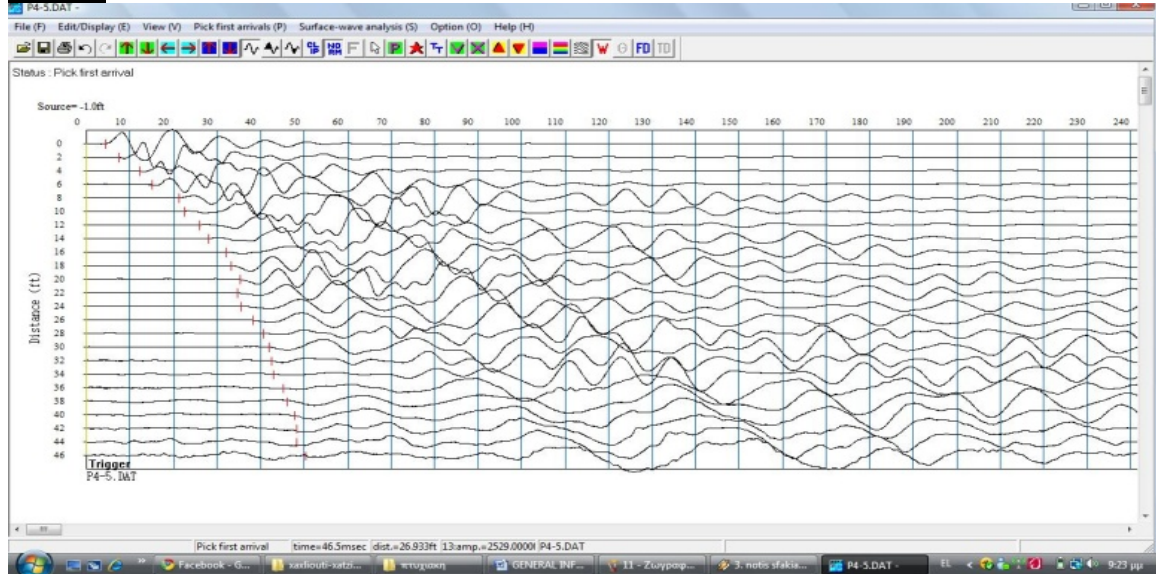
Σχήμα 31. Παρουσίαση των καταγεγραμμένων και υπολογιζόμενων καμπυλών χρόνων διαδρομής ως αποτέλεσμα της επίλυσης του ευθέως λύσης του προβλήματος.



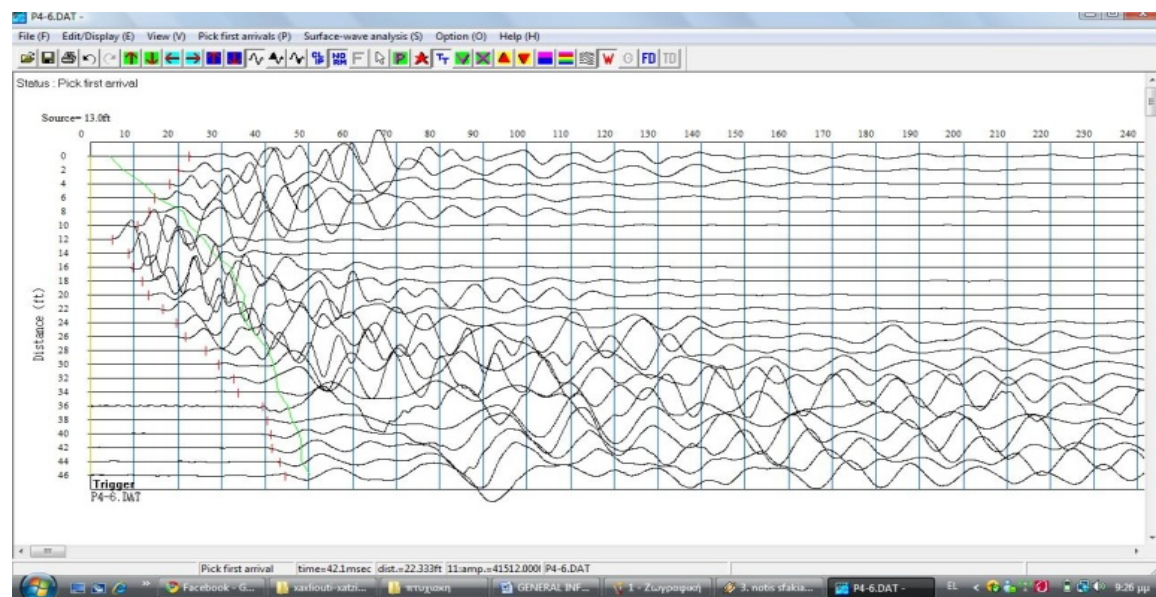
Σχήμα 32. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο ταχύτητας της τομής 3.



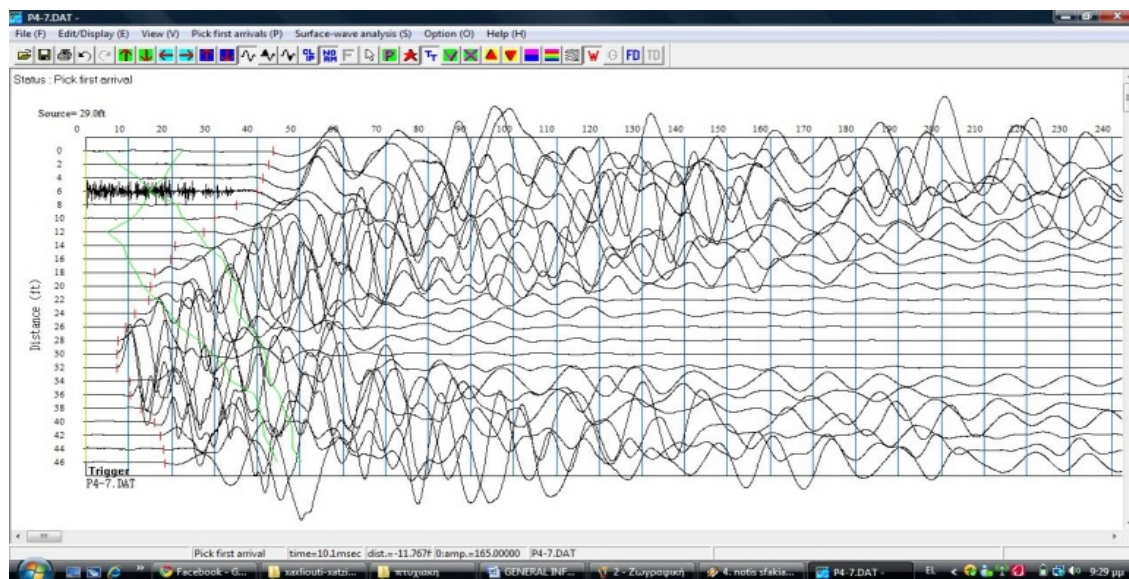
Σχήμα 33. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο της ταχύτητας της τομής 3.

