

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ ΤΜΗΜΑ ΓΕΩΛΟΓΙΑΣ ΤΟΜΕΑΣ ΓΕΩΦΥΣΙΚΗΣ – ΓΕΩΘΕΡΜΙΑΣ

ΣΤΟΙΧΕΙΑ από τον ΓΕΩΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟ

 4^{η} ANA Θ E Ω PH Σ H

από τον

Ανδρέα Τζάνη, PhD. Αναπληρωτή Καθηγητή

Αθήνα, Απρίλιος 2016



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ					
ΑΝΤΙ ΠΡΟΛΟΓΟΥ					
1. ΤΟ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΤΗΣ ΓΗΣ	1				
1.1. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ ΠΟΛΥ ΜΑΚΡΩΝ ΠΕΡΙΟΔΩΝ (ULF)	1				
1.1.1. Γενικά	1				
1.1.2. Ημερήσιες (diurnal) μεταβολές του μαγνητικού πεδίου.	2				
1.1.3. Διαταραχες του μαγνητικου πεδιου - μαγνητικες καταιγιδες και υποκαταιγιδες					
1.1.4. Μικροπαλμοι.					
1.2. ΠΗΙ ΕΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΙ ΝΗΤΙΚΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΣΤΙΣ ΠΟΛΎ ΜΑΚΡΕΣ ΠΕΡΙΟ	ΔΟΥΣ 8				
1.2.1 Σχηματισμός και αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας					
1.2.1.1. Ηλεκτρική αγωγιμότητα πλάσματος - Αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας	9				
1.2.2. Σχηματισμός και μορφολογία της μαγνητόσφαιρας	12				
1.2.3. Κίνηση φορτισμένων σωματιδίων - μαγνητοσφαιρικά ρεύματα	15				
1.2.4 Υδρομαγνητικά κύματα.	17				
1.2.5. Ερμηνεία των ημερήσιων μεταβολών του μαγνητικού πεδίου	18				
1.2.6 Ερμηνεία μαγνητικών διαταραχών	20				
1.3. ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ ΣΤΗΝ ΖΩΝΗ ELF	22				
2. ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΟΡΥΚΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ	28				
2.1. ΚΑΤΑΣΤΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΥ	28				
2.2. ΩΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΟΡΥΚΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ	31				
2.2.1. Ο νόμος του Ohm	31				
2.2.2 Ηλεκτρονική Αγωγιμότητα.	32				
2.2.3. Ιονική Αγωγιμότητα ή Ηλεκτρολυτική Αγωγιμότητα Στερεών Διαλυμάτων (Κρυσταλλ	ικά				
Πετρώματα)	33				
2.2.4 Ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα	35				
2.2.4.1. Δραστική Αγωγιμότητα	36				
2.2.4.2. Παράγων σχηματισμού	38				
2.2.4.3. Ο νόμος του Archie	38				
2.2.4.4. Ανισοτροπία	40				
2.2.4.5. Επιφανειακή αγωγιμότητα - επίδραση των ορυκτών των αργίλων	41				
2.2.4.6. Ηλεκτρολύτες στον Ανώτερο Φλοιό	42				
2.2.5 Μίγματα αγώγιμων και αντιστατικών ορυκτών (μεταλλοφορία)	45				
2.3. ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΟΡΥΚΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ	46				
2.3.1. Συχνοτική εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς	47				
2.3.2. Ρεύμα μετατόπισης και διηλεκτρική απώλεια	49				
2.3.3. Διηλεκτρικά φάσματα ανακούφισης – διηλεκτρική φασματοσκοπία	51				
3. ΤΟ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΣΕ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΑ ΑΓΩΓΙΜΑ ΜΕΣΑ	56				
3.1. ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ: ΚΥΜΑΤΑΡΙΘΜΟΣ ΚΑΙ ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΖΟΝΕΣ					

	3.2. ΕΠΙΠΕΔΟ ΚΥΜΑ ΣΕ ΟΜΟΓΕΝΗ ΧΩΡΟ	59
	3.3. ΔΙΑΔΟΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑΧΥΣΗ ΣΕ ΜΗ ΟΜΟΓΕΝΗ ΧΩΡΟ	64
	3.3.1. Ανάκλαση και διάθλαση σε γεωηλεκτρικές ασυνέχειες: Μία φυσική επισκόπηση	66
	3.3.2 Ανάκλαση και διάθλαση επιπέδου κύματος	67
	3.3.3 Ανάκλαση και διάθλαση στο εγγύς πεδίο	69
	3.3.4. Ροή ενέργειας σε μονοδιάστατα μέσα.	77
	3.4. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ: ΜΙΑ ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΗ ΕΠΙΣΚΟΠΗΣΗ	82
4.	ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΦΥΣΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ	86
	4.1 Η ΜΑΓΝΗΤΟΤΕΛΛΟΥΡΙΚΗ (ΜΤ) ΜΕΘΟΔΟΣ	91
	4.1.1. Κατακόρυφη Μονοδιάστατη (1-Δ) κατανομή της αγωγιμότητας	91
	4.1.1.1. Φαινόμενη εμπέδηση στην επιφάνεια της Γης (φαινόμενη εμπέδηση εισόδου)	93
	4.1.2. Διδιάστατη (2-Δ) και Τριδιάστατη (3-Δ) κατανομή της αγωγιμότητας	96
	4.1.3. Οι Τελλουρική και Τελλουρική-Μαγνητοτελλουρική μέθοδοι	107
	4.2. ΓΕΩΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΒΑΘΟΣΚΟΠΗΣΗ (ΓΒΣ)	108
	4.3. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΦΥΣΙΚΩΝ ΗΜ ΠΕΔΙΩΝ	112
	4.3.1 Αισθητήρες τελλουρικού πεδίου	
	4.3.2 Αισθητήρες μαγνητικού πεδίου	112
	4.3.3. Διαδικασίες μετρήσεων υπαίθρου.	113
	4.4. ΠΑΡΑΛΕΙΓΜΑ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ ΗΜΦΠ - ΓΕΩΘΕΡΜΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ ΣΤΗΝ ΧΕΡΣΟΝΗΣΟ	
	ΜΕΘΑΝΩΝ	116
5.	ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ ΠΗΓΗΣ – ΠΕΔΙΟΥ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ	122
	5.1. BAZIKH Θ EQPIA KAI Ψ YZIKEZ APXEZ	123
	5.1.1. Επάγωγικές διεργάδιες	.123
	5.1.2. EAAEMURI HOADON RUI NAION 100 OAIROO HEOLOO	.120
	5.1.5.20ναρτηση αποκρισης	129
	5.1.4. $1000000000000000000000000000000000000$	122
	5.2 ΜΕΘΟΔΟΙ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑΣ ΑΠΟΤΥΠΩΣΗΣ	.133
	5.2.1 Μεθοσοι Μετρησης Ι ωνίας Κλισης	.133
	5.2.1.1. Metodolog Makpav Heotolo AFMAG (Audio-Frequencies) Magnetic Fields)	.134
	5.2.1.2 Μεθοούς Μακραν Περίου VLF (very Low Frequencies)	.130
	5.2.1.5. AVWHUMES AFMAO KUI VEF - 101011125 KUI EPHIVEIU	
	5.2.1.4. Βαθική επεζεργαθία θεθομένων VLT	151
	5.2.1.5. Μεθοδος Ζιαθερθύ Κατακορύψου Βρόχου $- Πλ$ ευοική Διάταξη	155
	5.2.2. Μέθοδοι διαγωρισμού ωάσης	158
	5.2.2.1 Κινητός Πουπός - Κινητός Λέκτης - Μέθοδος Οοιζοντίων Βρόγων	
	5.2.2.2. Συστήματα Μικοού Αριθμού Επαγωνής - Αποτύπωση Εδαφικής Αγωνιμότητας	
	5 3 ΠΑΡΑΛΕΙΓΜΑΤΑ	168
	5.3.1 Εντοπισμός Αραυσινενών ζωνών και υδροδιαπερατών σχηματισμών	168
	5.3.1.1 Αιδιάστατη ηλεκτοική (dc) οριζοντιονοαφία / τομονοαφία	160
	5.3.1.2. Σταμοωτή-τετοαγωνική ηλεκτοική οσιζοντιογραφία	170
	5 3 1 3 Γεω-ανωνιμομετοία	171
	5.3.1.4. Μέθοδος VLF	172
	5.3.1.5. Συναξιολόγηση αποτελεσμάτων και ολοκλήρωση της ερμηνείας	173
		-

6. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ ΠΗΓΗΣ – ΠΕΔΙΟΥ ΧΡΟΝΟΥ (ΤΕΜ/ΤDEM)	176
6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	176
6.1.1. Ιστορική αναδρομή	176
6.1.2. Γενικές αργές	
6.1.2.1. Διάγυση και πυκνότητα ρεύματος σε ομογεγείς ημιγώρους.	178
6.1.2.2. Διάγυση και πυκνότητα ρεύματος σε στρωματοειδείς δομές	
6.1.2.3. Το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο	
6.1.2.4. Βασικά χαρακτηριστικά της μεθόδου ΤΕΜ	
6.2. ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ	
6.2.1. Απόκριση ομογενούς ημιχώρου	
6.2.2. Απόκριση στρωματοειδών δομών	
6.3. ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗΣ	
6.4. ΒΑΣΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ	
6.4.1. Μέτρηση παροδικών πεδίων	
6.4.2. Μετρητικές διατάξεις	
6.4.3. Αξιολόγηση μετρητικών διατάξεων	194
6.4.4. Σχεδιασμός έρευνας	194
6.5 ΘΟΡΥΒΟΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ	
6.5.1. Πηγές σφαλμάτων	195
6.5.2. Σποραδικός θόρυβος	197
6.5.3. Βάθος διείσδυσης	
6.5.4. Ισοδυναμία	200
6.5.5. Παραμορφώσεις από ζεύξη με τεχνητούς αγωγούς	203
6.5.6. Διαχείριση παραμορφωμένων μετρήσεων	205
6.6. ΕΦΑΡΜΟΓΗ: ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΥΦΑΛΜΥΡΙΝΣΗΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΑΤΩ	2
ΣΟΥΛΙΟΥ ΜΑΡΑΘΩΝΑ (ΒΑ ΑΤΤΙΚΗ)	205
6.6.1. Γεωλογία – Τεκτονική - Υδρογεωλογία	205
6.6.1.1 Γεωλογία	205
6.6.1.2 Τεκτονική	207
6.6.1.3. Υδρογεωλογία	208
6.6.2. Γεωφυσικές εργασίες υπαίθρου και επεξεργασία μετρήσεων	208
6.6.3. Αποτελέσματα - Ερμηνεία	209
6.7. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	212
ПАРАРТНМАТА	217
Π.1. ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΓΕΩΦΥΣΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜ	ΟΓΕΣ
	217
Π.2 ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΣΤΑΘΕΡΕΣ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΓΕΩΛΟΓΙΚΩΝ	-
ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΩΝ	
Π.2.1. Ειδικές αντιστάσεις	
Π.2.2. Διηλεκτρικές σταθερές	220
Π.2.3. Μαγνητικές διαπερατότητες	221
Π.3. ΣΧΕΣΗ ΚΑΡΤΕΣΙΑΝΩΝ ΚΑΙ ΣΦΑΙΡΙΚΩΝ ΠΟΛΙΚΩΝ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΩΝ	222

ΑΝΤΙ ΠΡΟΛΟΓΟΥ

Οι ηλεκτρομαγνητικές μέθοδοι έρευνας του υπεδάφους συνιστούν, στην ουσία, μία υποεπιστήμη με ευρύτατες και πολυποίκιλες εφαρμογές σε όλους τους τομείς γεωεπιστημονικού και άλλου ενδιαφέροντος (ενδεικτικά αναφέρονται εφαρμογές σε κλάδους τόσο διαφορετικούς, όσο η τεχνολογία περιβάλλοντος, οι κατασκευές, η αρχαιολογία, η ιατροδικαστική κ.ά.). Σε παγκόσμιο επίπεδο, οι ΗΜ μέθοδοι αποτελούν την μεγαλύτερη σε όγκο και δεύτερη μεγαλύτερη σε αξία εργασιών ομάδα γεωφυσικών εφαρμογών. Παρ' όλα αυτά, στην Ελλάδα έχουν σχετικά περιορισμένη διάδοση, πράγμα που ανακλάται στην σχεδόν παντελή έλλειψη σχετικής Ελληνόφωνης βιβλιογραφίας.

Οι ανα χείρας σημειώσεις εγράφησαν για χρήση προπτυχιακών φοιτητών γεωλογίας ή τεχνολογίας περιβάλλοντος και δεν διεκδικούν εύσημα επιστημονικού εγχειριδίου, δεδομένου ότι αποτελούν ένα στάδιο σε μιά μακρά προσπάθειας να καλυφθεί το βιβλιογραφικό κενό και είναι ακόμη ατελείς. Έχουν σχετικά περιορισμένη θεωρητική ανάπτυξη και λιγότερα των οφειλομένων παραδείγματα εφαρμογών, ενώ παραλείπουν ορισμένα σημαντικά κεφάλαια, το γεωραντάρ, η επαγόμενη πόλωση κ.λ.π. Τα χρονικά περιθώρια διαθέσιμα για σύνταξη και συγγραφή υπήρξαν εξαιρετικά περιορισμένα και για τον λόγο αυτό ζητάται η κατανόηση των αναγνωστών, επαϊόντων και μη. Ο συγγραφέας, έχοντας επίγνωση των ανωτέρω προβλημάτων επιφυλάσσεται να συμπληρώσει, επεκτείνει και αναβαθμίσει τις σημειώσεις στο προσεχές μέλλον, και να τις καταστήσει ικανό και πλήρες εκπαιδευτικό βοήθημα, αλλά και χρήσιμο τεχνικό εγχειρίδιο.

Ευχαριστώντας εκ των προτέρων τους αναγνώστες για την υπομονή τους, συνιστά επίσης να διαβάσουν με προσοχή τον ακόλουθο ορισμό περί του τι ακριβώς είναι ένας γεωφυσικός, δεδομένου ό,τι υπάρχει μεγάλη πιθανότητα να τους φανεί χρησιμότατος (βοηθάει και στον επαγγελματικό προσανατολισμό των φοιτητών και δεν προσφέρεται, ούτε από το Υπουργείο Παιδείας, ούτε από άλλη επισημονική ή επαγγελματική περί τα γεωφυσικά οργάνωση).

Πρώτα στα Αγγλικά: A geophysicist is a person who passes as an exacting expert on the basis of being able to turn out with prolific fortitude, infinite strings of incomprehensible formulae, calculated with micromatic precision from vague assumptions, which are based on debatable figures, taken from inconclusive experiments carried out with instruments of problematic accuracy, by persons of doubtful reliability and questionable mentality, for the avowed purpose of annoying and confounding a hopeless group of fanatics known as geologists.

Και σε ελεύθερη απόδοση: Γεωφυσικος, είναι ένα πρόσωπο που περνά για ακριβολόγος επιστήμων διότι έχει την ικανότητα να παράγει με επίμονη γονιμότητα, ατέλειωτες σειρές ακατανόητων εξισώσεων, κατασκευασμένων με εξαιρετική λεπτομέρεια από ασαφή αξιώματα και παραδοχές, οι οποίες βασίστηκαν σε συζητήσιμα συμπεράσματα ατελών πειραμάτων που διενεργηθηκαν με προβληματικά όργανα από ανθρώπους αμφιβόλου αξιοπιστίας και προβληματικής νοοτροπίας, με καθομολογημένο σκοπό το να ενοχλήσει και περιπλέξει μία ομάδα αμετανόητων φανατικών, γνωστών ως Γεωλόγων.

Ο ορισμός αυτός, αγνώστου πατρότητος, μάλλον προέρχεται από τις Ηνωμένες Πολιτείες ή τον Καναδά. Εν πάσει περιπτώσει, βρέθηκε από τον συγγραφέα καρφιτσωμένος σε ένα poster του Metin Ilkisik, σε συνέδριο (VIII IAGA Workshop on Electromagnetic Induction, Neuchatel, Ελβετία 1986). Του λόγου το αληθές θα διερευνηθεί στα επόμενα κεφάλαια. Οσοι, μετά απ' όλα αυτά επιθυμούν να συνεχίσουν και να γίνουν γεωφυσικοί, το πράττουν με αποκλειστικά δική τους ευθύνη και, κατά τη γνώμη μου, αξίζουν ένα μεγάλο έπαινο...

Ανδρέας Τζάνης Απρίλιος 2016

1. ΤΟ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΤΗΣ ΓΗΣ

1.1. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ ΠΟΛΥ ΜΑΚΡΩΝ ΠΕ-ΡΙΟΔΩΝ (ULF).

1.1.1. Γενικά.

Τα φυσικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία που καταγράφονται στην επιφάνεια της Γης παράγονται από εξαιρετικά πολλές διαφορετικές διεργασίες και πηγές, οι οποίες εκτείνονται από τον πυρήνα της Γης μέχρι το έξω διάστημα. Από αυτές, ιδιαίτερο ενδιαφέρον για την Γεωφυσική αλλά και γενικότερα για την σύγχρονη ζωή λόγω της επίδρασής τους στις τηλεπικοινωνίες, παρουσιάζουν τα χαμηλόσυχνα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στην Μαγνητόσφαιρα και την Ιονόσφαιρα.

Μαγνητόσφαιρα είναι η περιοχή γύρω από την Γη, όπου το κύριο μαγνητικό πεδίο της Γης παγιδεύεται από τον ηλιακό άνεμο και περιέχει αέρια, ειδικότερα οξυγόνο και άζωτο σε συγκεντρώσεις που ελαττώνονται συναρτήσει του ύψους. Τα αέρια αυτά ιονίζονται από την υπεριώδη και λοιπή ηλιακή ακτινοβολία αλλά σε ύψη μικρότερα των 100 km, η υψηλή πίεση αναγκάζει τα ιόντα να ανασυνδυασθούν ταχέως, ώστε τα αέρια να είναι περίπου ηλεκρικώς ουδέτερα (*ατμό*-



Εικόνα 1.1. Τυπικά πλάτη των φυσικών μεταβολών του οριζοντίου μαγνητικού πεδίου σε μέσα γεωγραφικά πλάτη (επάνω καμπύλη) και τα αντίστοιχα πλάτη του γήινου ηλεκτρικού (τελλουρικού) πεδίου, υπολογισμένα για σφαιρική ομογενή Γη ειδικής αντίστασης 20Ωm.

σφαιρα). Άνω των 100 km, τα ιόντα δεν επανασυνδέονται η πυκνότητα των φορτισμένων σωματιδίων αυξάνει ταχέως μέχρι τα 250 km περίπου, και κατόπιν αρχίζει να ελαττώνεται συναρτήσει του ύψους και της ελαττούμενης πίεσης. Η περιοχή αυτή της σχετικά αυξημένης ηλεκτρικής αγωγιμότητας ονομάζεται *ιονόσφαιρα*.

Η μαγνητόσφαιρα και η ιονόσφαιρα είναι εστίες πολλών, πολύπλοκων και άκρως εντυπωσιακών δυναμικών φαινομένων· αυτά παράγουν χαμηλόσυχνα φυσικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία χρήσιμα για βαθειές γεωφυσικές διασκοπήσεις, μέσω μαγνητοϋδροδυναμικών αλληλεπιδράσεων του μαγνητικού πεδίου της Γης με τα φορτισμένα σωματίδια των ιονισμένων αερίων, οι οποίες τροφοδοτούνται με ενέργεια από την ηλιακή ακτινοβολία. Το πρώτο κεφάλαιο του παρόντος εγχειριδίου αφιερώνεται σε μία συνοπτική παρουσίαση των όσων θαυμαστών συμβαίνουν ψηλά και γύρω από τον πλανήτη μας και επιχειρεί να τα γνωρίσει στους υποψήφιους γεωεπιστήμονες που πρόκειται να σταδιοδρομήσουν μελετώντας τα όσα θαυμαστά συμβαίνουν κάτω από την επιφάνειά του.

Σε γενικές γραμμές, τα χαμηλόσυχνα φυσικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία μπορούν να ταξινομηθούν ως ακολούθως:

- Μεταβολές περιόδου μεγαλύτερης της ημέρας, είτε ενδογενείς (αέναες μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου), είτε εξωγενείς, σχετιζόμενες με κοσμικά φαινόμενα (σεληνιακός κύκλος, ενδεκαετής ηλιακός κύκλος, κ.ά.).
- 2. Κανονικές ημερήσιες μεταβολές με περίοδο T 0.2 s 1 ημέρα
- Έκτακτες διαταραχές συμπεριλαμβανομένων των μαγνητικών καταιγίδων, με περίοδο μερικών λεπτών μέχρι μερικών ημερών.
- 4. Παλμοί (Pulsasions) με περίοδο 0.2 1000 s.
- 5. Ατμοσφαιρικές διαταραχές (ELF) με περίοδο 0.2 10^{-5} s.

Ενδεικτικό φάσμα των γεωμαγνητικών μεταβολών παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.1.

1.1.2. Ημερήσιες (diurnal) μεταβολές του μαγνητικού πεδίου.

Κατά την διάρκεια των ήρεμων μαγνητικών περιόδων, το γεωμαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται κανονικά, με περίοδο μίας ηλιακής ημέρας (μεταβολή-Sq) και πλάτος αρκετών δεκάδων nT. H Εικόνα 1.2 παρουσιάζει μία συνήθη ημερήσια μεταβολή όπως κατεγράφη σε αριθμό μαγνητικών παρατηρητηρίων ευρισκομένων σε διαφορετικά γεωγραφικά πλάτη, σαν συνάρτηση του τοπικού χρόνου. Σε χαμηλά γεωγραφικά πλάτη η βόρεια μαγνητική συνιστώσα¹ (X) παρουσιάζει ένα απλό μέγιστο περί την μεσημβρία και είναι περίπου σταθερή κατά την διάρκεια της νύκτας. Αυξανομένου του πλάτους το μεσημβρινό μέγιστο ελαττώνεται μέγρι αντιστροφής και μεταπίπτει σε μεσημβρινό ελάχιστο σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη. Το σημείο καμπής ευρίσκεται σε πλάτος 35° περίπου. Η ανατολική συνιστώσα (Y) εμφανίζει πολύ μικρή μεταβολή κοντά στον Ισημερινό. Στο βόρειο ημισφαίριο χαρακτηρίζεται από ένα πρωινό ελάχιστο και ένα απογευματινό μέγιστο. Ακριβώς το αντίθετο συμβαίνει στο νότιο ημισφαίριο. Η κατακόρυφη συνιστώσα (Z) γενικά τείνει να εμφανίσει ένα ελάχιστο στο βόρειο ημισφαίριο με το μέγιστο πλάτος του σε μέσα πλάτη περί την μεσημβρία, και ένα όμοιο μέγιστο στο νότιο ημισφαίριο. Η όλη μεταβολή εμφανίζει προσεγγιστικά, συμμετρία περί τον ισημερινό και επίσης περί τον μεσημβρινό της 12ης ώρας (μεσημέρι). Το πεδίο Sq είναι σταθερό ως προς την γραμμή αναφοράς Ηλίου-Γης έτσι, ώστε κάθε σημείο επί της επιφάνειας να διατρέχει πλήρως το Sq καθώς περιστρέφεται μαζί με την Γη και να παρακολουθεί όλο το φάσμα των ημερησίων μεταβολών.

¹ Σημειώσατε ότι η βόρεια μαγνητική συνιστώσα στην βιβλιογραφία αναφέρεται συμβολίζεται συνωνύμως ως X ή Η, η ανατολική ως Y ή D και η κατακόρυφη ως Ζ. Στο παρόν χρησιμοποιούνται αμφότεροι οι συμβολισμοί αναλόγως της βιβλιογραφικής πηγής, και για τον λόγο αυτό εφιστάται η προσοχή του αναγνώστη.



Εικόνα 1.2. Ημερήσιες μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου ως συνάρτηση του τοπικού (ηλιακού) χρόνου, σε παρατηρητήρια διαφορετικών γεωγραφικών πλατών.



Εικόνα 1.3. Τα βέλη αναπαριστούν την διεύθυνση και πλάτος του οριζοντίου πεδίου ημερήσιας μεταβολής (S_q) , ως συνάρτηση του γεωγραφικού πλάτους και τοπικού χρόνου.



Εικόνα 1.4 Επαγόμενο ηλεκτρικό και πηγαίο (φυσικό) μαγνητικό πεδίο ημερήσιας μεταβολής σε τόπο μέσου βορείου γεωγραφικού πλάτους. Επί της μεταβολής S_q επικάθεται μαγνητικός κόλπος (βλ. κατωτέρω).

Η παγκόσμια γεωμετρία του S_q απεικονίζεται στην Εικόνα 1.3, στην οποία τα βέλη δείχνουν την διεύθυνση των οριζοντίων συνιστωσών ως συνάρτηση του χρόνου και του πλάτους. Από την γεωμετρία του πεδίου φαίνεται ότι αυτό οφείλεται σε δύο επί κεφαλής αντιπεριστρεφόμενους βρόχους ρεύματος, ο ένας εκ των οποίων κυκλοφορεί δεξιόστροφα υπεράνω του βορείου ημισφαιρίου και ο έτερος αριστερόστροφα υπεράνω του νοτίου ημισφαιρίου, σε συνδυασμό με παρόμοιους βρόχους που ρέουν εξ επαγωγής στο εσωτερικό της Γης. Τα αίτια γένεσης των επικεφαλής βρόχων θα συζητηθούν κατωτέρω. Μία τυπική εικόνα της εμφάνισης του πεδίου Sq και των επαγομένων ηλεκτρικών ρευμάτων σε ένα σημείο μέσου βορείου γεωγραφικού πλάτους παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.4.

Ως εκ της φύσης της, η μεταβολή Sq αλλάζει εποχιακά : κατά το θέρος εμφανίζει πλάτη περίπου διπλάσια από τα χειμερινά. Στις πολικές περιοχές,, (γεωμαγνητικά πλάτη μεγαλύτερα των 60°), οι ημερήσιες μεταβολές παρουσιάζουν μία επιπλέον χρονική και χωρική δομή που ονομάζεται μεταβολή Sq^p με πλάτος 100-400 nT Οι ημερήσιες μεταβολές εμφανίζουν σημαντικές και συνεχείς καθημερινές αλλαγές που είναι ιδιαιτέρως αισθητές στα μεγάλα πλάτη. Οι μεγαλύτερες αλλαγές παρατηρούνται κατά τους χρόνους εντονότερης μαγνητικής δραστηριότητας, όταν η δομή Sq^pδιεισδύει και κυριαρχεί και στα μέσα πλάτη. Οι σεληνιακές ημερήσιες γεωμαγνητικές μεταβολές (μεταβολές-L) είναι 1-1.5 τάξεις μεγέθους ασθενέστερες από τις Sq, με σπουδαιότερη μία δις-ημερήσια (12-ωρη) αρμονική πλάτους 1-2 nT και μέγιστα πλάτη παρατηρήσιμα κατά το θέρος. Σε μία στενή λωρίδα γύρω από τον ισημερινό, η συνιστώσα Η (βόρεια) συνιστώσα των μεταβολών Sq και L σχεδόν διπλασιάζεται η συνιστώσα Ζ (κατακόρυφη) αλλάζει πρόσημο και παρουσιάζει ένα μέγιστο παρουσιάζει το μέγιστο πλάτος προς νότο και το ελάχιστο προς βορρά του ισημερινού. Αυτά είναι τα αποτελέσματα του ισημερινού ηλεκτροχειμμάρου της ιονόσφαιρας (βλ. Εδάφιο 1.2.1).



Εικόνα 1.5. Μαγνητογράφημα καταιγίδας με τις κυριώτερες φάσεις της.

1.1.3. Διαταραχές του μαγνητικού πεδίου - μαγνητικές καταιγίδες και υποκαταιγίδες.

Οι διαταραχές του μαγνητικού πεδίου έχουν ποικιλία τύπων και μορφών. Σπουδαιότερες εξ αυτών είναι οι μαγνητικές καταιγίδες, οι οποίες μπορεί να είναι παγκόσμιες ή πολικές.

Οι πολικές καταιγίδες διαρκούν 2-5 h και συμβαίνουν, κατά μέσο όρο, 1-3 φορές την ημέρα. Η χωρική δομή των πολικών καταιγίδων περιλαμβάνει συνιστώσες που χαρακτηρίζονται ως DP1, DP2 κλπ. Η DP1 οφείλεται στην ενίσχυση του πολικού ηλεκτροχειμάρρου· στα μέσα και χαμηλά γεωγραφικά πλάτη έχει την μορφή κόλπου και εξ αυτού αποκαλείται μαγνητικός κόλπος. Η DP2 έχει παγκόσμια εμφάνιση (από πόλο σε πόλο) και είναι ισχυρότερη στην ηλιόφωτη πλευρά της Γης και τις ισημερινές ζώνες.

Οι παγκόσμιες καταιγίδες παράγονται από υπέρθεση αρκετών ισχυρών πολικών καταιγίδων και χαρακτηρίζονται από αργή μεν, αλλά ισχυρή ταπείνωση της έντασης του μαγνητικού πεδίου, η οποία αποκαλείται διαταραχή καταιγίδας - Dst (Εικόνα 1.5. Η χωρική δομή μίας Dst είναι αρκετά ομογενής, αλλά παρουσιάζει μία ασυμμετρία με το μέγιστο της ταπείνωσης να λαμβάνει γώρα περί το λυκόφως (18:00-22:00 τοπική ώρα) και το ελάγιστο περί την αυγή. Ο λόγος της έντασης λυκόφωτος προς ένταση αυγής της βόρειας γεωμαγνητικής συνιστώσας Η φθάνει το 2. Πηγή των διαταραχών Dst είναι τα δακτυλιοειδή ρεύματα που ρέουν στην μαγνητόσφαιρα σε απόσταση αρκετών γήινων ακτίνων από την επιφάνεια της Γης (βλ. κατωτέρω). Οι παγκόσμιες καταιγίδες έχουν αιφνίδια έναρξη καταιγίδας (SSC - Sudden Storm Commencement) όταν η συνιστώσα Η εμφανίζει απότομη αύξηση και παραμένει υψηλή για χρονική διάρκεια αρκετών λεπτών μέχρι 2-4 h (αρχική φάση). Ακολουθεί η κύρια φάση της καταιγίδας κατά την διάρκεια της οποίας η συνιστώσα Η ταπεινώνεται δραστικά με αλλεπάλληλες πολικές καταιγίδες (DP1 και DP2), παλμούς (βλ. κατωτέρω) και άλλα φαινόμενα (Εικόνα 1.6). Το μέγεθος της ταπείνωσης Η κατά την κύρια φάση κυμαίνεται από μερικές δεκάδες nT μέχρι αρκετές εκατοντάδες nT σε πολύ ισχυρές καταιγίδες. Όταν η συνιστώσα Η παύσει να ταπεινώνεται περαιτέρω, αρχίζει η φάση ανάκαμψης ή επαναφοράς που διαρκεί αρκετές ημέρες. Συνεπώς, κατά την διάρκεια έντονης γεωμαγνητικής δραστηριότητας η συνιστώσα Η παραμένει ταπεινωμένη.



Εικόνα 1.6². Τρόπος εμφάνισης των γεωμαγνητικών μικροπαλμών κατά τις διαφορετικές φάσεις μιάς μαγνητικής καταιγίδας.

Λόγω του ότι η γεωμαγνητική δραστηριότητα παρουσιάζει εποχιακές μεταβολές (με μέγιστα κατά τις ισημερίες), και δεδομένου ότι τείνει να επαναλαμβάνεται ανά 27 ημέρες και 11 έτη (ηλιακός κύκλος), αρκετές μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου παρουσιάζουν τις ανωτέρω περιοδικότητες. Τα πλάτη των περιόδων αυτών δεν είναι μεγάλα, αλλά είναι εύκολα αναγνωρίσιμες σε μακροχρόνιες παρατηρήσεις.

Πέραν των γεωμαγνητικών μεταβολών εξωγήινης προέλευσης, υπάρχουν και οι μεταβολές που γεννώνται στο εσωτερικό της Γης λόγω θερμικής μεταφοράς στον πυρήνα. Αυτές είναι οι αέναες ή αιώνιες μεταβολές και καλύπτουν χρονικές περιόδους ενός έτους μέχρι πολλών αιώνων. Η μελέτη αυτών των φαινομένων δεν θα μας απασχολήσει περαιτέρω, αν και η ανάλυσή τους μπορεί να οδηγήσει σε συμπεράσματα σχετικά με την ηλεκτρική αγωγιμότητα του κατωτέρου μανδύα και του πυρήνα.

1.1.4. Μικροπαλμοί.

Οι παλμοί ταξινομούνται σε δύο μεγάλες ομάδες : (1) τους Συνεχείς Παλμούς (Pc) με σταθερό και σαφή τύπο ταλάντωσης και (2) τους Ακανόνιστους Παλμούς (Pi). Υπάρχουν ασφαλώς και υποσύνολα των δύο ομάδων, ταξινομημένα ανάλογα με την περίοδό τους. Η σύγχρονη ταξινόμηση των γεωμαγνητικών παλμών δίδεται στον Πίνακα 1.1. Η Εικόνα 1.7 παρουσιάζει παραδείγματα αναγραφών μερικών παλμών. Οι συνεχείς παλμοί Pc3-Pc4 εμφανίζονται σχεδόν καθημερινώς κατά την διάρκεια της ημέρας και είναι εξαιρετικά χρήσιμες πηγές φυσικής ηλεκτρομαγνητικής διέγερσης του εσωτερικού της Γης. Είναι ισχυρότεροι κατά τους θερινούς μήνες και ιδιαιτέρως ισχυροί σε συγκεκριμένες περιόδους κατά την διάρκεια και μετά μία καταιγίδα. Άλος σπουδαίος τύπος παλμού είναι ο Pi2 : αρκετές ακολουθίες τέτοιων γεγονότων λαμβάνουν χώρα σχεδόν κάθε νύχτα, γενικά ταυτοχρόνως με διαταραχές DP2. Ο μεγαλύτερος αριθμός και ποικιλία παλμών εμφανίζεται κατά την διάρκεια μαγνητικών καταιγίδων (βλ. Εικόνα 1.6).

² Ανασχεδιασμός από Rokityansky, I.I., 1982, "Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle", Springer Verlag, σελ. 4.

Τύπος	Περίοδος (s)	Χρόνος εμφάνισης
Pc1	0.2 - 5	Πρωί και Ημέρα
Pc2	5 - 10	Πρωί
Pc3	10 - 45	Πρωί - Ημέρα
Pc4	45 - 150	Πρωί - Ημέρα
Pc5	150 - 600	Πρωί - Ημέρα - Βράδυ
Pc6	> 600	Νύκτα
Pi1	1 - 40	Νύκτα, Πρωί, Ημέρα
Pi2	40 - 150	Νύκτα, Ημέρα
Pi3	> 150	Νύκτα, Ημέρα

Πίνακας 1.1. Τύποι γεωμαγνητικών (μικρο)παλμών





Εικόνα 1.7.³ Παραδείγματα γεω-μαγνητικών μικροπαλμών.

³ Ανασχεδιασμός από Rokityansky, I.I., 1982, "Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle", Springer Verlag, σελ. 5.

1.2. ΠΗΓΕΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΣΤΙΣ ΠΟΛΥ ΜΑΚΡΕΣ ΠΕΡΙΟΔΟΥΣ

1.2.1 Σχηματισμός και αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας

Όπως συντόμως αναφέραμε στα προηγούμενα, ιονόσφαιρα ονομάζεται ο περιβάλλων την Γη χώρος, στον οποίο τα ατμοσφαιρικά αέρια (ειδικότερα το οξυγόνο και άζωτο) ιονίζονται από την υπεριώδη και λοιπή ηλιακή ακτινοβολία. Σε ύψη μικρότερα των 100 km η υψηλή πίεση αναγκάζει τα ιόντα να ανασυνδυασθούν ταχέως, ώστε τα αέρια να είναι περίπου ηλεκρικώς ουδέτερα (ατμόσφαιρα). Άνω των 100 km, τα ιόντα δεν επανασυνδέονται η πυκνότητα των φορτισμένων σωματιδίων αυξάνει ταχέως μέχρι τα 250 km περίπου, και κατόπιν αρχίζει να ελαττώνεται συναρτήσει του ύψους και της ελαττούμενης πίεσης. Η βασική δομή της ιονόσφαιρας απαρτίζεται από δύο σφαιρικά κελύφη, που είναι γνωστά ως στρώμα Ε (εσωτερικό) και στρώμα F (εξωτερικό) και διακρίνονται στην Εικόνα 1.8. Το στρώμα F περαιτέρω υποδιαιρείται στα F1 (κατώτερο) και F2 (ανώτερο).

Επειδή η πυκνότητα ιόντων στην ιονόσφαιρα εξαρτάται από την ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας, αναμένεται ότι αυτή θα μεταβάλλεται συναρτήσει της ζενιθιαίας γωνίας του Ηλίου και θα εξαφανίζεται κατά την διάρκεια της νύκτας. Το στρώμα Ε συμπεριφέρεται, κατά το μάλλον ή ήττον με αυτόν τον τρόπο. Επίσης, το στρώμα F1 περίπου υπακούει αυτόν τον κανόνα. Αντιθέτως, το στρώμα F2 παρουσιάζει αρκετά διαφορετικές ιδιότητες διατηρείται και κατά την διάρκεια της νύκτας, και η μέγιστη πυκνότητα ηλεκτρονίων μπορεί ακόμη και να αυξηθεί κατά τις ώρες του σκότους.

Η συμπεριφορά αυτή είναι συνάρτηση του είδους της ηλιακής ακτινοβολίας που προκαλεί ιονισμό των ατμοσφαιρικών αερίων. Η ακτινοβολία που αμεσότερα απορροφάται στην ατμόσφαιρα (14nm $< \lambda < 80$ nm), προκαλεί ιονισμό σε ύψη της τάξης των 150 km. Τα βραχύτερα ($\lambda < 14$ nm) και μακρύτερα μήκη κύματος (80nm $< \lambda < 103$ nm) διεισδύουν βαθύτερα και προκαλούν ιονισμό σε ύψη της τάξης 100 km. Μήκη κύματος μακρύτερα των 103nm διεισδύουν σε



Εικόνα 1.8. Ηλεκτρονική πυκνότητα στην ιονόσφαιρα, συμφώνως προς την Διεθνή ιονόσφαιρα Αναφοράς, την μεσημβρία (12:00h), σε γεωγραφικό πλάτος 42°S τον μήνα Ιούλιο.

ύψος 90 km ή και μικρότερο, αλλά μπορούν να ιονίσουν μόνο NO και διεγερμένο O₂. Η ακτινοβολία που διεισδύει στα 110 km είναι υπεύθυνη για την δημιουργία του στρώματος Ε. Στην περιοχή αυτή, ο χρόνος ελεύθερης ύπαρξης ενός ηλεκτρονίου είναι βραχύς, οπότε η ηλεκτρονική πυκνότητα ελέγχεται από την δυναμική ισορροπία μεταξύ των διεργασιών ιονισμού και απιονισμού (ανασύνθεσης των ιόντων), που με την σειρά τους είναι αμέσως εξαρτημένες από την ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας. Στο στρώμα F1, ο ιονισμός οφείλεται σε ακτινοβολίες 14 -80 nm και επηρεάζεται από την μεταβολή (ελάττωση) του ποσοστού ανασύνθεσης των ατόμων και την αλλαγή από ατμόσφαιρα όπου επικρατούν τα διατομικά αέρια (κυρίως N₂), σε ατμόσφαιρα όπου επικρατούν μονοατομικά αέρια (κυρίως Ο). Στην περιοχή F2 η διάχυση των ηλεκτρονίων είναι σημαντική και η ηλεκτρονική πυκνότητα ελέγχεται από διεργασίες ιονισμούανασύνθεσης και διάχυσης. Τελικό αποτέλεσμα είναι η εμφάνιση που μεγίστου ηλεκτρονικής πυκνότητας σε ύψος περί τα 250 km, πολύ υψηλότερα από την περιοχή όπου είναι εντονότερες οι καθαρές διεργασίες ιονισμού.

Η πυκνότητα ηλεκτρονίων ελαττώνεται δραστικά κάτω από τα 90 km. Αυτό το κατώτερο κέλυφος της ιονόσφαιρας, μεταξύ 65-90 km είναι γνωστό ως στρώμα D και έχει ιδιαίτερη σημασία για την διάδοση των ραδιοφωνικών κυμάτων. Ο ιονισμός εδώ οφείλεται σε μαλακές ακτίνες X από τον Ήλιο και όπως είναι φυσικό, η ηλεκτρονική πυκνότητα επίσης ελαττώνεται δραστικά μετά την δύση.

Η ιονόσφαιρα είναι πολύ ανεμόεσσα περιοχή. Σε ύψη 80-300km πνέουν αενάως οι *ιονοσφαιρικοί άνεμοι*, (ταχύτητες 50-100 m/sec), οι οποίοι παράγονται από μεταβολές (διαφορές) πίεσης, λόγω παλιρροϊκών φαινομένων (βαρυτική επίδραση του Ήλιου και της Σελήνης) και διαφορικής θέρμανσης από μεταβολές της ηλιακής ακτινοβολίας (π.χ. κατά την ημερήσια - νυκτερινή πλευρά της ιονόσφαιρας). Λόγω του τρόπου γένεσής τους, έχουν κυρίως οριζόντια συνιστώσα και υπόκεινται σε έντονες, συστηματικές ημερήσιες μεταβολές. Οι ιονοσφαιρικοί άνεμοι αποτελούν την σπουδαιότερη πηγή ημερησίων μεταβολών του γεωμαγνητικού πεδίου, όπως θα εξηγηθεί στο Εδάφιο 1.2.5.

1.2.1.1. Ηλεκτρική αγωγιμότητα πλάσματος - Αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας.

Οπως ήδη αναφέραμε, η άμεση γειτονία της Γης περιέχει μερικώς ιονισμένο αέριο, στο οποίο μπορούμε να θεωρήσομε ότι η πυκνότητα θετικών και αρνητικών ιόντων είναι ίση. Ένα τέτοιο αέριο αποκαλείται πλάσμα. Με εξαίρεση την ζώνη D και τα κατώτερα στρώματα της ζώνης E, τα αρνητικά ιόντα είναι σχεδόν αποκλειστικά ηλεκτρόνια.

Το πλάσμα που περιβάλλει την Γη διαπεράται από το μαγνητικό πεδίο της, το οποίο επηρεάζει την κίνησή του, ούτως ώστε σε φορτισμένο σωματίδιο μάζας m, θετικού φορτίου e και ταχύτητας **v** να ασκείται δύναμη $\mathbf{f}=\mathbf{e}\mathbf{v}\times\mathbf{B}$, γνωστή ως δύναμη Lorentz και είναι ορθογώνια προς αμφότερες την ταχύτητα και την μαγνητική επαγωγή. Όταν η διεύθυνση της ταχύτητας (v) είναι κάθετη προς την **B**, η δύναμη Lorentz προκαλεί μεταβολή της διεύθυνσης της αλλά όχι του μέτρου της (v=|v|). Σε ομογενές μαγνητικό πεδίο η **f** ασκεί κεντρομόλο επιτάχυνση και το σωματίδιο διαγράφει κυκλική τροχιά γύρω από το άνυσμα **B**, με ακτίνα καμπυλότητας r=mv/e|**B**| και γωνιακή συχνότητα ω=v/r, γνωστή ως γυροσκοπική συχνότητα. Όταν η διεύθυνση της ταχύτητας δεν είναι κάθετη προς την μαγνητική επαγωγή, (γενική περίπτωση), τότε η συνιστώσα της ταχύτητας που είναι παράλληλη προς την **B** δεν υφίσταται καμία επίδραση και παραμένει αναλλοίωτη, ενώ η συνιστώσα κάθετη προς την **B** δέχεται κεντρομόλο επιτάχυνση Lorentz. Ο συνδυασμός της μεταφορικής και κυκλικής κινήσεων αναγκάζει το σωματίδιο να κινείται σε σπειροειδή τροχιά γύρω από το άνυσμα **B**, δηλαδή να περισπειράται την μαγνητική δυναμική γραμμή. Τώρα, αν υποθέσομε ότι υπάρχει ένα ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, το σωματίδιο θα επιταχύνεται από το ηλεκτρικό πεδίο κατά το ήμισυ της κυκλικής τροχιάς του και θα επιβραδύνεται κατά το δεύτερο ήμισυ. Αν το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό ή το ηλεκτρικό επαρκώς ασθενές, η κυκλική

κίνησή του δεν επηρεάζεται σημαντικά. Σε κάθε περίπτωση όμως, η ακτίνα καμπυλότητας θα μεταβάλλεται συνεχώς, και θα είναι μεγαλύτερη εκεί που το ηλεκτρικό δυναμικό μεγιστοποιείται (παραλλήλως E), και αντιστρόφως. Αποτέλεσμα αυτών των συνεχών μεταβολών της ακτίνας καμπυλότητας είναι η ολίσθηση του σωματιδίου κατά διεύθυνση αμοιβαίως κάθετη προς αμφότερα τα B και E.

Από τα ανωτέρω βλέπουμε ότι ένα ιόν πλάσματος κινούμενο υπό την επίδραση μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου διαγράφει κινήσεις : (1) παράλληλα προς **B**, (2) γύρω από το **B**, (3) παράλληλη προς **E** και, (4) αμοιβαία κάθετη προς το **E** και **B**. Από αυτές, η κίνηση (1) δεν εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο, αλλά απλώς δεν επηρεάζεται από αυτό. Επειδή στην γενική περίπτωση τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία δεν είναι ανεξάρτητα αλλήλων αλλά συσχετίζονται σε αμοιβαία ορθογώνια συστήματα συντεταγμένων, οι κινήσεις (1) και (3) δυνατόν να συνδυάζονται. Δεδομένου ότι η κίνηση φορτισμένων σωματιδίων συνιστά ηλεκτρικό ρεύμα, διαπιστώνομε ότι την επίδραση ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων εντός ενός πλάσματος αναπτύσσονται τουλάχιστον τρεις τύποι ρεύματος.

Οι μέχρι τώρα θεωρήσεις μας αναφέρονται σε κινήσεις μεμονωμένων σωματιδίων και δεν έλαβαν υπ'όψη την ύπαρξη κρούσεων μεταξύ των φορτισμένων και αφόρτιστων σωματιδίων που απαρτίζουν το ρευστό του πλάσματος. Αποτέλεσμα των κρούσεων είναι η μεταβολή της κινητικής ενέργειας των σωματιδίων και μετατροπή της σε θερμική, ή, με απλούστερα λόγια, η ανάπτυξη ηλεκτρικής αντίστασης στο πλάσμα. Εφόσον υπάρχουν τουλάχιστον τρεις τύποι ρεύματος, αντιστοίχως αναμένεται να υπάρχουν τρεις τύποι ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης.

Επιστρέφοντας στην θεώρηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας της ιονόσφαιρας, και χωρίς να υπεισέλθομε σε λεπτομέρειες, αναφέρομε ότι η άμεση ή κανονική αγωγιμότητα αγωγιμότητα ενός αερίου που περιέχει ουδέτερα σωματίδια (μόρια), N ηλεκτρόνια μάζας m_e και N θετικά ιόντα μάζας m_i δίδεται από την σχέση

$$\sigma_0 = Ne^2 \left(\frac{1}{m_e v_e} + \frac{1}{m_i v_i} \right)$$

όπου v_e και v_i είναι η συχνότητα κρούσεων των ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων με τα ουδέτερα μόρια και e είναι το ηλεκτρονικό φορτίο. Δεδομένου όμως ότι η ιονόσφαιρα διαπεράται από μαγνητικό και ηλεκτρικό πεδίο, η κίνηση των ιόντων στον τριδιάστατο χώρο είναι συνάρτηση της μεταξύ τους γεωμετρικής σχέσης, όπως περιγράψαμε ανωτέρω. Έτσι, διακρίνονται οι εξής περιπτώσεις:

- Ε παράλληλο Β. Τα ιόντα κινούνται παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο, αποκρινόμενα σε ένα παράλληλο ηλεκτρικό πεδίο. Από τον νόμο του Ohm, (J=σE), το προκύπτον ρεύμα συναρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο μέσω της άμεσης ή κανονικής αγωγιμότητας σ₀. Η σ₀ επικρατεί στις ανώτερες ζώνες της ιονόσφαιρας επάνω από το στρώμα Ε.
- 2. Ε κάθετο Β. Διακρίνονται δύο υποπεριπτώσεις:
 - I. Τα ιόντα κινούνται κάθετα προς το μαγνητικό πεδίο, αποκρινόμενα στο παράλληλο ηλεκτρικό πεδίο. Το προκύπτον ρεύμα είναι παράλληλο προς το ηλεκτρικό πεδίο και συναρτάται με αυτό μέσω της λεγόμενης αγωγιμότητας Pedersen της ιονόσφαιρας, η οποία δίδεται από την σχέση:

$$\sigma_{1} = Ne^{2} \left(\frac{1}{m_{e}} \frac{v_{e}}{(\omega_{e}^{2} + v_{e}^{2})} + \frac{1}{m_{i}} \frac{v_{i}}{(\omega_{i}^{2} + v_{i}^{2})} \right)$$

όπου $ω_e$ και $ω_i$ είναι οι γυροσκοπικές συχνότητες των ηλεκτρονίων και θετικών ιόντων α-ντιστοίχως.

II. Τα ιόντα κινούνται κάθετα προς αμφότερα τα ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο. Το προκύπτον ρεύμα συναρτάται από το ορθογώνιό του ηλεκτρικό πεδίο μέσω της λεγόμενης αγωγιμότητας Hall της ιονόσφαιρας, που δίδεται από



Εικόνα 1.9. Μεταβολή αγωγιμοτήτων μιας τυπικής ημερήσιας ιονόσφαιρας, βασισμένη στα δεδομένα της Εικόνας 1.8.

$$\sigma_2 = Ne^2 \left(\frac{1}{m_e} \frac{\omega_e}{(\omega_e^2 + v_e^2)} + \frac{1}{m_i} \frac{\omega_i}{(\omega_i^2 + v_i^2)} \right)$$

Τυπική μεταβολή των τριών τύπων αγωγιμότητας συναρτήσει του ύψους παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.9. Παρατηρήσατε ότι η κανονική (άμεση) αγωγιμότητα είναι κατά πολύ μεγαλύτερη των άλλων τύπων. Στην Εικόνα 1.9 φεύγει εκτός κλίμακας του διαγράμματος και σε πολύ μεγάλα ύψη επικρατεί ολοκληρωτικά, ώστε σε ύψος 500km να προσεγγίζει τα 10⁻² S/m. Τα ρεύματα που σχετίζονται με την άμεση αγωγιμότητα θα αποκαλέσομε πεδίο-παράλληλα ρεύματα⁴ (field aligned currents). Η ηλεκτρική αντίσταση στα πεδίο-παράλληλα ρεύματα είναι πολύ μικρή και ως εκ τούτου, κάθε σημείο της ιονόσφαιρας είναι ηλεκτρικά συνδεδεμένο - μέσω των γεωμαγνητικών δυναμικών γραμμών που το διαπερνούν - με το παγιδευμένο πλάσμα της μαγνητόσφαιρας ή το φύλλο πλάσματος (βλ. κατωτέρω), σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, και με ένα συζυγές σημείο της ιονόσφαιρας στο νότιο (αντιστοίχως βόρειο) ημισφαίριο.

Όπως είναι προφανές, η ιονόσφαιρα είναι ανισοστροπικός αγωγός, ούτως ώστε μαγνητικά ή ηλεκτρικά πεδία σε μία διεύθυνση να παράγουν ρεύματα προς όλες τις διευθύνσεις. Η αγωγιμότητα του αέρα πλησίον της επιφάνειας της Γης είναι περί τις οκτώ - εννέα τάξεις μεγέθους μικρότερη από αυτή της ιονόσφαιρας, και για τον λόγο αυτό το κατακόρυφο ρεύμα j_z θεωρείται αμελητέο. Το οριζόντιο ρεύμα θεωρείται ότι συνδέεται με τη ιονοσφαιρική αγωγιμότητα μέσω του γενικευμένου νόμου του Ohm

$$\begin{vmatrix} j_x \\ j_y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \end{vmatrix}$$

σε καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων *x*-βορράς, *y*-ανατολή και *z*-κάτω. Οι ειδικές αγωγιμότητες σ_{ij} εκφράζονται συναρτήσει των αγωγιμοτήτων Padersen και Hall από τις σχέσεις⁵:

⁴ Εννοείται ότι είναι παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές του πεδίου.

 $^{5 \}pi$. χ ., Akasofu, S.I. and Chapman, S., 1972, Solar-Terrestrial Physics, Clarendon Press.

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{q} \sigma_0 \sigma_1$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{1}{q} \sigma_0 \sigma_2 \sin I$$

$$\sigma_{yy} = \frac{1}{q} \left[\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 I + \left(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 \right) \cos^2 I \right]$$

όπου I είναι η γωνία έγκλισης και $q=\sigma_0 sin^2 I + \sigma_1 cos^2 I$.

Στην περιοχή του μαγνητικού ισημερινού, η ιονοσφαιρική αγωγιμότητα καθίσταται ανωμάλως υψηλή. Η αύξηση της σ_{xx} (βόρειας) είναι ιδιαιτέρως υψηλή, αλλά αυτό δεν προκαλεί καμία ανωμαλία διότι η διεύθυνση x είναι κάθετη επί τον μαγνητικό ισημερινό. Λόγω όμως της αύξησης της σ_{yy} (ανατολικής) στην περιοχή *I*≈0, διεγείρεται ο *ισημερινός ηλεκτροχείμμαρρος (equatorial electrojet)*, δηλαδή ισχυρό ισημερινό ρεύμα. Η αύξηση της αγωγιμότητας αποδίδεται σε πόλωση της ιονόσφαιρας: Η αλληλεπίδραση των B_x και E_y παράγει κατακόρυφα ρεύματα Hall. Επειδή όμως η οροφή και η βάση της ισημερινής ιονόσφαιρας είναι, στην πραγματικότητα μη αγωγοί, το κατακόρυφο ρεύμα Hall συσσωρεύει επί των ορίων της φορτία, έως ότου το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο E_z να το αντισταθμίζει πλήρως, ώστε σ₁E_z = σ₂E_y και, επιπλέον, να διεγείρει ρεύμα Hall κατά την διεύθυνση y (ανατολή). Τελικά λαμβάνομε

$$j_y = \sigma_1 \mathbf{E}_y + \sigma_2 \mathbf{E}_z = \left(\sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}\right) \mathbf{E}_y = \sigma_c \mathbf{E}_y$$

όπου σ_c είναι η λεγόμενη αγωγιμότητα Cowling. Η αγωγιμότητα σ_{yy} στον μαγνητικό ισημερινό (πλάτος 0°) είναι περί τις 20 φορές μεγαλύτερη από ότι σε πλάτος 15° και 10 φορές μεγαλύτερη από ότι σε πλάτος 2°.

1.2.2. Σχηματισμός και μορφολογία της μαγνητόσφαιρας

Όπως προαναφέρθηκε, πηγή του μεγαλυτέρου μέρους των φυσικών ΗΜ πεδίων για συχνότητες κάτω του 1Hz είναι η αλληλεπίδραση του κυρίου μαγνητικού πεδίου της Γης, ή γεωμαγνητικού πεδίου, με τον **ηλιακό άνεμο** (solar wind), δηλαδή ηλιακό πλάσμα που αενάως εκπέμπεται από τον ήλιο (συγκεκριμένα από τις ηλιακές εκλάμψεις). Ο ηλιακός άνεμος έχει αδιάκοπη μεν, αλλά μεταβλητή ροή, με ταχύτητα 300-800 km/s και ριπές (διακυμάνσεις ενέργειας, ενεργειακού φάσματος και πυκνότητας), διάρκειας μερικών ωρών. Συνίσταται κυρίως από ιονισμένα άτομα υόρογόνου (ηλεκτρόνια και πρωτόνια υψηλών ενεργειών) και είναι ηλεκτρικά ουδέτερος, η δε πυκνότητά του είναι της τάξης των 10 ιόντων ανά cm³. Παγιδευμένο ή παγωμένο (frozen-in) στον ηλιακό άνεμο υπάρχει το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο (interplanetary magnetic field - *IMF*), με ένταση της τάξης 5nT κατά την διάρκεια ήρεμων ηλιακών περιόδων, η οποία όμως πολλαπλασιάζεται σημαντικά κατά τις περιόδους αυξημένης ηλιακής δραστηριότητας. Η ενεργειακή πυκνότητα του IMF είναι πολύ μικρότερη (περίπου 1%) αυτής του ηλιακού ανέμου, που έτσι το μεταφέρει κατά την ροή του.

Τα πλάσματα και τα μαγνητικά πεδία τείνουν να αλληλοαποκλείονται ή να αλληλοπεριορίζονται. Εάν κάποιο ρέον πλάσμα συναντήσει μαγνητικό αντικείμενο, για παράδειγμα μια μαγνητισμένη σφαίρα, το πλάσμα θα τείνει να κλείσει το μαγνητικό πεδίο σε περιορισμένο χώρο γύρω από το αντικείμενο. Αντιστοίχως, το αντικείμενο θα τείνει αποκλείσει το πλάσμα από την άμεση γειτονία του, δημιουργώντας έτσι μία κοιλότητα. Το μέγεθος της κοιλότητας θα εξαρτάται από την ενεργειακή πυκνότητα του ρέοντος πλάσματος και την ένταση της μαγνήτισης του αντικειμένου. Επιπλέον, εάν η ταχύτητα του πλάσματος είναι αρκετά μεγάλη ώστε να γίνεται



Εικόνα 1.10α.⁶ Απλοποιημένη διαγραμματική αναπαράσταση της μαγνητόσφαιρας κατά το επίπεδο του ηλιακού μεσημεριανού-μεσονυκτίου μεσημβρινού.

υψηλά υπερηχητική, (δηλ. πολύ υψηλότερη από την ταχύτητα Alfven για το δεδομένο μέσο), τότε θα σχηματισθεί ένα αποσπασμένο παραβολοειδές κρουστικό κύμα μπροστά από την κοιλότητα. Η διεργασία αυτή είναι ανάλογη του σχηματισμού κρουστικού κύματος εμπρός από αεροδυναμικό σώμα που κινείται με υπερηχητική ταχύτητα σε ρευστό. Σημειωτέον ότι η ανωτέρω αναλογία δεν είναι ακριβής. Στην Αεροδυναμική, το κρουστικό κύμα προέρχεται από συγκρούσεις σωματιδίων και έχει πάχος μίας περίπου μέσης ελεύθερης διαδρομής. Στον ηλιακό άνεμο η μέση ελεύθερη διαδρομή για κρούση Coulomb είναι τόσο μεγάλη, (~10¹⁴ cm), ώστε οι κρούσεις μεταξύ σωματιδίων να μην διαδραματίζουν κάποιο ρόλο στον σχηματισμό του κρουστικού κύματος, το οποίο, συνεπώς, οφείλεται μόνον στην δράση του γεωμαγνητικού πεδίου και την χαρακτηριστική διάσταση της κυκλοτρονικής ακτίνας. Για παράδειγμα, πρωτόνιο 1keV σε IMF 5nT και απόσταση 1 αστρονομικής μονάδας, έχει κυκλοτρονική ακτίνα 1000 km.

Η περιοχή εντός της κοιλότητας ονομάζεται μαγνητόσφαιρα και το εξωτερικό κέλυφός της μαγνητόπαυση (magnetopause). Κατά την ημερήσια (φωτεινή) πλευρά της Γης, η μαγνητόπαυση ευρίσκεται σε γεωκεντρική απόσταση 8-15 γήινων ακτίνων (R_e) και διέλευση από αυτήν χαρακτηρίζεται από απότομη μεταβολή στο πλάτος και διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Το κρουστικό κύμα βρίσκεται σε γεωκεντρική απόσταση αρκετών R_e πέρα από την μαγνητόπαυση. Ο χώρος μεταξύ της μαγνητόπαυσης και του κρουστικού κύματος είναι γνωστή ως μαγνητοθήκη ή μαγνητικός κολεός (magnetoseath), και αποτελεί περιοχή στην οποία ο ηλιακός άνεμος έχει επιβραδυνθεί αρκετά και έχει αποκτήσει τυρβώδη ροή και υψηλή θερμοκρασία. Έξω από την μαγνητοθήκη και πέρα από το κρουστικό κύμα, οι συνθήκες είναι χαρακτηριστικές του διαπλανητικού μέσου και το γεωμαγνητικό πεδίο έχει μηδενική επίδραση. Προς την αντίθετη (νυκτερινή) πλευρά της Γης, ο ηλιακός άνεμος παρασύρει την μαγνητόσφαιρα μέχρι αποστάσεως 100 τουλάχιστον γήινων ακτίνων, προσδίδων σε αυτή κυλινδρική μορφή αυτή είναι η λεγόμενη μαγνητοουρά (magnetotail). Απλή σχηματική αναπαράσταση της γενικής δομής της μαγνητόσφαιρας και του γεωμαγνητικού πεδίου παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.10α.

⁶ Τροποποιημένη από Bame, S.J., Asbridge, J.R., Felthauser, H.E., Hones, E.W. & Strong, I.B., 1967, Characteristics of the plasma sheet in the Earth's magnetotail, J. Geophys. Res., 72, 113.



Εικόνα 1.10β.⁷ Τα μείζονα μορφολογικά χαρακτηριστικά της μαγνητόσφαιρας και των των μαγνητοσφαιρικών συστημάτων ηλεκτρικών ρευμάτων. Η Γή και η ατμόσφαιρα είναι οι μικρές σφαίρες στο κέντρο.

Εδώ οφείλει να σημειωθεί ότι η Εικόνα 1.10α δεν εμφανίζει μία σημαντική δομή της μαγνητόσφαιρας, την μαγνητοσφαιρική σχισμή (magnetospheric cleft ή polar cusp). Αυτή είναι μία στενή ζώνη σχεδόν μηδενικού μαγνητικού πεδίου, που σχηματίζεται επί της μαγνητόπαυσης λόγω του διπολικού χαρακτήρα του κύριου γεωμαγνητικού πεδίου, μεταξύ των δυναμικών γραμμών που ευρίσκονται στην ημερήσια πλευρά της Γης και αυτών που παρασύρονται από τον ηλιακό άνεμο κατά την νυκτερινή πλευρά. Το χαμηλό γεωμαγνητικό πεδίο της περιοχής αυτής επιτρέπει την διείσδυση μικρού μέρους του ηλιακού ανέμου που τροφοδοτεί με πλάσμα το εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας. Η μαγνητοσφαιρική σχισμή εμφανίζεται καλύτερα στην Εικόνα 1.10β, η οποία παρέχει πληρέστερη απεικόνιση της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με το μαγνητικό πεδίο της Γης. Το εξώτερο μέρος της μαγνητοουράς, το οποίο περιλαμβάνει δυναμικές γραμμές που εκκινούν και καταλήγουν στους μαγνητικούς πόλους, είναι γνωστό ως *λοβός*.

Στο κεντρικό τμήμα της μαγνητοουράς, κοντά στην αντιποδική του Ηλίου διεύθυνση, η διεύθυνση του γεωμαγνητικού πεδίου αντιστρέφεται εντός ζώνης μικρού πάχους. Προς βορρά αυτής της ζώνης, οι δυναμικές γραμμές κατευθύνονται προς την Γη, ενώ προς νότο μακριά από την Γη. Υπάρχει λοιπόν μία ζώνη σχεδόν μηδενικού πεδίου, η οποία είναι γνωστή ως ουδέτερο φύλλο (neutral sheet), και διαδραματίζει σπουδαίο ρόλο στην ηλεκτροδυναμική της μαγνητό-σφαιρας.

Η κατανομή της πυκνότητας πλάσματος εντός της μαγνητόσφαιρας υποδιαιρεί αυτήν σε δύο υποχώρους. Ο εσωτερικός περιλαμβάνει ψυχρό (χαμηλής ενέργειας) πλάσμα με πυκνότητα 10⁹-10¹⁰ m⁻³ και ενέργεια μερικών eV και είναι γνωστός ως πλασμόσφαιρα (plasmasphere).. Περιστρέφεται μαζί με την Γη και είναι σχετικά προστατευμένος από την επίδραση του ηλιακού α-

⁷ Τροποποιημένη από τον Potemra, T.A., 1984, *Magnetospheric currents*, American . Geophysical Union.

νέμου. Το όριό του είναι γνωστό ως πλασμόπαυση (plasmapause) και η θέση του κυμαίνεται από $R_e=3.5$ κατά τις μαγνητικά διαταραγμένες περιόδους (βλ. κατωτέρω), μέχρι $R_e=6$ στις περιόδους μεγάλης γεωμαγνητικής ησυχίας. Έξω από την πλασμόσφαιρα η πυκνότητα είναι 10^6 - 10^7 m^3 με ενέργειες της τάξης 1 keV. Το πλάσμα αυτό επηρεάζεται σημαντικά από τον ηλιακό άνεμο. Υπάρχει επίσης σχετικός αριθμός σωματιδίων πολύ υψηλών ενεργειών, ο οποίος σχηματίζει τις λεγόμενες ζώνες ακτινοβολίας Van Allen. Οι ζώνες αυτές υπάρχουν τόσο μέσα, όσο και έξω από την πλασμόσφαιρα.

Η επίδραση του ηλιακού ανέμου είναι ένας από τους παράγοντες που δημιουργούν την πλασμόσφαιρα. Η κύρια πηγή πλάσματος στην μαγνητόσφαιρα είναι «εξάτμιση» ιόντων από την ιονόσφαιρα. Εντός της πλασμόσφαιρας, το πλάσμα είναι παγιδευμένο, όλες οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου περιστρέφονται με την Γη και περιορίζονται σε μία περιοχή κοντά στην επιφάνειά της. Το πλάσμα βρίσκεται σε δυναμική ισορροπία με την ιονόσφαιρα και ελαττώνεται-αναγεννάται κατά την διάρκεια της περιστροφής από την ημερήσια προς την νυκτερινή πλευρά της ιονόσφαιρας και τανάπαλιν. Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές πέρα από την πλασμόπαυση ελέγχονται από διεργασίες μεταφοράς ιόντων που οφείλονται στην αλληλεπίδρασή τους με τον ηλιακό άνεμο, από τον οποίο παρασύρονται προς την μαγνητοουρά μεταφέροντας πλάσμα. Έτσι, υπάρχει πάντοτε διαρροή πλάσματος από την Γη στα υψηλά γεωγραφικά πλάτη, γνωστή ως πολικός άνεμος.

1.2.3. Κίνηση φορτισμένων σωματιδίων - μαγνητοσφαιρικά ρεύματα.

Η μαγνητόσφαιρα είναι γεμάτη με φορτισμένα σωματίδια, κυρίως ηλεκτρόνια και πρωτόνια, ποικίλων ενεργειών. Η πυκνότητα των σωματιδίων είναι τέτοια, ώστε σπανιότατα να συγκρούονται μεταξύ τους, εκτός φυσικά από την άμεση περιοχή της ιονόσφαιρας. Η μέση ελεύθερη διαδρομή (μεταξύ κρούσεων) υπολογίζεται σε 10⁴ km για σωματίδια ενέργειας 0.1 eV και 10¹² km για σωματίδια 1keV. Υπό την επίδραση του IMF και του γεωμαγνητικού πεδίου, τα ιόντα πραγματοποιούν αρκετά είδη κινήσεων.

Σπουδαία εξ αυτών είναι σπειροειδής μετατόπιση γύρω από τις δυναμικές γραμμές του γεωμαγνητικού πεδίου, με περίοδο περιστροφής 10⁻⁶ s για τα ηλεκτρόνια και 10⁻³ s για τα πρωτόνια, με φορά κατά την διεύθυνση ελάττωσης του γεωμαγνητικού πεδίου. Ο μηχανισμός διέγερσης αυτής της κίνησης περιγράφεται στο Εδάφιο 1.2.1, περί αγωγιμότητας της ιονόσφαιρας. Σημειώνεται επίσης ότι υπάρχουν πολλά είδη διαταραχών που υποχρεώνουν ένα μετατοπιζόμενο ιόν να ολισθήσει από μία γεωμαγνητική δυναμική γραμμή σε μία άλλη.

Παράδειγμα τέτοιας διαταραχής είναι η ολίσθηση Hall λόγω του ηλεκτρικού πεδίου που εγείρει η σπειροειδής μετατόπιση του φορτίου (βλ. επίσης Εδάφιο 1.2.1). Η σπουδαιότερη όμως εξ αυτών οφείλεται στην ακτινική βαθμίδα της έντασης του γεωμαγνητικού πεδίου. Ας θεωρήσομε ένα ιόν που περισπειράται σε τροχιά γύρω από το ισημερινό επίπεδο. Το μέρος της τροχιάς μακρύτερα από την Γη, επηρεάζεται από μαγνητικό πεδίο χαμηλότερης έντασης από το μέρος της τροχιάς πλησιέστερα προς την Γη. Η ακτίνα καμπυλότητας της περιστροφής γύρω από την δυναμική γραμμή είναι r=mv/eB, και εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου (B), ούτως ώστε να είναι κυκλική μόνο σε ομογενές μαγνητικό πεδίο. Σε μη ομογενές μαγνητικό πεδίο όπως το γεωμαγνητικό, η ακτίνα καμπυλότητας είναι μεγαλύτερη μακρύτερα από την Γη και μικρότερη πλησιέστερα προς την Γη. Εάν λοιπόν κοιτάξομε το ισημερινό επίπεδο κάθετα από τον βόρειο πόλο, θα δούμε τα θετικά ιόντα να περιστρέφονται αριστερόστροφα και τα αρνητικά ιόντα δεξιόστροφα. Θα διαπιστώσουμε ότι η διαφορική ακτίνα καμπυλότητας μακτυλοτητας υποχρεώνει τα θετικά ιόντα να ολισθαίνουν προς δυσμάς και τα αρνητικά ιόντα προς ανατολάς. Αμφότερες αυτές οι κινήσεις εγείρουν ρεύμα με φορά προς δυσμάς. Αυτό είναι το *δακτυλιοειδές ρεύ*



Εικόνα 1.11.⁸ Πεδίο-παράλληλα ρεύματα γνωστά ως Πολικό Κύκλωμα Ι (επάνω) και Πολικό Κύκλωμα ΙΙ (κάτω).



Εικόνα 1.12.⁹ Ρεύματα Hall και Pedersen στα πολικά καλύματα, διεγειρόμενα από το Πολικό Κύκλωμα ΙΙ.

μα (ring current), το οποίο όπως θα δούμε, παράγει την κύρια φάση των μαγνητικών καταιγίδων.

Μεταξύ των σπουδαίων κινήσεων πλάσματος στην μαγνητόσφαιρα περιλαμβάνεται και η αποκαλούμενη μεταφορά δυναμικών γραμμών (convection of lines of force). Σε γεωκεντρικές αποστάσεις ολίγων (3-6) γήινων ακτίνων, αυτή οφείλεται στην περιστροφή της ιονόσφαιρας μαζί με την Γη περί τον άξονά της. Οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου παγώνουν¹⁰ μέσα στην αγώγιμη ιονόσφαιρα και μεταφέρονται μαζί με αυτήν. Σε γεωκεντρικές αποστάσεις μερικών ως αρκετών γήινων ακτίνων, η μεταφορά των δυναμικών γραμμών οφείλεται στην αλληλεπίδρασή τους με τον ηλιακό άνεμο που τις παρασύρει, με αποτέλεσμα να κινούνται ταυτοχρόνως και τα φορτισμένα ιόντα μαζί με τις δυναμικές γραμμές, μέχρι τις απώτερες περιοχές της μαγνητοουράς.

Σ' αμφότερες τις ανωτέρω περιπτώσεις, η κίνηση του πλάσματος παράγει ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E}=\mathbf{v}\times\mathbf{B}$ για έναν παρατηρητή που δεν κινείται μαζί με το πλάσμα. Οι μαγνητικές δυναμικές

⁸ Τροποποιημένη από τον Alfven, 1977, Rev. Geophys. Space Phys., 15, 279.

⁹ Τροποποιημένη από τον Bostrom, 1974, "Magnetospheric Physics", B.M. Mc-Cormac (Ed), Reidel Publishing Co, σελ. 51,.

¹⁰ Όταν λέμε ότι οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές παγώνουν μέσα σε έναν αγωγό, εννοούμε ότι η μαγνητική ροή μέσα σε δεδομένο χώρο ενός κινουμένου αγωγού δεν μεταβάλλεται.

γραμμές διατηρούν την ταυτότητά τους μέχρι την ιονόσφαιρα, και έτσι το ηλεκτρικό πεδίο E εμφανίζεται στις πολικές περιοχές της ιονόσφαιρας όπου λόγω των αγωγιμοτήτων Hall και Pedersen δημιουργεί υπεράνω έκαστης εκ των πολικών περιοχών κλειστούς βρόχους ρευμάτων. Αυτοί είναι στάσιμοι ως προς τον μεσημβρινό του μεσονυκτίου και με αυτό τον τρόπο παράγεται μία πολική ημερήσια μεταβολή του μαγνητικού [πεδίου υπεράνω των πόλων. Αυτή είναι γνωστή ως DP2.

Η κίνηση ιόντων κατά μήκος μαγνητικών δυναμικών γραμμών προς τις πολικές ζώνες (ή ζώνες σέλαος), αξίζει ιδιαίτερης προσοχής. Τα ρεύματα αυτά ονομάζονται πεδίο-παράλληλα ρεύματα (field-aligned currents) ή ρεύματα Birkeland. Υπάρχουν δύο τύποι τέτοιων ρευμάτων. Ο πρώτος ονομάζεται Πολικό Κύκλωμα I κατά Alfven (Auroral Circuit I) και αποτελείται από φύλλα ρεύματος που συναντούν την ιονόσφαιρα στα αυτά γεωγραφικά μήκη, αλλά ελαφρώς διαφορετικά πλάτη. Το κύκλωμα αυτό μπορεί να έχει δύο πολικότητες. Στον πρωινό τομέα της Γης, το κατερχόμενο φύλλο ευρίσκεται εγγύτερα προς τον πόλο από το ανερχόμενο, ενώ το αντίθετο ισχύει στον βραδινό τομέα. Ο δεύτερος τύπος καθοδηγούμενου ρεύματος είναι το Πολικό Κύκλωμα ΙΙ κατά Alfven (Auroral Circuit II) και αποτελείται από δύο φύλλα ρεύματος που συναντούν τις ζώνες σέλαος στο ίδιο γεωγραφικό πλάτος αλλά διαφορετικά μήκη σε απόσταση 120° μεταξύ τους, συμμετρικά εκατέρωθεν του μεσονυκτίου μεσημβρινού. Το κατερχόμενο ρεύμα ευρίσκεται στον πρωινό τομέα και το ανερχόμενο στον βραδινό. Τα δύο πολικά κυκλώματα παρουσιάζονται διαγραμματικά στην Εικόνα 1.11.

Η πραγματική ροή ρεύματος προσεγγίζεται με δύο Πολικά Κυκλώματα Ι (στους πρωινούς και βραδυνούς τομείς) και ένα Πολικό Κύκλωμα ΙΙ. Το Πολικό Κύκλωμα ΙΙ παράγει δύο συστήματα ρευμάτων στην πολική ιονόσφαιρα. Τα ρεύματα Pedersen ρέουν από τον πρωινό προς τον βραδινό τομέα, είτε μέσω της ζώνης σέλαος ή εγκαρσίως προς τους πόλους. Τα ρεύματα Hall ρέουν ορθογωνίως προς το ηλεκτρικό πεδίο που παράγουν τα ρεύματα Pedersen. Αμφότερα αυτά τα συστήματα παρουσιάζονται στην Εικόνα 1.12. Τα ρεύματα Hall συνοδεύονται από μετατόπιση Hall πλάσματος από την μεσημβρία προς τα μεσάνυκτα, εγκαρσίως προς τον πόλο και προς το μέρος του ήλιου σε υπο-πολικά πλάτη, κατά την αντίθετο φορά των ρευμάτων Hall. Το φαινόμενο αυτό είναι μοιάζει πολύ με την μετατόπιση λόγω μεταφοράς που περιγράψαμε ανωτέρω για να εξηγήσομε το πεδίο DP2, και δυνατόν να αποτελεί εναλλακτική ερμηνεία του.

1.2.4 Υδρομαγνητικά κύματα.

Εάν υπάρξει κάποια μεταβολή πίεσης σε ένα ηλεκτρικά αγώγιμο θερμό ρευστό όπως το πλάσμα που περιβάλλει την μαγνητόσφαιρα, αυτή δεν μπορεί να διαδοθεί μόνον κατά τους νόμους της υδροδυναμικής, αλλά θα πρέπει επίσης να υπακούει και τους νόμους της ηλεκτροδυναμικής. Στην περίπτωση αυτή ομιλούμε για υδρομαγνητικά φαινόμενα. Κατά την θεωρητική ανάπτυξη αυτών των φαινομένων, οι κλασσικές εξισώσεις της ηλεκτροδυναμικής και της υδροδυναμικής συνδυάζονται, διότι η ταχύτητα του πλάσματος η πυκνότητα του ρεύματος και το μαγνητικό πεδίο συγκεράνυνται σε ενιαίο ανυσματικό γινόμενο. Η θεωρία καταλήγει στην κυματική εξίσωση των υδρομαγνητικών κυμάτων ή κυμάτων πλάσματος, τα οποία διαδίδονται κατά την διεύθυνση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Πηγή των μεταβολών πίεσης που διεγείρουν υδρομαγνητικά κύματα είναι το κρουστικό κύμα και η μαγνητοθήκη. Η Εικόνα 1.13 δείχνει πως ένα κύμα πίεσης που παράγεται στο κρουστικό μέτωπο διαδίδεται ως υδρομαγνητικό κύμα κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου, μέχρι την ιονόσφαιρα. Θα πρέπει να αναμένονται φαινόμενα συντονισμού κατά μήκος των δυναμικών γραμμών και συνεπώς επιλεκτική διάδοση συγκεκριμένων συχνοτήτων.



Εικόνα 1.13¹¹. Διείσδυση υδρομαγνητικών κυμάτων κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. 1 = Μαγνητικές δυναμικές γραμμές. 2 = Συμβολική αναπαράσταση της διείσδυσης υδρομαγνητικών κυμάτων. 3 = Συστήματα ηλεκτρικών ρευμάτων στην ιονόσφαιρα.

Για να φθάσουν από την μαγνητόσφαιρα στην επιφάνεια της Γης, οι υδρομαγνητικές διαταραχές πρέπει να διέλθουν από την ιονόσφαιρα και από την μονωτική ατμόσφαιρα. Οι κατακόρυφες συνιστώσες τους δεν μπορούν να διαπεράσουν την ιονόσφαιρα, ενώ οι οριζόντιες συνιστώσες υφίστανται σημαντική επίδραση και αλλαγές. Λόγω της αγωγιμότητας Hall της ιονόσφαιρας, τα υδρομαγνητικά φαινόμενα της μαγνητόσφαιρας επάγουν εκτεταμένα οριζόντια φύλλα ηλεκτρικού ρεύματος σε ύψη 90 - 140 km., τα οποία με την σειρά τους μεταφέρουν την ενέργεια των υδρομαγνητικών πεδίων σε διαφορετικά ημισφαίρια και επίσης, αποτελούν την πηγή καθαρής HM ακτινοβολίας προς την ατμόσφαιρα. Οι μαγνητικοί παλμοί που παρατηρούνται στην επιφάνεια της Γης προέρχονται απ' ευθείας από τα ιονοσφαιρικά ρεύματα. Επιπλέον οι ιονοσφαιρικοί άνεμοι παράγουν συστήματα ηλεκτρικών ρευμάτων (βλ. Εδάφιο 1.2.5), που γεννούν υδρομαγνητικά φαινόμενα ανάδρασης).

Η κατακόρυφη συνιστώσα του ΗΜ πεδίου που φθάνει στην επιφάνεια της Γης είναι γενικώς πολύ μικρή ως αμελητέα, τόσο διότι οι διεργασίες παραγωγής της είναι ασθενείς, (οι οριζόντιες βαθμίδες της πυκνότητας ρεύματος στην ιονόσφαιρα είναι ασθενείς), αλλά και διότι καταστέλλονται από κατακόρυφα μαγνητικά πεδία παραγόμενα από φαινόμενα ΗΜ επαγωγής εντός της Γης. Κατακόρυφο μαγνητικό πεδίο μπορεί να φθάσει στην επιφάνεια της Γης κάτω από πολύ ειδικές και τοπικές συνθήκες, (πολικές και ισημερινές περιοχές επηρεαζόμενες από τους αντιστοίχους ιονοσφαιρικούς ηλεκτροχειμάρρους). Η περιγραφή των συνθηκών αυτών εκφεύγει κατά πολύ των σκοπών αλλά και του επιπέδου του παρόντος.

1.2.5. Ερμηνεία των ημερήσιων μεταβολών του μαγνητικού πεδίου.

Έχει ήδη αναφερθεί ότι έδρα των ημερησίων μεταβολών είναι οι ιονόσφαιρα και αιτία τους οι ιονοσφαιρικοί άνεμοι, οι οποίοι μεταφέρουν φορτισμένα σωματίδια μέσω του γεωμαγνητικού πεδίου που διαπερνά την ιονόσφαιρα. Η κίνηση φορτισμένων σωματιδίων παράγει ηλεκτρικό

¹¹ Τροποποιημένη από Matsushita, S. And Campbell, W.H., 1967, "*Physics of geomagnetic phenomena*", Acad. Press.



Εικόνα 1.14. Ισοδύναμα ρεύματα του πεδίου ηλιακής ημερήσιας μεταβολής στις 00:00 h UT, κατά την εαρινή ισημερία.

πεδίο, το οποίο, όπως επανειλημμένα προαναφέραμε αναπαρίσταται από την σχέση $E=v\times B$. Επειδή η ιονοσφαιρική αέρια μάζα είναι ηλεκτρικά αγώγιμη, η κίνηση της αέριας μάζας συνιστά ηλεκτρικό ρεύμα που ρέει συμφώνως προς τα ιστορηθέντα στο Εδάφιο 1.2.1. Το ηλεκτρικό ρεύμα με την σειρά του επάγει μαγνητικό πεδίο, το οποίο χωροχρονικώς μεταβάλλεται συμφώνως με τις μεταβολές της έντασης και διεύθυνσης του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό είναι το εξωτερικό μέρος του πεδίου S_q. Το όλο σύστημα μεταβάλλεται κατά τις παραμέτρους (**v**, **E** και **σ**) και αποτελεί την *ιονοσφαιρική δυναμοηλεκτρική γεννήτρια, ή ιονοσφαιρικό δυναμό*.

Κατά την διάρκεια της ημέρας, η ιονόσφαιρα ιονίζεται και καθίσταται αγώγιμη, κατά τα ιστορηθέντα στο Εδάφιο 1.2.1. Κατά τη διάρκεια της νύκτας όμως, δεν υπάρχει ιονισμός (απουσία ιονίζουσας ηλιακής ακτινοβολίας). Αντιθέτως, τα ήδη ιονισμένα σωματίδια τείνουν να επανασυνδεθούν σε ουδέτερα άτομα και μόρια, οπότε η αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας ελαττώνεται. Έτσι, κατά την ημερήσια (φωτεινή) πλευρά της Γης, οι ιονοσφαιρικοί άνεμοι τείνουν να παράγουν ισχυρότερο πεδίο S_q και κατά την νυκτερινή (σκοτεινή) πλευρά ασθενέστερο, καίτοι η μέση ταχύτητα και φορά τους δεν μεταβάλλεται. Με τον τρόπο αυτό παράγεται μεταβολή περιόδου μιας ηλιακής ημέρας, και εξηγείται γιατί το μέγιστο της μεταβολής S_q λαμβάνει χώρα κατά την τοπική μεσημβρία (οπότε η ηλιακή ακτινοβολία είναι ισχυρότερη).

Όπως ήδη έχει αναφερθεί στο Εδάφιο 1.1.2, η γεωμετρία του πεδίου S_q δείχνει ότι αυτό οφείλεται σε δύο επί κεφαλής αντιπεριστρεφόμενους βρόχους ρεύματος (ισοδύναμα ιονοσφαιρικά ρεύματα), ο ένας εκ των οποίων κυκλοφορεί δεξιόστροφα υπεράνω του βορείου ημισφαιρίου και ο έτερος αριστερόστροφα υπεράνω του νοτίου ημισφαιρίου, με εστίες (κέντρα) την τομή του μεσημβρινού της 12ης ώρας με το γεωμαγνητικό πλάτος 30°. Αυτή είναι άλλωστε και η συμπεριφορά του συστήματος (**v**, **E** και **σ**). Το ολικό ρεύμα σε κάθε βρόχο είναι περί τα 1-3x10⁵ Α. Είναι προφανές ότι οι ιονοσφαιρικοί άνεμοι (και τα ισοδύναμα ρεύματα) παρουσιάζουν εποχιακές μεταβολές αναλόγως της σχετικής θέσης Ηλίου-Γης, με μέγιστα πλάτη κατά το θέρος και ελάχιστα κατά τον χειμώνα εκάστου ημισφαιρίου. Παράδειγμα ισοδυνάμων ρευμάτων παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.14.

Οι ιονοσφαιρικοί άνεμοι παράγουν περί τα 2/3 της ημερήσιας μεταβολής. Το υπόλοιπο 1/3 παράγεται εντός της Γης από διεργασίες ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής. Πρωτεύουσα πηγή είναι τα ιονοσφαιρικά μαγνητικά πεδία. Αυτά εισέρχονται στην αγώγιμη Γη και επάγουν ηλεκτρικά ρεύματα. Αυτά, με την σειρά τους, παράγουν δευτερεύοντα μαγνητικά πεδία που μεταβάλλονται κατά ένταση και συχνότητα συμφώνως προς τα πρωτεύοντα. Συνεπώς, το ολικό πεδίο S_q αποτελεί υπέρθεση των εξωτερικών πρωτευόντων (ιονοσφαιρικών) πεδίων και των εσωτερικών (δευτερευόντων) εξ επαγωγής μαγνητικών πεδίων.

Τέλος, αναφέρομε ότι η ολική ημερήσια μεταβολή είναι υπέρθεση της S_q και της σεληνιακής μεταβολής (L). Η τελευταία οφείλεται στην βαρυτική επίδραση της Σελήνης επί της ιονόσφαιρας, κατά τρόπο ανάλογο με αυτόν που διεγείρει τις ωκεάνιες παλίρροιες. Έτσι διεγείρεται ένα σεληνιακό ιονοσφαιρικό δυναμό με αντίστοιχες περιόδους (δις-ημερήσιες). Όπως ήδη αναφέραμε, οι σεληνιακές επιδράσεις έχουν μέγεθος 1-1.5 τάξεις μικρότερο των ηλιακών και δεν ξεπερνούν τα 2nT, με μέγιστα πλάτη παρατηρήσιμα κατά το θέρος.