Τομή 4

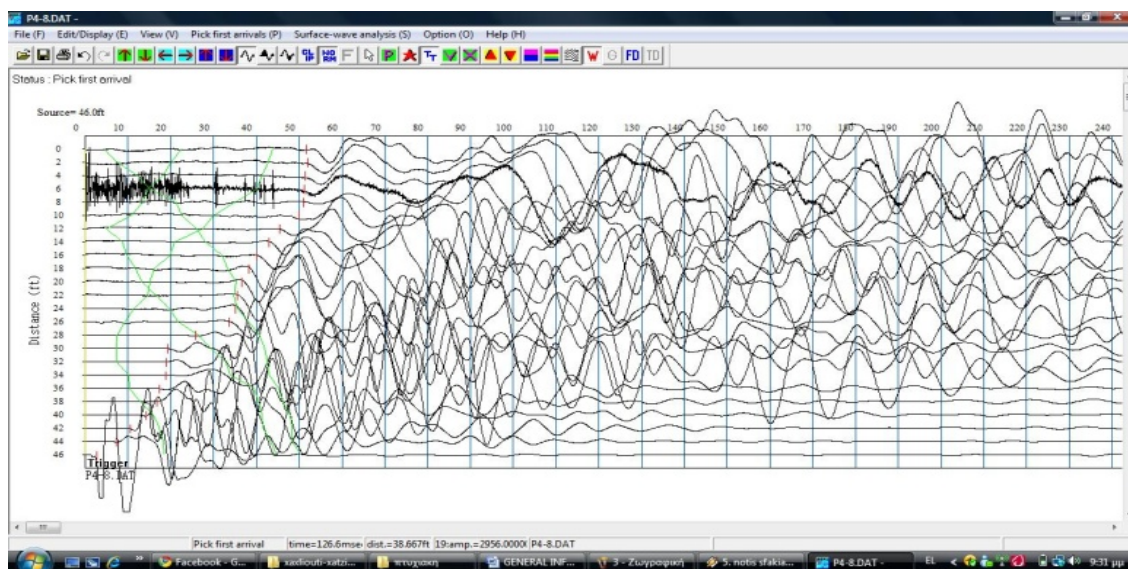
Σχήμα 34. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P4-5.DAT



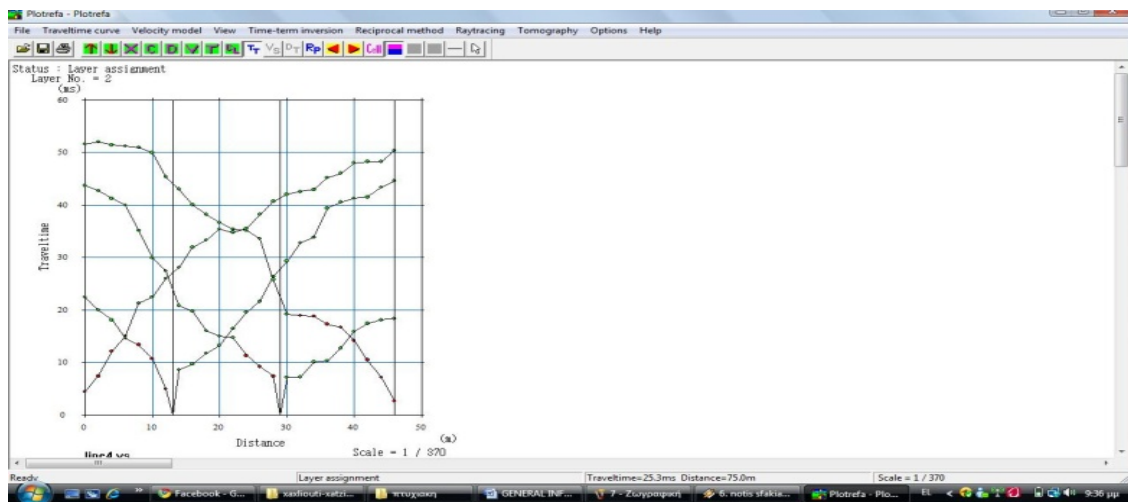
Σχήμα 35. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P4-6.DAT.



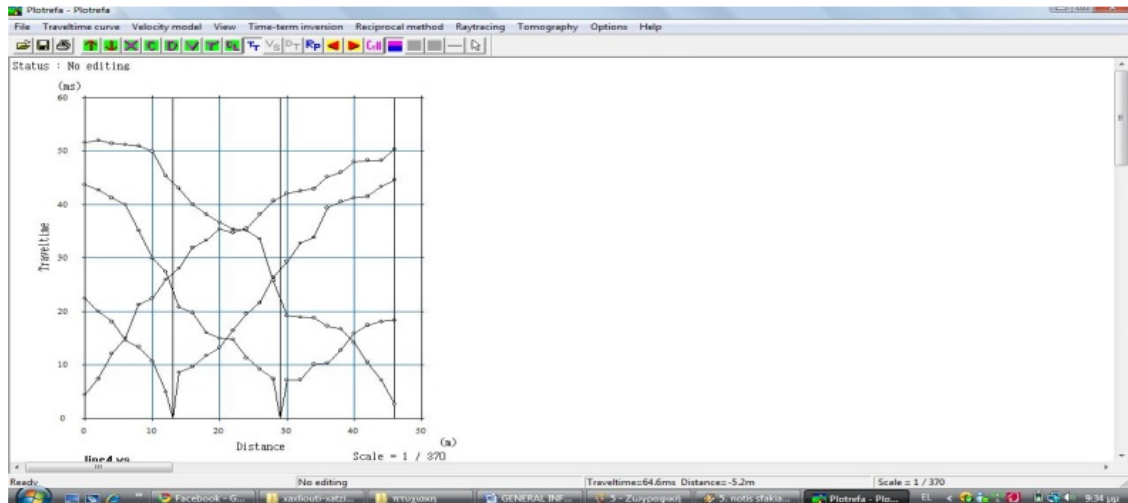
Σχήμα 36. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P4-7.DAT.