1.2.6 Ερμηνεία μαγνητικών διαταραχών.

Όταν ένα παροδικό ρεύμα πλάσματος από κάποια μεγάλη ηλιακή έκλαμψη αφιχθεί στο όριο της μαγνητόσφαιρας με ταχύτητα σημαντικά μεγαλύτερη από αυτή του σταθερού ηλιακού ανέμου, η εξωτερική περιοχή της μαγνητόσφαιρας υφίσταται ισχυρή κρούση. Άμεσο αποτέλεσμα είναι η αιφνίδια συμπίεση της μαγνητόπαυσης προς την Γη η οποία εντός βραχέος χρονικού διαστήματος διαδίδεται από την ημερήσια προς την νυκτερινή πλευρά της μαγνητόπαυσης και προς την μαγνητοουρά. Αποτέλεσμα της ισχυρής ριπής του ηλιακού ανέμου είναι η συμπίεση ολόκληρης της μαγνητόσφαιρας και των δυναμικών γραμμών του γεωμαγνητικού πεδίου αυτή μεταδίδεται προς το εσωτερικό της μαγνητόσφαιρας υπό μορφή υδρομαγνητικής διαταραχής που κατά την άφιξή της στην επιφάνεια παρατηρείται ως αιφνίδια αύξηση της έντασης του οριζοντίου μαγνητικού πεδίου και είναι γνωστή ως αιφνίδιος παλμός (sudden impulse - SI). Στην απλούστερη μορφή του, το συμπιεστικό επεισόδιο παρατηρείται σε χαμηλά ως μέσα γεωγραφικά πλάτη. Σε υψηλά πλάτη τα αποτελέσματα είναι αρκετά πιο περίπλοκα. Η ισημερινή περιοχή των δυναμικών γραμμών πεδίου διαταράσσεται πρώτη με παραμόρφωση προς τα έσω, η οποία ακολούθως διαδίδεται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών προς τα υψηλά γεωγραφικά πλάτη υπό μορφή κυμάτων Alfven. Εάν οι συνθήκες είναι κατάλληλες, ο αιφνίδιος παλμός μπορεί να εκκινήσει μια σειρά διαταραχών που οδηγούν σε μαγνητικές υποκαταιγίδες και καταιγίδες. Στην περίπτωση αυτή ο SI είναι πραγματικά μία αιφνίδια έναρξη καταιγίδας (SSC).

Μία συνθήκη αναγκαία για την ανάπτυξη υποκαταιγίδας, είναι ότι το διαπλανητικό μαγνητικό πεδίο (IMF) που μεταφέρει ο ηλιακός άνεμος οφείλει να έχει μαγνητική συνιστώσα με φορά προς νότο. Αυτό επιτρέπει στο πλάσμα και το ηλεκτρικό πεδίο του να διεισδύσουν στην μαγνητόσφαιρα μέσω των πολικών σχισμών, και να μεταφερθούν μέχρι την ιονόσφαιρα επί των γεωμαγνητικών δυναμικών γραμμών. Με δύο λόγια, οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές που συγκλίνουν προς τα πολικά καλύμματα είναι ανοικτές στο IMF, και ταυτοχρόνως παρασύρονται εντόνως από την ισχυρή ριπή του ηλιακού ανέμου. Αποτέλεσμα των ανωτέρω είναι η ανάπτυξη ισχυρής μεταφοράς των πολικών δυναμικών γραμμών και συνακόλουθη ροή ρεύματος κατά το διάγραμμα της Εικόνας 1.12, δηλαδή συγκέντρωση ρεύματος προς την πλευρά του ήλιου υπεράνω των πόλων και δύο κυκλώματα ρεύματος επιστροφής περιορισμένα σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη. Αυτό είναι το σύστημα ρευμάτων DP2.



Εικόνα 1.15.¹² Το πρότυπο ανοικτής μαγνητόσφαιρας όπου φαίνεται η συνένωση των μαγνητικών δυναμικών γραμμών στην μαγνητοουρά, κατά την αρχική φάση μίας μαγνητικής υποκαταιγίδας.

Εάν, τώρα, υπάρξει μία αιφνίδια αύξηση της πίεσης που εξασκεί ο ηλιακός άνεμος, η μαγνητόσφαιρα συμπιέζεται και παρασύρεται εντονότερα, με συνέπεια να επιμηκύνεται ακόμη περισσότερο ο λοβός της μαγνητοουράς και το εκεί μαγνητικό πεδίο να αυξάνει. Η επιμήκυνση της μαγνητοουράς έχει ως συνέπεια την λέπτυνσή της, ώστε οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές εκατέρωθεν του ουδετέρου φύλλου να συνενώνονται σε αποστάσεις της τάξης 20-30 Re, αντί για τις συνήθεις αποστάσεις των μερικών εκατοντάδων Re. Όταν ο ρυθμός συνένωσης των δυναμικών γραμμών καταστεί σημαντικός, η μαγνητοουρά κυριολεκτικώς καταρρέει και αποκόπτεται και το εσωτερικό τμήμα της συστέλλεται προς την Γη δίκην ελατηρίου. Η κατάσταση αυτή εμφανίζεται στην Εικόνα 1.15 και έχει δύο σημαντικά αποτελέσματα. Πρώτον, επιταχύνει πλάσμα υψηλής ενέργειας κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, από το φύλλο πλάσματος μέσα στην ιονόσφαιρα και προκαλεί ιονισμό και ασυνήθιστα υψηλή αγωγιμότητα υπεράνω των πολικών περιοχών, ιδιαιτέρως δε περί τον τομέα του μεσονυκτίου. Επίσης, προκαλεί διέγερση και ακτινοβολία των μορίων του ιονοσφαιρικού αέρα, πράγμα που παρατηρούμε ως πολικό (βόρειο ή νότιο) σέλας. Δεύτερον, το ρεύμα του φύλλου πλάσματος που ρέει από την ανατολική προς την δυτική πλευρά του ουδετέρου φύλλου βραχυκυκλώνεται από τις διογκωμένες πολικές ζώνες και δυναμικές γραμμές, οπότε σχηματίζονται πεδιο-παράλληλα ρεύματα με καθαρή ροή προς δυσμάς, κατά μήκος της ζώνης σέλαος και εγκαρσίως προς το πολικό κάλυμμα. Τα ανωτέρω συστήματα ρευμάτων, προκαλούν υποκαταιγίδες, με τυπική διάρκεια από μία έως μερικές ώρες.

Μερικές φορές η ισχύς του ηλιακού ανέμου είναι αρκετά μεγάλη, ώστε να εγχυθούν μεγάλες ποσότητες θερμού πλάσματος από την αποκοπείσα μαγνητοουρά εις την εσωτερική μαγνητόσφαιρα. Αυτή είναι μία από τις αναγκαίες συνθήκες για την έναρξη μιας μαγνητικής καταιγίδας. Η άλλη συνθήκη περιλαμβάνει μεταβολή της γεωμετρίας των ζωνών παγίδευσης στην πλασμόσφαιρα. Συγκεκριμένα, η ταχύτητα ολίσθησης σωματιδίου που περισπειράται τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές είναι \mathbf{v}_d =(1/eB²) \mathbf{B} × \mathbf{f} , όπου \mathbf{f} δύναμη που μπορεί να οφείλεται σε ηλεκτρικά περία, βαθμίδες πίεσης και αδρανειακές δυνάμεις. Στις ζώνες παγίδευσης οι συνθήκες είναι τέτοιες, ώστε ένα φορτισμένο σωματίδιο δεν μπορεί να διαφύγει, εκτός αν μεταβληθεί το ηλεκτρικό πεδίο. Εάν όμως, τα όρια των ζωνών παγίδευσης μεταβληθούν (μεγεθυνθούν) λόγω των

 $^{^{12}}$ Τροποποιημένη από Roederer, 1977, Space Sci. Rev., 21, σελ. 50.

περιγραφεισών δομικών αλλαγών που προκαλεί η ανώμαλη ριπή του ηλιακού ανέμου, τότε αρκετό από το πλάσμα που υπήρχε εκτός των περιοχών παγίδευσης θα βρεθεί στο εσωτερικό τους. Όταν αυτό συμβεί κατά την διάρκεια έγχυσης άφθονου θερμού πλάσματος λόγω αποκοπής της μαγνητοουράς, η πυκνότητα πλάσματος στην εσωτερική μαγνητόσφαιρα θα αυξηθεί κατακορύφως. Το πλάσμα αυτό υποχρεώνεται στις κινήσεις που περιγράψαμε στο Εδάφιο 1.2.3 και συνεισφέρει στην κατακόρυφη αύξηση της έντασης του δακτυλιοειδούς ρεύματος, πράγμα που προκαλεί την δραστική ταπείνωση της βόρειας συνιστώσας (Η) του μαγνητικού πεδίου και έναρξη της κύριας φάσης της μαγνητικής καταιγίδας. Υπενθυμίζουμε ότι το δακτυλιοειδές ρεύμα οφείλεται σε φορτισμένα σωματίδια που παγιδεύονται εντός της μαγνητόσφαιρας από το γεωμαγνητικό πεδίο και ολισθαίνουν κατά το διαμήκες, με φορά Δ-Α για τα ηλεκτρόνια και Α-Δ για τα πρωτόνια, ούτως ώστε το ολικό ρεύμα να ρέει προς δυσμάς. Τέτοια περιστροφή φορτίου συνιστά βρόγο ρεύματος που παράγει μαγνητικό δίπολο με τέτοια διεύθυνση, ώστε να τείνει να ελαττώσει την ένταση του γεωμαγνητικού πεδίου. Η νέα κατάσταση διατηρείται μέχρις ότου η ανώμαλη ριπή του ηλιακού πλάσματος προσπεράσει την Γη και ο ηλιακός άνεμος επανέλθει σε φυσιολογικά επίπεδα. Η αργή απόσβεση του δακτυλιοειδούς ρεύματος (φάση επαναφοράς), πιθανότατα οφείλεται δε διεργασία ανταλλαγής φορτίου μεταξύ των πρωτονίων του και του περιβάλλοντος αργοκίνητου υδρογόνου της μαγνητόσφαιρας.

1.3. ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ ΣΤΗΝ ΖΩΝΗ ELF.

Για συχνότητες άνω του 1Hz, η δι' ακτινοβολίας διάδοση ηλεκτρομαγνητικών σημάτων από κεραυνούς εξηγεί πλήρως την μορφολογία του φάσματος σ' ολόκληρο τον πλανήτη. Ένας κεραυνός συνήθως απαρτίζεται από ακολουθίες 3-4 κατά μέσο όρο εκκενώσεων και διαρκεί 200-300 ms. Η πρώτη εκκένωση είναι η οδηγός από τα νέφη προς το έδαφος, και ιονίζει ένα ατμοσφαιρικό δίαυλο για τις επόμενες. Αυτή ακολουθείται από την εδαφική επιστροφή που είναι η κύρια πηγή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Η τυπική ένταση των ρευμάτων επιστροφής είναι 20.000 A, διαρκούν περί τα 40 μs και εκτείνονται από την επιφάνεια της Γης μέχρι την βάση του καταιγιδοφόρου νέφους.

Εκτιμάται η παγκόσμια συχνότητα κεραυνών είναι 100 - 1000 ανά δευτερόλεπτο σε όλα τα μόνιμα και παροδικά κέντρα καταιγίδων. Η μορφή του λαμβανομένου πεδίου εξαρτάται από την ισχύ και συνθήκες γένεσης του κεραυνού, την απόσταση κεραυνού-καταγραφέα και την συχνότητα των εκφορτίσεων.

Τα σήματα (πεδία) των κεραυνών αποσβένυνται συναρτήσει της απόστασης με τρόπο παραπλήσιο προς αυτό των πεδίων από κατακόφυφες (ραδιοφωνικές) διπολικές κεραίες. Τότε, το κατακόρυφο ηλεκτρικό και εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο θα δίδονται από τις σχέσεις

$$\mathbf{E}_{z}(t) = \frac{M}{4\pi\varepsilon_{0}r^{3}} + \left(\frac{dM}{dt}\right)\frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}cr^{2}} + \left(\frac{d^{2}M}{dt^{2}}\right)\frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}c^{2}r}$$

και

$$B_{\phi}(t) = \left(\frac{dM}{dt}\right) \frac{\mu_0}{4\pi r^2} + \left(\frac{d^2M}{dt^2}\right) \frac{\mu_0}{4\pi cr}$$

r : Η απόσταση από την εκφόρτιση σε m

dM/dt : Η ηλεκτρική διπολική ροπή σε Am (αμπέρ-μέτρα)

M : Η καθαρή διπολική ροπή του ηλεκτρικού φορτίου σε Cb.m (coulomb-μέτρα).

ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΡΟΗΣ



Εικόνα 1.16.¹³ Χωρική μεταβολή ενός μαγνητικού παροδικού σήματος από κεραυνό. Η συνεχής γραμμή παριστά το πεδίο λόγω της πρώτης εκκένωσης και η στικτή το πεδίο των υπολοίπων. (παρατηρήσατε την μεταβλητή κατα-κόρυφη κλίμακα).

Η παράμετρος *M* είναι μία ταχέως μεταβαλλόμενη συνάρτηση του χρόνου. Οι ανωτέρω σχέσεις για τα πεδία **E** και **B** ισχύουν ως έχουν από απόσταση μερικών χιλιομέτρων, μέχρι περίπου 50-100km από την εκκένωση. Στις αποστάσεις αυτές, το πεδίο αποσβένυται κυρίως κατά τον αντίστροφο κύβο της απόστασης (r^3). Πέρα από την απόσταση των 50-100km¹⁴, τα πεδία που ανακλώνται από την ιονόσφαιρα συμβάλλουν με τα πεδία που διαδίδονται παράλληλα προς την επιφάνεια της Γης. Σε μεγάλες αποστάσεις, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο αποσβένυται πολύ πιο αργά (r^1) και επιπλέον, ο ρυθμός απόσβεσης εξαρτάται από την συχνότητα, δηλαδή συμπεριφέρεται περίπου ως γραμμικό σύστημα της μορφής

 $A(f) = S(f) \times P(r, f)$

όπου f η συχνότητα, S(f) το φάσμα της πηγής και P(r,f) η επίδραση της διάδοσης κατά την απόσταση r. Η Εικόνα 1.16 δείχνει τον τρόπο με τον οποίο τα παροδικά πεδία ευρέος φάσματος μεταβάλλονται συναρτήσει της απόστασης από το σημείο της εκκένωσης.

Η διάδοση σε μεγάλες αποστάσεις καθορίζεται από τον κυματοδηγό ιονόσφαιρας-Γης¹⁵. Η ατμόσφαιρα στην ουσία είναι μονωτικό κέλυφος το οποίο εκτείνεται μεταξύ της επιφάνειας της Γης η οποία είναι πεπερασμένος αγωγός, και της βάσης της ιονόσφαιρας, η οποία επίσης είναι πεπερασμένος αγωγός, και της βάσης της ιονόσφαιρας, η οποία επίσης είναι πεπερασμένος αγωγός, και της βάσης της ιονόσφαιρας, η οποία επίσης είναι πεπερασμένος αγωγός, και της βάσης της ιονόσφαιρας, η οποία επίσης είναι πεπερασμένος αγωγός. Σε γενικές γραμμές, η επιφάνεια της Γης έχει πολύ μεταβλητή αγωγιμότητα, από 4S/m (0.25 Ωm) στους ωκεανούς, μέχρι άνω των 10⁻⁴ S/m (10⁴ Ωm) στις εκτεταμένες περιοχές των ασπίδων και permafrost. Σε κάθε περίπτωση όμως, η διαφορά της αγωγιμότητας στην ασυνέχεια Γης-ατμόσφαιρας είναι μεγάλη, άρα και ο συντελεστής ανάκλασης επίσης με-

¹³ Τροποποιημένη από Volland, H., 1982, Low frequency Radio Noise, *in* Volland, H. (Ed), CRC handbook of Atmospherics, Vol. 1, CRC Press, 179-250.

¹⁴ Αυτή είναι περίπου to ύψος μέχρι την βάση της ιονόσφαιρας.

¹⁵ Τυπικά πρόκειται για ειδική περίπτωση κυματοδηγού, την συντονιζόμενη κοιλότητα.



Εικόνα 1.17.¹⁶ Παρατηρηθέν φάσμα φυσικών πηγαίων μαγνητικών πεδίων στο εύρος συχνοτήτων 1Hz - 30kHz.

γάλος, ώστε σημαντικό μέρος της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας να επιστρέφει προς την ατμόσφαιρα. Η επαφή μεταξύ ατμόσφαιρας και ιονόσφαιρας δεν έχει την φύση καλώς καθορισμένης ασυνέχειας πρόκειται για μεταβατική ζώνη πάχους 30 km κατά μέσο όρο, κατά την οποία η αγωγιμότητα γενικά αυξάνει μέχρις του μεγίστου των 0.002 S/m (500 Ωm). Οφείλει να τονισθεί ότι τόσο το εύρος της ζώνης, όσο και το μέγεθος της αγωγιμότητας είναι συναρτήσεις του τοπικού χρόνου και της έντασης της ηλιακής δραστηριότητας. Επιπλέον, η βάση της ιονόσφαιρας βρίσκεται περί τα 20 km υψηλότερα στην ημερήσια (φωτεινή) πλευρά της Γης, από ότι στην νυκτερινή (σκοτεινή). Παρά τα ειδικά χαρακτηριστικά της, η ζώνη επαφής ατμόσφαιρας-ιονόσφαιρας παρουσιάζει σημαντικό συντελεστή ανάκλασης, ούτως ώστε μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας να επιστρέφει προς την ατμόσφαιρα. Συνέπεια των ανωτέρω χαρακτηριστικών της κοιλότητας ιονόσφαιρας - Γης είναι ότι τα ΗΜ πεδία που παράγονται στην ατμόσφαιρα παγιδεύονται και διαδίδονται με αλλεπάλληλες ανακλάσεις σε μεγάλες αποστάσεις.

Η μορφή του λαμβανομένου φυσικού ηλεκτρομαγνητικού φάσματος για συχνότητες άνω του 1Hz παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.17. Όπως φαίνεται, αυτό είναι συνεχές, με εξαίρεση την περιοχή περί τα 2kHz, όπου οι συνθήκες διάδοσης επιβάλουν υψηλούς ρυθμούς απόσβεσης (>30dB/1000km)¹⁷. Σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 1000 km εμφανίζονται και κυριαρχούν οι συντονισμοί του κυματοδηγού. Όπως σε όλους τους κυματοδηγούς, η γεωμετρία της κοιλότητας και οι οριακές της συνθήκες διευκολύνει την διάδοση ορισμένων συχνοτήτων με μικρή α-πόσβεση (τις ιδιοσυχνότητες του κυματοδηγού), ενώ καταστέλλει κάποιες άλλες. Οι ιδιοσυχνότητες του κυματοδηγού *αποκαλούνται συντονισμοί Schumann*.

Πρέπει να γίνει σαφές ότι ο κυματοδηγός ιονόσφαιρας-Γης δεν είναι ιδανικός, αλλά παρουσιάζει ανώμαλες παρειές με έντονα μεταβλητές ιδιότητες στον χρόνο και στον χώρο και φυσικά, σημαντικές απώλειες. Η κύρια αιτία των χρονικών μεταβολών πρέπει να αναζητηθεί στην μεταβλητότητα της ιονόσφαιρας (βλ. ανωτέρω). Εάν θεωρήσομε την ιονόσφαιρα σφαιρικά συμμε-

¹⁶ Τροποποιημένη από Labson, V.F., Becker, A., Morrison, H.F. and Conti, U., 1985, Geophysical exploration with audiofrequency nartural magnetic fields, Geophysics, 50, 656-664.

¹⁷ Εξαίρεση αποτελούν οι πηγές που βρίσκονται σε απόσταση ολίγων εκατοντάδων km από το σημείο λήψης.



Εικόνα 1.18.¹⁹ Το φάσμα πλάτους του ακτινικού ηλεκτρικού πεδίου $|E_r|$ συντονισμών Schumann για διαφορετικές αποστάσεις πηγής -δέκτη. (1) D=20000 km, (2) D=15000 km, (3) D=10000 km, (4) D=5000 km.

τρική, οι συντονισμοί τυπικά εμφανίζονται στις συχνότητες 8, 14, 20, 25, 32, 40, 53, 62, 69 Hz και ανώτερες αρμονικές. Εάν ληφθεί υπ' όψιν η ημερήσια-νυκτερινή ασυμμετρία και η γυροτροπική ανισοτροπία της αγωγιμότητας της ιονόσφαιρας, τότε η μορφή των συντονισμών εμφανίζεται ιδιαίτερα πολύπλοκη - εμφανίζεται σχάση των φασματικών γραμμών της Εικόνας 1.17. Για παράδειγμα, εάν η ιονόσφαιρα είναι γυροτροπική, η θεμελιώδης συχνότητα των 8Hz σχίζεται σε τρείς αρμονικές¹⁸ των 7.5Hz (ισημερινή διάδοση από δυσμάς προς ανατολή), 8Hz και 8.16Hz. Τα σχετικά πλάτη των ιδιοσυχνοτήτων είναι συναρτήσεις της απόστασης πηγής-δέκτη και η μορφολογία του φάσματος διαγνωστική της απόστασης της πηγής (κεραυνού). Το φαινόμενο αυτό μπορεί να μελετηθεί στην Εικόνα 1.18.

Από τα ανωτέρω προκύπτει ότι οι συντονισμοί της κοιλότητας ιονόσφαιρας Γης είναι εξαιρετικώς δυναμικά φαινόμενα, και τα χαρακτηριστικά τους ευμετάβλητα στον χώρο και στον χρόνο σαν συνέπεια των

- Πολλαπλών σύγχρονων πηγών κατανεμημένων ανά τον κόσμο σε διαφορετικές αποστάσεις.
- Μεταβλητών χαρακτηριστικών της αγωγιμότητας της ιονόσφαιρας.
- Τα ανωτέρω φαίνονται καθαρά στο φασματογράφημα²⁰ της Εικόνας 1.19.

Κλείνομε την αναφορά μας στα ατμοσφαιρικά φυσικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία με σύντομη παρουσίαση των κυματομορφών τους. Σε γενικές γραμμές διακρίνονται τρεις τύποι κυματομορφών:

A) Ο συνεχής στοχαστικού τύπου θόρυβος (Schumann background), του οποίου τα χαρακτηριστικά παραμένουν αναλλοίωτα για χρονικές περιόδους 10-100 λεπτών. Παράδειγμα δίδεται στην Εικόνα 1.20.

B) Παλμικές κυματομορφές που περαιτέρω διακρίνονται σε

¹⁸ βλ. Bliokh et al., (1980), όπως υποσημείωση 18.

¹⁹ Τροποποιημένη από τους Bliokh, H., Nikolaenko, A.P. and Filippov, Yu.F., 1980. "Schumann resonanses in the Earth-Ionospere cavity". Peregrinus Ltd.

²⁰ Φασματογράφημα είναι το διάγραμμα μεταβολής του φασματικού περιεχομένου ενος δυναμικού (χρονικά εξελισσόμενου) φαινομένου, συναρτήσει του χρόνου. Το φασματογράφημα είναι εξαιρετικά χρήσιμο στην παρακολούθηση της πορείας ενός ταχέως μεταβαλλόμενου φαινομένου.



Εικόνα 1.19.²¹ Τέσσαρες όψεις του αυτού φασματογραφήματος της βόρειας (Η) συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου των συντονισμών Schumann. Οι τιμές της φασματικής πυκνότητας ενέργειας σε nT²/Hz x 10⁻⁶. Φασματικό περιεχόμενο της ζώνης συχνοτήτων 1-100 Hz.

 Παροξυσμούς (bursts) που ξεπερνούν το ενεργειακό επίπεδο του συνεχούς θορύβου κατά πολλές τάξεις μεγέθους και οφείλονται σε κεραυνούς της εγγύς του σημείου παρατήρησης περιοχής (μέχρι 1000 km). Παράδειγμα δίδεται στην Εικόνα 1.21.

2) Παλμούς που ξεπερνούν το ενεργειακό επίπεδο του συνεχούς θορύβου κατά σημαντικό παράγοντα (μέχρι 10) και αντιπροσωπεύουν την απόκριση του κυματοδηγού ιονόσφαιρας Γης σε μεμονωμένους, πολύ ισχυρούς μακρινούς κεραυνούς. Λόγω της προαναφερθείσας πολλαπλότητας των πηγών, οι παλμικές μορφές έχουν μεταβλητή μορφή και διάρκεια, η οποία εν πάσει περιπτώσει σπανίως υπερβαίνει το 1 s. Παράδειγμα εμφανίζεται στην Εικόνα 1.20.

²¹ Τροποποιημένη από Tzanis, A. and Beamish, D., 1987, Audiomagnetotelluric crustal sounding using the Schumann resonsnces, J. Geophys., 61, 97-109.



Εικόνα 1.20.²² Επαγόμενο ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο των συντονισμών Schumann στις συχνότητες 5-100 Ηz, όπου διακρίνονται αμφότεροι ο συνεχής στοχαστικού τύπου θόρυβος και παλμικές κυματομορφές μεγάλου πλάτους που τον επικαλύπτουν. Ν και Ε αναφέρονται στην βόρεια και ανατολική ηλεκτρικές συνιστώσες αντιστοίχως. Η και D αναφέρονται στην βόρεια και ανατολική μαγνητικές συνιστώσες αντιστοίχως.



Εικόνα 1.21. Παροξυσμικού τύπου κυματομορφή στην περιοχή των συντονισμών Schumann (επικάθεται στον συνεχή στοχαστικό θόρυβο).

²² Τροποποιημένη από τους Beamish, D. and Tzanis, A., 1986. High resolution spectral characteristics of the Earth-Ionosphere cavity resonances, J. Atmos. Terr. Phys., 48, 187-203.

2. ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΟΡΥΚΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ

2.1. ΚΑΤΑΣΤΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΥ

Οι ΗΜ μέθοδοι διασκόπησης βασίζονται σε φαινόμενα ηλεκτρομαγνητικής (ΗΜ) επαγωγής, λαμβάνοντα χώρα όταν ένα εξωτερικό πρωτεύον (πηγαίο) μαγνητικό πεδίο κυματικής μορφής εισέρχεται εντός της Γης και παράγει ηλεκτρικά (πρωτεύοντα) ρεύματα και δευτερεύοντα (ανώμαλα) μαγνητικά πεδία σε γεωηλεκτρική δομή ελεύθερη πηγών ή καταναλωτών ΗΜ ενεργείας.

Οι εξισώσεις του Maxwell είναι η αφετηρία της προσπάθειας να κατανοήσουμε το φυσικό υπόβαθρο και τον τρόπο με τον οποίο μπορούμε να χρησιμοποιήσομε ΗΜ πεδία για να προσδιορίσομε την δομή της Γης και να προσδιορίσομε τις ηλεκτρικές και μαγνητικές της ιδιότητες. Σε καρτεσιανό (ορθοκανονικό) σύστημα συντεταγμένων {*x*, *y*, *z*} αυτές γράφονται :

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$
(2.1)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$
(2.2)

 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad \kappa \alpha i \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$

Η εξίσωση (2.1) είναι ο νόμος του Ampére σε διαφορική μορφή. Αναπαριστά το γεγονός ότι η ροή ηλεκτρικού ρεύματος σε αγωγό, (δεξί σκέλος), παράγει μαγνητικό πεδίο (αριστερό σκέλος), όπου $\mathbf{H}(x,y,z,t)$ είναι το η ένταση του μαγνητικού πεδίου σε A/m, $\mathbf{J}(x,y,z,t)$ είναι η πυκνότητα ρεύματος σε A/m², $\mathbf{D}(x,y,z,t)$ η διηλεκτρική μετατόπιση σε Cb/m² Η εξίσωση αυτή παριστά δύο είδη ηλεκτρικού ρεύματος : ένα (\mathbf{J}) κατά το οποίο οι φορείς ηλεκτρικού φορτίου κινούνται δι' ενός μέσου χωρίς εμπόδια και ένα ($\partial \mathbf{D}/\partial t$) κατά το οποίο εμφανίζεται διαχωρισμός φορτίου και συνεπώς ένα αντίθετο ηλεκτρικό πεδίο που εμπεδεί την κίνηση. Το πρώτο είδος ρεύματος συχνά ονομάζεται ωμικό ή γαλβανικό, ενώ το δεύτερο είναι γνωστό ως ρεύμα μετατόπισης.

Η εξίσωση (2.2) είναι ο νόμος του Faraday σε διαφορική μορφή. Αναπαριστά το γεγονός ότι η χρονική μεταβολή της μαγνητικής επαγωγής εντός αγωγού, (δεξί σκέλος), παράγει ηλεκτρικό πεδίο (αριστερό σκέλος), όπου $\mathbf{E}(x,y,z,t)$ η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε V/m και $\mathbf{B}(x,y,z,t)$ είναι η μαγνητική επαγωγή σε Wb/m².

Τέλος, παρατίθενται οι δύο νόμοι του Gauss σε διαφορική μορφή. Ο πρώτος νόμος του Gauss λέγει ότι η ολική ηλεκτρική ροή διά μέσου κλειστής επιφανείας είναι μηδέν, δηλαδή θεωρούμε χώρο ελεύθερο ηλεκτρικών πηγών ή καταναλωτών²³. Ομοίως, ο δεύτερος νόμος λέγει ότι ολική ροή μαγνητικού πεδίου διά μέσου κλειστής επιφανείας είναι μηδέν[·] όση ενέργεια εισέρχεται στον χώρο, τόση τον εγκαταλείπει και συνεπώς δεν παράγεται ή καταναλίσκεται μαγνητικό πεδίο.

Οι ανωτέρω εξισώσεις του Maxwell κάλλιστα περιγράφουν την συμπεριφορά του ηλεκτρικού πεδίου για γεωφυσικές εφαρμογές. Για να γίνει κατανοητή η χρήση των εξισώσεων στην

²³ Στην πραγματικότητα, ο νόμος λέγει ότι η ολική ροή που εξέρχεται από κλειστή επιφάνεια είναι ανάλογη του ολικού φορτίου που περικλείεται από την επιφάνεια (∇·**D**=q_T). Στις γεωφυσικές εφαρμογές όμως, υποθέτομε ότι η καθαρή πυκνότητα φορτίου εντός δεδομένης κλειστής επιφάνειας είναι μηδέν. Η υπόθεση είναι ισχυρή για καλούς αγωγούς ή διηλεκτρικά. Στους αγωγούς, υπάρχουν ελεύθερα φορτία σε μεγάλους αριθμούς, αλλά σε κάθε επαρκώς μικρό όγκο, τα θετικά και αρνητικά φορτία είναι περίπου ίσα και συνεπώς q_T≈0. Επομένως, ∇·**E**=0.

μελέτη της γεωηλεκτρικής δομής θα πρέπει να τις θεωρήσουμε μέσα από τις βασικές ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες της ύλης και τις αντίστοιχες καταστατικές σχέσεις.

Αγωγιμότητα. Η σημαντικότερη ίσως εκ των καταστατικών σχέσεων για ΗΜ διασκόπηση της Γης, είναι ο νόμος του Ωμ, ο οποίος σχετίζει την πυκνότητα ρεύματος εντός αγωγού με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου ως

$\mathbf{J} = \mathbf{\sigma} \mathbf{E}$

όπου $\sigma(x,y,z)$ είναι ιδιότητα του μέσου και ονομάζεται ειδική ηλεκτρική αγωγιμότητα (specific electric conductivity).

Τα υλικά στα οποία η αγωγιμότητα είναι ίδια προς όλες τις διευθύνσεις είναι *ισοτροπικά*. Στην γενική όμως περίπτωση, η αγωγιμότητα μπορεί να είναι διαφορετική προς διαφορετικές διευθύνσεις, οπότε τα υλικά είναι ανισοτροπικά.²⁴ Αυστηρά ομιλούντες, λίγα πραγματικά γήινα υλικά έχουν πλήρως συμμετρική δομή ή σύνθεση, οπότε τα ισοτροπικά ορυκτά και πετρώματα μάλλον μειοψηφούν. Στην πράξη όμως, τις περισσότερες φορές η ανισοτροπία είναι αρκετά μικρή ώστε να θεωρείται αμελητέα και για τον λόγο αυτό, στο παρόν εισαγωγικό πόνημα θα ασχοληθούμε μόνο με ισοτροπικά υλικά. Σημειωθήτω επίσης ότι για τις μακροσκοπικές - μεγασκοπικές δομές που ενδιαφέρουν την Γεωφυσική, υπάρχει διάκριση μεταξύ ενός ανισοτροπικού και ενός μη-ομογενούς υλικού. Το πρώτο έχει, εγγενώς και ανεξαρτήτως κλίμακας, διαφορετική είδική αγωγιμότητα κατά σε διαφορετικές διευθύνσεις, ενώ το δεύτερο είναι συσσωμάτωμα διαφορετικών υλικών με διαφορετικές ειδικές αγωγιμότητες (μερικές από τις οποίες μπορούν να είναι ανισοτροπικές) και για αυτό τον λόγο εμφανίζει διαφορες αγωγιμότητας προς διαφορετικές διαφορετικές διευθύνσεις. Όπως θα δούμε στα επόμενα, το ΗΜ πεδίο ξέρει να διακρίνει τα πράγματα.

Στις γεωφυσικές εφαρμογές συνηθέστερα χρησιμοποιείται η ειδική αντίσταση (specific resistivity) αντί για την (ειδική) αγωγιμότητα. Για ισοτροπικά υλικά, ειδική αντίσταση είναι η αντίστροφη ειδική αγωγιμότητα. Για ανισοτροπικά υλικά, ο τανυστής ειδικής αντίστασης είναι ο αντίστροφος πίνακας του τανυστή ειδικής αγωγιμότητας.

Η αγωγιμότητα ενός υλικού δεν είναι απαραιτήτως γραμμική ιδιότητα και μπορεί να μεταβάλλεται σαν συνάρτηση της πυκνότητας ρεύματος ή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Για τα συντριπτικά περισσότερα υλικά της Γης όμως, η γραμμικότητα της αγωγιμότητας θα πρέπει να θεωρείται δεδομένη. Μία εξαίρεση που εύκολα μπορεί να γίνει αντιληπτή είναι η μη γραμμικότητα αγωγιμότητας του αέρα. Όταν το ηλεκτρικό πεδίο ξεπεράσει κάποιο κατώφλι έντασης, ο κανονικά μονωτικός αέρας καθίσταται σχεδόν υπεραγώγιμος και διαρρέεται από εξαιρετικά υψηλά ρεύματα (περίπτωση των κεραυνών).

Τέλος, η αγωγιμότητα ενός ορυκτού ή πετρώματος δεν είναι απαραιτήτως σταθερή. Η τιμή της μπορεί να αλλάξει συναρτήσει του χρόνου, θερμοκρασίας, πίεσης και σειράς άλλων περιβαλλοντικών παραγόντων.

Διηλεκτρική Σταθερά. Η σπουδαιότερη παρατήρηση, η οποία οδήγησε τον Maxwell στην διατύπωση των ομωνύμων εξισώσεών του, είναι ότι οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου οφείλουν να είναι πάντοτε κλειστές, ακόμα και απουσία αγώγιμου μέσου. Αυτό οδήγησε στην διατύπωση της καταστατικής εξίσωσης

$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$

που σχετίζει την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου με την μετατόπιση, και ορίζει μία άλλη ιδιότητα του μέσου την διηλεκτρική σταθερά²⁵ ε(x,y,z) (dielectric constant). Όπως και η αγωγιμότητα, η διηλεκτρική σταθερά στην γενική περίπτωση είναι ανισοτροπική. Σε αντίθεση με την αγωγιμό-

²⁴ Ένα ανισοτροπικό υλικό δεν πρέπει να συγχέεται με ένα ανομοιογενές υλικό. Το πρώτο, από την φύση του έχει ειδική αγωγιμότητα που διαφέρει κατά σε διαφορετικές διευθύνσεις, ενώ το δεύτερο είναι συσσωμάτωμα διαφορετικών υλικών με διαφορετικές ειδικές αγωγιμότητες, μερικές από τις οποίες μπορούν να είναι ανισοτροπικές.

²⁵ Ισοδύναμος προς την διηλεκτρική σταθερά όρος είναι η διηλεκτρική διαπερατότητα (dielectric permitivity).

τητα, η διηλεκτρική σταθερά έχει πεπερασμένη τιμή ακόμα και απουσία ύλης η διηλεκτρική σταθερά του κενού είναι ισοτροπική και ίση προς

 $\varepsilon_0 = 8,854 \text{ x } 10^{-12} \text{ farad/m}$

Κατά την κλασσική θεωρία του διηλεκτρισμού, η μετατόπιση οφείλεται στην μετάθεση φορτίων (ηλεκτρονίων, πυρήνων και πολικών μορίων) από την ουδέτερη θέση ισορροπίας τους σε μετατοπισμένες, μη ουδέτερες θέσεις, υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Τα φορτία διαχωρίζονται έως ότου οι μεταξύ τους δυνάμεις Coulomb εξισορροπούν την δύναμη που ασκεί το εξωτερικό πεδίο. Η πόλωση τέτοιων φορέων φορτίου είναι μία γνωστή και καλομελετημένη ιδιότητα της ύλης.

Μαγνητική Διαπερατότητα. Η τρίτη από τις καταστατικές σχέσεις που διαδραματίζουν σημαίνοντα ρόλο στις εξισώσεις του Maxwell είναι η σχέση της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της μαγνητικής επαγωγής που γράφεται ως

$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$

και στην οποία το μέγεθος μ(x,y,z) είναι ιδιότητα της ύλης και ορίζεται ως μαγνητική διαπερατότητα (magnetic permeability). Όπως η αγωγιμότητα και η διηλεκτρική σταθερά, η μαγνητική διαπερατότητα στην γενική περίπτωση είναι ανισοτροπική. Σε αντίθεση με την αγωγιμότητα και την διηλεκτρική σταθερά που συνήθως μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες της έντασης του εφαρμοζομένου εξωτερικού πεδίου, η μαγνητική διαπερατότητα είναι δυνατόν να εμφανίσει περίπλοκη εξάρτηση από την ένταση του μαγνητικού πεδίου, αν και αυτό δεν ισχύει για περισσότερα υλικά της Γης. Απουσία ύλης, ισχύει η σχέση $B = \mu_0 H$ όπου μ_0 η (ισοτροπική) μαγνητική διαπερατότητα του κενού με τιμή

 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Henry / m

Όπως θα διαπιστωθεί αργότερα, η μαγνητική διαπερατότητα των υλικών της Γης ελάχιστα διαφέρει από αυτήν του κενού, πλην ολίγων εξαιρέσεων.

2.2. ΩΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΟΡΥΚΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ

Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των ορυκτών και των πετρωμάτων μπορεί να είναι ηλεκτρονική (Ωμική), ή διηλεκτρική ή ηλεκτρολυτική, ή, τέλος, συνδυασμός των ανωτέρω. Ηλεκτρονική αγωγιμότητα είναι ο συνήθης τρόπος ροής ηλεκτρικού ρεύματος σε υλικά φέροντα ελεύθερα ηλεκτρόνια εντός του κρυσταλλικού πλέγματος, όπως κατ' εξοχήν τα μέταλλα. Αυστηρά ομιλούντες, όλα τα υλικά τα οποία δεν είναι μέταλλα, είναι ημιαγωγοί. Σε πάρα πολλά υλικά όμως, η ενέργεια που απαιτείται για την ενεργοποίηση των μηχανισμών ηλεκτρονικής αγωγιμότητας είναι τόσο μεγάλη, ώστε στην πράξη να μην λαμβάνει χώρα μετακίνηση φορτίων. Τα υλικά αυτά ονομάζονται μονωτές. Τα περισσότερα πυριτικά, ανθρακικά και άλλα κοινά ορυκτά εμπίπτουν σ' αυτήν την κατηγορία.

Στα μονωτικά υλικά η ημιαγωγιμότητα είναι τόσο χαμηλή, ώστε να κυριαρχεί ένας άλλος μηχανισμός αγωγής του ρεύματος, ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα. Εντός των ηλεκτρολυτών, το ηλεκτρικό ρεύμα διαδίδεται με σχετικά αργούς ρυθμούς διά της κίνησης ιόντων από υλικά εν διαλύσει. Η θερμική διέγερση του κρυσταλλικού πλέγματος μπορεί επίσης να μετατοπίσει ιόντα από τις κανονικές τους θέσεις, έτσι ώστε να είναι διαθέσιμα για αγωγή ρεύματος μόλις εφαρμοσθεί εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Η ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα των στερεών διαλυμάτων περιγράφεται σε ειδικό κεφάλαιο. Ειδική, και μάλιστα, την σπουδαιότερη για την γεωφυσική περίπτωση, αποτελεί η ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα υγρών διαλυμάτων, αφού ο κοινώτερος και αφθονότερος φυσικός διαλύτης είναι το H_2O για την περίπτωση αυτή θα διατεθεί επίσης ειδική, εκτενής αναφορά.

Η διηλεκτρική αγωγιμότητα χαρακτηρίζει πτωχούς αγωγούς ή μονωτές, οι οποίοι διαθέτουν μικρό αριθμό ελευθέρων ηλεκτρονίων ή και καθόλου. Στην τελευταία περίπτωση και υπό την επίδραση εξωτερικού, χρονικά μεταβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου, τα ατομικά ηλεκτρόνια μετατοπίζονται ελαφρά ως προς την θέση των πυρήνων τους: αυτός ο ατελής διαχωρισμός θετικών και αρνητικών φορτίων είναι γνωστός ως διηλεκτρική πόλωση του υλικού (ηλεκτρονική διηλεκτρική πόλωση). Ομοίως, ιονική και μοριακή πόλωση εμφανίζεται σε υλικά με ιονικούς και μοριακός δεσμούς αντιστοίχως.

2.2.1. Ο νόμος του Ohm.

Η ειδική ηλεκτρική αντίσταση ενός κυλινδρικού στερεού μήκους L, διατομής A και ολικής ηλεκτρικής αντίστασης R δίδεται από την σχέση:

$$\rho = \frac{RA}{L} \tag{2.3}$$

Εάν A μετράται σε m², L σε m και R σε Ω, η ειδική αντίσταση μετράται σε Ωm (Ωμ-μέτρα). Η αντίσταση R δίδεται, συναρτήσει της εφαρμοζόμενης στα άκρα του κυλίνδρου εξωτερικής τάσης V (σε volt) και του διαρρέοντος τον κύλινδρο ηλεκτρικού ρεύματος I (σε Ampere) από τον νόμο του Ώμ :

$$R = \frac{V}{I}$$
 (Volt / Ampére)

Η αντίστροφη ειδική αντίσταση ονομάζεται ειδική αγωγιμότητα σ και μετράται σε Siemes/m (S/m). Προφανώς,

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{L}{RA} = \frac{\frac{1}{A}}{\frac{V}{L}} = \frac{J}{E} \qquad \Rightarrow \quad J = \sigma E$$
(2.4)
Η ειδική αντίσταση και ειδική αγωγιμότητα είναι χαρακτηριστικές ιδιότητες του μέσου και ανεξάρτητες του σχήματός του και τα ανωτέρω μπορούν εύκολα να γενικευθούν στην γενική περίπτωση αγωγού οιουδήποτε σχήματος, ως εξής. Φορτίο q ευρισκόμενο εντός στατικού ηλεκτρικού πεδίο **E**, δέχεται δύναμη q**E** και κινείται με ταχύτητα v=M**E**,

όπου M είναι η κινητικότητα του φορτίου, η οποία εξαρτάται από το είδος και μέγεθος του φορτίου και την αλληλεπίδρασή του με το μέσο στο οποίο κινείται. Πυκνότητα ρεύματος είναι ο αριθμός nq φορτίων ανά μονάδα όγκου, διερχόμενος ανά μονάδα επιφανείας, από όπου έχομε $\mathbf{J} = nq\mathbf{v} = nq\mathbf{M}\mathbf{E}$ \Rightarrow $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ (2.5) Προκύπτει λοιπόν ότι η ειδική αγωγιμότητα είναι ανάλογη της πυκνότητας και είδους των φορτίων και του τρόπου με τον οποίο μπορούν να κινηθούν μέσα στο εκάστοτε υλικό. Τις ιδιότητες αυτές θα πραγματευθούμε στα κατωτέρω.

2.2.2 Ηλεκτρονική Αγωγιμότητα.

Η ηλεκτρονική αγωγιμότητα οφείλεται στην ύπαρξη ελευθέρων ηλεκτρονίων εντός του κρυσταλλικού πλέγματος. Τα ηλεκτρόνια των εξωτάτων στοιβάδων των ατόμων που απαρτίζουν το κρυσταλλικό πλέγμα μπορούν να βρίσκονται μόνο σε διακριτές (κβαντισμένες) ενεργειακές στάθμες, οι οποίες διαχωρίζονται από μη επιτρεπτές ενεργειακές ζώνες. Στα μέταλλα, η ανώτατη στάθμη (αγωγής) είναι ουσιαστικά απεριόριστη και σε περίπτωση εφαρμογής εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου τα ηλεκτρόνια μπορούν να 'εγκαταλείψουν' το άτομο και να ολισθήσουν μέσα στο πλέγμα, πράγμα που τα καθιστά αγωγούς. Στην αντίθετη περίπτωση των μονωτών, η στάθμη αγωγής είναι ουσιαστικά απαγορευμένη και τα ηλεκτρόνια περιορίζονται στην υποκείμενη στάθμη σθένους προκειμένου να την προσπελάσουν, πρέπει να πραγματοποιήσουν ένα απαγορευτικά μεγάλο για κανονικές συνθήκες ενεργειακό άλμα. Οι ημιαγωγοί αποτελούν ενδιάμεση κατάσταση, στην οποία η στάθμη αγωγής είναι ευκολότερα μεν, αλλά όχι εύκολα προσπελάσιμη. Ο αριθμός ηλεκτρονίων ν που μπορεί να διεγερθεί θερμικά προς την στάθμη αγωγής εξαρτάται απο την θερμοκρασία, σύμφωνα με τον νόμο $v \sim \exp(U/2kT)$, όπου T η απόλυτη θερμοκρασία σε °K, k η σταθερά του Boltzmann και U η ενέργεια διέγερσης σε eV. Εάν U >> kT, o αριθμός των ηλεκτρονίων που διεγείρονται προς την στάθμη αγωγής είναι αμελητέος. Για παράδειγμα, στο πυρίτιο (ημιαγωγός), U = 1,14 eV, ενώ στον αδάμαντα (μονωτής) U = 5,33. Eπειδή kT = 1 eV σε θερμοκρασία T = 11.000°K, εξυπακούεται ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων αγωγής είναι εξαιρετικά μικρός για το πυρίτιο και σχεδόν μηδενικός για τον αδάμαντα. Αντιθέτως, για ένα αγωγό όπως ο χαλκός, $v \approx 1$ ανά άτομο!

Η κινητικότητα των ηλεκτρονίων ελέγχεται από τον ρυθμό των συγκρούσεών τους με το πλέγμα. Αν τ είναι ο χρόνος μεταξύ δύο συγκρούσεων, m η μάζα του ηλεκτρονίου και e το φορτίο του, τότε $m\mathbf{v} = q\mathbf{E}\tau$ είναι η ορμή του ηλεκτρονίου μεταξύ δύο συγκρούσεων και $M=q\tau/m$ η κινητικότητα. Αυξανομένης της θερμοκρασίας, η συχνότητα των συγκρούσεων αυξάνει και ο χρόνος τ ελαττώνεται. Έτσι, η κινητικότητα μεταβάλλεται συναρτήσει της θερμοκρασίας.

Δεδομένου ότι σε ξηρά κατάσταση τα περισσότερα ορυκτά και σχεδόν όλα τα πετρώματα είναι μονωτές, αξιόλογη ηλεκτρονική αγωγιμότητα υπάρχει μόνον σε εξαιρετικές περιπτώσεις ή κάτω από ειδικές συνθήκες. Τέτοιες περιπτώσεις για παράδειγμα αποτελούν τα μεταλλοφόρα κοιτάσματα του ανωτέρου φλοιού και οι ενδιαστρώσεις φυσικού γραφίτη μεταξύ των κόκκων ορυκτών στον κατώτερο φλοιό²⁶.

²⁶ Ο σχηματισμός του γραφίτη δεν έχει επαρκώς εξηγηθεί αλλά το ορυκτό έχει παρατηρηθεί στα δείγματα εκ των πυρήνων αμφοτέρων των υπερ-βαθέων ηπειρωτικών γεωτρήσεων (Kola, Ρωσσίας και Μέλανος Δρυμού, Γερμανί-

2.2.3. Ιονική Αγωγιμότητα ή Ηλεκτρολυτική Αγωγιμότητα Στερεών Διαλυμάτων (Κρυσταλλικά Πετρώματα).

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των πυριτικών πετρωμάτων είναι αξιοπρόσεκτες δεδομένου αυτά αποτελούν στερεούς ηλεκτρολύτες. Η ηλεκτρική αγωγιμότητα σ' αυτά τα υλικά λαμβάνει χώρα δι' ιονικών διεργασιών σε κρυστάλλους σχηματιζομένους δι' ιονικών δεσμών. Σε γενικές γραμμές, η δύναμη που εξασκείται από εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο επί ιόντων σε κρυστάλλους ιονικού δεσμού, είναι μικρότερη από τις δυνάμεις του ιονικού δεσμού. Παρ' όλα αυτά, ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα λαμβάνει χώρα λόγω συγγενών²⁷ ή θερμικώς επαγομένων παραμορφώσεων του κρυσταλλικού πλέγματος που μετατοπίζονται σχετικά ευκολότερα. Το πρώτο είδος που είναι υπεύθυνο για την αγωγιμότητα χαμηλών θερμοκρασιών (μέχρι 700 °C), οφείλεται σε χαλαρά συγκρατούμενες ανομοιογένειες (π.χ. μολύνσεις από ξένα μόρια) και/ ή εξαρθρώσεις του κρυσταλλικού πλέγματος. Το δεύτερο είδος παραμορφώσεων είναι υπεύθυνο για την αγωγιμότητα υψηλών θερμοκρασιών και οφείλεται στην μετατόπιση ιόντων λόγω θερμικών ταλαντώσεων.

Στις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας της λιθόσφαιρας, τα φορτία στα οποία οφείλεται η συγγενής αγωγιμότητα (χαμηλών θερμοκρασιών) των ιονικών κρυστάλλων και κρυσταλλικών πετρωμάτων είναι κυρίως ιόντα και όχι ηλεκτρόνια. Τα ιονικά φορτία είναι σαφώς λιγότερα και, δεδομένου ότι οι φορείς τους είναι πολύ μεγαλύτεροι από τα ηλεκτρόνια, εμφανίζουν χαμηλή κινητικότητα. Αποτέλεσμα των ανωτέρω είναι η χαμηλή αγωγιμότητα των κρυσταλλικών πετρωμάτων. Η κίνηση των ιόντων από επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου γίνεται κυρίως διαχυτικά. Σε συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας, η κατανομή (πυκνότητα) φορτίων *n*(*x*) στον χώρο ακολουθεί τον νόμο του Boltzmann,

$$n(x) = n_0 \exp\left(\frac{-Q}{kT}\right)$$
(2.6)

όπου Qείναι δυναμική ενέργεια. Τότε,

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x} = -\frac{n(x)}{kT}\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}x} = \frac{n(x)F}{kT}$$
(2.7)

και F παριστά την δύναμη υπαίτια για την κίνηση των φορτίων. Σε στατική κατάσταση, η μεταφορική κίνηση σωματιδίων θα εξισορροπεί τη ροή λόγω διάχυσης,

$$\overline{\upsilon}n(x) = D \frac{\partial n(x)}{\partial x}$$
(2.8)

όπου D ο συντελεστής διάχυσης και $\overline{\upsilon}$ η μέση ταχύτητα των σωματιδίων. Συνδυάζοντας, τις εξισώσεις (2.7) και (2.8) λαμβάνομε την εξίσωση Einstein-Nernst

$$\frac{\overline{\upsilon}}{D} = \frac{F}{kT}$$
(2.9)

Θέτοντας $F=q\mathbf{E}$, η ιονική κινητικότητα γίνεται $M=\frac{qD}{kT}$.

Δεδομένου ότι $\mathbf{J} = nq\overline{\mathbf{u}} = nq^2 \frac{D}{kT} \mathbf{E}$, η αγωγιμότητα γίνεται

$$\sigma = n(x)q^2 \frac{D}{kT}$$
(2.10)

Τώρα, δίδεται ότι ο συντελεστής διάχυσης ακολουθεί εκθετικό νόμο της μορφής

ας). Ο γραφίτης είναι έντονα ανισοτροπικό υλικό, με χαμηλότερη αγωγιμότητα κάθετα προς την φύλλωση και υψηλότερη παράλληλα προς αυτήν.

²⁷ Κατά την διάρκεια της κρυστάλλωσης.

Πέτρωμα	σ_1 (S/m)	σ_2 (S/m)	U_1 (eV)	U_2 (eV)
Γρανίτες	5x10 ⁻⁶	10^{3}	0.62	2.5
Γάββροι	7x10 ⁻⁵	10^{3}	0.70	2.2
Βασάλτες	7x10 ⁻⁵	10 ³	0.57	2.0
Περιδοτίτες	$4x10^{-4}$	10 ³	0.81	2.3
Ανδεσίτες	6x10 ⁻⁵	10^{3}	0.70	1.6

Πίνακας 2.1. Τιμές σ₁, σ₂, U₁ και U₂.(από Keller, G.V. and Frischknecht, F.C., 1966. "Electrical Methods of Geophysical Prospecting". Pergamon Press, Oxford)

$$D = D_0 \exp\left(\frac{-U_0}{kT}\right),\tag{2.11}$$

όπου U_0 είναι η ενέργεια διέγερσης, ενώ παρόμοιο νόμο υπακούει και η πυκνόνητα φορτίων. Αντικαθιστώντας στην (2.1),

$$\sigma = n(x)q^2 \frac{D_0}{kT} \exp\left(\frac{-U_0}{kT}\right)$$
(2.12)

από όπου

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\frac{-U_0}{kT}\right) \tag{2.13}$$

Όπως έχει δειχθεί πειραματικά, η ιονική αγωγιμότητα χαμηλών θερμοκρασιών είναι κυρίως συγγενής, αποτελεί συνάρτηση της κρυσταλλικής δομής του δεδομένου δείγματος και της θερμικής του ιστορίας, και είναι δυνάμει μεταβλητή για το αυτό είδος υλικού. Αντιθέτως, η κατά κανόνα θερμικώς επαγόμενη αγωγιμότητα υψηλών θερμοκρασιών φαίνεται ότι μεταβάλλεται ελάχιστα από δείγμα σε δείγμα. Η ολική αγωγιμότητα του πετρώματος θα είναι το άθροισμα των συγγενών και θερμικώς επαγομένων διεργασιών

$$\sigma = \sigma_{0,1} \cdot e^{\frac{-U_1}{kT}} + \sigma_{0,2} \cdot e^{\frac{-U_2}{kT}}, \qquad (2.14)$$

όπου οι δείκτες 1 και 2 αναφέρονται στις χαμηλές και υψηλές θερμοκρασίες αντίστοιχα. Ενδεικτικές πειραματικές τιμές των ανωτέρω παραμέτρων δίδονται στον Πίνακα 2.1 Όπως είναι εμφανές η παράμετρος σ₂ είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη της σ₁ πράγμα που εξηγεί την ταχεία αύξηση της αγωγιμότητας καθώς οι θερμικώς επαγόμενες ατέλειες του κρυσταλλικού πλέγματος υπερισχύουν των συγγενών, αλλά και την δραστική (κατά πολλές τάξεις μεγέθους) αύξησή της όταν επέλθει η λύση του κρυσταλλικού πλέγματος (τήξη), οπότε το πέτρωμα καθίσταται υγρός ηλεκτρολύτης.

Η Εικόνα 2.1 παρουσιάζει μία γενικευμένη σύνοψη της μεταβολής της ειδικής αντίστασης *ζηρών* εκρηξιγενών πετρωμάτων συναρτήσει της θερμοκρασίας. Εδώ θα πρέπει να τονισθεί το γεγονός ότι τα ανωτέρω αναφέρονται σε *ζηρά* δείγματα. Η παρουσία ρευστού (ύδατος) έστω και σε μικρές ποσότητες, μεταβάλλει την σχέση εξάρτησης της αγωγιμότητας από την θερμοκρασία, όπως για παράδειγμα έχει πειραματικά διαπιστωθεί από μελέτες βασαλτικών πετρωμάτων, στις η παρουσία ύδατος αύξησε δραστικά την ειδική αγωγιμότητα.²⁸

²⁸ Watanabe, H., 1970. Measurements of electrical conductivity of basalts at temperatures up to 1500°C and pressure to about 20 kilobars, *Spec. Contrib. Geophys. Inst. Kyoto Univ.*, **10**, 159-170.



Εικόνα 2.1.²⁹ Συνοπτική εικόνα της μεταβολής της ειδικής αντίστασης *ζηρών* εκρηξιγενών πετρωμάτων συναρτήσει της θερμοκρασίας.

2.2.4 Ηλεκτρολυτική αγωγιμότητα.

Όπως είναι προφανές από την ανωτέρω συζήτηση, τα περισσότερα ξηρά ορυκτά και πετρώματα είναι πτωχοί ως κακοί αγωγοί του ηλεκτρισμού και οι ειδικές τους αντιστάσεις θα ήταν εξαιρετικά υψηλές, εάν αυτά δεν ήταν πορώδη, και οι πόροι τους πλήρεις αγώγιμων ρευστών (ύδατος). Στις περισσότερες περιπτώσεις, οι ηλεκτρικές ιδιότητες των γεωλογικών σχηματισμών εξαρτώνται αμέσως και μόνον από την δυνατότητά τους να συγκρατούν νερό (πορώδες), από τον όγκο του περιεχομένου νερού (ποσοστό κορεσμού του πορώδους) και από την θερμοκρασία³⁰. Σε κανοικές θερμοκρασίες, οι ηλεκτρικές ιδιότητες των πορωδών γεωλογικών σχηματισμών καθορίζονται αποκλειστικά από το περιεχόμενο νερό, έστω και αν αυτό είναι ελάχιστο, αναλόγως και του πως είναι κατανεμημένο εντός του σχηματισμού. Πρέπει επίσης να τονισθεί ότι η ρευστή φάση υπό μορφή εξαιρετικά αγώγιμων αλμών είναι πανταχού παρούσα στον φλοιό, όπως τείνει να φανεί από όλες τις μελέτες των τελευταίων ετών. Ως αποτέλεσμα των ανωτέρω, τα πραγματικά πετρώματα περιέχουν ηλεκτρολυτικούς αγωγούς.

Η ειδική αγωγιμότητα των ηλεκτρολυτικών αγωγών μπορεί, φυσικά, να περιγραφεί από την εξίσωση (2.3), αλλά δεν θα πρέπει ποτέ να λησμονείται ότι η διάδοση του ρεύματος γίνεται ιο-

²⁹ Τροποποιημένη από Keller, G.V. and Rapolla, A., 1974. Electrical prospecting methods in volcanic and geothermal environments. In Civetta, L., Gasparini, P., Luongo, G. and Rapolla, A. (Eds)., "Physical Volcanology", Elsevier, Amsterdam 1974

³⁰ Παράβαλε όμως με τα περί ηλεκτρολυτικής αγωγιμότητας των κρυσταλλικών πετρωμάτων.

νικά, δηλ. με μετατόπιση ιόντων εκ των εν διαλύσει μορίων που έχουν περίσσεια ή έλλειψη φορτίου (ηλεκτρονίων). Συνεπώς, η ειδική αγωγιμότητα μεταβάλλεται συναρτήσει της κινητικότητας και συγκέντρωσης των ιόντων του διαλύματος.

Κινητικότητα ονομάζεται η τερματική ταχύτητα στην οποία επιταχύνεται ένα ιόν, υπό την επίδραση σταθερού ηλεκτρικού πεδίου. Σε σταθερή κατάσταση, η ταχύτητα υ των ιόντων εντός του διαλύματος δίδεται από τον νόμο του Stokes: η κινητήρια τα ιόντα δύναμη λόγω εφαρμογής εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου αντισταθμίζεται από την ιζώδη τριβή που ασκείται από το ρευστό επί του ιόντος,

$$q\mathbf{E} = 6\pi\eta r\mathbf{v} \tag{2.15}$$

όπου η είναι ο συντελεστής ιξώδους του ρευστού και r η δραστική ακτίνα του ιόντος. Η κινητικότητα των ιόντων τότε είναι,

$$M = \frac{q}{6\pi\eta r} \,. \tag{2.16}$$

Το ιξώδες του διαλύματος είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας και της πίεσης. Στην περιοχή των 0°C το ιξώδες ελαττώνεται αυξανομένης της θερμοκρασίας, ενώ σε αρκετά υψηλότερες θεμοκρασίες (400° - 800° C) αυξάνει συναρτήσει της θερμοκρασίας. Εντός των πορωδών πετρωμάτων, λόγω της προσρόφησης ύδατος και ιόντων στις επιφάνειες των κόκκων των ορυκτών, οι πιέσεις δυνατόν να είναι υψηλές και η κινητικότητα σημαντικως μειωμένη σε σχέση με αυτή του ελευθέρου διαλύματος. Σημειωτέον ότι τα περισσότερα ιόντα των εν διαλύσει αλάτων εμφανίζουν τις ίδιες, ή παραπλήσιες κινητικότητες, της τάξης 4-40x10⁻⁸ (M/s)/(V/m).

Συγκέντρωση (% κατά βάρος προς όγκο) ονομάζεται ο αριθμός γραμμαρίων διαλελυμένης ουσίας ανά 100cm³ διαλύματος, άρα είναι μέτρο του αριθμού εν διαλύσει ιόντων και προφανώς αποτελεί συνάρτηση της θερμοκρασίας. Ειδικότερα, η συγκέντρωση εκπεφρασμένη σε αριθμό γραμμαρίων ανά λίτρο ονομάζεται αλατότητα. Στην γεωφυσική πρακτική, ο όρος αλατότητα περιλαμβάνει όλα τα διαλελυμένα στερεά (και όχι κάθε ουσία χωριστά), τα οποία χαρακτηρίζονται από κάποια μέση κινητικότητα. Συνεπώς, η ιονική αγωγιμότητα του διαλύματος είναι σ_w = qnM, όπου n συμβολίζει την συγκέντρωση και ουσιαστικά την πυκνότητα φορτίου, από όπου

$$\sigma_w = \frac{nq^2}{6\pi\eta r}.$$
(2.17)

Η μεταβολή της ειδικής αγωγιμότητας υδάτινου ηλεκτρολύτη ως συνάρτηση της συγκέντρωσης διαφορετικών εν διαλύσει αλάτων, παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.2. Η επίδραση της θερμοκρασίας, η οποία αυξάνει την κινητικότητα και την συγκέντρωση των εν διαλύσει αλάτων παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.3 για ηλεκτρολύτη NaCl.

2.2.4.1. Δραστική Αγωγιμότητα.

Ένα διάβροχο πορώδες πέτρωμα είναι ηλεκτρικά ανομοιογενές στην μικρο- και μεσοσκοπική κλίμακα, λόγω των πολύ μεγάλων αντιθέσεων αγωγιμότητας μεταξύ της μονωτικής στερεάς μήτρας και του αγωγίμου πορικού ρευστού. Δεδομένου όμως ότι το ρεύμα μέσω του πετρώματος θα ρεύσει αποκλειστικά διά του πορικού ρευστού, οι ηλεκτρικές ιδιότητες του συστήματος πέτρωμα - πορώδες θα καθορίζονται από την μικροδομή του πορώδους. Δραστική ειδική αγωγιμότητα (effective conductivity) ονομάζεται η μακροσκοπική ειδική αγωγιμότητα του συστήματος και είναι η παράμετρος που μετράμε στην πράξη. Προκειμένου να δοθεί ένας ημι-ποσοτικός ορισμός, θεωρούμε ότι σε οποιοδήποτε σημείο στο εσωτερικό του συστήματος, ο νόμος του Ohm ισχύει τοπικά,

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \sigma(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\sigma(\mathbf{r})\nabla V(\mathbf{r}),$$

όπου **r** παριστά το άνυσμα της θέσης. Εάν εντός του πετρώματος ορίσομε δύο παράλληλα επίπεδα στα σημεία z=0 και z=L και εφαρμόσομε διαφορά δυναμικού, η δραστική ειδική αγωγιμό-

(2.18)



Εικόνα 2.2.³² Ειδική αγωγιμότητα διαλυμάτων διαφόρων αλάτων σαν συνάρτηση της συγκέντρωσης. Η θερμοκρασία είναι σταθερή στους 20°.



Εικόνα 2.3.³³ Ειδική αγωγιμότητα διαλύματος NaCl σαν συνάρτηση της θερμοκρρασίας και συγκέντρωσης.

τητα προσδιορίζεται με μέτρηση της μέσης πυκνότητας ρεύματος $\langle \mathbf{J} \rangle = \frac{1}{A} \iint_{S} (\mathbf{J} \cdot \mathbf{z}) dS$ μεταξύ των δύο επιπέδων, όπου \mathbf{z} μοναδιαίο άνυσμα κατά τον άξονα \mathbf{z} και A είναι το εμβαδόν της διατομής των επιπέδων κάθετα προς το \mathbf{z} , ώστε ³¹

$$\langle \mathbf{J} \rangle = \sigma_{eff} \left(\frac{\Delta V}{L} \right).$$
 (2.19)

³¹ βλ. Guéguen, Y. and Palciauskas, V., 1994, 'Introduction to the physics of rocks', Princeton Univ. Press, Princeto, New Jersey, $\sigma\epsilon\lambda$. 190.

³² Τροποποιημένη από Keller, G.V., 1987, Rock and Mineral Properties, in M.N. Nabighian (ed.), *Electromagnetic methods in Applied Geophysics*, Vol. 1, SEG Series: Investigations in Geophysics No 3, Tulsa, Oklahoma

³³ Троπолощиένη, ibid. Keller, (1987).

Η δραστική αγωγιμότητα εξαρτάται από τον κλασματικό όγκο των συνιστωσών του πετρώματος (στερεάς μήτρας και διασυνδεδεμένου πορώδους), τις ειδικές αγωγιμότητές τους και την μικροδομή του συστήματος.

2.2.4.2. Παράγων σχηματισμού.

Λόγω των συνήθως τεραστίων διαφορών αγωγιμότητας μεταξύ του μητρικού πετρώματος και του πορικού ρευστού, ένα διάβροχο πορώδες πέτρωμα μπορεί να θεωρηθεί διφασικό μέσο, αποτελούμενο από υγρή φάση (πορικό ρευστό με κλασματικό όγκο φ και ειδική αγωγιμότητα σ_w) και στερεά φάση (στερεά μήτρα με κλασματικό όγκο 1-φ και ειδική αγωγιμότητα σ_π). Εφόσον η στερεά φάση είναι μονωτής, όπως άλλωστε είναι το σύνηθες, ο λόγος των αγωγιμοτήτων των δύο φάσεων σ_π / σ_w θα είναι της τάξης 10⁻¹⁰, δηλαδή αμελητέος! Αυτό σημαίνει ότι η δραστική αγωγιμότητα του συστήματος ουσιαστικά οφείλεται στην αγωγιμότητα του πορικού ρευστού, με την οποία θα σχετίζεται μέσω μίας αναλογικής σχέσης

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_w}{F}.$$
(2.20)

Ο παράγων *F* ονομάζεται παράγων σχηματισμού (formation factor) και δεδομένου ότι η στερεά φάση είναι μονωτική, η τιμή του εξαρτάται από την μικροδομή του πορώδους και τον βαθμό πλήρωσής του με υγρή αγώγιμη φάση. Έτσι, όταν $\varphi \rightarrow 1$, $F \rightarrow 1$ και $\sigma_{eff} \rightarrow \sigma_w$, ενώ όταν $\varphi \rightarrow 0$, $F \rightarrow \sigma_w / \sigma_\pi$ και $\sigma_{eff} \rightarrow \sigma_\pi$. Συνεπώς, ο παράγων σχηματισμού μπορεί να ερμηνευθεί ως ελάττωση της αγωγιμότητας του πορικού ρευστού, λόγω της παρουσίας της μη-αγώγιμης στερεάς φάσης.

2.2.4.3. Ο νόμος του Archie.

Στην γενική περίπτωση δεν υπάρχουν πληροφορίες σχετικά με την μικροδομή του πορώδους σε ένα φυσικό σχηματισμό και δεν είναι δυνατόν να γίνει κανενός είδους αναλυτικός υπολογισμός. Για τον λόγο αυτό, βασιζόμαστε σε εμπειρικούς νόμους μεταξύ του παράγοντα σχηματισμού και του πορώδους. Προκειμένου περί κεκορεσμένων πορωδών υλικών, ο *νόμος του Archie* συσχετίζει τις δύο αυτές παραμέτρους σύμφωνα με την σχέση

$$F = \alpha \cdot \varphi^{-m}$$

(2.21)

όπου α και m είναι εμπειρικές σταθερές που εξαρτώνται από το εκάστοτε πέτρωμα και κυμαίνονται ως $0.5 \le \alpha \le 2.5$ και $1.3 \le m \le 2.5.^{34}$

Η μορφολογία των πόρων ενός πετρώματος, είναι αρκετά πολύπλοκη και δύσκολη να περιγραφεί με απλή γεωμετρία. Σε γενικές γραμμές, αναγνωρίζονται τρεις μορφολογικοί τύποι πόρων:

- 1. Χώρος μεταξύ των (ακανόνιστων) κόκκων ιζηματογενούς πετρώματος.
- 2. Γραμμικές μορφές (μικροδιαρρήξεις, διακλάσεις και μικρορωγμές). Αυτές συνήθως απαντούν σε σκληρά ιζηματογενή και κρυσταλλικά πετρώματα.
- 3. Υγρά εγκλείσματα (ρευστή φάση) κρυσταλλοσχιστωδών και μεταμορφωμένων πετρωμάτων.
- 4. Πομφόλυγες και βακουόλες, ή άλλοι μεγάλοι, καθόλου έως ολίγο επικοινωνούντες κενοί χώροι, όπως στα έκχυτα εκρηξιγενή πετρώματα.

Για δεδομένο πορώδες και ποσοστό πορικού ρευστού, ο τύπος (2) ανωτέρω θα δώσει τις πλέον μεγάλες αγωγιμότητες, λόγω της απλούστερης μορφής και της καλύτερης δυνατότητας επικοι-

³⁴ Ο νόμος του Archie διατυπωμένος ως άνω υποδεικνύει ότι η μεταβολή του παράγοντα σχηματισμού με το πορώδες είναι *αυτο-όμοια* (*self-similar*) μορφοκλασματική (fractal) και περιγράφει νόμο μεταβολής του κλασματικού όγκου του πορώδους, χαρακτηριστικό του εκάστοτε υλικού. Σημαίνει επίσης ότι το πορώδες σχηματίζει συνεχές δίκτυο. Εναλλακτική μορφή του νόμου είναι $F = a(\varphi - \varphi_0)^{-m}$, οπότε οφείλει να υπάρχει ένα ελάχιστο πορώδες φ_0 , προτού οι πόροι αρχίσουν να διασυνδέονται και σχηματίσουν συνεχές δίκτυο.

Περιγραφή Πετρώματος		т
Χαλαρά συνδεδεμένα πετρώματα και σχηματισμοί (άμμοι, ψαμίτες και τύποι ασβεστολίθων) με πορώδες 25-45%.	0.88	1.37
Μετρίως συγκολλημένα ιζηματογενή πετρώματα περιλαμβανομένων των ψαμιτών και ασβεστολίθων με πορώδες 18-35%.	0.62	1.72
Καλά συγκολλημένα και διαγενημένα πετρώματα με πορώδες 5-25%.	0.62	1.95
Πομφολυγώδη - εξαιρετικά πορώδη ηφαιστειακά πετρώματα (τόφφοι, λάβες άα, παχόεχόε κλπ.) με πορώδες 20-80%		1.44
Πυκνά εκρηξιγενή και μεταμορφωμένα πετρώματα με πορώδες < 4%		1.58

Πίνακας 2.2.³⁵ Μορφές του νόμου του Archie, χρήσιμες όταν η λιθολογία είναι γνωστή.



Εικόνα 2.4.³⁶ Γενική σχέση μεταξύ του πορώδους και του παράγοντα σχηματισμού

νωνίας μεταξύ των πόρων. Στο άλλο άκρο, τα πομφολυγώδη ηφαιστειακά πετρώματα (π.χ. κίσηρις), καίτοι διαθέτουν πολύ μεγάλο ποσοστό κενών χώρων συνήθως εμφανίζουν πολύ χαμηλές αγωγιμότητες λόγω της αδυναμίας επικοινωνίας μεταξύ των πόρων.

Περισσότερες μελέτες έχουν γίνει σε ιζηματογενή πετρώματα, κυρίως λόγω της σπουδαιότητάς τους ως ξενιστών (ταμιευτήρων) κοιτασμάτων υδρογονανθράκων και φυσικού αερίου. Αρκετές μελέτες της σχέσης αγωγιμότητας-πορώδους έχουν επίσης γίνει και επί εκρηξιγενών και μεταμορφωμένων πετρωμάτων. Σε κάθε περίπτωση, ο νόμος του Archie φαίνεται να ισχύει ικανοποιητικά.

Κατά την διερεύνηση γεωθερμικών συστημάτων, πολλές φορές ανέκυψε το πρόβλημα της εκτίμησης της αγωγιμότητας σχηματισμού που περιέχει μερικό τήγμα. Και σε αυτή την περίπτωση ο νόμος του Archie χρησίμευσε ως βάση εκκίνησης για την περιγραφή της σχέσης μεταξύ της αγωγιμότητας και του κλασματικού τήγματος.

³⁵ ibid. Keller, 1987.

³⁶ Τροποποιημένη από Keller, G.V. and Frischknecht, F.C., 1966. "Electrical Methods of Geophysical Prospecting". Pergamon Press, Oxford

Στην Εικόνα 2.4 παρουσιάζεται συνοπτικά το εύρος διακύμανσης της σχέσης του πορώδους με τον λογάριθμο του παράγοντα σχηματισμού για τρεις βασικές κατηγορίες πετρωμάτων. Τέτοιες γραφικές παραστάσεις είναι πολύ χρήσιμες για την πρόβλεψη των ηλεκτρικών ιδιοτήτων και χαρακτηρισμό των πετρωμάτων με βάση ηλεκτρικές και ηλεκτρομαγνητικές μετρήσεις. Τυπικές τιμές των σταθερών α και m δίδονται στον Πίνακα 2.2.

2.2.4.4. Ανισοτροπία.

Η μορφολογία και χωροταξία (γεωμετρική διευθέτηση) του πορώδους μπορεί να καταστήσει ένα πέτρωμα ανισοτροπικό, ώστε η αγωγιμότητά του να είναι διαφορετική προς διαφορετικές διευθύνσεις. Τα πετρώματα που εμφανίζουν λεπτές διαστρώσεις χαρακτηρίζονται γενικά από ανισοτροπία και είναι περισσότερο αγώγιμα παράλληλα προς την στρώση, όπου αναπτύσσεται ευκολότερα το πορώδες³⁷. Σαν παράδειγμα, θεωρήστε τον σχηματισμό της Εικόνας 2.5, με ειδικές αντιστάσεις ρ₁ και ρ₂ και αντιστοίχους κλασματικούς όγκους ν και 1-ν. Η ειδική αντίσταση παραλλήλως προς την στρώση είναι

$$\rho_h = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 (1 - \nu) + \rho_2 \nu}$$
(2.22)

(αντιστάσεις συνδεδεμένες παράλληλα). Αντιστοίχως κατά την κατακόρυφη διεύθυνση έχομε $\rho_v = \rho_1 v + \rho_2 (1-v)$ (2.23)

(αντιστάσεις συνδεδεμένες σε σειρά). Ο λόγος της κατακόρυφης προς την οριζόντια αντίσταση είναι:

$$\frac{\rho_{\nu}}{\rho_{h}} = (1 - 2\nu + 2\nu^{2}) + \left(\frac{\rho_{1}}{\rho_{2}} + \frac{\rho_{2}}{\rho_{1}}\right) \cdot \nu \cdot (1 - \nu)$$
(2.24)

Εάν ν<<1 και $\rho_2/\rho_1 >>1$, η ανωτέρω απλοποιείται σε

 $\frac{\rho_v}{\rho_h} \approx 1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot v$

Εάν το στρώμα ρ1 είναι κεκορεσμένο, ο λόγος αυτός μπορεί να είναι πολύ μεγάλος.



Εικόνα 2.5³⁸. Ανισοτροπική δομή προκύπτουσα από οριζόντιες λεπτές ενδιαστρώσεις.

³⁷ Για παράδειγμα, στα ιζηματογενή πετρώματα η λιθοστατική πίεση γενικά εμποδίζει την ανάπτυξη του πορώδους κατακορύφως, δηλ. καθέτως προς την στρώση. Ο συντελεστής ανισοτροπίας, δηλαδή ο λόγος της μέγιστης προ την ελάχιστη ειδική αντίσταση μπορεί να ανέρχεται σε 2 για μερικούς τύπους γραφιτικών αργιλικών σχιστολίθων, ενώ κυμαίνεται από 1 - 1.2 σε πετρώματα όπως οι ασβεστόλιθοι, αργιλικοί σχιστόλιθοι και ρυόλιθοι.

³⁸ Από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press, σελ. 287



Εικόνα 2.6.³⁹ Επίδραση της αλατότητας που προστίθεται από ορυκτά των αργίλων, σε υδάτινο ηλεκτρολύτη πληρούντα τους πόρους πετρώματος.

2.2.4.5. Επιφανειακή αγωγιμότητα - επίδραση των ορυκτών των αργίλων.

Στην μέχρι τούδε ανάλυση υποθέσαμε ότι η αγωγιμότητα του ηλεκτρολύτη είναι ομοιόμορφη και ομοιόμορφα κατανεμημένη στον χώρο των πόρων. Η συνθήκη αυτή προσεγγιστικά ισχύει για αρκετά ιζηματογενή πετρώματα που δεν περιέχουν αργιλικά ορυκτά. Αντιθέτως, σε πολλά πετρώματα υπάρχουν πρόσθετα ιόντα στην ρευστή φάση, κοντά στις επαφές του ηλεκτρολύτη με την στερεά φάση: ο ηλεκτρολύτης αλληλεπιδρά με τα πετρογενετικά ορυκτά και μεταβάλλει την in situ αλατότητα.

Το φαινόμενο αυτό είναι εντονότατο σε πετρώματα με αργιλικά ορυκτά, τα οποία συνηθέστατα περιέχουν φορτισμένες πλεγματικές ατέλειες (μολύνσεις), όπως για παράδειγμα Al³⁺ που αντικαθιστά Si⁴⁺. Το προκύπτον έλλειμμα φορτίου αντισταθμίζεται με προσρόφηση κατιόντων στην επιφάνεια του ορυκτού, πράγμα που απολήγει στον σχηματισμό μίας διάχυτης ηλεκτρικής διπλής στοιβάδας πάχους 30 - 80 Å από την επιφάνεια⁴⁰. Η επιφανειακή αγωγιμότητα οφείλεται στα ιόντα αυτής της διπλής στοιβάδας. Εάν ο πόρος είναι πλήρης ηλεκτρολύτη και εφαρμοσθεί εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, τα ιόντα της διάχυτης διπλής στοιβάδας μετατοπίζονται κατά μήκος των επαφών. Επειδή το πάχος της στοιβάδας είναι πολύ μικρό σε σχέση με το μέγεθος του πόρου, η επιφανειακή ροή ρεύματος εντοπίζεται κοντά στις επιφάνειες των αργιλικών ορυκτών και είναι ανάλογη του εμβαδού των. Έτσι, το μέγεθος της αλατότητας που προστίθεται με αντιδράσεις ανταλλαγής ιόντων εξαρτάται από την ποσότητα των διαθεσίμων προς ανταλλαγή ιόντων, δηλαδή από το ποσοστό των αργιλικών ορυκτών εντός του πετρώματος. Η ειδική αγωγιμότητα σ(**r**) μπορεί να γραφεί ως άθροισμα της κανονικής ιονικής αγωγιμότητας σ_w του ηλεκτρολύτη,

³⁹ Τροποποιημένη από Keller, G.V., 1987, Rock and Mineral Properties, in M.N. Nabighian (ed.), *Electromagnetic methods in Applied Geophysics*, Vol. 1, SEG Series: Investigations in Geophysics No 3, Tulsa, Oklahoma

⁴⁰ Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται υδρόλυση: ιόντα που στο πλέγμα των ορυκτών των αργίλων καταλαμβάνουν θέσεις ανταλλαγής, αποδεσμεύονται στον πορικό ηλεκτρολύτη και αυξάνουν την ολική αλατότητα. Τα ιόντα αυτά όμως, δεν μπορούν να απομακρυνθούν τελείως, και όταν για κάποιο λόγο το ρευστό αφαιρεθεί από το πέτρωμα, τα ιόντα παραμένουν και επαναδεσμεύονται στο κρυσταλλικό πλέγμα του ορυκτού.

και ενός όρου $\delta\sigma(\mathbf{r})$ λόγω της διπλής στοιβάδας, ο οποίος είναι μη-μηδενικός μόνο εντός της διπλής στοιβάδας: $\sigma(\mathbf{r}) = \sigma_w + \delta\sigma(\mathbf{r})$. Τότε, είναι αρκετά εύκολο να δειχθεί⁴¹ ότι $\sigma_{eff} = F^{-1} \cdot (\sigma_w + BQ_v),$ (2.25)

όπου F είναι ο παράγων σχηματισμού χωρίς παρουσία επιφανειακών φαινομένων, B είναι η κινητικότητα των ιόντων της διπλής στοιβάδας και Q_{ν} το ολικό φορτίο στην διπλή στοιβάδα ανά μονάδα όγκου του πόρου.

Σε γενικές γραμμές, τα ιόντα που διατίθενται στον ηλεκτρολύτη μέσω τέτοιων αλληλεπιδράσεων θέτουν ένα κατώφλι αγωγιμότητας (μία ελάχιστη αγωγιμότητα) για κάθε πορώδες πέτρωμα, ώστε ακόμη και η παρουσία καθαρού (απεσταγμένου) ύδατος να το καθιστά μετρίως αγώγιμο. Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.6 για την περίπτωση των αργιλικών ορυκτών.

2.2.4.6. Ηλεκτρολύτες στον Ανώτερο Φλοιό.

Από γεωλογική άποψη είναι μάλλον προφανές ότι στον αωώτερο φλοιό, ηλεκτρολύτες θα ενυπάρχουν σε όλα τα πορώδη ιζηματογενή πετρώματα και θα απαντώνται σε ευρεία κλίμακα βαθών, από την επιφάνεια μέχρι και αρκετά μερικά χιλιόμετρα. Η διεργασία απόθεσης ιζημάτων παράγει πρωτογενές πορώδες, το οποίο έχει κυρίως μορφή κενού ακανόνιστου χώρου μεταξύ των κόκκων του πετρώματος, αν και το μέγεθος των πόρων είναι άμεση συνάρτηση των συνθηκών ιζηματογένεσης και του τύπου του πετρώματος: τα αδρομερή ιζήματα εμφανίζουν μεγάλο μέγεθος πόρων ενώ τα λεπτομερή ιζήματα, και μάλιστα αυτά που αποτίθενται σε ήρεμο περιβάλλον, εμφανίζουν μικρό μέγεθος πόρων. Σε γενικές γραμμές, το πρωτογενές πορώδες θα είναι πολύ υψηλό και θα εμφανίζει υψηλό βαθμό πλήρωσης σε γεωλογικά νεαρούς επιφανειακούς και παραεπιφανειακούς ιζηματογενείς σχηματισμούς και θα ελαττώνεται συναρτήσει του βάθους σαν αποτέλεσμα διεργασιών διαγένεσης.⁴² Σύμφωνα με τον νόμο του Archie, αντίστοιχα θα μεταβάλλεται και η δραστική αγωγιμότητα του πετρώματος.

Στις ακόλουθες παραγράφους θα μας απασχολήσει η ανάπτυξη δευτερογενούς πορώδους σε συμπαγή πετρώματα (συμπεριλαμβανομένων και των ιζημάτων που έχουν ήδη διαγενηθεί), και η οποία οφείλεται κυρίως σε μηχανική καταπόνηση. Στην σχιζόσφαιρα, (εύθραυστος ανώτερος φλοιός) τα ενεργά ρήγματα συνηθέστατα συσχετίζονται με επιμήκεις αγωγούς παράλληλους προς την παράταξή τους: Η παρουσία ύδατος στην άμεση περιοχή της διάρρηξης είναι τόσο σημαντική, ώστε να αποτελέσει και την βάση για την εκπόνηση αρκετών προτύπων (μοντέλων) διέγερσης αστοχίας στο ρήγμα⁴³ (δηλ. σεισμού). Οι διαρρήξεις παράγουν υδροπερατά πετρώματα (τεκτονικά επαγόμενη διαπερατότητα), είτε άμεσα εντός της ζώνης του ρήγματος (τρίμματα, μυλωνίτες κ.λ.π.), είτε γύρω από τα ρήγματα ως αποτέλεσμα διαδοχικών κύκλων μηχανικής φόρτισης / εκφόρτισης και ελαστο-πλαστικής παραμόρφωσης που συνεπάγεται σχηματισμό και διασύνδεση ρωγμών μικρο- και μεσοσκοπικής κλίμακας.

Το ανωτέρω φαινόμενο είναι αποτέλεσμα διεργασιών διαστολής από μηχανική καταπόνηση πριν από την αστοχία και οφείλεται σε μαζικό σχηματισμό και διάδοση μικρορωγμών και επακόλουθη ανάπτυξη/ επαύξηση μεσο- και μακροσκοπικών ρωγμών. Οι ρωγμές μπορεί να είναι είτε αξονικές, εφελκυστικές, ευθυγραμμισμένες παράλληλα προς τον μέγιστο άξονα κανονικής τάσης σ₁ (άξονα συμπίεσης), είτε διατμητικές παράλληλες προς το επίπεδο αστοχίας. Οι πρώτες

⁴¹ Π.χ. βλ. Guéguen, Y. and Palciauskas, V., 1994, 'Introduction to the physics of rocks', Princeton Univ. Press, Princeto, New Jersey, $\sigma\epsilon\lambda$. 198.