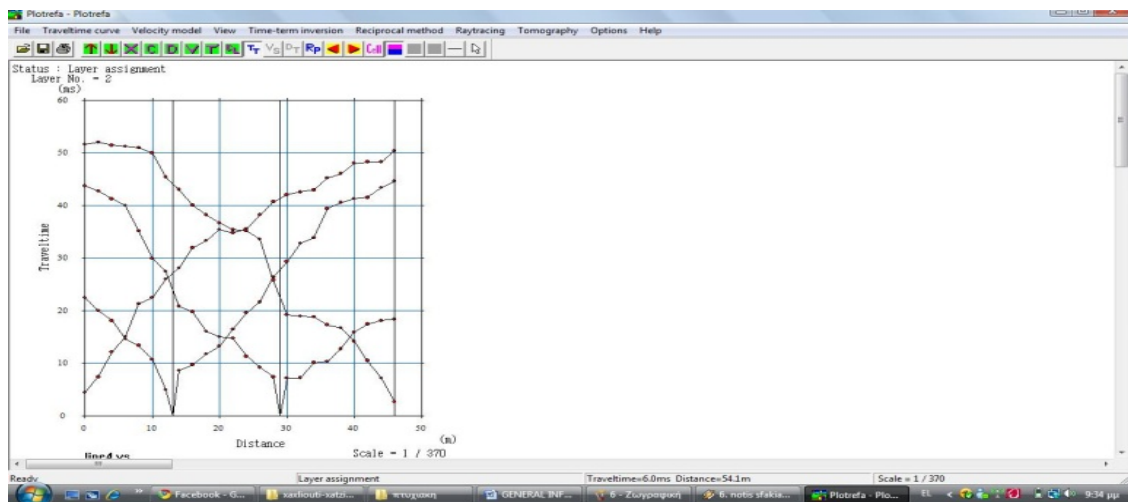
Σχήμα 37. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P4-8.DAT.



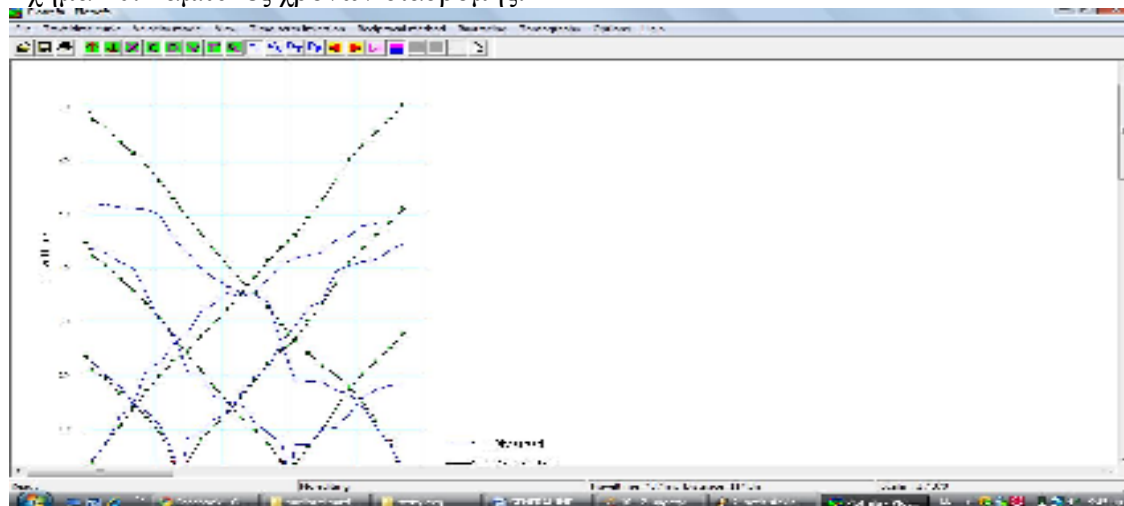
Σχήμα 38. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



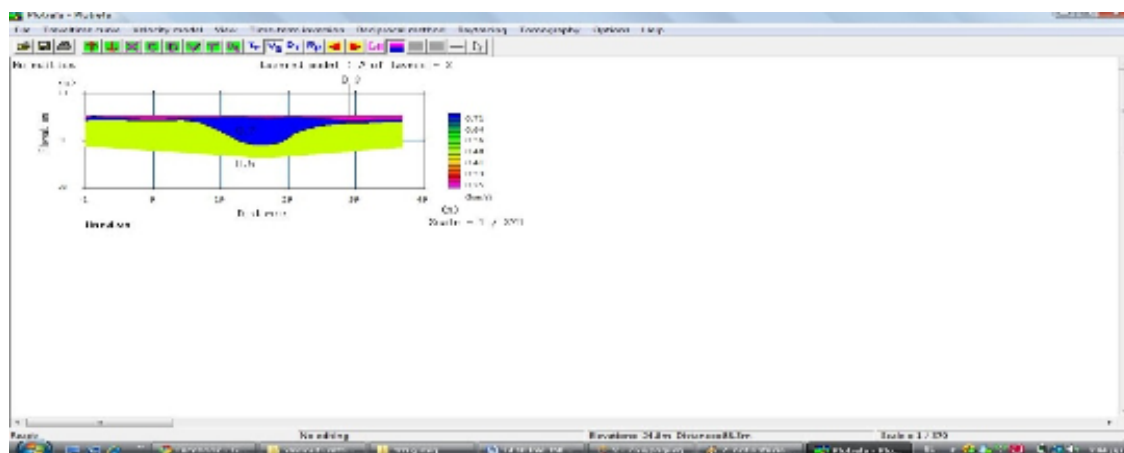
Σχήμα 39. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



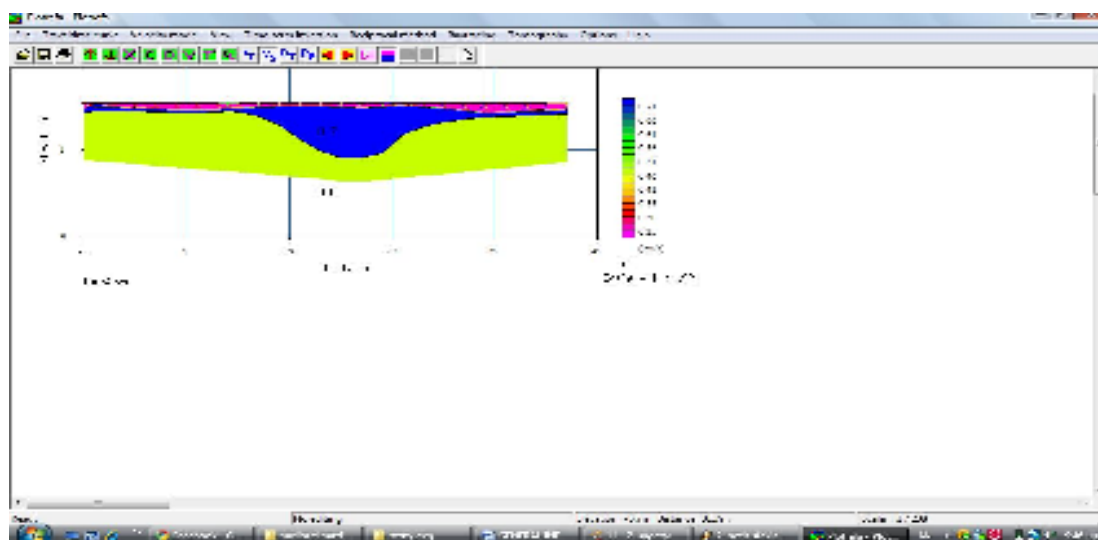
Σχήμα 40. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



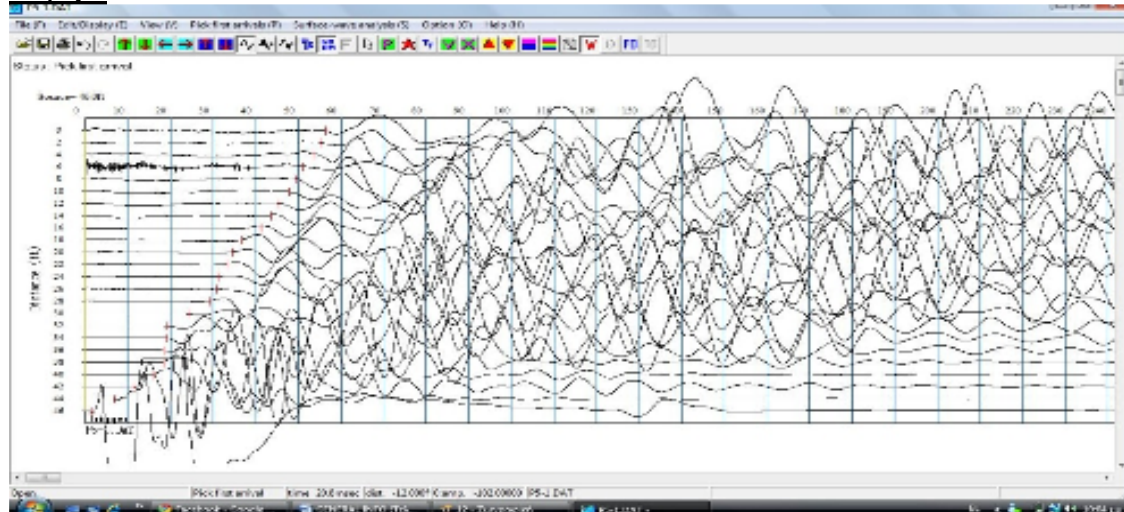
Σχήμα 41. Παρουσίαση των καταγεγραμμένων και υπολογιζόμενων καμπυλών χρόνων διαδρομής ως αποτέλεσμα της επίλυσης του ευθέως λύσης του προβλήματος.



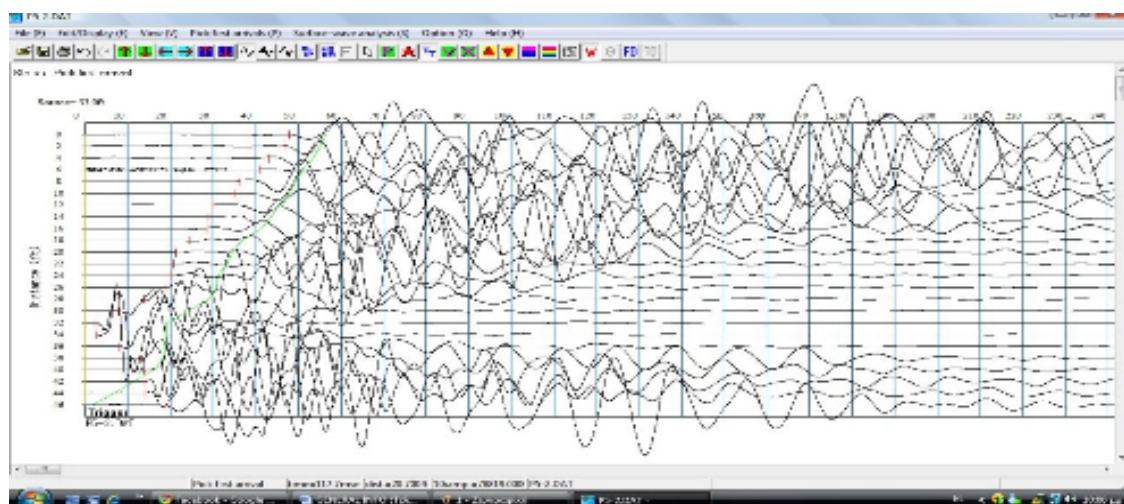
Σχήμα 42. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο της ταχύτητας της τομής 4.



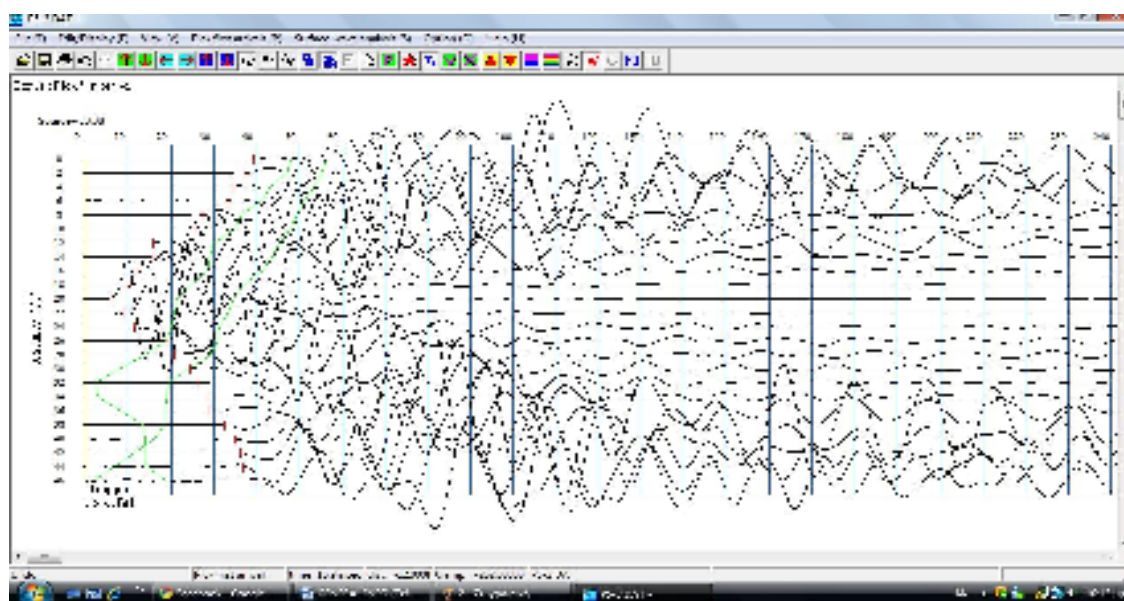
Σχήμα 43. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο της ταχύτητας της τομής 4.