⁴² Διαγένεση, που είναι η διεργασία με την οποία ένα χαλαρό ίζημα μετατρέπεται σε συμπαγές πέτρωμα υπό την επίδραση της λιθοστατικής πίεσης που τείνει να κλέισει τους πόρους αποβάλλοντας ρευστή φάση και την ανάπτυξη φυσικής συνδετικής ύλης με χημική απόθεση στερεάς φάσης από τον ηλεκτρολύτη.

⁴³ Για παράδειγμα βλ. Lockner, D.A. and Byerlee, J.D., 1995, An earthquake instability model based on faults containing high fluid-pressure compartments, in Wang, R. and Aki, K., (Eds), Mechanics Problems in Geodynamics, Part I, (Pageoph Topical Volumes), Birkhaeuser, 717-146.

είναι συνήθως μικροσκοπικές (μικρορωγμές), ενώ οι δεύτερες εκτείνονται σε όλες τις κλίμακες μεγεθών: οι διατμητικές ρωγμές επαυξάνονται με τον σχηματισμό αξονικών εφελκυστικών μικρορωγμών στις ακμές τους και όταν οιεσδήποτε δύο μεγεθυνθούν τόσο ώστε να αλληλεπιδράσουν, συγχωνεύονται σχηματίζοντας μεγαλύτερες διατμητικές ρωγμές. Με τον τρόπο αυτό το σύστημα των διατμητικών ρωγμών αυτο-οργανώνεται και δημιουργεί πεπερασμένη ιεραρχία με κλασματική (fractal) κατανομή από το μικρότερο ως το μεγαλύτερο μέγεθος (ρήγμα), η οποία ακολουθεί νόμο Gutenberg – Richter. Ο ενδιαφερόμενος αναγνώστης μπορεί να βρει διεξοδική και συνάμα διδακτική παρουσίαση των διεργασιών εύθραυστης παραμόρφωσης και κατακερματισμού στον στερεό φλοιό στα βιβλία των C.H. Scholz⁴⁴ and D.L. Turcotte⁴⁵.

Το σύστημα ρωγμών σχηματίζει διασυνδεδεμένο δίκτυο δια του οποίου μπορεί να διαχυθεί νερό μέσα στην ζώνη διάτμησης και να δημιουργήσει ηλεκτρικά αγώγιμες δομές σε άμεση σχέση με τον τεκτονικό ιστό. Οι ρωγμές τείνουν να κλείσουν μέσω διεργασιών θεραπείας, και η διασύνδεση του συστήματος θα εκφυλίζεται ελαττώνοντας την αγωγιμότητα του πετρώματος, εκτός και αν αυτές διατηρούνται ανοικτές λόγω της συνεχούς τεκτονικής δραστηριότητας και συσσώρευσης παραμόρφωσης, σεισμικής ή και ασεισμικής. Συνεπεία των ανωτέρω, η τεκτονικά επαγόμενη διαπερατότητα και αγωγιμότητα θα είναι εντονότερη κοντά στα ρήγματα και εξασθενίζει συναρτήσει της απόστασης από αυτά. Επιπλέον, όσο εντονότερη είναι η παραμόρφωση των πετρωμάτων, τόσο μεγαλύτερη αναμένεται να είναι η αγωγιμότητά τους. Είναι επίσης αναμενόμενο ότι η αγωγιμότητα θα μεταβάλλεται συναρτήσει του χρόνου, αν και κατά μη προβλέψιμο μέγεθος, αποκρινόμενη σε αντίστοιχες μεταβολές του ρυθμού παραμόρφωσης (τεκτονική δραστηριότητα) και παροχής νερού.

Σημειωτέον επίσης ότι διάχυτες στατικές αξονικές μικρορωγμές δημιουργούνται και από την λιθοστατική πίεση και με την πάροδο του χρόνου γεμίζουν με ηλεκτρολύτη διαχεόμενο από τα ανώτερα στρώματα του φλοιού. Οι ρωγμές αυτού του είδους είναι γενικό χαρακτηριστικό των βαθύτερων κρυσταλλικών πετρώματα της σχιζόσφαιρας.⁴⁶ Σε σταθερές συνθήκες αυτές είναι απομονωμένες ή εμφανίζουν πολύ περιορισμένη διασύνδεση. Όταν όμως η ισορροπία διαταραχθεί⁴⁷ αυτές μπορεί να πολλαπλασιασθούν και διασυνδεθούν ελαττώνοντας την αγωγιμότητά του.

Ρωγμές μπορούν επίσης να σχηματισθούν και κάτω από την σχιζόσφαιρα στην εύθραυστηπλαστική μετάβαση, η οποία αποτελεί ευρεία ζώνη στην οποία συνυπάρχει μικροσκοπική πλαστική (με ερπυσμό πλεγματικών εξαρθρώσεων) και εύθραυστη παραμόρφωση και μακροσκοπική ελατή συμπεριφορά (π.χ. κατακλαστική ροή). Στην ζώνη αυτή, και σε ευθεία εξάρτηση από την λιθολογία και την θερμοκρασία, η αστοχία (διάρρηξη) γίνεται με πλαστική διάτμηση. Οι διεργασίες αυτές λαμβάνουν χώρα ταυτόχρονα με μεταμόρφωση χαμηλού βαθμού η οποία περιλαμβάνει ρευστή φάση (άλμες) που μπορεί να αυξήσει την αγωγιμότητα εφόσον υπάρξει διασύνδεση των ρωγμών. Σε κάθε περίπτωση, πρέπει να τονισθεί ότι οι άλμες συνιστούν σημαντικότατες υγρές φάσεις στα μεταμορφωμένα πετρώματα και έχουν ανευρεθεί στον βαθύ ανώτερο φλοιό από αμφότερες τις βαθειές ηπειρωτικές γεωτρήσεις που έγιναν στην χερσόνησο Kola⁴⁸ (Ρωσσία) και στον Μέλανα Δρυμό (Γερμανία).

Οι γεωθερμικές περιοχές και τα ηφαιστειακά περιβάλλοντα είναι 'προνομιακοί' χώροι παρουσίας ηλεκτρολυτών και αξίζουν ειδικής προσοχής. Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των πετρωμάτων οφείλεται στο υγρό περιεχόμενο (ρευστό κλάσμα) του διασυνδεδεμένου πορώδους και εξαρτά-

⁴⁴ Christofer H. Scholz, "The Mechanics of Earthquakes and Faulting", Cambridge Univ. Press, 1990.

⁴⁵ Donald L. Turcotte, "Fractals and Chaos in Geology and Geophysics", Cambridge Univ. Press, 2nd ed., 1997.

⁴⁶ Ibid. Scholz, 1990.

⁴⁷ Διαταραχή μπορεί να επέλθει και χωρίς την άμεση συνδρομή ρηξιγενούς τεκτονικής. Για παράδειγμα, η ανάπτυξη παγοκαλυμμάτων ή οι κατακόρυφες συνιζηματογενείς κινήσεις επιφέρουν σημαντική επιφόρτιση στα βαθύτερα πετρώματα του φλοιού και παράγουν νέες, ή αναγεννούν παλαιότερες θεραπευθείσες ρωγμές.

⁴⁸ Kozlovsky, Ye.A., 1984, "The world's deepest well", Scientific American, 251, 106-112.



Εικόνα 2.7.⁴⁹ Σχέσεις μεταξύ αγωγιμότητας του πετρώματος και της συγκέντρωσης αγώγιμων ορυκτών εντός αυτού. Τα δεδομένα της Parkhomenko προέρχονται από εργαστηριακές μετρήσεις πυριτικών πετρωμάτων σε υψηλές θερμοκρασίες (200°C). Οι μετρήσεις του Anderson έγιναν επί διαβρόχων δειγμάτων μεταλλοφορίας εντός γάββρου. Οι άλλες δύο μελέτες αναφέρουν αποτελέσματα από in situ μετρήσεις σε πορφυριτικά κοιτάσματα χαλκού.

1) Anderson, L.A., 1960. Electrical properties of sulfide ores in igneous and metamorphic rocks near East Union, Maine, in Short papers in the Geological Sciences: Paper 400B, 125-128.

3) Parkhomenko, E.I., 1967. Electrical properties of rocks. Plenum Press.

4) Parkhomenko, E.I., 1982. Electrical resistivity of minerals and rocks at high temperature and pressure. Rev. Phys. Space Phys., 29, 2, 193-218.

ται από την αλατότητα των πορικών ρευστών, την θερμοκρασία και την παρουσία αργιλικών ορυκτών. Τα αργιλικά ορυκτά αυξάνουν την αλατότητα των πορικών ρευστών και την ηλεκτρική αγωγιμότητα κατά αρκετές τάξεις μεγέθους μέσω φαινομένων υδρόλυσης. Το ρευστό κλάσμα αυξάνει στις περιοχές κυκλοφορίας και ταμίευσης ρευστών, όπως επίσης και η περιεκτικότητα σε αργιλικά ορυκτά λόγω υδροθερμικής εξαλλοίωσης ηφαιστειακών πετρωμάτων. Στα μεταφορικά γεωθερμικά συστήματα και ειδικότερα στα ελεγχόμενα από την σύγχρονη τεκτονική δραστηριότητα (όπως για παράδειγμα είναι όλα τα υδροθερμικά συστήματα του Ελληνικού Τόξου), οι αγωγοί κυκλοφορίας συνήθως συμπίπτουν με τα κύρια συστήματα ρηγμάτων μέσω των οποίων τα υδροθερμικά ρευστά μεταφέρονται από βαθειές πηγές θερμότητας και τροφοδότες ταμιευτήρες προς την επιφάνεια. Το αυτό αληθεύει για όλες τις γεωλογικές συνθήκες που περιλαμβάνουν ενεργό κυκλοφορία υπόγειων νερών προς την επιφάνεια.

²⁾ Nelson P.H. and Van Voorhis, G.D, 1983. Estimation of sulfide content from induced polarization data, Geophysics, 48, 62-75.

⁴⁹ Πηγή: Keller, G.V., 1987. Rock and mineral properties, in *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, vol. 1, M. N. Nabighian (ed), SEG series Investigations in Geophysics No 3.

2.2.5 Μίγματα αγώγιμων και αντιστατικών ορυκτών (μεταλλοφορία)

Οι ηλεκτρικές ιδιότητες των πετρωμάτων που περιέχουν υψηλές συγκεντρώσεις πολύ αγώγιμων ορυκτών είναι λιγότερο γνωστές από τις αντίστοιχες ιδιότητες των ηλεκτρολυτικών αγωγών. Και στην περίπτωση αυτή, η γεωμετρία της κατανομής των αγώγιμων ορυκτών αναμένεται να διαδραματίζει σημαίνοντα ρόλο στην ολική αγωγιμότητα του πετρώματος. Λιγότερη γνώση υπάρχει επίσης και για την επίδραση της μορφής και περιβολής των αγώγιμων κρυστάλλων επί της αγωγιμότητας, αν και έχει διαπιστωθεί ότι ο γωνιώδης αιματίτης ελαττώνει την ειδική αντίσταση ενός πετρώματος πολύ περισσότερο από ότι ο κοκκώδης. Είναι επίσης γνωστό ότι, ακόμη και μικρές συγκεντρώσεις γραφίτη καθιστούν ένα πέτρωμα πολύ αγώγιμο, λόγω της τάσης του γραφίτη να σχηματίζει συνεχή λεπτά φύλλα κατά μήκος των ορίων των κόκκων. Πολλά ορυκτά που είναι γνωστό ότι καθιστούν τα ξενίζοντα πετρώματα αγώγιμα, εμφανίζονται υπό μορφή δενδριτών, συνήθως σχηματισθέντων με υδροθερμική μεταφορά και απόθεση μέσω του διασυνδεδεμένου δικτυώματος των πόρων. Σε γενικές γραμμές, οι εργαστηριακές μετρήσεις επί ξηρών δειγμάτων μεταλλοφόρων πετρωμάτων δείχνουν ότι οφείλει να υπάρχει σημαντική συγκέντρωση αγώγιμων ορυκτών ώστε αυτά να αρχίσουν να σχηματίζουν διασυνδεδεμένο δικτυώμα, πριν το πέτρωμα αρχίσει να γίνεται αισθητά αγώγιμο. Η Εικόνα 2.7 συνοψίζει δεδομένα τριών εκτεταμένων μελετών επί της αγωγιμότητας μεταλλοφόρων κοιτασμάτων συναρτήσει της περιεκτικότητας τους σε μεταλλικά ορυκτά. Όπως φαίνεται αρκετά καθαρά, παρατηρείται δραματική αύξηση της ειδικής αγωγιμότητας όταν ο κλασματικός όγκος των ορυκτών αυξηθεί άνω του 10%.

2.3. ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΟΡΥΚΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ.

Εάν σε δεδομένο υλικό μέσο εφαρμοσθεί εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο, τότε εκτός από την ροή ελευθέρων φορτίων (ρεύμα αγωγιμότητας), επέρχεται πόλωση, δηλαδή εξαναγκασμένη τοπική ανακατανομή δεσμευμένων φορτίων σε νέες θέσεις ισορροπίας, στις οποίες οι μεταξύ τους δυνάμεις Coulomb εξισορροπούν το εξωτερικό πεδίο. Η μετατόπιση αντιθέτων φορτίων ±q από τις θέσεις ουδέτερης ισορροπίας κατά απόσταση **x** εγείρει ηλεκτρική διπολική ροπή $q|\mathbf{x}|$ με φορά από τα θετικά προς τα αρνητικά φορτία και παράγει επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο με φορά αντίθετη προς το εφαρμοζόμενο εξωτερικό. Ως πόλωση **P** ορίζεται ως η επαγόμενη ηλεκτρική διπολική ροπή ανά μονάδα όγκου, η οποία είναι χαρακτηριστική του εκάστοτε υλικού. Η παράμετρος που περιγράφει την πολωσιμότητα του υλικού (και συνεπώς τις ιδιότητες ενός διηλεκτρικό στερεού) είναι η διηλεκτρική σταθερά ή ηλεκτρική διαπερατότητα. Οι διηλεκτρικές ιδιότητες ενός υλικού περιγράφονται πλήρως από τα ηλεκτροστατικά μεγέθη :

η : Ηλεκτρική πολωσιμότητα (σε farad/m).

ε : Διηλεκτρική σταθερά (σε farad/m).

Ε : Ένταση ηλεκτρικού πεδίου (σε V/m).

Ρ : Ηλεκτρική πόλωση (ηλεκτρική διπολική ροπή / μονάδα όγκου σε Cb/m^2)

D : Διηλεκτρική μετατόπιση ή ηλεκτρική διέγερση (ηλεκτρική ροή /μονάδα επιφανείας, Cb/m²). Στο σύστημα SI οι σχέσεις μεταξύ των ανωτέρω μεγεθών έχουν ως ακολούθως:

$$P = \eta E$$
 $D = \varepsilon_0 E + P = E(\varepsilon_0 + \eta) = \varepsilon E$

Ως σχετική διηλεκτρική σταθερά ορίζεται ο λόγος της ειδικής διηλεκτρικής σταθεράς εκάστου υλικού, προς την διηλεκτρική σταθερά του κενού:

$$\mathbf{K} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$$

Η πόλωση και συνεπώς η διηλεκτρική σταθερά των υλικών, οφείλεται σε αρκετές διαφορετικές φυσικές διεργασίες που λειτουργούν σε διαφορετικές κλίμακες και σκαριφηματικά απεικονίζονται στην Εικόνα 2.8. Ηλεκτρονική πόλωση παράγεται από την παραμόρφωση των ηλεκτρονιακών τροχιακών σε σχέση με τον ατομικό πυρήνα. Ατομική ή Μοριακή ή ιονική πόλωση επέρχεται από σχετική μετατόπιση φορτισμένων ιόντων ως προς άλληλα. Διπολική ή Μοριακή πόλωση λαμβάνει χώρα σε υλικά που περιέχουν πολικά μόρια, δηλαδή μόρια με ασύμμετρο δομή τα οποία εμφανίζουν διπολική ροπή. Από όλα τα υλικά που απαντώνται εντός των γήινων πετρωμάτων, διπολικά μόρια έχουν σχεδόν αποκλειστικά, το H₂O και οι υδρογονάνθρακες. Το μόριο του ύδατος είναι ηλεκτρικό δίπολο, διότι τα θετικά φορτισμένα άτομα υδρογόνου είναι μετατοπισμένα ως προς το κέντρο της κατανομής του αρνητικού φορτίου που εντοπίζεται στον πυρήνα του οξυγόνου, σε τρόπο ώστε να σχηματίζεται γωνία Η-Ο-Η ίση προς 107° περίπου. Τέλος, πόλωση φορτίων χώρου λαμβάνει χώρα υπό την επίδραση εξωτερικού πεδίου, όταν εντός του υλικού υπάρχουν διαφόρων τύπων φορτία που μπορούν να μετατοπισθούν ή και μετακινηθούν. Εάν το υλικό είναι ομογενές, τότε τα ελεύθερα φορτία εγείρουν εντός αυτού ρεύμα αγωγιμότητας. Εάν δεν είναι ομογενές και η κινητικότητα των ελευθέρων φορτίων μεταβάλλεται από θέση σε θέση, (π.χ. ασυνέχειες λόγω ατελειών ή μεταβολών του κρυσταλλικού πλέγματος), τότε θα δημιουργηθούν εναλλαγές περίσσειας και ελλείμματος φορτίου στις θέσεις των ασυνεχειών, οι οποίες εγείρουν πόλωση. Αυτός ο τύπος πόλωσης είναι συνηθέστατος σε ανομοιογενή ως ετερογενή υλικά, όπως τα πορώδη κεκορεσμένα πετρώματα.



Εικόνα 2.8.⁵⁰ Μηχανισμοί διηλεκτρικής πόλωσης

2.3.1. Συχνοτική εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς.

Είναι προφανές ότι εάν το εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίο αλλάξει πολικότητα, οι διαφορετικοί μηχανισμοί πόλωσης αναπροσανατολίζουν τα φορτία, αποκρινόμενοι στην αλλαγή. Ο αναπροσανατολισμός των φορτίων δεν είναι ακαριαίος, αλλά για να ολοκληρωθεί απαιτεί κάποιο χρόνο (τον λεγόμενο χρόνο ανακούφισης), οσοδήποτε μικρός θέλει να είναι αυτός. Σε περίπτωση που το εξωτερικό πεδίο είναι εναλλασσόμενο και μεταβάλλεται βραδέως, τα δεσμευμένα φορτία παρακολουθούν την εναλλαγή σε ισορροπία με την στιγμιαία τιμή του πεδίου. Όταν όμως το πεδίο εναλλάσσεται αρκούντως γρήγορα, και εφόσον ο χρόνος ανακούφισης είναι μακρύτερος της περιόδου του πεδίου, κάποιοι μηχανισμοί πόλωσης αδυνατούν να παρακολουθήσουν την εναλλαγή και ως εκ τούτου συμβάλλουν περιορισμένα στην ολική πόλωση. Επειδή τα φαινόμενα πόλωσης είναι προσθετικά, η ολική πόλωση και η διηλεκτρική σταθερά ελαττώνεται αυξανομένης της συχνότητας. Η μέτρηση της συχνοτικής εξάρτησης της διηλεκτρικής σταθεράς προσφέρει ένα σημαντικό εργαλείο διερεύνησης των ιδιοτήτων ορυκτών και πετρωμάτων, εφόσον η απόκρισή τους σε διέγερση με διαφορετικές συχνότητες, παρέχει πληροφορία για την εσωτερική τους δομή. Η Εικόνα 2.9 παρουσιάζει μία γενικευμένη εικόνα της συμβολής διαφορετικών μηχανισμών πόλωσης στην διηλεκτρική σταθερά, συναρτήσει της συχνότητας.

Τα ηλεκτρόνια έχουν πολύ μικρή μάζα και πολύ μεγάλο λόγο φορτίου προς μάζα, οπότε μπορούν να αποκρίνονται ταχύτατα στις εναλλαγές του πεδίου μέχρι, και τις οπτικές συχνότη-

⁵⁰ Τροποποιημένη από von Hippel, A.R., 1954, *Dielectrics and Waves*, Wiley, New York, σελ. 21-25.



Εικόνα 2.9.⁵² Συχνοτική εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς λόγω διαφορετικών μηχανισμών πόλωσης.

τες.⁵¹ Ως εκ τούτου, ηλεκτρονική πόλωση λαμβάνει χώρα σε όλες τις συχνότητες ενδιαφέροντος για την γεωφυσική, υψηλές και χαμηλές. Η συμβολή της ηλεκτρονικής πόλωσης στην διηλεκτρική σταθερά μετράται εύκολα στις οπτικές συχνότητες, όπου σχετίζεται με τον συντελεστή διάθλασης ως $K = \epsilon/\epsilon_0 = n^2$ (βλ. Εικ. 2.9). Η ηλεκτρονική πόλωση πρέπει να θεωρείται σταθερά και ανάλογη του αριθμού ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου, συμβαίνει δε σε όλα τα υλικά ανεξαρτήτως φάσης και κατάστασης.

Σε χαμηλές συχνότητες (μικροκύματα - υπέρυθρο) αρχίζει να καθίσταται σημαντική η *ατο*μική πόλωση, η οποία παρατηρείται σε κρυσταλλικά και άμορφα υλικά. Επειδή οι ατομικές μάζες είναι πολύ μεγαλύτερες από αυτές των ηλεκτρονίων (και ο λόγος του ατομικού φορτίου προς την ατομική μάζα πολύ μικρότερος), οι χρόνοι ανακούφισης της ατομικής πόλωσης είναι πολύ μακρύτερος και το φαινόμενο χωρεί με μικρότερη ταχύτητα από την ηλεκτρονική (ένα ως ελάχιστα μsec για βαρέα άτομα και 10^{-12} - 10^{-13} sec για τα ελαφρά). Οι ηλεκτρονική και ατομική πολώσεις συνυπάρχουν σε συχνότητες χαμηλότερες των ραδιοφωνικών και επίσης σημειωθήτω ό,τι τα μονωτικά ορυκτά και πετρώματα παρουσιάζουν μόνο αυτούς τους δύο τύπους πόλωσης, με σχετικές διηλεκτρικές σταθερές της τάξης 4-15.

Τα πολικά μόρια ομογενών διπολικών υλικών, όπως π.χ. το H₂O, τείνουν να περιστραφούν υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, ώστε το δίπολό τους να ευθυγραμμιστεί με τις δυναμικές γραμμές του πεδίου. Όταν η περιστροφή συμπληρωθεί, θα έχει επέλθει πόλωση της υδάτινης μάζας. Η τυχαία θερμική κίνηση των μορίων τείνει να αντισταθεί στην πόλωση και να διατηρήσει τα μόρια σε τυχαίες διευθύνσεις και το υλικό σε μακροσκοπικά ουδέτερη κατάσταση. Για τον λόγο αυτό, η διπολική πόλωση δεν είναι ποτέ τέλεια και εξαρτάται από τους

⁵¹ Ο χρόνος ανακούφισης της μετατόπισης ηλεκτρονίων είναι της τάξης 10⁻¹⁵ sec, αρκετά βραχύτερος από την περίοδο των ραδιοκυμάτων.

⁵² Δραστικά τροποποιημένη από βλ. Guéguen, Y. and Palciauskas, V., 1994, 'Introduction to the physics of rocks', Princeton Univ. Press, Princeto, New Jersey, σελ. 217.

βαθμούς ελευθερίας των μορίων, δηλαδή από τη θερμοκρασία. Σε υγρή κατάσταση, υπάρχει ελάχιστη αντίσταση στην περιστροφή και η πόλωση μπορεί να συντελεσθεί σε υψηλές συχνότητες (VHF). Στην στερεά κατάσταση (πάγος) όπου αναπτύσσεται κρυσταλλικό πλέγμα, το μόριο δεσμεύεται ισχυρά και η πόλωση εξελίσσεται βραδύτερα (ακουστικές - ραδιοφωνικές συχνότητες). Οι σχετικές διηλεκτρικές σταθερές των ομογενών πολικών μέσων είναι μεγάλες (για το υγρό H₂O περίπου 80). Εξυπακούεται ότι οι διηλεκτρικές σταθερές των πορωδών σχηματισμών, μεταβάλλονται συναρτήσει της περιεκτικότητάς τους σε ρευστό.

Η πόλωση φορτίων χώρου σε μη-ομογενή πολικά υλικά είναι συχνά πολύ ισχυρή, λόγω των φαινομένων επαφής που λαμβάνουν χώρα στις εσωτερικές τους ασυνέχειες. Τα φαινόμενα αυτά εξαρτώνται από την σύσταση και μικροδομή του υλικού και συνήθως καθίστανται σημαντικά σε αρκετά χαμηλές συχνότητες, εφόσον πρέπει να δοθεί επαρκής χρόνος στα φορτία να μετακινηθούν μέσω του υλικού προς τις επαφές. Για παράδειγμα, δεδομένου ότι η κινητικότητα των ιόντων εντός στερεών είναι μάλλον χαμηλή και η απόσταση μεταξύ των ασυνεχειών πολύ μεγάλη σε ατομική κλίμακα, η πόλωση αυτού του τύπου είναι βραδεία και εμφανίζεται ακόμη και σε συχνότητες κάτω του 1Hz. Τα ισχυρότερα εξ αυτών των φαινομένων περιλαμβάνουν την ηλεκτρολυτική πόλωση και πόλωση επαφής μεταξύ ιονικών και ηλεκτρονικών αγωγών.

Αρκετά πολύπλοκες διεργασίες λάμβάνουν χώρα στα πετρώματα, όταν υπάρχουν έστω και ελάχιστες ποσότητες ύδατος. Ηλεκτρολυτική πόλωση φαίνεται να εγείρεται όταν η κινητικότητα των ιόντων μεταβάλλεται κατά μήκος ενός διαβρόχου πετρώματος, πιθανόν λόγω αντιστοίχων μεταβολών στο ιξώδες του πορικού ύδατος εξ αιτίας πιέσεων προσρόφησης στους κόκκους των ορυκτών: τα ιόντα κινούνται ευκολότερα σε μεγάλους πόρους και δυσκολότερα σε μικρούς ή στενούς. Μετά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου επί ικανό χρονικό διάστημα, τα ιόντα συγκεντρώνονται σε περιοχές χαμηλής κινητικότητας και αραιώνουν από τις περιοχές υψηλής κινητικότητας. Η πόλωση που εγείρεται σε πετρώματα περιέχοντα ηλεκτρονικούς αγωγούς έχει μεγάλες ομοιότητες με την ηλεκτρολυτική. Για να επιτευχθεί συνέχεια της ροής ρεύματος από τον ηλεκτρολύτη εντός των πόρων του πετρώματος προς τα ηλεκτρονικώς άγοντα ορυκτά, οφείλουν να λάβουν χώρα χημικές διεργασίες οξειδαναγωγής. Στις χαμηλές συχνότητες που χρησιμοποιούνται για γεωφυσική διασκόπηση, το μέγεθος των διεργασιών αυτών είναι μάλλον μικρό. Τα ιόντα του ηλεκτρολύτη θα τείνουν να συγκεντρωθούν εκατέρωθεν του ηλεκτρονικώς αγώγιμου κόκκου, σχηματίζοντας περιοχές (κυψελίδες) συγκέντρωσης παρόμοιες με αυτές που σχηματίζονται κατά την ηλεκτρολυτική πόλωση. Διεργασίες όπως οι ανωτέρω, οδηγούν σε υψηλή πόλωση και μεγάλες διηλεκτρικές σταθερές⁵³ και είναι γνωστές με την γενική ονομασία *φαινό*μενο Maxwell-Wagner.

2.3.2. Ρεύμα μετατόπισης και διηλεκτρική απώλεια

Η εξαναγκασμένη ταλάντωση παντός τύπου φορτίων εντός υλικού μέσου λόγω εφαρμογής εναλλασσομένου εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου ισοδυναμεί με εναλλασσόμενο ηλεκτρικό ρεύμα, το ρεύμα μετατόπισης

$$\mathbf{J}_{D}(\mathbf{r},t) = \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r},t)}{\partial t},$$
(2.26)

όπου **r** δηλώνει το άνυσμα θέσης και είναι συνάρτηση του συστήματος συντεταγμένων. Δεδομένου ότι κανένα πραγματικό υλικό δεν έχει μηδενική ωμική αγωγιμότητα, θα συμπεριφέρεται ταυτόχρονα ως αγωγός και ως διηλεκτρικό. Έτσι, η *ολική* πυκνότητα ρεύματος θα δίδεται από

⁵³ Τα συστήματα H_2O - πετρώματος μπορούν να έχουν σχετικές διηλεκτρικές σταθερές με τιμές μέχρι και 1000, πολύ μεγαλύτερες από του καθαρού H_2O (~80) και των κρυσταλλικών ορυκτών (4 - 15).

το άθροισμα του ωμικού ρεύματος αγωγιμότητας και του ρεύματος μετατόπισης. Από τις εξισώσεις του Maxwell έχομε

$$\mathbf{J}_{O} = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$
(2.27)

Εάν η χρονική μεταβολή του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου είναι αρμονική, οπότε ισχύει η σχέση:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r},t) = \mathbf{D}_0(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \Longrightarrow \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = i\omega \mathbf{D}_0(\mathbf{r}) e^{i\omega t} = i\omega \mathbf{D}(\mathbf{r},t) \quad , \tag{2.28}$$

μπορούμε να γράψομε, στο πεδίο συχνότητας,

$$\mathbf{J}_{o}(\omega) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + i\omega\varepsilon(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \sigma^{*}(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = i\omega\varepsilon^{*}(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega), \qquad (2.29)$$

δηλαδή να θεωρήσομε τις ιδιότητες του μέσου ως ενιαίο μιγαδικό μέγεθος εκφραζόμενο από τις εξής ισοδύναμες παραμέτρους:

Δεδομένου ότι στο πεδίο συχνότητας η διηλεκτρική σταθερά είναι επίσης μιγαδικό μέγεθος της μορφής ε(ω)= ε'(ω) – $i\epsilon''(\omega)$, μπορούμε να γράψομε

$$\sigma^{*}(\omega) = \sigma + i\omega[\varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)] = [\sigma + \omega\varepsilon''(\omega)] + i(\omega\varepsilon') \qquad (= \sigma' + i\sigma'')$$
(2.30)

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i \frac{\omega + \omega \varepsilon'(\omega)}{\omega} \qquad (= \varepsilon' - i\varepsilon'') \tag{2.31}$$

Άρα, η ολική πυκνότητα ρεύματος γράφεται με δύο εναλλακτικούς τρόπους, εκ των οποίων ο ένας χρησιμοποιεί την σύνθετη ειδική αγωγιμότητα και ο άλλος την σύνθετη διηλεκτρική σταθερά. Ο όρος ωε" ισοδυναμεί με ειδική αγωγιμότητα και εκφράζει τις ωμικές απώλειες του εφαρμοζόμενου πεδίου λόγω του ρεύματος μετατόπισης, ακριβώς όπως η ειδική αγωγιμότητα σ, εκφράζει τις καθαρές ωμικές απώλειες λόγω του ρεύματος αγωγιμότητας. Το μέσο χαρακτηρίζεται από τις σύνθετες ιδιότητές του και η απώλεια ενέργειας συχνά εκφράζεται από την εφαπτομένη απώλειας, δηλαδή τον λόγο του φανταστικού προς το πραγματικό μέρος της ε*.

$$\tan \delta = \frac{\sigma + \omega \varepsilon''}{\omega \varepsilon'} = \frac{\sigma}{\omega K' \varepsilon_0} + \frac{K''}{K'}$$
(2.32)

όπου Κ' και Κ" είναι αντιστοίχως το πραγματικό και φανταστικό μέρος της σύνθετης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς. Για υλικά πεπερασμένης αγωγιμότητας, η ωμική απώλεια ενέργειας είναι πολύ σημαντική στις χαμηλές συχνότητες (ω << $\sigma/K'\epsilon_0$). Επιπλέον, υπάρχουν και διηλεκτρικές απώλειες (K"/K') λόγω διεργασιών ανακούφισης (βλ. Μέρος 2.3.3). Όταν tand = 1, τα ρεύματα αγωγιμότητας και μετατόπισης συμβάλλουν ισοδυνάμως στην απώλεια ενέργειας. Για τιμές >1 υπερισχύει το ρεύμα αγωγιμότητας και για τιμές <1 το ρεύμα μετατόπισης.

Η ολική διηλεκτρική συμπεριφορά ενός μέσου, η οποία εκφράζεται μέσω της σύνθετης διηλεκτρικής σταθεράς ε*(ω) μπορεί να εξομοιωθεί με ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα αποτελούμενο από ωμική αντίσταση R (αγωγιμότητα G=1/R) και χωρητικότητα C, συνδεδεμένες παράλληλα (παράλληλο κύκλωμα RC - Εικόνα 2.10). Εάν στο κύκλωμα εφαρμοσθεί αρμονική τάση, το ρεύμα δια του κυκλώματος φορτίζει τον πυκνωτή (I_c) και αναλίσκεται μέσω της αντίστασης (I_G), ώστε I_C=iωCV και I_G = V/R = GV. Τότε, το ολικό ρεύμα είναι

$$I = I_{c} + I_{g} = i\omega CV + GV = i\omega V \left(C - i \frac{G}{\omega} \right)$$
(2.33)

σε πλήρη αναλογία με τις σχέσεις (2.29) και (2.31). Η εμπέδηση του κυκλώματος είναι



Εικόνα 2.10. Παράλληλο κύκλωμα RC για την εξομοίωση στοιχείου διηλεκτρικού μέσου. Εάν το στοιχείο έχει εμβαδόν διατομής Α και πάχος Ι, τότε C=εΑ/Ι και G=σΑ/Ι. Η εν σειρά διάταξη παρομοίων κυκλωμάτων εξομοιώνει ολόκληρο το μέσο διάδοσης.

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + \frac{1}{i\omega C}$$

και αποτελεί μιγαδικό μέγεθος (Z = Z' + iZ'') με πραγματικό και φανταστικό μέρη αντίστοιχα

$$Z' = \frac{R}{1 + (RC\omega)^2} \quad \text{kon} \quad Z'' = \frac{R^2 C\omega}{1 + (RC\omega)^2}$$
(2.34)

όπου η συχνότητα συντονισμού του κυκλώματος είναι $\omega = 1/(RC)$ ή ισοδύναμα ο χρόνος ανακούφισης τ = RC.

2.3.3. Διηλεκτρικά φάσματα ανακούφισης – διηλεκτρική φασματοσκοπία

Όπως είναι προφανές από την ανωτέρω συζήτηση, η διηλεκτρική σταθερά ελαττώνεται συναρτήσει της συχνότητας από μία τιμή χαμηλής συχνότητας K_0 προς μία οριακή τιμή υψηλής συχνότητας K_{∞} μέσω αρκετών μεταπτώσεων. Στις ζώνες μετάπτωσης υπάρχει απώλεια ενέργειας η οποία μπορεί να περιγραφεί μέσω της σύνθετης διηλεκτρικής σταθεράς, ή της σύνθετης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς, της οποίας το πραγματικό μέρος εκφράζει τις διηλεκτρικές ιδιότητες του μέσου και το φανταστικό μέρος τις ολικές απώλειες.

Το κλασσικό πρότυπο αναλυτικής περιγραφής των μεταβολών της διηλεκτρικής σταθεράς οφείλεται στον Debye και βασίζεται στην εξομοίωση της συμπεριφοράς διηλεκτρικού μέσου με παράλληλο κύκλωμα RC. Έχει την μορφή

$$\mathbf{K}^{*}(\boldsymbol{\omega}) = \mathbf{K}_{\boldsymbol{\omega}} + \frac{\mathbf{K}_{0} - \mathbf{K}_{\boldsymbol{\omega}}}{1 + i\boldsymbol{\omega}\tau},$$
(2.35)

και ισχύει για διεργασίες με έναν μοναδικό χρόνο ανακούφισης τ, απαραίτητο για την διέγερση ή αποδιέγερση της πόλωσης⁵⁴. Η ομοιότητα της σχέσης 2.35 με την 2.34 είναι προφανής. Η μεταβολή του πραγματικού και φανταστικού μέρος του προτύπου Debye συναρτήσει της συχνότητας (φάσμα συχνότητας) παρουσιάζεται με διακεκομμένη γραμμή στην Εικόνα 2.11, όπου σαφώς φαίνεται ότι η μετάπτωση της διηλεκτρικής σταθεράς και η μέγιστη απώλεια ενέργειας λαμβάνουν χώρα στην άμεση γειτονία της κρίσιμης συχνότητας ω=1/τ. Το διάγραμμα πραγματικού – φανταστικού μέρους της σύνθετης διηλεκτρικής σταθεράς (ή της σύνθετης αγωγιμότη-

 $^{^{54}}$ Το πρότυπο Debye αρχικά δημιουργήθηκε για την περιγραφή φαινομένων διπολικής πόλωσης.



Εικόνα 2.11. Το πραγματικό (άνω) και φανταστικό (κάτω) μέρη σύνθετης σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς. Οι διακεκομμένες ερυθρές γραμμές αντιστοιχούν στο πρότυπο Debye. Οι συνεχείς κυανές γραμμές αντιστοιχούν στο πρότυπο Cole and Cole.



Εικόνα 2.12. Διάγραμμα Cole- Cole για καθαρό H₂O (διηλεκτρικό μέσο με απλό μηχανισμός πόλωσης, χωρίς ωμικές απώλειες στις πολύ υψηλές και πολύ χαμηλές συχνότητες). Στην προκειμένη περίπτωση η διηλεκτρική σταθερά εξαρτάται από την θερμοκρασία, συνεπώς το διάγραμμα Cole – Cole είναι διαγνωστικό της θερμικής κατάστασης του μέσου.

τας, ή της εμπέδησης κ.λ.π.), έχει ημικυκλικό σχήμα με την συχνότητα συντονισμού στο κέντρο και ονομάζεται διάγραμμα Cole- Cole. Η μορφή του διαγράμματος Cole – Cole είναι διαγνωστική του διηλεκτρικού μέσου (π.χ. βλ. Εικόνα 2.12).

Στην πραγματικότητα η μετάπτωση του χρόνου ανακούφισης λαμβάνει χώρα σε ευρύτερη ζώνη συχνότητας από ότι προβλέπει το πρότυπο Debye, δεδομένου ότι και πειραματικά αποδεικνύεται πως περισσότερες της μίας διεργασίες ανακούφισης συμβάλλουν στην μεταβολή της διηλεκτρικής σταθεράς. Η περίπτωση αυτή περιγράφεται από το πρότυπο Cole και Cole⁵⁵ το οποίο προσομοιώνει την μετάπτωση με κατανεμημένη σειρά διεργασιών ανακούφισης της μορφής

$$K^{*}(\omega) = K_{\omega} + \frac{K_{0} - K_{\omega}}{1 + (i\omega\tau)^{1-a}},$$
(2.36)

όπου α ∈ (0, 1) είναι η παράμετρος κατανομής Cole – Cole και α =0 αντιστοιχεί στο πρότυπο

⁵⁵ Cole, K.S. and Cole, R.H., 1941, "Dispersion and absorption in dielectrics I: Alternating currents characteristics", *Journal of Chemical Physics*, **9**, 341-351.



Εικόνα 2.13. Η γενική συμπεριφορά του πραγματικού και φανταστικού μέρους της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς για πολλαπλούς/ σύνθετους μηχανισμούς πόλωσης με ωμικές απώλειες. Το διάγραμμα αντιστοιχεί σε μερικώς κεκορεσμένο πορώδες πέτρωμα. Η σχετική συμβολή των διαφορετικών μηχανισμών πόλωσης και ωμικών απωλειών εξαρτάται από τον βαθμό κορεσμού του πορώδους. Για παράδειγμα, υψηλός βαθμός κορεσμού αυξάνει την αγωγιμότητα και το μέγεθος των ωμικών απωλειών ενώ μπορεί να τροποποιήσει την μορφή της μετάπτωσης στις υψηλότερες συχνότητες.



Εικονα 2.14. Η μορφή του διαγράμματος Cole – Cole στην περίπτωση πολλαπλών/ σύνθετων μηχανισμών πόλωσης με ωμικές απώλειες.

Debye. Η συνεχής γραμμή της Εικόνας 2.11 εικονίζει ένα τυπικό φάσμα συχνότητας για το πρότυπο Cole – Cole και καθιστά εμφανή την διαφορά από το πρότυπο Debye: η απώλεια ενέργειας είναι διεσπαρμένη σε σημαντικά μεγαλύτερο εύρος συχνότητας.

Σ' αμφότερα τα ανωτέρω πρότυπα, η διηλεκτρική σταθερά υψηλής συχνότητας K_{∞} εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά πόλωσης/ ανακούφισης των ελαφρύτερων ιόντων και είναι γενικά ανεξάρτητη από την θερμοκρασία ή την ύπαρξη νερού. Σε οπτικές συχνότητες προσεγγίζει τον δείκτη διάθλασης. Η διηλεκτρική σταθερά χαμηλής συχνότητας K_0 είναι μεγαλύτερη λόγω της ύπαρξης πολικών φορτίων και φορτίων χώρου, εξαρτάται δε άμεσα από την θερμοκρασία (Εικόνα 2.12).



ρ * (ohm.m)

Εικόνα 2.15. Διαγράμματα Cole – Cole της σύνθετης ειδικής αντίστασης ($\rho^*=1/\sigma^*$) ψαμμιτικών πετρωμάτων για διαφορετικές αγωγιμότητες πορικού ρευστού (ηλεκτρολύτη). Σε κάθε διάγραμμα η μέγιστη συχνότητα αντιστοιχεί στο 1 MHz, το κεντρικό σημείο στα 10^4-10^5 Hz και η ελάχιστη συχνότητα στα $10^{-2}-10^{-4}$ Hz. (Aπό Chelidze, T.L., Gueguen, Y. and Ruffet, C., 1999, "Electrical spectroscopy of porous rocks: a review – II. Experimental results and interpretation", *Geophys. J. Int.*, 137, 16-34.)

Θεωρήσατε τώρα ότι για απλούς μηχανισμούς πόλωσης⁵⁶ ο πραγματικός (ωμικός) όρος είναι μηδενικός σε πολύ υψηλές και πολύ χαμηλές συχνότητες, ώστε να μην λαμβάνει χώρα ροή ρεύματος αγωγιμότητας (ωμικές απώλειες). Στην γενική περίπτωση όμως, στο μέσο συνυπάρχουν πολλαπλοί/ σύνθετοι μηχανισμοί πόλωσης και εμφανίζεται ένας όρος ωμικών απωλειών, ο οποίος καθίσταται σημαντικός στις χαμηλές συχνότητες (ω<<σ/s>

Όπως είναι σχεδόν προφανές, το φάσμα των διηλεκτρικών ιδιοτήτων ενός υλικού και το αντίστοιχο διάγραμμα Cole –Cole εξαρτάται αμέσως από την σύνθεση του υλικού και την σχετική συμβολή και αλληλεπίδραση των μηχανισμών πόλωσης. Κατά συνέπεια μπορεί να αποτελέσει μέσο διαγνωστικό των πετροφυσικών ιδιοτήτων του υλικού. Η διαπίστωση αυτή απετέλεσε και την βάση ενός διαδεδομένου και χρησιμότατου κλάδου μελέτης των υλικών, της διηλεκτρικής φασματοσκοπίας.

⁵⁶ Δηλαδή μηχανισμούς χωρίς τις πολλαπλές αλληλεπιδράσεις που εμφανίζουν τα σύνθετα φαινόμενα πόλωσης που κυριαρχούν στις χαμηλές κυρίως συχνότητες, όπως για παράδειγμα η πόλωση επαφής ή το φαινόμενο Maxwell – Wagner.