Τομή 5

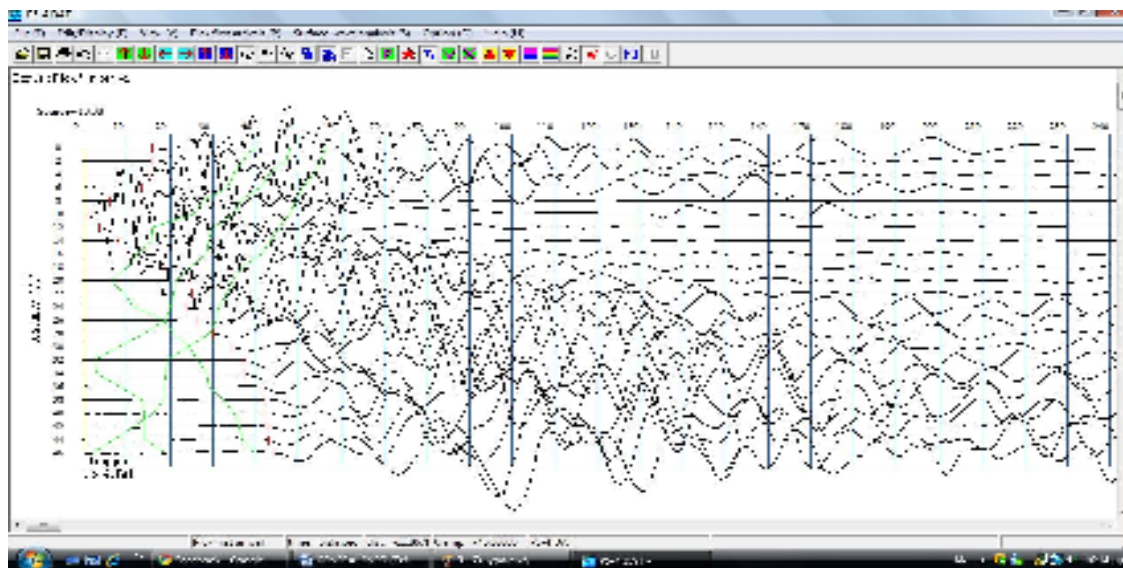
Σχήμα 44. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P5-1.DAT.



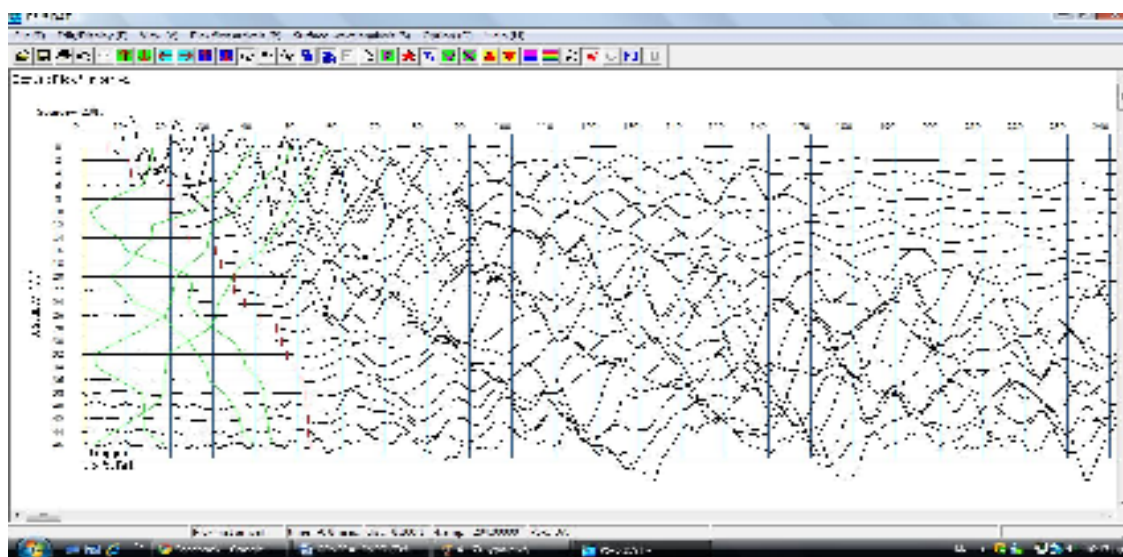
Σχήμα 45. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P5-2.DAT.



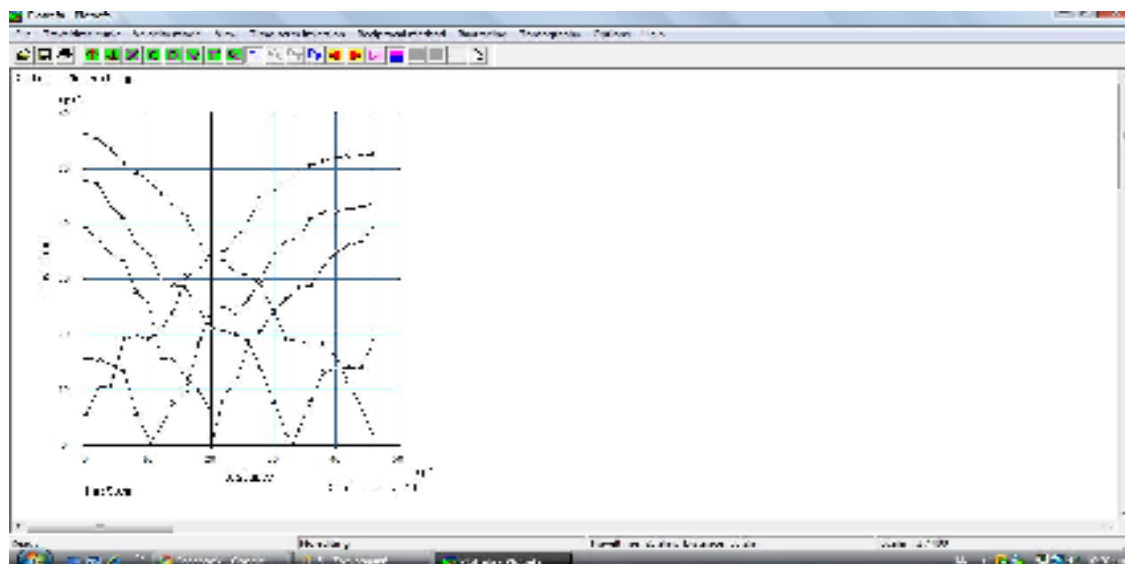
Σχήμα 46. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P5-3.DAT.