Ένα παράδειγμα της χρήσης και χρησιμότητας της διηλεκτρικής φασματοσκοπίας δίδεται στην Εικόνα 2.15, η οποία παρουσιάζει την διηλεκτρική συμπεριφορά δύο τύπων ψαμμίτη από την Γαλλία (Fontainebleau και Les Vosges) σε ευρύ φάσμα συχνότητας, από 10⁻⁴ Hz μέχρι 1 MHz. Για κάθε περίπτωση παρουσιάζονται τρία φάσματα δειγμάτων κεκορεσμένων με άλμη KCl, αγωγιμότητας 1mS/m, 10mS/m και 100mS/m αντιστοίχως. Τα αποτελέσματα δείχνουν σαφώς διαφορετική συμπεριφορά μεταξύ των δύο πετρωμάτων, η οποία κατά βάση οφείλεται στο διαφορετικό ποσοστό διασυνδεδεμένου πορώδους.

Ο ψαμμίτης του Fontainebleau έχει ενεργό πορώδες 4,5% το οποίο είναι σχετικά αρκετά υψηλό. Παρατηρήσατε ότι η σύνθετη ειδική αντίσταση του πετρώματος (ρ* = 1/σ*) ελαττώνεται σημαντικά με αύξηση της αγωγιμότητας του ηλεκτρολύτη αλλά το σύστημα πετρώματος – ηλεκτρολύτη συμπεριφέρεται ως διηλεκτρικό με απλούς ως ελαφρά κατανεμημένους μηχανισμούς ανακούφισης εμφανιζόμενους στα 10^4 - 10^5 Hz και σχετικά μικρές ωμικές απώλειες στις πολύ χαμηλές συχνότητες (10^{-2} - 10^{-4} Hz). Αντιθέτως, ο ψαμμίτης του Les Vosges έχει υψηλό πορώδες 21,7%, πράγμα που αυξάνει δραματικά τις ωμικές απώλειες και διαφοροποιεί σημαντικά τις συνθήκες συχνοτικής εξάρτησης της διηλεκτρικής σταθεράς. Σημειωτέο είναι ότι για την πλέον υψηλή αγωγιμότητα ηλεκτρολύτη (100 mS/m), το σύστημα συμπεριφέρεται σχεδόν ως καθαρός ωμικός αγωγός σε όλες τις συχνότητες.

Δεδομένου ότι τα πορώδη πετρώματα σχηματίζουν ταμιευτήρες πολύτιμων ρευστών (π.χ. πόσιμο νερό, γεωθερμικά ρευστά, πετρέλαιο), είναι προφανές ότι η πληροφορία που παρέχει η διηλεκτρική φασματοσκοπία είναι πολύτιμη, όχι μόνο για την ορθή ερμηνεία γεωφυσικών (ηλεκτρικών, ηλεκτρομαγνητικών και γεωραντάρ) διασκοπήσεων αλλά και για την ορθή διάγνωση των συνθηκών του ταμιευτήρα με σκοπό την (οικονομικά και περιβαλλοντικά) βέλτιστη εκμετάλλευση και διαχείρισή του, ή ακόμη και για την προστασία του (π.χ. πόσιμο νερό από ρύπανση).

3. ΤΟ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΣΕ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΑ ΑΓΩΓΙΜΑ ΜΕΣΑ

3.1. ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ: ΚΥΜΑΤΑΡΙΘΜΟΣ ΚΑΙ ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

Μέχρι τώρα, οι ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες της ύλης εξετάστηκαν ξεχωριστά. Στην πραγματικότητα όμως, οι φυσικές ιδιότητες που περιγράφονται από τις τρεις καταστατικές σχέσεις του ηλεκτρομαγνητισμού συνδυάζονται και διαμορφώνουν μία χαρακτηριστική παράμετρο που περιγράφει την συμπεριφορά και τρόπο διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου εντός της ύλης, τον κυματαριθμό (wavenumber). Αν αντικαταστήσομε τις τρεις καταστατικές σχέσεις στις εξισώσεις του Μαxwell, λαμβάνομε

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$
(3.1a)
$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$
(3.2a)

 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ kai $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$

Θα θεωρήσομε επίσης την περίπτωση κατά την οποία η χρονική μεταβολή του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου είναι αρμονική, οπότε οι χρονικές παράγωγοι στις εξισώσεις (3.1) μπορούν να αντικατασταθούν με την τελεστική σχέση⁵⁷:

$$F(t) = F_0 e^{i\omega t} \Rightarrow \frac{\partial F}{\partial t} = i\omega F_0 e^{i\omega t} = i\omega F(t) \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} = i\omega$$

Etai, oi eξiaioseic tou Maxwell γίνονται :

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma + i\omega \varepsilon) \mathbf{E}$$
(3.1β)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mu \mathbf{H}$$
(3.2β)

Απαλοιφή του Η από τις (3.1β) και (3.2β) οδηγεί στην εξίσωση διάδοσης του ηλεκτρικού πεδίου⁵⁸

$$\nabla^2 \mathbf{E} = i\omega\mu[\sigma + i\omega\varepsilon]\mathbf{E}$$
(3.3)

Ως αποτέλεσμα των πράξεών μας, όλες οι ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες των πετρωμάτων και η συχνότητα, ομαδοποιούνται σε μία παράμετρο που χαρακτηρίζει την αλληλεπίδραση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου με το μέσο :

$$\mathbf{k}^2 = -i\omega\mu[\sigma + i\omega\varepsilon] = \omega^2\mu\varepsilon - i\omega\mu\sigma \tag{3.4}$$

Η παράμετρος **k** είναι ο κυματαριθμός του πεδίου.

Η γεωμετρία του πεδίου αποτελεί τον δεύτερο σημαντικό παράγοντα που καθορίζει τα χαρακτηριστικά διάδοσης και απόσβεσης και, όπως είναι ευνόητο, εξαρτάται από την πηγή και μεταβάλλεται συναρτήσει της απόστασης από αυτήν, ορίζοντας κυματικές ζώνες με διαφορετικές ιδιότητες. Για να γίνει αυτό κατανοητό θα δοθεί ένα αναλυτικό παράδειγμα. Θεωρήσατε την

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = -\nabla^2 \mathbf{A} + \nabla (\nabla \bullet \mathbf{A})$$

⁵⁷ Σημειώνεται ότι η πράξη αυτή είναι επιτρεπτή μόνον όταν η μαγνητική διαπερατότητα και η διηλεκτρική σταθερά μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες του χρόνου. Αυτό αληθεύει για τα υλικά της Γης εν γένει, αλλά δεν προσεγγίζει ρεαλιστικά την συμπεριφορά των (ελαχίστων) φερρομαγνητικών πετρωμάτων.

 $^{^{58}}$ Δοκιμάσατε αντικαθιστώντας την (3.2β) στην (3.1β) και χρησιμοποιώντας την ταυτότητα



Εικόνα 3.1. Ηλεκτρικό δίπολο και η γεωμετρία του εκπεμπομένου από αυτό ΗΜ πεδίου.

Εικόνα 3.1 που παριστά ένα ηλεκτρικό δίπολο διαρεόμενο από ομογενές ρεύμα Ι με είσοδος στον πόλο C_2 και έξοδο στον πόλο C_1 . Το κύκλωμα κλείνει μέσω *ομογενούς ισοτροπικού*, αγωγίμου διηλεκτρικού και παραμαγνητικού μέσου. Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που παράγεται από αυτή την διάταξη παρουσιάζει σφαιρική συμμετρία και ως εκ τούτου είναι πολύ ευκολότερο να περιγραφεί σε σφαιρικές πολικές συντεταγμένες (βλ. Παράρτημα 3).

Όταν το ρεύμα I είναι στατικό ($\omega \rightarrow 0$) και σε αποστάσεις πολύ μεγαλύτερες από το μήκος του διπόλου (r >> l) το ηλεκτρικό πεδίο θα μεταβάλλει ένταση μόνο κατά την ακτινική (r) και μεσημβρινή (9) διεύθυνση, όντας αζιμουθιακά σταθερό. Τότε είναι σχετικά εύκολο να δειχθεί ότι⁵⁹

$$J_{r} = \frac{ll\cos\theta}{2\pi r^{3}} \qquad \qquad E_{r} = \frac{ll\cos\theta}{2\pi r^{3}(\sigma + i\omega\varepsilon)}$$
$$J_{\theta} = \frac{ll\sin\theta}{4\pi r^{3}} \qquad \qquad \Rightarrow \qquad \qquad E_{\theta} = \frac{ll\sin\theta}{4\pi r^{3}(\sigma + i\omega\varepsilon)}$$

Επειδή το γραμμικό ολοκλήρωμα του μαγνητικού πεδίου γύρω από ένα κύκλο στο (r, 9) ισούται προς το ολικό ρεύμα μέσω του κύκλου (από τον νόμο του Ampére), σε κάθε σημείο (r, 9)υπάρχει μόνο μία αζιμουθιακή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου H_φ

$$2\pi r \sin \vartheta H_{\varphi} = \int_{0}^{2\pi \vartheta} \int_{0}^{\vartheta} J_{r} r^{2} \sin \varphi d\varphi d\vartheta \qquad \Rightarrow \qquad H_{\varphi} = \frac{l l \sin \vartheta}{4\pi r^{2}}$$

Όταν το ρεύμα I μεταβάλλεται, ($\omega > 0$), η σφαιρική συμμετρία εξακολουθεί να επιβάλλει ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του διπόλου θα ορίζεται από τρεις μόνο συνιστώσες (E_r , E_9 , H_{φ}). Οι εξισώσεις Maxwell που περιγράφουν την ζεύξη και διάδοση αυτών των συνιστωσών σε ομογενή χώρο και σφαιρικές πολικές συντεταγμένες γίνονται (βλ. Παράρτημα 3),

$$\frac{\partial (r \mathbf{E}_{9})}{\partial r} - \frac{\partial \mathbf{E}_{r}}{\partial 9} = -i\omega\mu r \mathbf{H}_{9}, \qquad (3.5\alpha)$$

⁵⁹ e.g. Wait, J.R., 1969, "Characteristics of antennas over lossy earth, in *Antenna Theory*, R.E. Colin and F.J. Zucker eds., McGraw Hill, New York.

$$\frac{\partial (r \mathbf{H}_{\varphi})}{\partial r} = -\sigma \mathbf{E}_{\vartheta} + i\omega\varepsilon \mathbf{E}_{\vartheta}$$
(3.5β)

$$\frac{\partial(\sin \Theta H_{\varphi})}{\partial \Theta} = \sigma r \sin \Theta E_r + i\omega \varepsilon \sin \Theta E_r$$
(3.5 γ)

οι οποίες ισχύουν παντού εκτός από την πηγή! Απαλείφοντας τις E_θ και E_r λαμβάνομε την μονόμετρη εξίσωση διάδοσης για την αζιμουθιακή μαγνητική συνιστώσα H_{ϕ} σε σφαιρικές συντεταγμένες:

$$r\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r H_{\phi}) + \frac{\partial}{\partial 9} \frac{1}{\sin 9} \frac{\partial}{\partial 9} (\sin 9 H_{\phi}) = k^2 r^2 H_{\phi}$$
(3.6)

Θέτοντας $H_{\varphi} = f(r) \sin \vartheta \eta$ (3.6) ανάγεται στην εξίσωση

$$r\frac{\partial^2}{\partial r^2}(rf) - 2f = k^2 r^2 f$$

με λύσεις
$$f = \frac{C}{r^2} (1 \pm kr) e^{\pm kr}$$

Κρατάμε την λύση που για Re{k}>0, $f \rightarrow 0$ όταν $r \rightarrow \infty$, οπότε από την (3.6) έχομε:

$$H_{\varphi} = \frac{l \sin \theta}{4\pi r^2} (1 + k r) e^{-k r}$$
(3.7)

Με αντικατάσταση της (3.7) στις εξισώσεις (3.5β) και (3.5γ) λαμβάνομε:

$$E_r = \frac{ll\cos\theta}{2\pi r^3} \frac{1}{\sigma + i\omega\varepsilon} (1 + kr)e^{-kr}$$
(3.8)

και

$$E_{\vartheta} = \frac{l \sin \vartheta}{4\pi r^3} \frac{1}{\sigma + i\omega\varepsilon} \left(1 + k r + k^2 r^2 \right) e^{-kr}$$
(3.9)

Όπως είναι προφανές από τις εξισώσεις 3.7 – 3.9, οι ιδιότητες απόσβεσης του ΗΜ πεδίου μεταβάλλονται συναρτήσει της απόστασης από την πηγή και ορίζουν τρεις κυματικές ζώνες. Έκεί όπου rk<<1, το πεδίο ευρίσκεται στην εγγύς ζώνη (εγγύς πεδίο) και είναι έντονα καμπυλόγραμμο. Οι πρώτοι όροι των E_r και E_9 , αποσβένυνται με πολύ ταχύ ρυθμό ($\propto r^{-3}$), ενώ οι υπόλοιποι όροι είναι αμελητέοι. Στην ενδιάμεση ή επαγωγική ζώνη, το πεδίο έχει «φουσκώσει» και η καμπυλότητά του έχει ελαττωθεί, ευρίσκεται δε αρκετά μακρυά από την πηγή ώστε πρώτοι όροι των E_r και E_9 (που αποσβένυνται κατά τον αντίστροφο κύβο) να είναι περίπου αμελητέοι, ενώ οι δεύτεροι ($\propto r^2$) ισχυροί και κυριαρχικοί. Τέλος, όταν kr >>1, το πεδίο ευρίσκεται στην άπω ή μακράν ζώνη⁶⁰ (μακράν πεδίο). Οι δύο πρώτοι όροι των E_r και E₉ είναι αμελητέοι και στην πράξη η ακτινική συνιστώσα (E_r) εξαφανίζεται. Ο τρίτος όρος της E₉ και ο δεύτερος όρος της H_{0} κυριαρχούν, δηλαδή μόνο οι εγκάρσιες συνιστώσες H_{0} και E_{0} διαδίδονται και αποσβένυται $\propto r^{-1}$. Το πεδίο έχει «φουσκώσει» τόσο πολύ ώστε τοπικά εμφανίζει αμελητέα καμπυλότητα και προσομοιάζει επίπεδο κύμα. Αξιοσημείωτο είναι ότι το μαγνητικό πεδίο αποσβένυται πολύ βραδύτερα από το ηλεκτρικό ($\propto r^2$ στην εγγύς ζώνη και $\propto r^1$ στις άλλες), ενώ οφείλει να τονισθεί το γεγονός ότι η πραγματική απόσταση εκάστης ζώνης από την πηγή εξαρτάται από την συχνότητα, την ειδική αγωγιμότητα, την διηλεκτρική σταθερά και την μαγνητική διαπερατότητα, δηλ. τις παραμέτρους που καθορίζουν τον κυματαριθμό. Είναι προφανές ότι στο εγγύς πεδίο όπου υπάρχει έντονη μεταβολή της έντασης και γεωμετρίας του πρωτεύοντος, η διέγερση της Γης είναι πολύ διαφορετική από την μακράν ζώνη όπου η γεωμετρία είναι σχεδόν σταθερή και η

⁶⁰ Στην πρώην Σοβιετική βιβλιογραφία αυτή αναφέρεται και ως κυματική ζώνη



Εικόνα 3.2. Η γεωμετρία επιπέδου κύματος (μακράν πεδίο) σε ελεύθερο χώρο.

ένταση μεταβάλλεται με σχετικά βραδείς ρυθμούς. Τα ανωτέρω ισχύουν για όλες τις γεωμετρίες μικρών πηγών, με τις κατάλληλες για εκάστη προσαρμογές. Για παράδειγμα, σε περιπτώσεις πηγών τύπου γειωμένων καλωδίων και βρόχων μεγάλων διαστάσεων, το πρωτεύον πεδίο το πεδίο εξασθενίζει με πολύ βραδύ ρυθμό ($\propto 1/r$).

3.2. ΕΠΙΠΕΔΟ ΚΥΜΑ ΣΕ ΟΜΟΓΕΝΗ ΧΩΡΟ.

Θα κάνομε τώρα μερικές δραστικές απλουστεύσεις για να περιγράψομε τα βασικά χαρακτηριστικά της διάδοσης ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου εντός πεπερασμένων αγώγιμων μέσων. Ας θεωρήσομε τώρα, ένα απεριόριστο ομογενές μέσο με ιδιότητες μ, ε και σ, το οποίο πληρεί όλο τον χώρο. Ας θεωρήσομε επίσης ότι το μέσο αυτό διεγείρεται από ένα ομογενές επίπεδο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο το οποίο σε καρτεσιανές συντεταγμένες έχει εξής χαρακτηριστικά :

- Το ηλεκτρικό πεδίο έχει μόνο x-συνιστώσα,
- Το μαγνητικό πεδίο έχει μόνο y-συνιστώσα

Τα πλάτη του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου μεταβάλλονται μόνο κατά την z-διεύθυνση.
 Μία αναπαράσταση των συνθηκών αυτών για ελεύθερο χώρο δίδεται στο Σχήμα 3.2. Στην περίπτωση αυτή ισχύει ∂/∂x = ∂/∂y = 0, οπότε οι εξισώσεις του Maxwell ανάγονται στις:

$$-\frac{\partial \mathbf{H}_{y}}{\partial z} = \sigma \mathbf{E}_{x} + i\omega\varepsilon \mathbf{E}_{x}$$
(3.10a)

$$\frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial z} = -i\omega\mu \mathbf{H}_y \tag{3.10\beta}$$

και η εξίσωση (3.3) ανάγεται στην ομογενή μονόμετρο εξίσωση:

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + k^2 E_x = 0 \tag{3.11}$$

η οποία επιδέχεται την απλή λύση

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{E}_{x,0} \mathbf{e}^{-i\mathbf{k}\,z} \tag{3.12}$$

με $E_{x,0}$ να παριστάνει την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε κάποιο σημείο αναφοράς εντός του μέσου, έστω το z=0. Από τις (3.11) και (3.10β) λαμβάνομε

$$H_{y} = \frac{E_{x,0}k}{\omega\mu} e^{-ikz} = H_{y,0}e^{-ikz}$$

Ο λόγος

$$\zeta = \frac{E_x}{H_y} = \frac{\omega\mu}{k}$$
(3.13)

παριστά την χαρακτηριστική εμπέδηση (specific impedance), ή χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση του μέσου.

Στο σημείο αυτό μπορούμε να μελετήσουμε την επίδραση του μέσου διάδοσης στο HM πεδίο, αναλύοντας τον κυματαριθμό και την λύση (3.12). Από την σχέση $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon - i \omega \mu \sigma$ (3.14)

εύκολα προκύπτει ότι ο κυματαριθμός έχει την μορφή

$$k = \omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \omega^2}} + 1 \right) - i\omega \sqrt{\frac{\mu\varepsilon}{2}} \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \omega^2}} - 1 \right) = \alpha - i\beta.$$
(3.15)

Ισοδύναμη έκφραση λαμβάνεται αν κάνομε χρήση των σχέσεων (2.31) και (2.32) για να ξαναγράψομε την (3.14) υπό την μορφή

$$\mathbf{k}^{2} = \left(\varepsilon - i\frac{\sigma}{\omega}\right)\mu\omega^{2} = (1 - \tan \delta)\mu\varepsilon'\omega^{2}$$

συναρτήσει της εφαπτομένης απώλειας. Από αυτή την σχέση εξάγονται ισοδύναμες εκφράσεις για τις σταθερές α και β:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu \varepsilon'}{2} \left(\frac{1 + \cos \delta}{\cos \delta}\right)} \qquad \text{kat} \qquad \beta = \omega \sqrt{\frac{\mu \varepsilon'}{2} \left(\frac{1 - \cos \delta}{\cos \delta}\right)} \tag{3.16}$$

Κάνοντας χρήση της (3.15) μπορούμε να ξαναγράψομε την σχέση (3.12) λίγο διαφορετικά:

$$\mathbf{E}_{x} = \mathbf{E}_{x,0} \cdot \mathbf{e}^{-(\beta + i\alpha)z} = \left(\mathbf{e}^{-\beta z}\right) \cdot \left(\mathbf{e}^{-i\alpha z}\right) = \mathbf{E}_{x,0} \cdot \left(\mathbf{e}^{-\beta z}\right) \cdot \left[\left|\alpha z\right| \cdot \left\{\cos(\alpha z) - i\sin(\alpha z)\right\}\right]$$
(3.17)

Ο όρος β (φανταστικό μέρος του κυματαριθμού) υποχρεώνει το πεδίο να αποσβένυται εκθετικά κατά την διεύθυνση +z. Η ελάττωση της έντασης του πεδίου προκαλείται από μετατροπή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου σε θερμότητα, λόγω της ροής ωμικού ρεύματος εξ επαγωγής εντός του μέσου. Στην πράξη, τα χαρακτηριστικά απόσβεσης του μέσου καθορίζονται από την απόσταση 1/β, στην οποία το πεδίο έχει αποσβεσθεί κατά παράγοντα 1/e. Το μέγεθος αυτό είναι γνωστό ως επιδερμικό βάθος (skin depth), είναι χαρακτηριστική ιδιότητα της ύλης και αποτελεί μέτρο του βάθους διείσδυσης του HM κύματος στο μέσο διάδοσης.

Ο όρος α (πραγματικό μέρος του κυματαριθμού) δηλώνει ότι το πεδίο μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με την απόσταση *z*, χωρίς απόσβεση του μέσου πλάτους του. Κάθε φορά που η γωνία στις τριγωνομετρικές συναρτήσεις της εξίσωσης 3.17 αυξάνεται κατά 2π, ο όρος λαμβάνει την αυτή τιμή. Η απόσταση αυτή,

$$\lambda = \frac{2\pi}{\alpha}$$

είναι γνωστή ως μήκος κύματος (wavelength). Το ένα μήκος κύματος θα διανυθεί σε μία περίοδο με ταχύτητα

$$\upsilon = \frac{\lambda}{T} = \frac{\omega}{\alpha} \quad \xrightarrow{(3.16)} \quad \upsilon = \sqrt{\frac{1}{\mu\varepsilon'} \cdot \frac{2\cos\delta}{1 + \cos\delta}}$$
(3.18)

που ορίζεται ως η φασική ταχύτητα (phase velocity) του κύματος. Εάν οι ηλεκτρικές (διηλεκτρικές) ιδιότητες του μέσου μεταβάλλονται συναρτήσει της συχνότητας, τότε και η φασική ταχύτητα θα μεταβάλλεται συναρτήσει της συχνότητας και το μέσο θα προκαλεί διασπορά. Εφόσον δεν υπάρχει καμία απολύτως απώλεια ενέργειας ($\sigma = 0$, $\varepsilon'' = 0$, οπότε $\delta = 0$), και εφόσον το μέσο είναι παραμαγνητικό (όπως άλλωστε είναι τα γεωυλικά πλην ελαχίστων εξαιρέσεων), η φασική ταχύτητα γίνεται

$$\upsilon = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \varepsilon_0 \,\mathrm{K}}} = \frac{c}{\sqrt{\mathrm{K}}} \tag{3.19}$$

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Όπως είναι προφανές, η ταχύτητα του ΗΜ κύματος σε μέσα με πεπερασμένες ιδιότητες είναι μικρότερη της ταχύτητας του φωτός σε ελεύθερο χώρο (κενό) και ελαττώνεται δραστικά εάν το μέσο παρουσιάζει απώλειες.

Η κατανόηση της συμπεριφοράς του κυματαριθμού ως συνάρτησης της συχνότητας είναι σπουδαιότατη για την περαιτέρω κατανόηση της χρήσης των ηλεκτρομαγνητικών μεθόδων διασκόπησης. Αριθμητικό παράδειγμα μπορεί να δοθεί άμεσα, δεδομένου ότι τα φυσικά πετρώματα μπορούν, εν γένει, να θεωρηθούν διηλεκτρικά και παραμαγνητικά στερεά, έστω με ε «9x10⁻¹¹ F/m (ε/ε₀≈10), ενώ μ≈μ₀. Τότε,

→ Για συχνότητες στο VLF, έστω $ω = 2x10^4$

- $\gamma \iota \alpha \sigma = 0.001 \text{ S/m} (1000 \Omega \text{m}) \implies k^2 \approx 4 \times 10^{-8} i2.5 \times 10^{-5}$
- $\gamma \iota \alpha \sigma = 1000 \text{ S/m} (0.001 \Omega \text{m}) \Rightarrow k^2 \approx 4 \times 10^{-8} i25$
- → Για συχνότητες στο VHF, έστω $ω = 2x10^8$
 - $\gamma \iota \alpha \sigma = 0,001 \text{ S/m} (\rho = 1000 \Omega \text{ m}) \implies k^2 \approx 4,52 i2,5 \times 10^{-1}$
 - $\gamma \iota \alpha \sigma = 1000 \text{ S/m} (\rho = 0.001 \Omega \text{m}) \Rightarrow k^2 \approx 4.52 i2.5 \times 10^5$

Οπως είναι προφανές, σε σχετικά χαμηλές συχνότητες, ή σε αγώγιμα μέσα ή σ' αμφότερες τις καταστάσεις, ο όρος που περιγράφει τα ρεύματα μετατόπισης είναι αμελητέος σε σύγκριση με αυτόν που περιγράφει τα ρεύματα αγωγιμότητας. Αντιθέτως, το ρεύμα μετατόπισης κυριαρχεί σε υψηλές συχνότητες και αντιστατικά σώματα. Επίσης είναι προφανές ότι μόνο σε αγωγίμους γεωλογικούς σχηματισμούς λαμβάνουν τα ρεύματα αγωγιμότητας αξιόλογες τιμές. Συνεπώς, το ΗΜ πεδίο αποσβένυται ελάχιστα εντός ύλης χαμηλής αγωγιμότητας.

Για μέσο με δεδομένες ιδιότητες σ και ε, χαμηλές συχνότητες θεωρούνται αυτές για τις οποίες σ>>ωε', δηλαδή σ/ωε' >>1. Στα γεωυλικά ως χαμηλές συχνότητες γενικά θεωρούνται οι κάτω των 100KHz. Στις συνθήκες αυτές το ρεύμα αγωγιμότητας είναι αμελητέο και το HM πεδίο ευρίσκεται στην σχεδόν-στατική (quasi-static) ηλεκτροδυναμική κατάσταση, όπου μόνον τα ρεύματα αγωγιμότητας έχουν σημασία. Τότε το HM πεδίο διαδίδεται διαχυτικά και ο κυματαριθμός λαμβάνει την προσεγγιστική τιμή

$$k^2 \approx -i\omega\mu\sigma , \qquad (3.20)$$

έχοντας ίσα πραγματικά και φανταστικά μέρη που εκφράζονται ως:

$$k = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2} - i\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}} \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{k} = \beta(1-i) \tag{3.21}$$

Η χαρακτηριστική εμπέδηση γίνεται

$$\zeta = \frac{\mathbf{E}_x}{\mathbf{H}_y} = \frac{\omega\mu}{\mathbf{k}} = \frac{\omega\mu}{\beta(1-i)},$$

από όπου, τελικά,

$$\zeta = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} e^{\left(\frac{i\pi}{4}\right)}$$
(3.22)

Όπως φαίνεται, το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο βρίσκονται σε σταθερή μεταξύ τους χρονική υστέρηση (διαφορά φάσης) ίση προς π/4, ενώ αποσβένυνται υφιστάμενα ελάττωση πλάτους κατά 1/e σε απόσταση 1/β. Για σταθερή γωνιακή συχνότητα ω, σε αντιστατικά μέσα, (μικρή σ, μεγάλο επιδερμικό βάθος), το πεδίο διαχέεται σε μεγάλη απόσταση χωρίς αξιόλογη εξασθένηση, ενώ σε αγώγιμα μέσα, (μεγάλη σ, μικρό επιδερμικό βάθος), το πεδίο αποσβένυται ταχέως. Η ένταση του πεδίου είναι επαρκής να μετρήσει αποστάσεις συγκρίσιμες με ελάχιστα μόνον επι-



Εικόνα 3.3. Συμπεριφορά του ηλεκτρικού πεδίου σε ομογενές και ισοτροπικό μέσο, συναρτήσει της συχνότητας και των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του μέσου. (α) Διάχυση στο σχεδόν στατικό όριο (χαμηλές συχνότητες) όπου κυριαρχεί το ρεύμα αγωγιμότητας. (β) Εκθετική απόσβεση ημιτονοειδούς μεταβολής στην ενδιάμεση ζώνη, όπου συνυπάρχει ρεύμα αγωγιμότητας και ρεύμα μετατόπισης. (γ) Διάδοση άνευ απωλειών σε υψηλές συχνότητες.

δερμικά βάθη και η απόσβεση είναι τόσο έντονη, ώστε να είναι αδύνατη η ανίχνευση πεδίων ακτινοβολίας. Η συνθήκη αυτή είναι γνωστή ως επαγωγικό όριο (inductive limit) των ηλεκτρομαγνητικών μεθόδων και στις χαμηλές συχνότητες, το επιδερμικό βάθος επίσης αποκαλείται ηλεκτρική μονάδα μήκους.

Η Εικόνα 3.3α παρουσιάζει γραφική παράσταση της διαχυτικής μεταβολής του πλάτους ηλεκτρικού πεδίου συχνότητας 10 KHz, το οποίο διαδίδεται σε παραμαγνητικό μέσο με σχετική διηλεκτρική σταθερά K=10 και ειδική αντίσταση 100 Ω.m. Το πεδίο αποσβένυται σε αμελητέο πλάτος έχοντας διανύσει απόσταση μόλις ενός μήκους κύματος περίπου. Η Εικόνα 3.4 παρέχει λεπτομερέστερη γραφική αναπαράσταση της διάχυσης ηλεκτρικού πεδίου σε συχνότητες ULF και ομογενή ημιχώρο ειδικής αντίστασης 100Ωm και ταυτοχρόνως αποσαφηνίζει την βασική αρχή της Ηλεκτρομαγνητικής Διασκόπησης στο σχεδόν-στατικό όριο. Οι υψηλότερες συχνότητες διεισδύουν σε μικρότερα βάθη και συλλέγουν πληροφορία για την ρηχή δομή[•] επειδή αποσβένυνται ταχέως δεν επηρεάζονται από τις ιδιότητες της βαθύτερης δομής η οποίες συλλέγονται από τις χαμηλότερες συχνότητες.

Σε πεπερασμένα μέσα, υψηλές συχνότητες θεωρούνται αυτές για τις οποίες σ << ωε', δηλαδή σ/ωε' << 1. Τα γεωυλικά για τα οποία ισχύει αυτή η συνθήκη είναι γενικά αντιστατικά διηλεκτρικά (ημιαγωγοί ως μονωτές). Επιπλέον, στις υψηλές συχνότητες οι μηχανισμοί πόλωσης (ηλεκτρονική ή ατομική) είναι απλοί και εμφανίζουν πολύ βραχύ χρόνο ανακούφισης και ελάχιστες ως αμελητέες απώλειες, δηλαδή ισχύει και η συνθήκη ε'' << ε'. Στην περίπτωση αυτή tanδ≈ε''/ε' << 1, οπότε ο κυματαριθμός γίνεται

$$k \approx \omega \sqrt{\mu \varepsilon'}$$

(3.23)

και το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο διαδίδεται με φασική ταχύτητα που εξαρτάται μόνον από την διηλεκτρική σταθερά και δίδεται από την (3.19). Η Εικόνα 3.3γ. παρουσιάζει γραφική παράστα-



Εικόνα 3.4. Διάχυση του ηλεκτρικού πεδίου σε ομογενή ημιχώρο. Θεωρούμε ότι επίπεδο ΗΜ κύμα ακτινοβολίας σε συχνότητες ULF, διαδιδόμενο κατά τον άξονα z σε ελεύθερο ημιχώρο (σ=0, ε=ε₀, βλ. Εικόνα 3.2), εισέρχεται σε ομογενή αγώγιμο ημιχώρο (σ = 0.01 S/m, αμελητέο ρεύμα μετατόπισης) και συνεχίζει να πορεύεται κατά άξονα z διαχεόμενο και απορροφούμενο. Παρατηρήσατε ότι οι χαμηλότερες συχνότητες διεισδύουν βαθύτερα από τις υψηλότερες, πράγμα που αποτελεί την βάση των ΗΜ μεθόδων διασκόπησης.

ση της διάδοσης ηλεκτρικού πεδίου συχνότητας 1 GHz, το οποίο διαδίδεται σε παραμαγνητικό μέσο με σχετική διηλεκτρική σταθερά K=10 και ειδική αντίσταση 10.000 Ω.m. Ο ημιτονοειδής χαρακτήρας του κύματος διατηρείται σχεδόν αναλλοίωτος εφόσον οι αμελητέες απώλειες δεν μεταβάλλουν το πλάτος του.

Μετρήσεις ΗΜ πεδίων αυτής της φύσης χρησιμοποιούνται για να προσδιορισθούν τα βάθη επαφών μεταξύ γεωλογικών σχηματισμών που εμφανίζουν αντιθέσεις διηλεκτρικής σταθεράς (φασικής ταχύτητας) και ανακλούν τα διαδιδόμενα κύματα. Αυτές οι ΗΜ μέθοδοι είναι πλήρως ανάλογες με τις σεισμικές και κύριος εκπρόσωπός τους είναι το γεωραντάρ.

Στην ενδιάμεση περιοχή συχνοτήτων, εκεί όπου ούτε τα ρεύματα μετατόπισης ούτε τα ρεύματα αγωγιμότητας μπορούν να αγνοηθούν, το πεδίο συμπεριφέρεται αρκετά περιπλοκότερα, όπως στην Εικόνα 3.3β: είναι ημιτονοειδές που αποσβένυται εκθετικά. Είναι επίσης σαφές ότι η αγωγιμότητα διαδραματίζει αποφασιστικό ρόλο στις συνθήκες απόσβεσης και το βάθος διείσδυσης του πεδίου. Γενικά, η μετάβαση από συνθήκες όπου κυριαρχούν τα ρεύματα αγωγιμότητας σε συνθήκες που κυριαρχεί το ρεύμα μετατόπισης δίδεται από την συνθήκη

$$\frac{\sigma}{\omega\epsilon} = 1$$

η οποία προσδιορίζει ότι τα ρεύματα μετατόπισης και αγωγιμότητας συμβάλλουν ισοδυνάμως στον κυματαριθμό. Ο ανωτέρω λόγος είναι γνωστός ως παράγων απόσβεσης ή παράγων απώλειας (loss factor). Η απόσβεση είναι αρκετά αργή σε αντιστατικά μέσα και σε συχνότητες μεγαλύτερες των 10 – 20 MHz, ώστε να είναι δυνατή η χρήση γεωραντάρ προκειμένου να μετρηθεί η απόσταση (βάθος) υπεδαφικών ανακλαστήρων, ακόμη και σε αυτές τις συνθήκες.

Συνοψίζοντας τα ανωτέρω σε σχέση με την εφαρμοσιμότητα και αποτελεσματικότητα των ΗΜ μεθόδων γεωφυσικής διασκόπησης, σημειώνεται ότι η συχνότητα (ή ο χρόνος) είναι ουσι-

αστικά η μόνη παράμετρος που ελέγχει ο γεωφυσικός και η καλή επιλογή της είναι απαραίτητη για σωστή και χρήσιμη διασκόπηση. Όταν επιλέγομε χαμηλές συχνότητες (VLF ως d.c.), αναγκαστικά εστιάζομε την προσοχή μας στην κατανομή της ειδικής αγωγιμότητας του υπεδάφους. Σύμφωνα με τα ανωτέρω, θεμελιώδης ιδιότητα των ΗΜ μεθόδων διασκόπησης είναι, ό,τι έχουν εκ φύσεως καλύτερη δυνατότητα ανίχνευσης αγωγίμων, παρά αντιστατικών γεωλογικών δομών. Όταν επιλέγομε υψηλές συχνότητες, (VHF - UHF), τότε σε αγώγιμα υλικά η απορρόφηση του ΗΜ πεδίου είναι ταχύτατη, το βάθος διείσδυσης εξαιρετικά μικρό και τα αποτελέσματά πτωχά, ενώ σε αντιστατικά υλικά αναγκαστικά εστιάζομε στην μελέτη της κατανομής της διηλεκτρικής σταθεράς συγχρόνως επιτυγχάνοντας σχετικά μεγαλύτερα βάθη διείσδυσης. Εξυπακούεται ότι οι μέθοδοι που χρησιμοποιούν πολύ υψηλές συχνότητες, (δηλαδή το γεωραντάρ και οι παραλλαγές του), είναι εξαιρετικά ευαίσθητες και πρακτικά μη εφαρμόσιμες παρουσία υλικών υψηλής αγωγιμότητας.

Στο σχεδόν-στατικό όριο η διάδοση του ΗΜ πεδίου γίνεται διαχυτικά και είναι σχεδόν αδύνατη η ανίχνευση πεδίων ακτινοβολίας. Αντιθέτως, σε υψηλές συχνότητες και αντιστατικά μέσα, η διάδοση του πεδίου γίνεται κυρίως δι' ακτινοβολίας, εφόσον κυριαρχεί το ρεύμα μετατόπισης. Λόγω των διαφορετικών συνθηκών διάδοσης (που άλλωστε περιγράφονται και από τις αντίστοιχες εξισώσεις), οι δύο καταστάσεις του πεδίου είναι σημαντικά διαφορετικές και απαιτούν πολύ διαφορετική ανάλυση και ερμηνεία.

3.3. ΔΙΑΔΟΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑΧΥΣΗ ΣΕ ΜΗ ΟΜΟΓΕΝΗ ΧΩΡΟ

Είναι αυτονόητο ότι η Γη δεν μπορεί να προσεγγισθεί ρεαλιστικά με ένα ομογενή, συνεχή αγώγιμο χώρο, όπως αυτός που θεωρήσαμε ανωτέρω για διδακτικούς σκοπούς. Η πραγματική Γη είναι ανομοιογενής και κατά κανόνα, στις περισσότερες ΗΜ μεθόδους θεωρούμε την δομή της (γεωηλεκτρική δομή) ως ανομοιογενή κάτω ημιχώρο, με οροφή την μονωτική ατμόσφαιρα. Απλούστερα, η δομή θεωρείται απαρτιζόμενη από γειτνιάζοντα μεγάλα τεμάχη έκαστο των οποίων είναι ομογενές, αλλά όχι απαραιτήτως ισοτροπικό. Σε γενικές γραμμές, αλλά όχι πάντοτε, οι ανομοιογένειες συμπίπτουν με γεωλογικές επαφές ή ασυνέχειες, εντοπισμός και περιγραφή των οποίων είναι και ο σκοπός της διασκόπησης.

Προχωρούμε τώρα σε σύντομη παρουσίαση των τριών τύπων μη-ομογενών γεωηλεκτρικών δομών, που με βάση την υπάρχουσα επιστημονική γνώση μπορούν να περιγραφούν με αναλυτικά μαθηματικά ή να προσομοιωθούν αριθμητικά με ηλεκτρονικό υπολογιστή. Είναι ευνόητο και οφείλει να συνειδητοποιηθεί ό,τι τόσο η μαθηματική περιγραφή, όσο και η αριθμητική προσομοίωση, γίνονται με βάση ιδεατές αναπαραστάσεις της δομής που αποκαλούνται προσομοιώματα ή μοντέλα (από τον - δυστυχώς - δημοφιλή δάνειο αγγλικό όρο model). Σκαριφηματική απεικόνιση τέτοιων προσομοιωμάτων αυτών δίδεται στην Εικόνα 3.5.

Η απλούστερη περίπτωση είναι η *Movoδιάστατη* (1-Δ) δομή, η οποία οφείλεται σε ασυνεχή μεταβολή της αγωγιμότητας συναρτήσει του βάθους (άξονας z) και αποτελείται από διαδοχικά στρώματα διαφορετικού πάχους και ηλεκτρικών ιδιοτήτων (Εικόνα 3.6, άνω). Στην περίπτωση αυτή η αγωγιμότητα είναι σταθερή κατά τους άξονες x και y, οπότε οι μερικές της παράγωγοι κατά τις διευθύνσεις αυτές μηδενίζονται, πράγμα που απλουστεύει σημαντικά την μαθηματική ανάλυση. Φυσικά γεωλογικά ανάλογα τέτοιων προσομοιωμάτων είναι τα αδιατάρακτα ιζήματα ανεξαρτήτως έκτασης, βάθους και γεωλογικού περιβάλλοντος στο οποίο ήθελαν δημιουργηθεί, αλλά και δυναμικοί γεωλογικοί σχηματισμοί όπως για παράδειγμα τα ασπιδωτά ηφαίστεια.

Διδιάστατη (3-Δ) γεωηλεκτρική δομή είναι η σημαντική εκείνη υποπερίπτωση, κατά την οποία ηλεκτρική ασυνέχεια υφίσταται συναρτήσει του βάθους (άξονας z) και κατά μήκος ενός μόνον των οριζοντίων αξόνων, ενώ η δομή εκτείνεται απεριόριστα κατά μήκος του ετέρου ορι-





ζοντίου άξονα. Έτσι υπονοείται ότι η πλευρική ανομοιογένεια της αγωγιμότητας προκαλείται από επιμήκη σώματα ή δομές, όπως π.χ. ρήγματα, τάφροι, φλέβες κ.λ.π. Στην Εικόνα 3.6 (μέση) η διεύθυνση (παράταξη) της ηλεκτρικής ασυνέχειας συμπίπτει με τον άξονα x, οπότε η αγωγιμότητα μεταβάλλεται πλευρικά κατά τον άξονα y. Εξυπακούεται ότι η μερική παράγωγος της αγωγιμότητας μηδενίζεται κατά την διεύθυνση x, εφόσον η αγωγιμότητα δεν μεταβάλλεται.

Στην τριδιάστατη (3-Δ) δομή, η αγωγιμότητα μεταβάλλεται κατά μήκος όλων των αξόνων και δυνατόν να περιλαμβάνει ένα ή περισσότερα πεπερασμένα γεωηλεκτρικά τεμάχη (Εικόνα 3.5, κάτω). Στην περίπτωση αυτή καμία μερική παράγωγος δεν μηδενίζεται προς καμία διεύθυνση, πράγμα που όπως θα δούμε δυσκολεύει ακόμη περισσότερο την ανάλυση.

Όπως επίσης θα συζητηθεί κατωτέρω, σε αντιδιαστολή με την μονοδιάστατη, κοινό χαρακτηριστικό των διδιάστατων όσο και τριδιάστατων κατανομών αγωγιμότητας είναι η ανυπαρξία αναλυτικής μαθηματικής λύσης του προβλήματος διάδοσης του ΗΜ πεδίου, πλην ολίγων περιπτώσεων όπου η ανομοιογένεια οφείλεται σε σώματα απλής γεωμετρίας. Στις περιπτώσεις αυτές αναγκαστικά εφαρμόζονται τεχνικές αριθμητικής επίλυσης των εξισώσεων Maxwell. Από μαθηματική άποψη, το γεωφυσικό πρόβλημα της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής παραμένει δυσεπίλυτο.