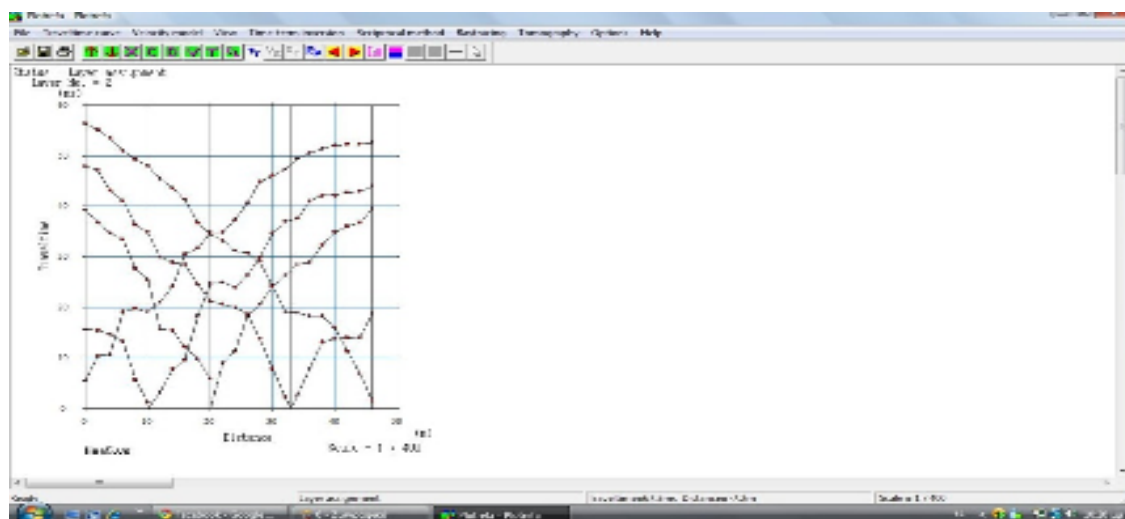
Σχήμα 47. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P5-4.DAT.



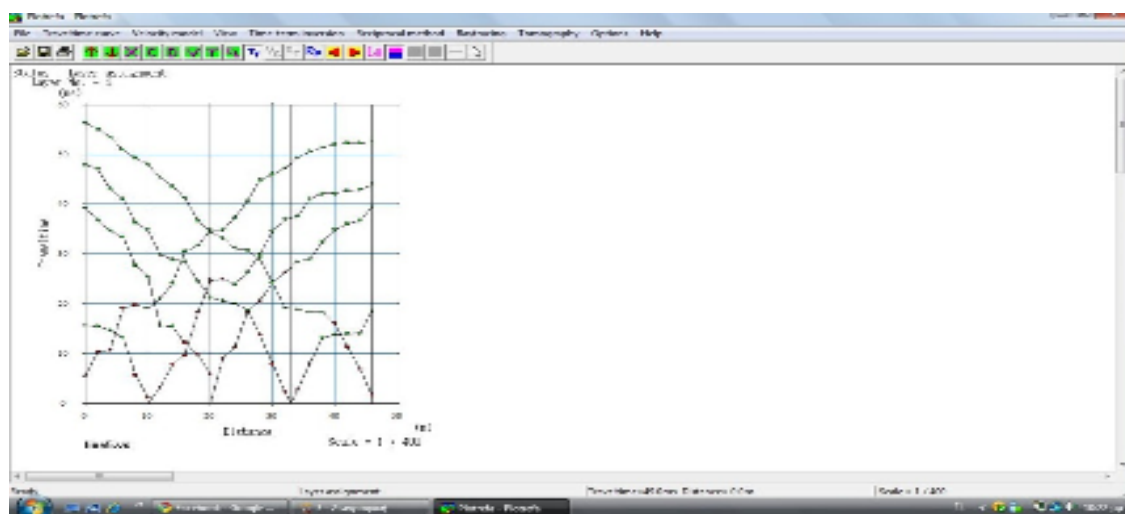
Σχήμα 48. Αποτύπωση κυματομορφών για το αρχείο P5-5.DAT.



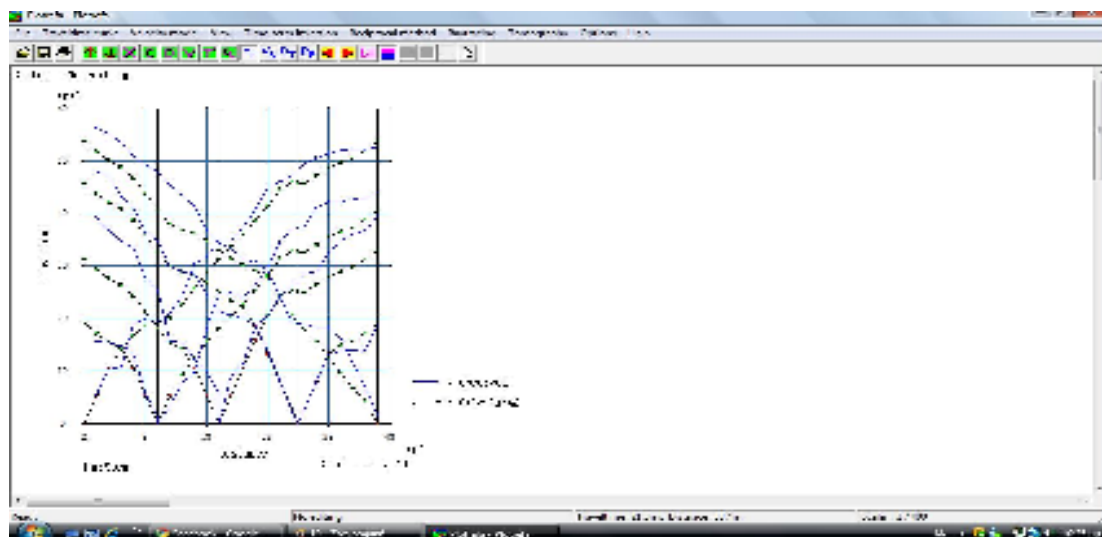
Σχήμα 49. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



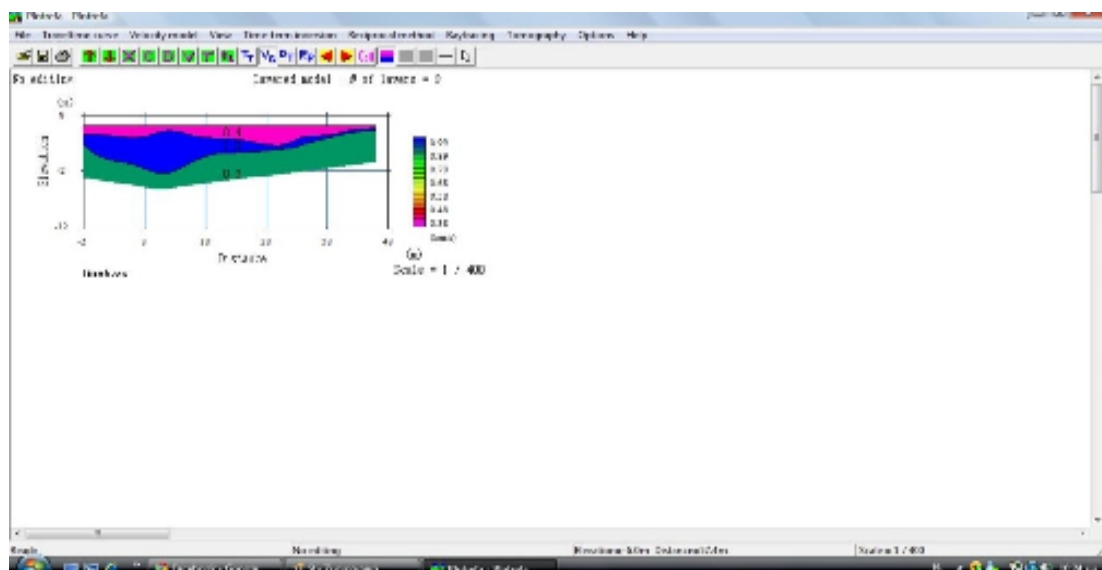
Σχήμα 50. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



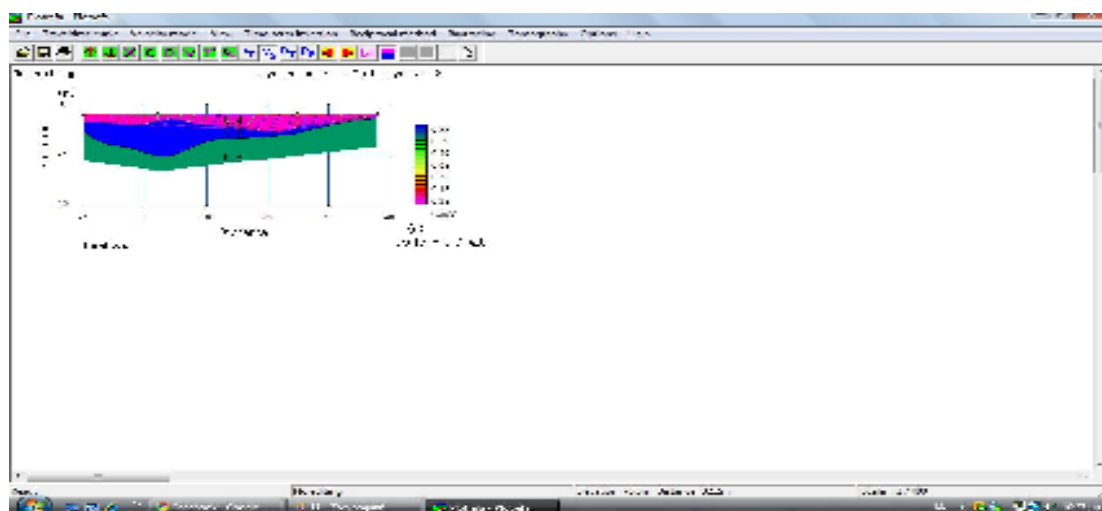
Σχήμα 51. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



Σχήμα 52. Καμπύλες χρόνων διαδρομής.



Σχήμα 53. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο της ταχύτητας της τομής 4.



Σχήμα 54. Τελικό τοπογραφικό μοντέλο της ταχύτητας της τομής 4.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Aki, K., and Lee, W.H.K., 1976** Determination of three-dimensional velocity anomalies under a seismic array using first P arrival times from local earthquakes: 1. A homogeneous initial model. *J. Geophysics. Res.*, 81, 4381-4399.
- Aki, K., Cristofferson, A. and Husebye, E., 1977**, Determination of the three dimensional seismic structure of the lithosphere. *J. Geophysics. Res.*, 82, 277-292.
- Chen, S. T., Zimmerman, L. J. and Tugnait, J. K., 1990**. Subsurface imaging using reversed vertical seismic profiling and crosshole tomographic methods, *Geophysics*, 55, 1478-1487.
- ΔΕΗ / ΕΜΜΑΝΟΥΗΛΙΗΣ Γ., 1986**, Γενικό σχέδιο αξιοποίησης Μέσου και Άνω Αλιάκμονα, τόμος III. Εσωτερική Έκθεση Τομέα Γεωλογίας.
- ΔΕΗ / ΕΜΜΑΝΟΥΗΛΙΗΣ Γ., ΜΙΝΟΠΕΤΡΟΣ Χ., 1993**, Φράγμα Ιλαρίωνα. Λεκάνη Ελάτης & Αριστερό αντέρεισμα φράγματος. Εσωτερική Έκθεση τομέα Γεωλογίας.
- Dobrin, M. B. 1951**. Dispersion in seismic waves. *Geophysics*. 16: 63-80.
- Eaton, G. P., and Watkins, J. S., 1970**, The use of seismic refraction and gravity methods in hydrogeological investigation, p. 544-568 in Morley, L. W., ed., *Mining and Groundwater Geophysics*, 1976, Geol. Survey Canada, Economic Geol. Rept. 26,722 p.
- Εφημερίς της Κυβερνήσεως της Ελληνικής Δημοκρατίας.1986**, Τεύχος Δεύτερο, Αριθμός φύλλου 29.
- FAUGERES, L. & VERGELY, P., 1974**, Existence de deformations en compression d'age quaternaire ansien dans de Massif du Vourinos. *C.R. Acad. Sci., France.*, t. 278, serie D.
- Harris, J. M., 1987**, Diffraction tomography with arrays of discrete sources and receivers: *IEEE Trans. Geosci. And Remote Sensing*, Vol GE-25, 4, 448-455.
- HOEK E., KRAPP L., MILLIGAN V., 1993**, Ilarion Hydroelectric Project - Consulting Board Report N. 5.
- Howell, B. 1959**. Introduction to Geophysics. New York: McGraw – Hill.
- Ivansson, S., 1986**. Crosshole transmission tomography, in *Seismic Tomography with Applications in Global Seismology and Exploration Geophysics*, edited by G. Nolet, D. Reidel Publishing Company.
- Ivansson, S., 1986**. Seismic borehole tomography – Theory and computational methods, *Proc. IEEE* 74, 328-338.
- Inderwiesen, P. I. and Lo, T., 1990**, Cross-hole seismic tomographic imaging of reservoir inhomogeneities in the Midway Sunset Field, California: 60th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophysics, Expanded Abstracts, 22-25.
- Justice, J. H., Vassiliou, A.A., Mathisen, M. E., Singh, S., Cunningham, P. S. and Hutt, P. R., 1992**, Acoustic tomography in reservoir surveillance, in Sheriff, R. E., Ed., *Reservoir geophysics: Soc. Expl. Geophysics, Investigations in Geophysics* 7, 321-334.
- KAESS W., 1993**, Expert Report No2 on the results of the tracing test in the Elati basin from May 8.
- Kearey, P., Brooks, M.** Introduction to Geophysical Exploration, Oxford-London-Boston, Blackwell Scientific Publication, 1984.