3.3.1. Ανάκλαση και διάθλαση σε γεωηλεκτρικές ασυνέχειες: Μία φυσική επισκόπηση

Η φυσική της διάδοσης ΗΜ πεδίων διά των επαφών ομογενών μέσων είναι αρκετά απλή, αλλά η μαθηματική περιγραφή της αρκετά περίπλοκη και εξαρτάται από την γεωμετρία του πεδίου, η οποία πάλι είναι συνάρτηση της γεωμετρίας της πηγής, της απόστασης από την πηγή και της γεωμετρίας της γεωηλεκτρικής δομής. Για τον λόγο αυτό, στην παρούσα εισαγωγική παρουσίαση θα δοθεί μία σύντομη περιγραφή των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα κατά την διέλευση μίας ΗΜ διαταραχής διά μέσου ασυνεχειών μεταξύ ομογενών μέσων, η οποία άλλωστε είναι απαραίτητη προκειμένου να γίνει κατανοητή η φυσική βάση της ΗΜ διασκόπησης. Θα παρατεθεί επίσης μία σχετικά περιορισμένη εισαγωγή σε ορισμένες από τις μαθηματικές έννοιες και τεχνικές που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή τέτοιων φαινομένων στο μακράν και εγγύς πεδίο. Λεπτομερείς μαθηματικές περιγραφές θα δίδονται όποτε αυτό είναι αναγκαίο, κατά την επί μέρους εξέταση των διαφορετικών μεθόδων ΗΜ διασκόπησης.

Όταν το πεδίο διαδίδεται σε μέσο 1 με ιδιότητες (σ₁, ε₁, μ₁) και συναντήσει ασυνέχεια προς μέσο 2 με ιδιότητες (σ₂, ε₂, μ₂), τότε μέρος του ανακλάται και μέρος του διαθλάται στο μέσο 2, σύμφωνα με τον νόμο του Snell. Ανάκλαση και διάθλαση λαμβάνει χώρα διότι η φασική ταχύτητα και ο ρυθμός απόσβεσης είναι διαφορετικός στα δύο μέσα. <u>Η γεωηλεκτρική ασυνέχεια ε-ντοπίζεται ακριβώς λόγω της ικανότητάς της να αποκρίνεται στην ΗΜ διαταραχή ανακλώντας μέρος του προσπίπτοντος πεδίου.</u>

Τα φαινόμενα επί της ασυνέχειας σχηματικά εικονίζονται στην Εικόνα 3.6. Θα τα περιγράψομε ξεκινώντας από την απλή παρατήρηση ότι κατά την διάρκεια της μετάβασης από το ένα μέσο στο άλλο οφείλει να ισχύει η αρχή της διατήρησης της ενέργειας. Αφού δεν υπάρχουν πηγές ή καταναλωτές, επί της ασυνέχειας, όση ενέργεια προσπίπτει, τόση την εγκαταλείπει, ώστε η ολική ενέργεια να είναι σταθερή επί της ασυνέχειας.

Από τον νόμο του Ohm η πυκνότητα ενέργειας είναι ανάλογη της πυκνότητας ρεύματος, άρα η βασική συνθήκη που πρέπει να ικανοποιείται στην επαφή είναι ότι η πυκνότητα ρεύματος που προσπίπτει στην ασυνέχεια πρέπει να είναι ίση προς την πυκνότητα ρεύματος που την εγκαταλείπει. Δεδομένου ότι η πυκνότητα ρεύματος είναι διαφορετική στα δύο μέσα, για να ισχύσει η συνθήκη, πρέπει να υπάρχει ένας ρυθμιστικός παράγων που να διευθετεί την ροή του ρεύματος. Ο παράγων αυτός είναι τα επιφανειακά φορτία (surface charges) τα οποία συσσωρεύονται στη επαφή δύο μέσων με διαφορετικές ηλεκτρικές ιδιότητες. Η ύπαρξη ενός προσπίπτοντος εξωτερικού πεδίου συγκεντρώνει και πολώνει αυτά τα φορτία κατά φορά αντίθετη προς τις δυναμικές του γραμμές, διεγείροντας έτσι αντιηλεκτρεγερτική δύναμη ή τάση πολώσεως. Το παραγόμενο πεδίο πολώσεως προστίθεται ανυσματικά στο προσπίπτον και αποχωρούν πεδίο. Έτσι, στην σχετικά αγώγιμη πλευρά της ασυνέχειας, το ηλεκτρικό πεδίο ελαττώνεται σε σχέση με αυτό που θα υπήρχε χωρίς την επαφή και η (φαινόμενη πλέον) εμπέδηση θα εμφανίζει το μέσο αγωγιμότερο από την πραγματικότητα. Αντιστοίχως, το πεδίο στην σχετικά αντιστατική πλευρά της ασυνέχειας ενισχύεται και το μέσο αυτό φαίνεται περισσότερο αντιστατικό. Με τον τρόπο αυτό ρυθμίζεται η συνέχεια της πυκνότητας ρεύματος και ενεργείας καθέτως προς την ασυνέχεια.

Παράλληλα προς την ασυνέχεια, η πυκνότητα ρεύματος δεν μπορεί να είναι συνεχής, δεδομένου ότι δεν εγείρονται ρυθμιστικές τάσεις πολώσεως. Συνεπώς, αυτό που διατηρείται αναλλοίωτο επάνω στην ασυνέχεια, είναι αυτό το ίδιο το πεδίο. Το επί της ασυνέχειας πεδίο (τάση πόλωσης) είναι το αίτιο των φαινομένων ανάκλασης. Τέλος, οι μεταβολές στην κάθετη συνιστώσα του πεδίου αλλάζουν και την διεύθυνση των δυναμικών γραμμών, εξ ου και το φαινόμενο της διάθλασης.



Εικόνα 3.6. Οριακές συνθήκες στην επαφή δύο μέσων διαφορετικών ηλεκτρικών και μαγνητικών ιδιοτήτων.

Παρόμοιες συνθήκες ισχύουν για την διάδοση του μαγνητικού πεδίου, με την διαφορά ότι εδώ τον ρόλο των επιφανειακών φορτίων αναλαμβάνουν τα στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα (τα περιστρεφόμενα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων) και οι διαφορές τους εκατέρωθεν της ασυνέχειας.

Τα ανωτέρω συνιστούν τις οριακές συνθήκες Dirichlet για την διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου εκατέρωθεν μιας ανομοιογενούς ασυνέχειας, οι οποίες συνοψίζονται ως εξής:

 $\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) &= 0 & : \text{To Equation eviko} (εγκάρσιο) Ηλεκτρικό Πεδίο είναι συνεχές. \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) &= 0 & : \text{To Equation eviko} (εγκάρσιο) Μαγνητικό Πεδίο είναι συνεχές. \\ \mathbf{n} \cdot (\sigma_1 \mathbf{E}_1 - \sigma_2 \mathbf{E}_2) &= 0 & : H Kάθετη Πυκνότητα Ρεύματος είναι συνεχής. \\ \mathbf{n} \cdot (\mu_1 \mathbf{H}_1 - \mu_2 \mathbf{H}_2) &= 0 & : H Kάθετη Μαγνητική ροή είναι συνεχής. \end{aligned}$

Στον χώρο μακράν της ασυνέχειας, τα φαινόμενα επαφής αποσβένυνται ταχέως και το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο συμπεριφέρεται όπως περιγράψαμε για διάδοση σε ομογενή χώρο.

3.3.2 Ανάκλαση και διάθλαση επιπέδου κύματος

Θα προσπαθήσομε τώρα να περιγράψομε τις μακροσκοπικές ιδιότητες της ανάκλασης και διάθλασης του ΗΜ πεδίου σε ασυνέχειες μεταξύ πεπερασμένων μέσων. Για ευκολία και σε πρώτη προσέγγιση, η περιγραφή μας θα περιορισθεί στην σκέδαση επιπέδου κύματος εξ αιτίας επίπεδης ασυνέχειας και μάλιστα στην περίπτωση κατά την οποία το ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετο επί το επίπεδο πρόσπτωσης (Εγκάρσια Ηλεκτρική διάδοση, βλ. Εικόνα 3.7). Στην περίπτωση αυτή το προσπίπτον κύμα έχει μία ηλεκτρική συνιστώσα (E_x πολωμένη κατά την διεύθυνση x) και δύο μαγνητικές συνιστώσες H_x και H_z . Για την δεδομένη μορφή του πεδίου οι εξισώσεις του Maxwell ανάγονται (απλοποιούνται) στην τριάδα:

Έστω λοιπόν ομογενές επίπεδο κύμα που διαδίδεται σε χώρο με ιδιότητες ε₁ και σ₁, προσπίπτει σε επαφή (ασυνέχεια) με χώρο ιδιοτήτων ε₂ και σ₂. Η διάδοση του προσπίπτοντος κύματος γίνεται κατά την διεύθυνση και φορά του ανύσματος του κυματαριθμού \mathbf{k}_i (βλ. Εικόνα 3.7), η οποία είναι η

$$\mathbf{u}_i = z \mathbf{u}_z \cos \theta_i + y \mathbf{u}_y \sin \theta_i,$$

Ομοίως, η διεύθυνση διάδοσης του ανακλώμενου κύματος γίνεται κατά την φορά του ανύσματος του κυματαριθμού \mathbf{k}_r και είναι η


Εικόνα 3.7. Οι σχετικές διευθύνσεις των ανυσμάτων του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου και του κυματαριθμού, κατά την πρόσπτωση σε επίπεδη ασυνέχεια, όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετο επί το επίπεδο πρόσπτωσης (εγκάρσια ηλεκτρική διάδοση). Ο δείκτης *i* αναφέρεται στο προσπίπτον κύμα, ο δείκτης *r* στο ανακλώμενο και ο δείκτης *t* στο διαθλώμενο (μεταδιδόμενο)· **u**_z και **u**_y είναι μοναδιαία ανύσματα κατά τους άξονες *z* και *y* αντίστοιχα.

 $\mathbf{u}_r = y \mathbf{u}_y \sin \theta_i - z \mathbf{u}_z \cos \theta_i.$

μω

Συνεπεία της ανωτέρω γεωμετρίας, στο Μέσο 1 η ηλεκτρική συνιστώσα του κύματος που κατέρχεται κατά την φορά **u**_i και ανέρχεται κατά την φορά **u**_r θα είναι

$$E_{1x} = E_0 \left[\exp(-ik_1 z \cos \theta_i) + R_{\text{TE}} \exp(ik_1 z \cos \theta_i) \right] \cdot \exp(-ik_1 y \sin \theta_i)$$
(3.25)

όπου R_{TE} ο συντελεστής ανάκλασης για εγκάρσια ηλεκτρική διάδοση. Από τον νόμο του Faraday η μαγνητική συνιστώσα θα είναι

$$H_{1y} = \frac{E_0 k_1 \cos \theta_i}{\mu \omega} \Big[\exp(-i k_1 z \cos \theta_i) - R_{\text{TE}} \exp(i k_1 z \cos \theta_i) \Big] \cdot \exp(-i k_1 y \sin \theta_i)$$

Με άλλα λόγια, το κύμα θα αποτελεί υπέρθεση του προσπίπτοντος κύματος που διαδίδεται ως $exp(-ik_1zcos\theta_i)$ κατά την διεύθυνση +z και της ανάκλασης που διαδίδεται ως $exp(ik_1zcos\theta_i)$ κατά την διεύθυνση -z. Ο όρος $exp(-ik_1ysin\theta_i)$ περιγράφει την συνιστώσα του κύματος που διαδίδεται κατά την θετική y-διεύθυνση. Εάν θεωρήσομε ότι η αρχή των συντεταγμένων ευρίσκεται επάνω στην ασυνέχεια, οπότε z=0, στο μέσο 1 η εμπέδηση θα είναι

$$Z_{1}(\omega) = \frac{E_{1x}(\omega)}{H_{1y}(\omega)}\Big|_{z_{h1}=0} = \frac{\mu\omega}{k_{1}\cos\theta_{i}}\left(\frac{1+R_{\text{TE}}}{1-R_{\text{TE}}}\right) = \frac{\zeta_{1}(\omega)}{\cos\theta_{i}}\left(\frac{1+R_{\text{TE}}}{1-R_{\text{TE}}}\right),$$
(3.26)

και όπως είναι προφανές δεν ταυτίζεται με την χαρακτηριστική εμπέδηση διότι έχει αλλοιωθεί λόγω της ύπαρξης της ασυνέχειας, δηλαδή έχει καταστεί φαινόμενη εμπέδηση.

Στο Μέσο 2, το (διαθλασθέν) πεδίο θα υπάρχει μόνο ως κύμα διαδιδόμενο κατά την διεύθυνση και φορά του κυματαριθμού \mathbf{k}_t , η οποία είναι $\mathbf{u}_t = z\mathbf{u}_z\cos\theta_t + y\mathbf{u}_y\sin\theta_t$. Συνεπώς, κατά τον άξονα +z και θα έχομε

$$E_{2x} = E_0 T_{TE} \exp(-ik_2 z \cos \theta_t) \cdot \exp(-ik_2 y \sin \theta_t)$$
(3.27)

$$Kal$$

$$H_{2y} = \frac{E_0 k_2 \cos \theta_t}{T_{TE}} \exp(-ik_2 z \cos \theta_t) \cdot \exp(-ik_2 y \sin \theta_t)$$

όπου $T_{\rm TE}$ ο συντελεστής μετάδοσης. Στο μέσο 2 η εμπέδηση θα είναι

$$Z_{2}(\omega) = \frac{E_{2x}(\omega)}{H_{2y}(\omega)}\bigg|_{z=0} = \frac{\mu\omega}{k_{2}\cos\theta_{t}} = \frac{\zeta_{2}(\omega)}{\cos\theta_{t}},$$
(3.28)

δηλαδή ταυτίζεται με την χαρακτηριστική του εμπέδηση. Οι οριακές συνθήκες απαιτούν ότι επί της ασυνέχειας οι εγκάρσιες συνιστώσες του πεδίου να είναι συνεχείς, δηλαδή $E_{1x} = E_{2x}$ και $H_{1y}=H_{2y}$. Εξισώνοντας τις (3.26) και (3.28), μετά από λίγες πράξεις λαμβάνομε

$$R_{\text{TE}} = \frac{\zeta_2 \cos \theta_i - \zeta_1 \cos \theta_t}{\zeta_2 \cos \theta_i + \zeta_1 \cos \theta_t} = \frac{k_1 \cos \theta_i - k_2 \cos \theta_t}{k_1 \cos \theta_i + k_2 \cos \theta_t}$$
(3.29)

Ο συντελεστής ανάκλασης είναι συνάρτηση των χαρακτηριστικών εμπεδήσεων (ηλεκτρικών ιδιοτήτων) των δύο μέσων και των γωνιών πρόσπτωσης και διάθλασης. Για κάθετη πρόσπτωση (επίπεδο κύματος παράλληλο προς την ασυνέχεια, $\theta_i = \theta_t = 0$), ο συντελεστής ανάκλασης λαμβάνει την μέγιστη τιμή του. Επιπλέον, είναι τόσο μεγαλύτερος, όσο μεγαλύτερη είναι η αντίθεση αγωγιμότητας και διηλεκτρικής σταθεράς. Επειδή ή ένταση του ανακλώμενου κύματος εξαρτάται από τον συντελεστή ανάκλασης, στην ουσία διαπιστώνομε ότι επιφάνειες μεταξύ μέσων που παρουσιάζουν μεγάλες αντιθέσεις ιδιοτήτων είναι περισσότερο ευδιάκριτες από αυτές μεταξύ στρωμάτων με μικρές αντιθέσεις. Αυτή άλλωστε είναι και μία από τις βασικότερες αρχές της Γεωφυσικής, με εφαρμογή σε όλες τις μεθόδους διασκόπησης.

Δεδομένου ότι το εγκάρσιο ηλεκτρικό πεδίο πρέπει να είναι συνεχές επάνω στην γεωηλεκτρική ασυνέχεια, από τις (3.25) και (3.27) και για z = 0,

$$E_{1x} = E_{2x} \Rightarrow (1 - R_{TE}) \exp(-ik_1 y \sin \theta_i) = T_{TE} \exp(-ik_2 y \sin \theta_i).$$
Aprice the product of the product

$$T_{\rm TE} = \frac{2\zeta_1 \cos \theta_i}{\zeta_1 \cos \theta_i + \zeta_2 \cos \theta_t} = \frac{2\kappa_1 \cos \theta_i}{\kappa_1 \cos \theta_i + \kappa_2 \cos \theta_t}.$$
(3.31)

Τέλος, από την συνέχεια του πεδίου κατά την οριζόντιο διεύθυνση έχομε

 $\exp(-ik_1 y \sin \theta_i) = \exp(-ik_2 y \sin \theta_i) \implies \frac{k_1}{k_2} = \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_i}$

δηλαδή έχομε αναπαράξει τον δεύτερο νόμο του Snell!

3.3.3 Ανάκλαση και διάθλαση στο εγγύς πεδίο

Στο εγγύς πεδίο οι μετωπικές επιφάνειες των κυμάτων είναι καμπυλόγραμμες και η γεωμετρική απόσβεση πολύ έντονη, εξαρτώμενη από τον αντίστροφο κύβο ή το αντίστροφο τετράγωνο της απόστασης από την πηγή (βλ. επίσης Μέρος 3.1 ανωτέρω). Στην περίπτωση αυτή εμφανίζονται αρκετές δυσκολίες: Η φύση και η φυσική της αλληλεπίδρασης του ΗΜ κύματος με την γεωηλεκτρική ασυνέχεια δεν αλλάζει, αλλά η γεωμετρία της, και κατά συνέπεια η μαθηματική θεώρηση των συνεπαγομένων από αυτή προβλημάτων, είναι σημαντικά περιπλοκότερη. Μία πρόσθετη και βασική περιπλοκή είναι το γεγονός ότι η πηγή του κύματος ευρίσκεται μέσα σε ένα από τα εφαπτόμενα μέσα διάδοσης και οφείλει να ληφθεί υπ' όψη στην ανάλυση. Στο παρόν θα δοθεί παράδειγμα αντιμετώπισης τέτοιων προβλημάτων για μία απλή γεωμετρία πηγής και ταυτόχρονα θα επιχειρηθεί εισαγωγή στις μαθηματικές τεχνικές που εφαρμόζονται για την επίλυσή τους.

Βασικός άξονας για τον μαθηματικό χειρισμό τέτοιου είδους προβλημάτων είναι η απλοποίησή τους με χρήση καταλλήλων συστημάτων συντεταγμένων και η αποσύνθεση του καμπυλόγραμμου κύματος σε φάσμα επιπέδων κυμάτων. Η φασματική αποσύνθεση επιτυγχάνεται με με-



Εικόνα 3.8. Οριζόντιος κυκλικός βρόχος υπεράνω γεωηλεκτρικής επαφής μεταξύ μέσων με διαφορετικές ηλεκτρικές και διηλεκτρικές ιδιότητες.

τασχηματισμούς που απεικονίζουν τον πραγματικό τετραδιάστατο αντιληπτό χώρο σε πραγματικούς (αλλά μη αντιληπτούς με τις ανθρώπινες αισθήσεις) ισομορφικούς χώρους. Για παράδειγμα, σε Ευκλείδειο χώρο και Καρτεσιανές συντεταγμένες, ο μετασχηματισμός Fourier απεικονίζει την εξάρτηση της χωρικής συμπεριφοράς του πεδίου από τις χωρικές μεταβλητές x, y και z σε συναρτήσεις των χωρικών συχνοτήτων ή κυματαριθμών k_x , k_y και k_z , κατά το σχήμα $\mathcal{F}{f(x, y, z, \omega)} \rightarrow F(k_x, k_y, k_z, \omega)$,

όπου F{ συμβολίζει την πράξη του μετασχηματισμού, $f(x, y, z, \omega)$ είναι η συνάρτηση των χωρικών μεταβλητών σε καρτεσιανές συντεταγμένες και $F(k_x, k_y, k_z, \omega)$ είναι η μετασχηματισθείσα φασματική συνάρτηση σε καρτεσιανές συντεταγμένες και στον χώρο κυματαριθμών. Ο μετασχηματισμός αυτός είναι ακριβώς όμοιος με τον οικείο μετασχηματισμό Fourier από μία συνάρτηση του χρόνου μία συνάρτηση της γωνιακής συχνότητας. Με τις τεχνικές αυτές, η επίλυση του προβλήματος καμπυλόγραμμων κυμάτων ανάγεται στην επίλυση μίας σειράς (φάσματος) προβλημάτων επιπέδων κυμάτων που μπορεί να γίνει σύμφωνα με την μέχρι τούδε ανάλυση. Τέλος το επιλυθέν πρόβλημα ανασυντίθεται στον πραγματικό αντιληπτό χώρο με αντίστροφους μετασχηματισμούς.

Στο ακόλουθο παράδειγμα αναλύεται η ανάκλαση ΗΜ πεδίου από οριζόντιο κυκλικό βρόχο (με επίπεδο παράλληλο προς γεωηλεκτρική ασυνέχεια), ευρισκόμενο στο μέσο διάδοσης 1 και σε ύψος h₁ από αυτήν (Εικόνα 3.8). Θεωρούμε ότι ο βρόχος είναι επαρκώς μονωμένος και δεν διαρρέει ρεύμα. Σημειωτέο είναι ότι όταν η ακτίνα γίνει πολύ μικρή σε σχέση με την απόσταση από την πηγή, τότε ο βρόχος τείνει να καταστεί σημειακό κατακόρυφο μαγνητικό δίπολο. Η αρχή του συστήματος συντεταγμένων τοποθετείται στο κέντρο του βρόχου και η κυκλική συμμετρία του προβλήματος υποδεικνύει την χρήση κυκλικών κυλινδρικών συντεταγμένων που απλουστεύουν σημαντικά την ανάλυση.

Κατ' αναλογία προς την περίπτωση του ηλεκτρικού δίπολου (βλ. Μέρος 3.1 ανωτέρω), το πεδίο του βρόχου (φυσικό μαγνητικό δίπολο) θα έχει τρεις συνιστώσες: Αζιμουθιακή Ηλεκτρική Ε_φ, Ακτινική Μαγνητική, Η_r και Κατακόρυφη Μαγνητική Η_z. Οι συνιστώσες αυτές συνιστούν Εγκάρσιο Ηλεκτρικό τρόπος διάδοσης, κατά τον οποίο το ηλεκτρικό πεδίο είναι παράλληλο προς την ασυνέχεια (βλ. επίσης Μέρος 3.2.2 ανωτέρω). Για το δεδομένο σύστημα συντεταγμένων, οι εξισώσεις του Maxwell λαμβάνουν την μορφή

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\varphi}}{\partial z} = i\omega\mu_0 \,\mathbf{H}_r, \tag{3.32}$$

$$-\frac{1}{r}\frac{\partial(r \mathbf{E}_{\varphi})}{\partial r} = i\omega\mu_0 \mathbf{H}_z$$
(3.33)

και

$$\frac{\partial \mathbf{H}_{r}}{\partial z} - \frac{\partial \mathbf{H}_{z}}{\partial r} = (\sigma_{1} + i\omega\varepsilon_{1}) \mathbf{E}_{\varphi} + \mathbf{J}_{\varphi},$$
(3.34)
όπου

$$\mathbf{J}_{\omega}(r,\omega) = I(\omega)\delta(r-a)\delta(z)\vec{\varphi}$$
(3.35)

είναι η συνάρτηση που περιγράφει την πηγή (το ρεύμα που διαρρέει τον βρόχο), δ(.) είναι συνάρτηση Dirac-δ και φ είναι μοναδιαίο άνυσμα κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση. Απαλείφοντας τις μαγνητικές συνιστώσες από την (3.34) με χρήση των (3.32) και (3.33), λαμβάνομε και λόγω της (3.35) την μη-ομογενή εξίσωση Helmholz

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r\right]\right) \mathbf{E}_{\varphi}(r, z, \omega) + \mathbf{k}_1^2 \mathbf{E}_{\varphi}(r, z, \omega) = i\omega \mu_0 I(\omega) \delta(r - a) \delta(z)$$
(3.36)

η οποία περιλαμβάνει και την πηγή. Η εξίσωση αυτή δεν έχει απλή λύση και η επίλυσή της επιτυγχάνεται με απλοποίηση μέσω μετασχηματισμών.

Κατ' αρχάς εφαρμόζεται μετασχηματισμός Fourier, μέσω του οποίου απαλλασσόμαστε από την δεύτερη κατακόρυφη παράγωγο. Ο μετασχηματισμός θα έχει τη μορφή:

$$\mathbf{E}_{\varphi}(r, z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}_{\varphi}(r, k_z, \omega) \exp(ik_z z) dz$$

όπου $k_z \in \Re$ είναι ο κατακόρυφος κυματαριθμός ή κατακόρυφη χωρική συχνότητα με ερμηνεία και ιδιότητες ανάλογες προς την οικεία μας γωνιακή συχνότητα. Συνεπώς θα ισχύει

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{e}_{\varphi}(r, k_z, \omega) = -k_z^2 \, \mathbf{e}_{\varphi}(r, k_z, \omega) \,, \tag{3.37}$$

ώστε η (3.36) να αναχθεί στην μορφή

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \right) \mathbf{e}_{\varphi}(r, k_z, \omega) + (\mathbf{k}_1^2 - k_z^2) \mathbf{e}_{\varphi}(r, k_z, \omega) = i\omega \mu_0 I(\omega) a \delta(r - a), \qquad (3.38)$$

δεδομένου επίσης ότι

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(z) \exp(ik_z z) dz = 1$$

Με τον τρόπο αυτό, το διπολικής μορφολογίας ηλεκτρικό πεδίο εκφράζεται ως φάσμα κυλινδρικών κυμάτων που διαδίδονται ακτινικά. Οι ιδιότητες μετασχηματισμού Fourier, όπως εκφράζονται από τις εξισώσεις (3.37) και (3.38), μας επιτρέπουν να εξετάζομε κάθε κατακόρυφο κυματαριθμό ανεξάρτητα!

Ο δεύτερος μετασχηματισμός σκοπό έχει να μας απαλλάξει από την αρκετά περίπλοκη σύνθετη παραγώγιση κατά την ακτινική διεύθυνση: Εφαρμόζεται μετασχηματισμός Fourier – Bessel, γνωστότερος και ως μετασχηματισμός Hankel⁶¹

$$\mathbf{e}_{\varphi}(r,k_{z},\omega) = \int_{0}^{\infty} \widetilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(\lambda,k_{z},\omega) \mathbf{J}_{1}(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(3.39),

⁶¹ Ο μετασχηματισμός Hankel είναι για τις ακτινική κυλινδρική τετμημένη, ότι ακριβώς είναι ο μετασχηματισμός Fourier για την κατακόρυφη καρτεσιανή τετμημένη.

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \right) \tilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(r, k_z, \omega) = -\lambda^2 \tilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(r, k_z, \omega),$$

οπότε η (3.38) γίνεται

$$\int_{0}^{\infty} \left[-\lambda^2 \, \tilde{\mathbf{e}}(\lambda, k_z, \omega) + (\mathbf{k}_1^2 - k_z^2) \, \tilde{\mathbf{e}}(\lambda, k_z, \omega) \right] \mathbf{J}_1(\lambda r) \lambda d\lambda = i\omega \mu_0 I(\omega) a \int_{0}^{\infty} \mathbf{J}_1(\lambda a) \, \mathbf{J}_1(\lambda r) \lambda d\lambda \qquad (3.40)$$

διότι η

$$\delta(r-a) = a \int_{0}^{\infty} \mathbf{J}_{1}(\lambda a) \mathbf{J}_{1}(\lambda r) \lambda d\lambda$$

αναπαριστά την συνάρτηση δ(.) υπό μορφή ολοκληρώματος Bessel. Μετά και τον μετασχηματισμό Hankel, το αζιμουθιακό ηλεκτρικό πεδίο έχει αποσυντεθεί σε σύνολο βαθμωτών συναρτήσεων (για κάθε λ, k_z και ω), τις οποίες μπορούμε να χειρισθούμε με απλές πράξεις. Εξισώνοντας τις παραστάσεις στο εσωτερικό των ολοκληρωμάτων (3.40) και μετά από λίγη άλγεβρα λαμβάνομε την πλήρη αναλυτική έκφραση στον χώρο {λ, k_z , ω}, η οποία είναι

$$\widetilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(\lambda, k_{z}, \omega) = \frac{i\omega\mu_{0}I(\omega)a\,\mathbf{J}_{1}(\lambda a)}{(k_{1}^{2} - k_{z}^{2} - \lambda^{2})}$$
(3.41)

Η ανασύνθεση του προβλήματος απαιτεί αντίστροφους μετασχηματισμούς. Λόγω της (3.38), ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier της (3.41) απαιτεί υπολογισμό του ολοκληρώματος

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(\lambda, k_z, \omega) \exp(-ik_z z) dk_z = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{i\omega\mu_0 I(\omega)a \mathbf{J}_1(\lambda a)}{(k_1^2 - k_z^2 - \lambda^2)} \exp(-ik_z z) dk_z,$$

ο οποίος μπορεί να γίνει αναλυτικά με επικαμπύλια ολοκλήρωση και καταλήγει στην αναλυτική έκφραση

$$\widetilde{e}_{\varphi}(\lambda, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_0 I(\omega)a J_1(\lambda a)}{2} \frac{\exp(-u_1 z)}{u_1}, \qquad (3.42)$$

όπου

$$u_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2} \tag{3.43}$$

Στο σημείο αυτό μπορεί κανείς να δει ότι έχομε επιτύχει να εκφράσομε το πρωτεύον ηλεκτρικό πεδίο ως φάσμα επιπεδόμορφων κυμάτων που διαδίδονται κατακορύφως: Για κάθε z και ω, υπάρχει μία σειρά από λ επίπεδες κυματικές συνιστώσες, η σύνθεση των οποίων θα δώσει την μετωπική επιφάνεια του κύματος σε ακτίνα r από την πηγή. Σημειωτέον ότι εκάστη από αυτές τις κυματικές συνιστώσες έχει πεπερασμένη οριζόντια διάσταση η οποία εξαρτάται από τον σύνθετο κυματαριθμός u_1 μέσω της κυλινδρικής χωρικής συχνότητας λ.

Η μέχρι τώρα ανάλυση εστίασε στο πρωτεύον πεδίο που εκπέμπεται από την πηγή. Το ολικό αζιμουθιακό ηλεκτρικό πεδίο στο μέσο 1 θα περιλαμβάνει και το ανακλώμενο από την ασυνέχεια κύμα, ώστε στο διάστημα $0 \le z \le h_1$ να είναι

$$\widetilde{e}_{\varphi}(\lambda, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_0 I(\omega)a J_1(\lambda a)}{2u_1} \left[\exp(-u_1 z) + \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \exp(u_1(z - 2h_1)) \right]$$
(3.44)

όπου $\widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega)$ είναι ο συντελεστής ανάκλασης. Το ακτινικό μαγνητικό πεδίο υπολογίζεται από τις (3.32) και (3.44) και θα είναι

$$\widetilde{\mathbf{h}}_{r}(\lambda, z, \omega) = \frac{I(\omega)a \,\mathbf{J}_{1}(\lambda a)}{2} \Big[\exp(-u_{1}z) - \widetilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda, \omega) \exp(u_{1}(z-2h_{1})) \Big]$$
(3.45)

Ο λόγος του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο θα έχει χαρακτήρα εμπέδησης και θα είναι

$$\widetilde{Z}_{1}(\lambda, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_{0}}{u_{1}} \frac{\exp(-u_{1}z) + \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \exp(u_{1}[z-2h_{1}])}{\exp(-u_{1}z) - \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \exp(u_{1}[z-2h_{1}])}$$
(3.46)

Επί της γεωηλεκτρικής ασυνέχειας μεταξύ των μέσων 1 και 2, το πεδίο θα έχει διανύσει απόσταση $z = h_1$ και η (3.46) γράφεται

$$\widetilde{Z}_{1}(\lambda, z = h_{1}, \omega) = -i\widetilde{\zeta}_{1}(\lambda, \omega) \frac{1 + \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega)}{1 - \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega)}$$
(3.47)

όπου η συνάρτηση

$$\widetilde{\zeta}_1(\lambda,\omega) = \frac{\omega\mu_0}{u_1}$$
(3.48)

είναι ανάλογη της χαρακτηριστικής εμπέδησης. Προσοχή εφιστάται στο γεγονός ότι η $\tilde{\zeta}_1(\lambda,\omega)$ δεν είναι ακριβώς χαρακτηριστική εμπέδηση, εφόσον η τιμή της εξαρτάται από τον κυματαριθμό λ, δηλαδή από την ακτινική απόσταση από την πηγή και τον ρυθμό μεταβολής του πεδίου (δεδομένου ότι $\lambda = r^{-1}\partial [r f(r\lambda)]/\partial r$, είναι δηλαδή ο διαφορικός τελεστής Fourier – Bessel).

Στο μέσο 2, εκείθεν της ασυνέχειας δεν υπάρχει πηγή HM κυμάτων $(J_{\phi} = 0)$, οπότε η ισοδύναμη της (3.36) εξίσωση Helmholz, ανάγεται στην

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r\right]\right) \mathbf{E}_{\varphi}(r, z, \omega) + \mathbf{k}_2^2 \mathbf{E}_{\varphi}(r, z, \omega) = 0$$
(3.49)

Στην περίπτωση αυτή εφαρμόζοντας μόνο μετασχηματισμό Hankel η (3.49) ανάγεται στην ομογενή εξίσωση Helmholz

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \tilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(\lambda, z, \omega) - [\lambda^2 - \mathbf{k}_2^2] \tilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(\lambda, z, \omega) = 0$$
(3.50)

η οποία περιγράφει κατακορύφως διαδιδόμενα επίπεδα κύματα και έχει λύσεις

$$\widetilde{\mathbf{e}}_{\varphi}(\lambda, z, \omega) = \widetilde{\mathbf{e}}_{\varphi}^{+}(\lambda, z, \omega) \exp(-u_{2}z) + \widetilde{\mathbf{e}}_{\varphi}^{+}(\lambda, z, \omega) \exp(u_{2}z)$$
(3.51)

όπου $u_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2}$. Εφόσον το μέσο 2 αποτελεί ομογενή ημιχώρο θα υπάρχει μόνο το κατερχόμενο κύμα, το οποίο λόγω της (3.42) και (3.43) θα γράφεται

$$\tilde{e}_{\varphi}(\lambda, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_0 I(\omega)a J_1(\lambda a) \exp(-u_1 h_1)}{2u_2} \tilde{T}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \exp(-u_2 z)$$
(3.52)

με $\tilde{T}_{\text{TE}}(\lambda, \omega)$ να συμβολίζει τον συντελεστή μετάδοσης. Το ακτινικό μαγνητικό πεδίο στο μέσο 2 μπορεί να υπολογισθεί και πάλι μέσω της (3.32) και είναι

$$\widetilde{\mathbf{h}}_{r}(\lambda, z, \omega) = \frac{I(\omega)a \,\mathbf{J}_{1}(\lambda a) \exp(-u_{1}h_{1})}{2} \widetilde{T}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \exp(-u_{2}z)$$
(3.53)

Ο λόγος του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο στο μέσο 2 θα είναι

$$\widetilde{Z}_{2}(\lambda, z = h_{1}, \omega) = \frac{-i\omega\mu_{0}}{u_{2}} = -i\widetilde{\zeta}_{2}(\lambda, \omega)$$
(3.54)

Δεδομένου ότι επί της γεωηλεκτρικής επαφής οι εγκάρσιες συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου οφείλουν να είναι *συνεχείς*, από τις (3.47) και (3.54) τελικά λαμβάνομε

$$\widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda,\omega) = \frac{\zeta_2(\lambda,\omega) - \zeta_1(\lambda,\omega)}{\widetilde{\zeta}_2(\lambda,\omega) + \widetilde{\zeta}_1(\lambda,\omega)} = \frac{u_1 - u_2}{u_1 + u_2}$$
(3.55)



Σχήμα 3.9. Το φανταστικό μέρος του πρωτεύοντος αζιμουθιακού ηλεκτρικού πεδίου στον χώρο (λ, z, ω): (A) στο επίπεδο z=0 οριζόντιου κυκλικού βρόχου ακτίνας a=30m, ευρισκόμενου σε μέσο ειδικής αγωγιμότητας 0.01 S/m και, (B) σε κατακόρυφη απόσταση 20m κάτω από τον βρόχο και εντός του αυτού μέσου.

Παρατηρούμε ότι η έκφραση (3.55) για τον συντελεστή ανάκλασης στην περίπτωση του οριζόντιου κυκλικού βρόχου έχει δομή ίδια με την αντίστοιχη έκφραση (3.29) για την περίπτωση του επιπέδου κύματος (μακράν πεδίο), αλλά ο συντελεστής επιπλέον εξαρτάται από την ακτινική απόσταση μέσω του κυματαριθμού λ. Περαιτέρω, όταν το μέσο 1 είναι η ατμόσφαιρα, στο σχεδόν-στατικό όριο u_1 =λ εφόσον σ ≈ 0 και ο συντελεστής ανάκλασης γίνεται

$$\widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda,\omega) = \frac{\lambda - u_2}{\lambda + u_2}$$
(3.56)

Στον πραγματικό (αντιληπτό) χώρο μεταβαίνομε με αντίστροφο μετασχηματισμό Hankel της μορφής

$$\widetilde{R}_{\text{TE}}(r,\omega) = \int_{0}^{\infty} \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda,\omega) J_{1}(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(3.57)

όπου καθαρά φαίνεται η εξάρτησή του από την ακτινική κυλινδρική τετμημένη.

Ολοκληρώνοντας την ανάλυση σημειώνομε ότι οι ολικές παρατηρούμενες συνιστώσες E_{φ} και H_r του ΗΜ πεδίου στο μέσο 1 και στον αντιληπτό χώρο $(r, 0 \le z \le h_1, \varphi)$ θα λαμβάνονται με αντίστροφους μετασχηματισμούς Hankel των εξισώσεων (3.44) και (3.45) και θα είναι

$$E_{\varphi}(r, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_0 I(\omega)a}{2} \int_0^{\infty} \frac{1}{u_1} \left[\exp(-u_1 z) + \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \exp(u_1(z - 2h_1)) \right] J_1(\lambda a) J_1(\lambda r) \lambda d\lambda \quad (3.58)$$

$$H_r(r, z, \omega) = \frac{I(\omega)a}{2} \int_0^{\infty} \left[\exp(-u_1 z) - \widetilde{R}_{TE}(\lambda, \omega) \exp(u_1(z - 2h_1)) \right] J_1(\lambda a) J_1(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(3.59)

Το κατακόρυφο μαγνητικό πεδίο υπολογίζεται εισάγοντας την (3.57) στην (3.33) και χρησιμοποιώντας τους κανόνες παραγώγισης των συναρτήσεων Bessel:



Εικόνα 3.10α. Λογάριθμος της έντασης του ακτινικού (επάνω) και κατακόρυφου (κατω) μαγνητικού πεδίου οριζόντιου κυκλικού βρόχου ακτίνας α = 30m, στο κάτω αριστερό τεταρτημόριο της πηγής. Σ' αμφότερες τις Εικόνες, (Α) είναι το εκπεμπόμενο πεδίο, (Β) είναι το ανακλώμενο πεδίο και (Γ) είναι το ολικό, πεδίο.

$$\mathbf{H}_{z}(r,z,\omega) = \frac{I(\omega)a}{2} \int_{0}^{\infty} \frac{1}{u_{1}} \left[\exp(-u_{1}z) + \widetilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda,\omega) \exp\left(u_{1}(z-2h_{1})\right) \right] \mathbf{J}_{1}(\lambda a) \mathbf{J}_{0}(\lambda r)\lambda^{2} d\lambda \qquad (3.60)$$

Τέλος, για λόγους πληρότητας παραθέτομε τις αναλυτικές εκφράσεις για όλες τις συνιστώσες του πεδίου επάνω στην γεωηλεκτρική ασυνέχεια ($z = h_1$)

$$E_{\varphi}(r, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_0 I(\omega)a}{2} \int_0^\infty \frac{\exp(-u_1h_1)}{u_1} \Big[1 + \widetilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \Big] J_1(\lambda a) J_1(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(3.61)

$$H_r(r, z, \omega) = \frac{I(\omega)a}{2} \int_0^\infty \exp(-u_1 h_1) \Big[1 - \tilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega) \Big] J_1(\lambda a) J_1(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(3.62)

$$\mathbf{H}_{z}(r, z, \omega) = \frac{I(\omega)a}{2} \int_{0}^{\infty} \frac{\exp(-u_{1}h_{1})}{u_{1}} \left[\mathbf{I} + \widetilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda, \omega) \right] \mathbf{J}_{1}(\lambda a) \mathbf{J}_{0}(\lambda r)\lambda^{2} d\lambda$$
(3.63)

Μία σημαντική παρατήρηση είναι ότι εάν το μέσο 1 δεν περιλαμβάνει την πηγή (για παράδειγμα είναι ένα υπεδαφικό στρώμα ενώ η πηγή τοποθετείται στην ατμόσφαιρα), τότε η ανάλυση απλουστεύεται σημαντικά διότι θεωρούμε μόνο τις εξισώσεις (3.49 - 3.51) και προχωρούμε όπως ακριβώς και για τα επίπεδα κύματα. Περισσότερες λεπτομέρειες όμως θα δοθούν σε επόμενα κεφάλαια.

Το παρόν χωρίο θα κλείσει με ένα αριθμητικό παράδειγμα οριζόντιου κυκλικού βρόχου ακτίνας *a*=30m, ευρισκόμενου σε μέσο ειδικής αγωγιμότητας 0.01 S/m και ύψος 30 m υπεράνω επαφής με μέσο ειδικής αγωγιμότητας 1 S/m. Ο βρόχος διαρρέεται από ρεύμα μοναδιαίας έντασης και συχνότητας 1000 Hz (σχεδόν στατικό όριο).

Το Σχήμα 3.9 εικονίζει το φανταστικό μέρος του πρωτεύοντος πεδίου $\tilde{e}_{\phi}(\lambda, z)$, όπως αυτό υπολογίζεται με την σχέση (3.42). Το Σχήμα 3.9α (επάνω) εικονίζει το φανταστικό μέρος στο επίπεδο του βρόχου (z=0) και το Σχήμα 3.9β (κάτω) σε κατακόρυφη απόσταση 20m κάτω από τον βρόχο και εντός του μέσου 1. Παρατηρήσατε στο σχήμα 3.9, ότι για κάθε z και ω, το πεδίο αποτελείται από σειρά φασματικών συνιστωσών (δίσκοι), η πλευρική διάσταση των οποίων είναι συνάρτηση του κυματαριθμού λ. Κάθε μία από αυτές τις συνιστώσες είναι επιπεδόμορφο κύμα που διαδίδεται κατακόρυφα. Σε όλες τις περιπτώσεις οι βραχείς κυματαριθμοί (μακρυνές ακτινικές αποστάσεις) κυριαρχούν και διαμορφώνουν πεδίο με ομαλά χαρακτηριστικά και σχετικά αμβλεία καμπυλότητα (βλ. επίσης Εικόνα 3.10β). Η εντονότερη ταλάντωση του φανταστικού μέρους πλησίον του βρόχου (Σχήμα 3.9α) οφείλεται στην εντονότερη καμπυλότητα του πεδίου και την ταχεία μεταβολή της συναρτήσει της ακτινικής απόστασης, πράγμα που απαιτεί την συμβολή και μακρύτερων κυματαριθμών (εγγύτερων αποστάσεων). Η ταλάντωση περιορίζεται δραστικά σε κατακόρυφη απόσταση μερικών δεκάδων μέτρων από τον βρόχο, (π.χ. Σχήμα 3.9β), πράγμα που οφείλεται στην αμβλύτερη (μικρότερη) καμπυλότητα και βραδύτερη μεταβολή της γεωμετρίας του πεδίου (βλ. επίσης Εικόνα 3.10α).