- Labo, J. 1987.** A Practical Introduction to Borehole Geophysics. Tulsa: Society of Exploration Geophysicists.
- Lee, D. S., Verinoca M. Stevenson, Phill F. Johnston and C. E. Mullen, 1995.** time – lapse crosswell seismic tomography to characterize flow structure in the reservoir during the thermal stimulation, *Geophysics*, vol. 60, No. 3 p. 660-666.
- Lines, L. R., 1991,** Applications of tomography to borehole and reflection seismology, *The Leading Edge*, 10, 11, 11-17.
- Lines, L. R., Miller, M., Tan, H., Chambers, R. and Treitel, S., 1993,** Integrated interpretation of borehole and borehole and crosswell data from a west Texas field: *The Leading Edge*, 12, 12, 13-16.
- Lo, T., Inderwieswn, P. L., Howlett, D. L., Melton, D. R., Livingston, N. D., Paulsson, B. N. P. and Fairborn, J. W., 1990.** McKittrick crosswell seismology project: Part II. Tomographic processing and interpretation. 60th Ann. Internat. Mtg., Soc. Expl. Geophysics, Expanded Abstracts, 30-33.
- Mathisen, M. E., Vassiliou, A. A., Cunningham, P. S., Shaw, J., Justice, J. H. and Guinzy, N. J., 1995,** Time-lapse crosswell seismic tomogram interpretation: Implications for heavy oil reservoir characterization, thermal recovery process monitoring and tomographic imaging technology: *Geophysics*, 60, 631-650.
- Medlin, W. L. and Alhilali, K. A., 1990,** Shear wave porosity logging in sands: 65th Ann. Tech. Conf., Soc. Petr. Eng. SPE Paper 20558, 283-293.
- Meredith, J. A., 1990,** Numeric and analytical modeling of downhole seismic sources: The near and far field: Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology.
- McLamore, R.T.** “Potential Use of Liquid Explosives to Increase Rates in Solution Mining.” *Solution Min Symp, Proc, 103rd AIME Annu MEET, Dallas, Tex, Feb 25-27 1974* p 44-55.
- MILANOVIC P., 1992,** Ilarion Hydroelectric Project Consultant report for mission in December 1992.
- Morris, C. F., Little, T. M. and Letton, W. 1985.** Soc. Petr. Eng. 59th Ann. Fall Tech. Conf., page SPE 13285.
- Παπαζάχος Β. Κ., 1986.** Εισαγωγή στην Εφαρμοσμένη Γεωφυσική. Εκδόσεις ΖΗΤΗ, 1986.
- Peterson, J. E., Bjorn, N. P. Paulsson and Thomas V. McEvelly., 1985,** Applications of algebraic reconstruction techniques to crosshole seismic data. *Geophysics*, 50, 1566-1580.
- Pratt, R. G. and Gouly, N. R., 1991,** Combining wave-equation imaging with travelttime tomography to form high resolution images from crosshole data: *Geophysics*, 56, 208-225.
- Press, F. and R. Siever, 1978.** *Earth*, 2nd ed. San Francisco: W. H. Freeman.
- Rutledge, J. T., 1989.** Interwell seismic surveying workshop: An overview. *The Leading Edge*, 8(6): 38-40.
- Raymond, W. C., Warrick R. E. and Bennett M. J., 1978,** Seismic velocities of San Francisco bayshore sediments. *Earthquake Engineering and Soil Dynamics*, June 19-21, 1978, Pasadena, CA.
- Rector, J., S. Lazaratos, Harris J. M. and Van Schaack, M., 1995.** High-resolution crosswell imaging of a west Texas carbonate reservoir: Part 3-Wavefield separation of reflections, *Geophysics*, 60, 692-701.

- Scott, J.H., and Markiewich, R. D., 1990**, Dips and chips-PC programs for analyzing seismic refraction data : Proceedings, SAGEEP 1990, Golden, Colorado, 175-200.
- Scales, J. A. and Smith, M. L., 1994**, Introductory Geophysical Inverse Theory, Samizdat Press, 1994.
- Sheriff, R. E. and Geldart, L. P., 1995**. Exploration Seismology. Cambridge University Press.
- Statton, C. T., Auld, B., Fritz, A., 1978**. In situ seismic shear wave velocity measurements and proposed procedure. A.S.T.M. 1978, Dynamic Geotechnical Testing, pp. 56-65.
- Σουπιός Π., 1997**, Αντιστροφή των χρόνων άφιξης σε σεισμική τομογραφία μεταξύ γεωτρήσεων, Μεταπτυχιακό Πρόγραμμα Σπουδών της Γεωλογίας-ΑΠΘ..
- Σουπιός Π., 2003**, Σημειώσεις Τεχνολογίας Εντοπισμού Υδάτινων Πόρων, ΤΕΙ Κρήτης
- STOJIC P., MILANOVIC P., KRAPP L., 1984**. Ilarion Hydroelectric Project - Consulting Report
- SURVEYER, NENNIGER & CHENEVERT INC., Consultants (S.N.C.) 1972**, Palialona Hydroelectric Development - Geological and Geotechnical Report.
- Tatham, R. H. and M. D. McCormack, 1991**. Multicomponent Seismology in Petroleum Exploration. Tulsa: Society of Exploration Geophysicists.
- Van Schaack, M., Harris, J. M., Rector, J. W. and Lazaratos, S., 1995**. High-resolution crosswell imaging of a west Texas carbonate reservoir: Part 2- Wavefield modelling and analysis, Geophysics, 60, 682-691.
- Wyllie, M.R.J., de WITTE, A.J., WARREN, J.E., 1958**, On the streaming potential problem in well logging : Trans. A.I.M.E., 213, 409-417.
- Wong, J., N. Bregman, G. West and P. Hurley, 1987**. Crosshole seismic scanning and tomography. The Leading Edge, (1): 36-41.
- Williams, M. C., Van L. Leighton, Antony A. Vassiliou, Henry Tan and Tamas Nemeth, V. Dale Cox, Don L. Howlett, 1997**. Crosswell Seismic Imaging: A technology whose time has come?. The Leading Edge, 16 (3): 285-291.
- Wu, R. and Toksoz, M. N., 1987**. Diffraction tomography and multisource holography applied to seismic imaging: Geophysics, 52, 11-25.
- White, J. E., 1983**. Underground sound: Application of seismic waves: Elsevier.
- W. M. Telford, L.P. Geldart, R.E. Sheriff, Applied Geophysics, 2nd edition**, Cambridge University Press, 1990.