Η Εικόνα 3.10 παρουσιάζει τις συνιστώσεςτου ΗΜ πεδίου στον αντιληπτό χώρο, όπως περιγράφονται από τις εξισώσεις (3.58 – 3.60). Η Εικόνα 3.10α δείχνει την ακτινική $H_r(r, z)$ και κακακόρυφη $H_z(r, z)$ μαγνητική συνιστώσα του πεδίου, ενώ η Εικόνα 3.10β το πρωτεύον $E_{\varphi}(r, z)$, μαζί με τη γεωμετρία (δυναμικές γραμμές) του μαγνητικού πεδίου. Σ' όλες τις περιπτώσεις το πεδίο εμφανίζει εξαιρετικά ταχεία γεωμετρική απόσβεση (κατά τον αντίστροφο κύβο της απόστασης) αλλά προφανής είναι και η αλλαγή γεωμετρικών χαρακτηριστικών (καμπυλότητα, βράχυνση μήκους κύματος, πολικότητα) και η διαφορετική απόσβεση του πεδίου μεταξύ του αντιστατικότερου μέσου 1 και του αωγιμότερου μέσου 2. Το ανακλώμενο πεδίο είναι και αυτό φυσικά καμπυλόγραμμο αλλά δεν έχει διπολική γεωμετρία και αποτελεί μικρό μόνο ποσοστό του πρωτεύοντος και ολικού πεδίων. Επίσης, το μαγνητικό πεδίο είναι περίπου ομογενές και κατα-



Εικόνα 3.10β. Λογάριθμος της έντασης του αζιμουθιακού ηλεκτρικού πεδίου και οι μαγνητικες δυναμικές γραμές (βέλη) του πραγματικού μέρους του μαγνητικού πεδίου οριζόντιου κυκλικού βρόχου ακτίνας α = 30m στο κάτω αριστερό τεταρτημόριο της πηγής. (A) το εκπεμπόμενο πεδίο (B) το ανακλώμενο πεδίο και (Γ) το ολικό, πεδίο.

κόρυφο στο εσωτερικό του βρόχου, όπου επίσης είναι ισχυρότερη και η ανάκλαση της κατακόρυφης μαγνητικής συνιστώσας. Το γεγονός αυτό αποτελεί την βάση αρκετών μεθόδων ηλεκτρομαγνητικής βαθοσκόπησης.

3.3.4. Ροή ενέργειας σε μονοδιάστατα μέσα.

Τα μονοδιάστατα μέσα είναι πολύ σημαντικά για αρκετούς λόγους. Μεταξύ αυτών θα πρέπει να λογισθεί και το γεγονός ότι η ανθρώπινη δραστηριότητα εντοπίζεται κυρίως σε πεδινές – βατές περιοχές, το υπέδαφος των οποίων κυρίως αποτελείται από οριζόντια ως ελαφρώς κεκλιμένα στρώματα. Πέραν τούτου, τα μέσα αυτά έχουν αρκετά απλή γεωμετρία και επιτρέπουν την μελέτη της διάδοσης και των ιδιοτήτων των ΗΜ κυμάτων με αναλυτική ακρίβεια και σχετική ευκολία. Με την ελπίδα ότι θα βοηθήσει στην κατανόηση της διάδοσης κυμάτων στον ευρύτερο χώρο της Γεωφυσικής (γεω-ηλεκτρομαγνητισμό και σεισμολογία), προχωρούμε σε περιγραμματική παρουσίαση μίας γενικής τεχνικής ανάλυσης και προσομοίωσης της ροής του ΗΜ πεδίου σε μονοδιάστατα μέσα. Σημειωτέον επίσης ότι η προσέγγιση αυτή τυγχάνει εφαρμογών – με τις κατάλληλες προσαρμογές και επεκτάσεις – σε όλα τα προβλήματα διάδοσης εντός υλικών που αποτελούνται από διαδοχή στρωμάτων ή φύλλων με διαφορετικές ιδιότητες, τόσο στον χώρο των Γεωεπιστημών, όσο και στον ευρύτερο επιστημονικό χώρο (Φυσική, Ηλεκτρολογία, Τηλεπικοινωνίες κ.λ.π.). Προκειμένου να μείνει η συζήτηση απλή και κατανοητή, η ανάλυση θα αναπτυχθεί μόνο για επίπεδα κύματα διαδιδόμενα σε δομές αποτελούμενες αποκλειστικά από ο-



Εικόνα 3.11. Αριστερά: Επίπεδο σε κύμα στο σχεδόν-στατικό όριο, διαδιδόμενο κατά τον Εγκάρσιο Ηλεκτρικό τρόπο (ηλεκτρικό πεδίο πολωμένο κατά τον άξονα x), εκκινεί από την επιφάνεια της Γης δομή υπό γωνία αναχώρησης 20° και διαδίδεται με πολλαπλές διαθλάσεις και ανακλάσεις. Η δομή αποτελείται από τρία στρώματα και τερματίζεται με ομογενή ημιχώρο ειδικής αντίστασης 200Ωm σε βάθος 6km. Εικονίζεται μία ακτίνα και ανακλάσεις μέχρι και την 1^η πολλαπλή. Με βαθύ ιώδες χρώμα εικονίζεται το κατερχόμενο πηγαίο πεδίο: με κυανούν χρώμα η ανερχόμενη κύρια (πρώτη) ανάκλαση·με ερυθρό το κατερχόμενο σκέλος της πρώτης πολλαπλής και με πράσινο το ανερχόμενο (ανακλώμενο) σκέλος της πρώτης πολλαπλής. Στην πραγματικότητα πολλές από αυτές τις ακτίνες, ιδίως οι προερχόμενες εκ πολλαπλών ανακλάσεων από μεγάλα βάθη, έχουν αμελητέα ενέργεια όταν φθάνουν στη επιφάνεια, αλλά αυτό δεν αναιρεί την γεωμετρική πολυπλοκότητα της διάδοσης. Δεζιά: Η γεωμετρία των αφικνού-μενων και αναχωρούντων από την *n*-στη ασυνέχεια πεδίων.

ριζόντια στρώματα και θα είναι μάλλον ευρετική – η «επίσημη» προσέγγιση απαιτεί πρόσθετες μαθηματικές τεχνικές, των οποίων επί του παρόντος θα αποφύγομε την εισαγωγή και χρήση. Τονίζεται επίσης ότι είναι σχετικά απλή η γενίκευση της ανάλυσης για δομές με κεκλιμένα στρώματα και μη επίπεδα κύματα, διότι όπως είδαμε στο προηγούμενο χωρίο τα μη επίπεδα κύματα κύ

Καίτοι η γεωμετρία της μονοδιάστατης δομής είναι απλή, η διάδοση κυμάτων μέσω της δομής μπορεί να είναι πολύ περίπλοκη διότι σε κάθε γεωηλεκτρική ασυνέχεια το κατερχόμενο πηγαίο κύμα παράγει ανακλάσεις που με την σειρά τους διαδίδονται και παράγουν πολλαπλές ανακλάσεις (αντήχηση) μεταξύ των ασυνεχειών της δομής, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στην Εικόνα 3.11. Για να περιγράψομε αναλυτικά μία τέτοια κατάσταση θεωρούμε ότι η πηγή της ΗΜ διαταραχής που διεγείρει την δομή είναι επίπεδο κύμα που διαδίδεται σε καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων. Για λόγους απλότητας και συμβατότητας με την μέχρι τούδε συζήτηση, θεωρούμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι πολωμένο παράλληλα προς τον άξονα x και κάθετο επί το επίπεδο διάδοσης (εγκάρσια ηλεκτρική διάδοση). Εφόσον η γεωηλεκτρική δομή εμφανίζει επιφάνειες ασυνέχειας τότε θα υπάρχουν κατερχόμενα και ανερχόμενα (ανακλώμενα) κύματα, οπότε με βάση την ανάλυση του χωρίου 3.3.2 και την γεωμετρία της Εικόνας 3.7, το ηλεκτρικό πεδίο θα περιγράφεται από την γενικότερη έκφραση

$$\mathbf{E}_{x}(\omega, z) = [D(\omega)\mathbf{e}^{-ikz\cos\theta_{t}} + U(\omega)\mathbf{e}^{ikz\cos\theta_{t}}] \cdot \mathbf{e}^{-iky\sin\theta_{t}}.$$
(3.64)

Το πρώτο μέλος του αθροίσματος στο δεξί σκέλος της (3.64) παριστά την συνιστώσα του κύματος που κατέρχεται κατά την θετική z-διεύθυνση και δεύτερο μέλος την ανακλασθείσα συνιστώσα του κύματος που ανέρχεται κατά την αρνητική z-διεύθυνση. Επιπλέον ο όρος $\exp(-iky\sin\theta_t)$ παριστά την συνιστώσα αμφοτέρων των κυμάτων που διαδίδεται κατά την θετική y-διεύθυνση. Τέλος, θ_t είναι η yωνία αναχώρησης του κύματος από την επιφάνεια της Γης, δηλαδή η γωνία που σχηματίζει το άνυσμα του κυματαριθμού με την κατακόρυφο (βλ. Εικόνα 3.7). Εντός του n-οστού στρώματος της δομής, η (3.64) θα λαμβάνει την μορφή

$$\mathbf{E}_{x}(\omega, z) = \left[D_{n}(\omega) \mathbf{e}^{-i\mathbf{k}_{n}[z-z_{n-1}]\cos\theta_{n}} + U_{n}(\omega) \mathbf{e}^{i\mathbf{k}_{n}[z-z_{n-1}]\cos\theta_{n}} \right] \cdot \mathbf{e}^{-i\mathbf{k}_{n}y\sin\theta_{n}}$$
(3.65)

όπου z_{n-1} είναι το βάθος μέχρι τον πυθμένα του n-1 στρώματος, μετρώντας από την επιφάνεια προς τα κάτω και θ_n είναι η γωνία πρόσπτωσης του κύματος επί της n-στής ασυνέχειας, η οποία ως εντός εναλλάξ είναι ίση με την γωνία αναχώρησής του από την n-1 ασυνέχεια. Τα πλάτη D_n και U_n του ανερχόμενου και κατερχόμενου κύματος εξαρτώνται από την συχνότητα και τις ηλεκτρικές ιδιότητες του n-στού στρώματος και την διαδρομή τους μέσω των υπερκειμένων και υποκειμένων στρωμάτων. Κατά συνέπεια είναι γενικώς άγνωστα και προσδιοριστέα. Η έκφραση για το μαγνητικό πεδίο λαμβάνεται από τον νόμο του Faraday και είναι

$$H_{y}(\omega, z) = \frac{k_{n}}{\omega\mu} \left[D_{n}(\omega) e^{-ik_{n}[z-z_{n-1}]\cos\theta_{n}} - U_{n}(\omega) e^{-ik_{n}[z-z_{n-1}]\cos\theta_{n}} \right] \cdot e^{-ik_{n}y\sin\theta_{n}}$$
(3.66)

Ο λόγος του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο συνιστά την φαινόμενη εμπέδηση

$$Z(\omega, z) = \frac{E_x(\omega, z)}{H_y(\omega, z)} = \frac{D_n(\omega)e^{-ik_n[z - z_{n-1}]\cos\theta_n} + U_n(\omega)e^{ik_n[z - z_{n-1}]\cos\theta_n}}{\eta_n(\omega) \Big[D_n(\omega)e^{-ik_n[z - z_{n-1}]\cos\theta_n} - U_n(\omega)e^{-ik_n[z - z_{n-1}]\cos\theta_n} \Big]},$$
(3.67a)

όπου

$$\eta_n(\omega) = \frac{\mathbf{k}_n}{\omega\mu} = \frac{1}{\zeta_n(\omega)}, \qquad (3.67\beta)$$

είναι η χαρακτηριστική σύνθετη αγωγιμότητα του n-στού στρώματος (αντίστροφη χαρακτηριστική εμπέδηση).

Ας θεωρήσομε τώρα την ροή ΗΜ κυμάτων ακριβώς επάνω στην *n*-στη ασυνέχεια όπου το εγκαρσίως διαδιδόμενο πεδίο είναι συνεχές. Η μετάδοση και ανάκλαση των ανερχομένων και κατερχομένων κυμάτων μεταξύ του *n*-στού και *n*-στού πρώτου στρώματος μπορεί να γραφεί ως ακολούθως, (παραλείποντας για συντομία την ρητή αναφορά στην εξάρτηση των πλατών από την συχνότητα),

$$U_{n} = T_{n+1}U_{n+1} + R_{n}D_{n}$$

$$D_{n+1} = R_{n+1}U_{n+1} + T_{n}D_{n}$$
(3.69)

όπου ο δείκτης *n* αφορά στα κύματα επί της ασυνέχειας και προς την πλευρά του *n*-οστού στρώματος και ο δείκτης *n*+1 στα κύματα επί της ασυνέχειας και προς την πλευρά του *n*-οστού πρώτου στρώματος. Η (3.69) μπορεί να αναδιαταχθεί ώστε τα κύματα U_n και D_n στο *n*-οστό στρώμα να διαχωρισθούν από τα U_{n+1} και D_{n+1} , στο *n*-στό πρώτο, οπότε λαμβάνομε:

$$\begin{array}{rcl}
-R_n D_n &+ & U_n &= & T_{n+1} U_{n+1} \\
-T_n D_n &= & -D_{n+1} &+ & R_{n+1} U_{n+1}
\end{array}$$
(3.70)

Η (3.70) ισοδυνάμως γράφεται

$$\begin{bmatrix} -R_n & 1\\ -T_n & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_n\\ U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & T_{n+1}\\ -1 & R_{n+1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_{n+1}\\ U_{n+1} \end{bmatrix}$$
(3.71)

Η (3.71) μπορεί να επεκταθεί έτσι, ώστε να συνυπολογίσομε και την διαδρομή και απόσβεση των κυμάτων εντός του *n*-στού στρώματος, στην οποία περίπτωση γίνεται

$$\begin{bmatrix} -R_n & 1\\ -T_n & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{-ik_n(h_n\cos\theta_n + y\sin\theta_n)} & 0\\ 0 & e^{ik_n(h_n\cos\theta_n - y\sin\theta_n)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_n\\ U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & T_{n+1}\\ -1 & R_{n+1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_{n+1}\\ U_{n+1} \end{bmatrix}, \quad (3.72)$$

από όπου λαμβάνομε αναλυτική έκφραση για το ανερχόμενο και κατερχόμενο κύμα στην οροφή του *n*-οστού στρώματος, συναρτήσει του ανερχόμενου και κατερχόμενου κύματος στην οροφή του *n*-στού πρώτου στρώματος:

$$\begin{bmatrix} D_n \\ U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-ik_n(h_n\cos\theta_n + y\sin\theta_n)} & 0 \\ 0 & e^{ik_n(h_n\cos\theta_n - y\sin\theta_n)} \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} -R_n & 1 \\ -T_n & 0 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \begin{bmatrix} 0 & T_{n+1} \\ -1 & R_{n+1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_{n+1} \\ U_{n+1} \end{bmatrix}$$
(3.73)
H ακριβής έκφραση για την (3.73) είναι

$$\begin{bmatrix} D_n \\ U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{ik_n(h_n\cos\theta_n + y\sin\theta_n)} & 0 \\ 0 & e^{-ik_n(h_n\cos\theta_n - y\sin\theta_n)} \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{-T_n} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -T_n & R_n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 & T_{n+1} \\ -1 & R_{n+1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_{n+1} \\ U_{n+1} \end{bmatrix}, \quad (3.74)$$

από όπου κάνοντας χρήση των ιδιοτήτων

$$R_{n} = -R_{n+1},$$

$$T_{n} = 1 + R_{n}$$

$$T_{n+1} = 1 + R_{n+1}$$

$$\Rightarrow T_{n}T_{n+1} - R_{n}R_{n+1} = 1$$

λαμβάνομε, τελικά

$$\begin{bmatrix} D_n \\ U_n \end{bmatrix} = \frac{e^{ik_n y \sin \theta_n} 1}{T_n e^{-ik_n h_n \cos \theta_n}} \begin{bmatrix} 1 & R_n \\ R_n e^{-2ik_n h_n \cos \theta_n} & e^{-2ik_n h_n \cos \theta_n} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} D_{n+1} \\ U_{n+1} \end{bmatrix}.$$
(3.75)

Ο πίνακας

$$\mathbf{M}_{n} = \frac{\mathrm{e}^{i\,\mathbf{k}_{n}\,y\sin\theta_{n}}\,\mathbf{1}}{T_{n}\,\mathrm{e}^{-i\,\mathbf{k}_{n}\,h_{n}\cos\theta_{n}}} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & R_{n} \\ R_{n}\,\mathrm{e}^{-2i\,\mathbf{k}_{n}\,h_{n}\cos\theta_{n}} & \mathrm{e}^{-2i\,\mathbf{k}_{n}\,h_{n}\cos\theta_{n}} \end{bmatrix}$$
(3.76)

είναι ο τελεστής διάδοσης του πεδίου μέσω του *n*-στού στρώματος της μονοδιάστατης δομής, ο οποίος μεταφέρει τα ανερχόμενα και κατερχόμενα κύματα από την οροφή του *n*+1 στρώματος στην οροφή του *n*-οστού.

Εάν έχομε δομή N στρωμάτων, η διάδοση των ανερχόμενων και κατερχόμενων κυμάτων από την οροφή του N+1 στρώματος μέχρι την οροφή του πρώτου (επιφάνεια της Γης), θα περιγράφεται με αλλεπάλληλη εφαρμογή N τελεστών της μορφής (3.76) κατά το σχήμα

$$\begin{bmatrix} D_1 \\ U_1 \end{bmatrix} = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \cdots \mathbf{M}_n \cdots \mathbf{M}_N \cdot \begin{bmatrix} D_{N+1} \\ U_{N+1} \end{bmatrix} \implies \begin{bmatrix} D_1 \\ U_1 \end{bmatrix} = \prod_{n=1}^N \mathbf{M}_n \cdot \begin{bmatrix} D_{N+1} \\ U_{N+1} \end{bmatrix}$$
(3.77)

Περαιτέρω, εάν το στρώμα N+1 είναι ομογενής ημιχώρος, τότε προφανώς δεν υπάρχει ανερχόμενο κύμα οπότε η (3.77) τελικά γράφεται

$$\begin{bmatrix} D_1 \\ U_1 \end{bmatrix} = \prod_{n=1}^N \mathbf{M}_n \begin{bmatrix} D_{N+1} \\ 0 \end{bmatrix}, \tag{3.78}$$

και πλήρως και τελείως περιγράφει την διάδοση του ΗΜ πεδίου δια πολλαπλών ανακλάσεων και διαθλάσεων μέσω των N στρωμάτων της δομής.

Η απόκριση της Γης στην ΗΜ διαταραχή, δηλαδή η φαινόμενη εμπέδηση εισόδου της μονοδιάστατης δομής θα δίδεται από τον λόγο του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια και λόγω των (3.65) – (3.67) θα είναι:

$$Z(\omega, z = 0) = \frac{E_1(\omega, z = 0)}{H_1(\omega, z = 0)} = \frac{D_1 + U_1}{\eta_1(D_1 - U_1)}$$
(3.79)

Όπως είναι προφανές, σε κάθε γωνιακή συχνότητα ω για την οποία ορίζεται , η φαινόμενη εμπέδηση μεταφέρει πληροφορία για ολόκληρη την διατομή της δομής μέσω της οποίας έχουν διέλθει τα ανερχόμενα και κατερχόμενα κύματα αυτής της συχνότητας!

Η φαινόμενη εμπέδηση είναι μία συνάρτηση μεταφοράς ενέργειας με πολύ σαφείς και αυστηρά καθορισμένες ιδιότητες. Η ανωτέρω ανάλυση διευκολύνει την παρουσίαση της πλέον θεμελιώδους από αυτές τις ιδιότητες, με την οποία και ολοκληρωθεί το παρόν χωρίο. Σημείο εκκίνησης αποτελεί γεγονός ότι η ενέργεια του κατερχόμενου κύματος οφείλει να είναι μεγαλύτερη της ενέργειας του ανερχόμενου κύματος, δηλαδή

$$D_n D_n^* - U_n U_n^* > 0 (3.80)$$

όπου το σύμβολο (*) δηλώνει τον μιγαδικό συζυγή. Από την (3.79) έχομε ότι

$$2\operatorname{Re}\left\{\frac{D_{1}+U_{1}}{D_{1}-U_{1}}\right\} = \frac{D_{1}+U_{1}}{\eta_{1}(D_{1}-U_{1})} + \frac{D_{1}^{*}+U_{1}^{*}}{\eta_{1}^{*}(D_{1}^{*}-U_{1}^{*})} = \dots = \frac{2\operatorname{Re}\left\{\eta_{1}\right\}(D_{1}D_{1}^{*}-U_{1}U_{1}^{*})}{\eta_{1}(D_{1}-U_{1})\eta_{1}^{*}(D_{1}^{*}-U_{1}^{*})}$$
(3.81)

Ο αριθμητής της (3.81) είναι θετικός λόγω της (3.80) και διότι $Re{\eta_1} > 0$ εφόσον $Re{k_1} > 0$ εξ ορισμού. Δεδομένου ότι και ο παρονομαστής είναι θετικός διότι παριστά την ενέργεια του μα-γνητικού πεδίου, προκύπτει ότι το πραγματικό μέρος της εμπέδησης είναι απαρεγκλίτως θετικό!

Ένας άλλος τρόπος για να καταλήξομε στο ίδιο συμπέρασμα είναι να πολλαπλασιάσομε αμφότερα τα σκέλη της (3.79) με τον μιγαδικό συζυγή του της έντασης του μαγνητικού πεδίου και την συζυγή της εξίσωση με την ένταση του μαγνητικού πεδίου,

κα να προσθέσομε τις προκύπτουσες εξισώσεις:

$$\mathrm{EH}^{*} + \mathrm{E}^{*}\mathrm{H} = [\mathrm{Z} + \mathrm{Z}^{*}]\mathrm{HH}^{*} \implies 2|\mathbf{S}|^{2} = \mathrm{Re}\{\mathrm{Z}\}\mathrm{HH}^{*}.$$
(3.82)

Το αριστερό σκέλος της (3.82) παριστά την ενέργεια του ΗΜ πεδίου σε δεδομένη συχνότητα και είναι θετικό.⁶² Στο δεξί σκέλος της (3.82) το γινόμενο HH* > 0 (ενέργεια μαγνητικού πεδίου). Συνεπώς, Re{Z} >0.

Η απαίτηση να είναι θετικό το πραγματικό μέρος της φαινόμενης εμπέδησης προκύπτει από την απαίτηση να είναι θετική η ενέργεια που περιέχεται στο ΗΜ πεδίο και η ενέργεια που μεταφέρεται από το μαγνητικό προς το ηλεκτρικό πεδίο και αντιστρόφως – αρνητική ενέργεια δεν νοείται στην κλασσική φυσική! Συναρτήσεις με θετικό πραγματικό μέρος αποκαλούνται πραγματικές θετικές και απαρτίζουν την ειδική κατηγορία των αιτιατών συναρτήσεων μεταφοράς. Στην συγκεκριμένη περίπτωση ο προσδιορισμός «αιτιατή συνάρτηση» υπονοεί ότι το ηλεκτρικό πεδίο (αποτέλεσμα) παράγεται αποκλειστικά από το μαγνητικό (αίτιο) ή αντιστρόφως και δεν μπορεί να (προ)υπάρξει ανεξάρτητα. Κατά συνέπεια, η πραγματική θετικότητα είναι αναγκαία συνθήκη για να αποτελεί η (3.80) μία φυσική αιτιατή και υλοποιήσιμη συνάρτηση απόκρισης της Γης και όχι απλώς ένα λόγο κάποιου ηλεκτρικού προς κάποιο μαγνητικό περόίο. Η συνθήκη αυτή μπορεί να αποτελέσει την βάση μεθόδων πιστοποίησης των μετρήσεων υπαίθρου.

⁶² Πρόκειται για το τετράγωνο του μέτρου του ανύσματος Poynting.

3.4. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ: ΜΙΑ ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΗ ΕΠΙ-ΣΚΟΠΗΣΗ

Οι Ηλεκτρομαγνητικές (ΗΜ) μέθοδοι γεωφυσικής διασκόπησης ανιχνεύουν την κατακόρυφη και οριζόντια κατανομή της ειδικής αντίστασης του υπεδάφους, βασιζόμενες στα φαινόμενα της ενεργητικής ή παθητικής ΗΜ επαγωγής, κατά τα οποία ένα πηγαίο πρωτεύον, μαγνητικό (ηλεκτρικό) πεδίο διεγείρει την αγώγιμη Γη και επάγει πρωτεύοντα ηλεκτρικά (μαγνητικά) και δευτερεύοντα μαγνητικά (ηλεκτρικά) πεδία, η ένταση και γεωμετρία των οποίων εξαρτάται από την ηλεκτρική δομή της Γης. Η διασκόπηση επιτυγχάνεται με ανάλυση της σχέσης μεταξύ των επαγόντων και επαγομένων πεδίων μέσω της κατασκευής κάποιας συνάρτησης απόκρισης της Γης, από την οποία εξάγεται πληροφορία για την γεωηλεκτρική δομή.

Προκειμένου να σχηματοποιήσομε τα ανωτέρω, έστω πρωτεύον μαγνητικό πεδίο H_{Π} και έστω άγνωστη συνάρτηση Γ αντιπροσωπεύουσα την ηλεκτρική δομή του υπεδάφους στην γειτονία των μετρήσεων. Το δευτερεύον πεδίο προέρχεται από την αλληλεπίδραση (στην προκειμένη περίπτωση συνέλιξη) του πρωτεύοντος με την γεωηλεκτρική δομή: $H_{\Delta} = H_{\Pi} * \Gamma$. Ο δέκτης μας μετρά το ολικό πεδίο $H_{\Pi} + H_{\Delta}$. Τότε, θεωρούντες λόγο της μορφής

$$Z = \frac{H_{\Pi} + H_{\Delta}}{H_{\Pi}} = \frac{H_{\Pi} + H_{\Pi} * \Gamma}{H_{\Pi}},$$

μπορούμε να απαλλαγούμε από τον πρωτεύον και να λάβομε την μετρήσιμη συνάρτηση Z που περιέχει την ζητούμενη πληροφορία, βάσει της οποία θα κατασκευάσομε ερμηνευτικό προσομοίωμα της γεωηλεκτρικής δομής. Η συνάρτηση Z είναι η συνάρτηση απόκρισης ή συνάρτηση μεταφοράς⁶³.

Η πλέον θεμελιώδης διάκριση των ΗΜ μεθόδων διασκόπησης βασίζεται στην θεώρηση της προέλευσης και μορφολογίας του πηγαίου πεδίου, αναλόγως των οποίων κατατάσσονται σε ΗΜ Φυσικού Πεδίου (ΗΜΦΠ) όταν το πηγαίο πεδίο παράγεται από φυσικές διεργασίες και διαθέτει άγνωστα και ασύμφωνα χαρακτηριστικά, και σε ΗΜ Ελεγχομένης Πηγής (ΗΜΕΠ) όταν το πηγαίο πεδίο είναι τεχνητό και διαθέτει γνωστά χαρακτηριστικά.

Οι πηγές των φυσικών ΗΜ πεδίων, είτε ευρίσκονται μακράν του σημείου μέτρησης, είτε έχουν πολύ μεγάλες – πλανητικής κλίμακας – δια τάσεις και βραδεία πλευρική μεταβολή σε σχέση με το εύρος της περιοχής διασκόπησης (βλ. Κεφάλαια 1 και 4). Σ' αμφότερες τις περιπτώσεις προσομοιάζουν με κατακορύφως διαδιδόμενο επίπεδο κύμα.

Οι ΗΜΕΠ χρησιμοποιούν ως πομπούς γειωμένα καλώδια μεγάλου μήκους, ή ορθογωνίους βρόχους μεγάλων διαστάσεων (μερικών εκατοντάδων μέτρων), ή μικρούς βρόχους οριζοντίως ή κατακορύφως διατεταγμένους (για παράδειγμα, βλ. Εικόνα 3.12). Με ελάχιστες εξαιρέσεις όπως διεξοδικά θα περιγραφεί στα οικεία κεφάλαια, οι μετρήσεις λαμβάνονται στο εγγύς πεδίο, οπότε το πρωτεύον πεδίο είναι καμπυλόγραμμο κύμα⁶⁴. Όπως θα αναπτυχθεί στο οικείο Κεφάλαιο 5, η γεωμετρία του πομπού καθορίζει την γεωμετρία του πρωτεύοντος και τον νόμο απόσβεσης, ενώ η γεωμετρία του δέκτη καθορίζει τον τύπο σύζευξης με τον πομπό και το ποιόν της απολήψιμης πληροφορίας. Επειδή υπάρχουν πολλοί τρόποι παραγωγής πρωτεύοντος πεδίου και προσδιορισμού της σχέσης πρωτεύοντος-δευτερεύοντος, έχουν αντιστοίχως επινοηθεί πολλές τεχνικές και τεχνολογίες ΗΜΕΠ, εκάστη των οποίων βασίζεται σε διαφορετικό σύστημα πομπού και δέκτη. Για τον λόγο αυτό οι όροι μέθοδος και σύστημα είναι αλληλένδετοι και σε πολλές περιπτώσεις συνώνυμοι. Συνεπώς, οι διαφορετικές γεωμετρίες πομπού – δέκτη καθορίζουν τις θεμελιώδεις φυσικές ιδιότητες των ΗΜΕΠ και την θεμελιώδη διαφορά τους από τις ΗΜΦΠ.

⁶³ Εννοείται μεταφορά ενέργειας από το επάγον (πρωτεύον) προς το επαγόμενο πεδίο.

⁶⁴ Εξαίρεση αποτελούν οι μέθοδοι VLF και AMT- Ελεγχομένης Πηγής.



Εικόνα 3.12. Διαφορετικές διαμορφώσεις πομπού – δέκτη χρησιμοποιούμενες για ΗΜ διασκόπηση ελεγχόμενης πηγής.

Είναι σαφές ότι οι ΗΜ μέθοδοι περιλαμβάνουν μία φαινομενικά λαβυρινθώδη ποικιλία εφαρμογών (μεθόδων υπαίθρου και μεθόδων ερμηνείας), η οποία εισέτι περιπλέκεται από έναν μακρύ και εν πολλοίς δυσνόητο κατάλογο εμπορικών επωνυμιών. Παρ' όλα αυτά, κάθε μία από αυτές τις τεχνικές περιλαμβάνει μέτρηση με έναν δέκτη, μίας ή περισσοτέρων συνιστωσών του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου οι οποίες έχουν δημιουργηθεί από μία φυσική ή τεχνητή πηγή ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας. Με βάση αυτό το κοινό υπόβαθρο, (και όπως άλλωστε διαφαίνεται και από την Εικόνα 3.12), οι ηλεκτρομαγνητικές μέθοδοι μπορούν να ταξινομηθούν σε μεγάλες ομοειδείς κατηγορίες. Μία χρήσιμη ταξινόμηση παρατίθεται στον Πίνακα 3.1.

Σημειώνεται εδώ ότι ο Πίνακας 3.1 περιλαμβάνει και τις ηλεκτρικές μεθόδους συνεχούς ρεύματος (Schlumberger κλπ.). Είναι μάλλον προφανές ότι αυτές, έχοντας ως πεδίο εφαρμογής το στατικό όριο (μηδενική συχνότητα), δεν είναι παρά υποσύνολο των ΗΜ που χρησιμοποιούν μεταβαλλόμενα (χρονικά και/ ή συχνοτικά) ΗΜ πεδία. Το σημαντικότατο πλεονέκτημα των ΗΜ μεθόδων σε σύγκριση με τις μεθόδους συνεχούς ρεύματος είναι η συνάρτηση του βάθους διασκόπησης από την συχνότητα, η οποία μεταβάλλεται χωρίς να απαιτείται αλλαγή της γεωμετρίας και του μεγέθους της διάταξης μετρήσεων. Έτσι ελαττώνεται σημαντικά το λειτουργικό κόστος, αυξάνει η παραγωγικότητα και παρακάμπτονται σημαντικά προβλήματα που συχνά δυσχεραίνουν την εκτέλεση γεωηλεκτρικών διασκοπήσεων (ανώμαλο ανάγλυφο, πυκνή φυτοκάλυψη, μεγάλο ηλεκτρικό πάχος υπερκειμένων σχηματισμών κλπ.), ιδίως δε όταν απαιτείται εντοπισμός γεωλογικών στόχων σημαντικού βάθους.

Οι ΗΜ μέθοδοι περαιτέρω διακρίνονται αναλόγως του τρόπου δημιουργίας και λήψης του πεδίου, σε μεθόδους πεδίου συχνότητας και σε μεθόδους πεδίου χρόνου. Στις μεθόδους πεδίου συχνότητας το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο υπάρχει ή εκπέμπεται ως συνεχής κυματομορφή μίας ή περισσοτέρων συχνοτήτων, τα δευτερεύοντα πεδία μετρώνται παρουσία του πρωτεύοντος και

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1. Ταξινόμηση των ηλεκτρικών και ηλεκτρομαγνητικών μεθόδων. Δεν περιλαμβάνονται μέθοδοι υπερυψηλών συχνοτήτων (π.χ. radar)

			ΔΕΚΤΗΣ	
ΠΟΜΠΟΣ	Ηλεκτρικό δίπολο (γειωμένο καλώ- διο)	Ηλεκτρικό δίπολο και επαγωγικό πηνίο	Επαγωγικό πηνίο επί του εδάφους	Επαγωγικό πηνίο στον αέρα
Γαλβανικό Ηλεκτρι- κό Δίπολο (διοχέτευ- ση ρεύματος στην Γη)	Μέθοδοι σταθερού ρεύματος (Schlum- berger, Wenner κλπ.), Επαγόμενη Πόλωση		Μαγνητομετρική Α- ντίσταση (Μαγνη- τική Επαγόμενη Πό- λωση)	
Επαγωγικό Ηλε- κτρικό δίπολο (εκ- πομπή μαγνητικού πεδίου από μή γειω- μένο καλώδιο)	Eltran	Ακουστο-Μαγνητο- Τελλουρική Ελεγχομένης Πηγής (CSAMT)	Μερικά συστήματα πεδίου χρόνου	
Μικρός βρόχος			Slingram – μέθοδοι οριζοντίων βρόχων Μέθοδοι κατακόρυ- φων βρόχων Μέθοδοι γωνίας κλί- σης Μερικά συστήματα πεδίου χρόνου (Ταυ- τοί βρόχοι) Διατάξεις διαγρα- φιών γεωτρήσεων	Εναέριες μέθοδοι Ρυμουλκούμενα ανεμούρια- πεδίο χρόνου Ελικοπτέρων επί ακάμπτου ιστού (rigid boom)
Μεγάλος βρόχος			Συστήματα μεγάλων βρόχων (TURAM) Πολλά συστήματα πεδίου χρόνου Διατάξεις διαγρα- φιών γεωτρήσεων	
Επίπεδα κύματα				
Κατακόρυφη κεραία Φυσικό ΗΜ πεδίο	Τελλουρική μέθο- δος	VLF-Ειδική Αντίσταση Μαγνητοτελλουρική Τελλουρική- Μαγνητοτελλουρική Γεωμαγνητική Βαθο- σκόπηση	VLF	VLF

(αναγκαστικά) η απόκριση της Γης εξετάζεται σε μία σειρά διακριτών συχνοτήτων. Στις μεθόδους πεδίου χρόνου το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο εκπέμπεται ως ασυνεχής ακολουθία παλμών και η μέτρηση του δευτερεύοντος γίνεται απουσία του πρωτεύοντος, κατά το διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών· η απόκριση της Γής εξετάζεται σε σειρά διακριτών χρόνων από την παύση της εκπομπής του πρωτεύοντος. Δεδομένου ότι οι φυσικές ΗΜ διεργασίες είναι συνεχείς και μη ελέγξιμες, οι μετρήσεις γίνονται αναγκαστικά παρουσία του πρωτεύοντος και οι ΗΜΦΠ είναι όλες ανεξαιρέτως μέθοδοι πεδίου συχνότητας.

Η ανωτέρω διάκριση είναι πολύ σημαντικότερη στις ΗΜΕΠ, όπου η δυνατότητα ελέγχου της πηγής επέτρεψε την ανάπτυξη αμφοτέρων των κατηγοριών, οι οποίες άλλωστε είναι σημα-

ντικά διαφορετικές εφόσον εκμεταλλεύονται διαφορετικές ιδιότητες των βασικών επαγωγικών διεργασιών. Οι ΗΜΕΠ πεδίου χρόνου παρουσιάζουν αρκετά πλεονεκτήματα και γνώρισαν μεγάλη άνθιση κατά τις τελευταίες λίγες δεκαετίες, αλλά από ιστορική / τεχνολογική άποψη, τα συστήματα πεδίου συχνότητας, εμφανίσθηκαν πολύ ενωρίτερα, δεδομένου ότι η διαχείριση και ανάλυση αρμονικών πεδίων είναι αρκετά απλούστερη από την αντίστοιχη ανάλυση παροδικών (παλμικών) πεδίων. Για τους ίδιους λόγους, θα αντιμετωπίσομε τις δύο κατηγορίες μεθόδων χωριστά, ξεκινώντας από το απλούστερο και ευκολότερα κατανοητό πεδίο συχνότητας.

Οι ΗΜΕΠ γενικά δεν χρησιμοποιούνται για πολύ βαθιές διασκοπήσεις, (πέραν των μερικών εκατοντάδων μέτρων). Το βάθος διείσδυσης του ΗΜ πεδίου περιορίζεται από το μέγεθος της κεραίας του πομπού, διότι η εκπομπή σημάτων χαμηλής συχνότητας (μεγαλυτέρου μήκους κύματος) απαιτεί κεραία μεγάλου μεγέθους. Εξυπακούεται ότι το μέγεθος των οργάνων που μπορούν να επιτύχουν πολύ μεγάλα βάθη διείσδυσης δυνατόν να καταστεί απαγορευτικό. Οι τεχνικές που χρησιμοποιούν σταθερούς (ηλεκτρικούς ή μαγνητικούς) διπολικούς πομπούς επιτυγχάνουν αρκετά βαθιά διασκόπηση χωρίς να απαιτούν μεγάλα ή δύσχρηστα μηχανήματα και ως εκ τούτου είναι πρακτικότερες. Σε γενικές γραμμές, αναλόγως και της ειδικής αντίστασης του υπεδάφους, το δραστικό βάθος διασκόπησης τέτοιων τεχνικών σπανίως προσεγγίζει το 1Km, ιδίως δε όταν υπάρχουν ζώνες υψηλής αγωγιμότητας. Όπως θα διαπιστωθεί κατωτέρω, για να επιτύχομε βαθιά ΗΜ διασκόπηση πρέπει να καταφύγομε σε μεθόδους φυσικού πεδίου!

4. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΦΥΣΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

Τα φυσικά ηλεκτρομαγνητικά πεδία παράγονται από εξαιρετικά πολλές διαφορετικές διεργασίες και πηγές που εκτείνονται από τον πυρήνα της Γης μέχρι τα άκρα του Σύμπαντος. Χρήσιμες όμως για διασκόπηση με ΗΜΦΠ στην φασματική ζώνη 0.001 - 10⁴ Hz είναι η Μαγνητόσφαιρα-Ιονόσφαιρα και η Ατμόσφαιρα (βλ. Κεφάλαιο 1). Μαγνητόσφαιρα είναι η περιοχή γύρω από την Γη, όπου το κύριο μαγνητικό πεδίο της Γης παγιδεύεται από τον ηλιακό άνεμο. Περιλαμβάνει την ιονόσφαιρα και την ατμόσφαιρα και περιέχει αέρια, ειδικότερα οξυγόνο και άζωτο σε συγκεντρώσεις που ελαττώνονται συναρτήσει του ύψους. Τα αέρια αυτά ιονίζονται από την υπεριώδη και λοιπή ηλιακή ακτινοβολία (δηλαδή μετατρέπονται σε πλάσμα), αλλά σε ύψη μικρότερα των 100 km η υψηλή πίεση αναγκάζει τα ιόντα να ανασυνδυασθούν ταχέως, ώστε τα αέρια να είναι περίπου ηλεκτρικώς ουδέτερα (Ατμόσφαιρα). Άνω των 100 km, τα ιόντα δεν επανασυνδέονται η πυκνότητα των φορτισμένων σωματιδίων αυξάνει ταχέως μέχρι τα 250 km περίπου, και κατόπιν αρχίζει να ελαττώνεται συναρτήσει του ύψους και της ελαττούμενης πίεσης. Η περιοχή αυτή της σχετικά αυξημένης ηλεκτρικής αγωγιμότητας ονομάζεται Ιονόσφαιρα. Η Μαγνητόσφαιρα και η Ιονόσφαιρα είναι έντονα ανισοτροπικοί αγωγοί, εντός των οποίων λαμβάνουν χώρα πολλά φαινόμενα αλληλεπίδρασης του πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο της Γης, τα οποία διεξοδικότερα περιγράφονται στο Κεφάλαιο 1. Τα φαινόμενα αυτά είναι πηγές ακτινοβολίας ΗΜ πεδίων ULF (συχνότητες μέχρι 1 Hz) προς την Ατμόσφαιρα. Η Ατμοσφαιρική ηλεκτρική δραστηριότητα (κεραυνοί) είναι υπεύθυνη για την παραγωγή πεδίων συχνότητας άνω του 1 Hz (ULF - ELF), τα οποία διαδίδονται δια πολλαπλών ανακλάσεων μεταξύ της επιφάνειας της Γης και του δαπέδου της Ιονόσφαιρας (συντονισμοί Schumann, βλ. Χωρίο 1.3). Συνοπτική σκαριφηματική αναπαράσταση των κυριοτέρων πηγών φυσικών ΗΜ πεδίων παρουσιάζεται στην Εικόνα 4.1.

Ξεκινώντας την παρουσίαση των ΗΜΦΠ, καλό είναι να διευκρινίσομε τις συνθήκες υπό τις οποίες γίνεται η διασκόπηση με φυσικά πεδία. Προκειμένου να διευκολυνθεί η κατανόηση των βασικών εννοιών η συζήτηση θα περιορισθεί στην απλούστερη δυνατή γεωηλεκτρική δομή: η Γη θεωρείται ομογενής ισοτροπικός κάτω ημιχώρος με ιδιότητες σ₁, ε₁και μ₀, και οροφή την μονωτική ατμόσφαιρα (με ιδιότητες σ₀=0, ε₀και μ₀). Θεωρούμε επίσης πρωτεύον (πηγαίο) μαγνητικό πεδίο με άνυσμα παράλληλο προς την επιφάνεια της Γης και πολωμένο κατά την διεύθυνση x (κάθετο επί το επίπεδο πρόσπτωσης – Εγκάρσια Μαγνητική διάδοση). Κατ' αναλογία προς τα συζητηθέντα στο Χωρίο 3.3.2, ένα τέτοιο μαγνητικό πεδίο θα σχετίζεται με ηλεκτρικό πεδίο που έχει μία οριζόντια συνιστώσα πολωμένη κατά την διεύθυνση y και μία κατακόρυφη συνιστώσα. Σε μία τέτοια περίπτωση οι εξισώσεις Maxwell ανάγονται στις

$$\frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{E}_y}{\partial z} = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}_x, \qquad \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial z} = i\omega\varepsilon_0 \mathbf{E}_y, \qquad \kappa\alpha \mathbf{i} \qquad \qquad -\frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} = i\omega\varepsilon_0 \mathbf{E}_z,$$

από όπου λαμβάνομε την εξίσωση διάδοσης:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_x(y, z, \omega)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}_x(y, z, \omega)}{\partial z^2} + \mathbf{k}_0^2 \mathbf{H}_x(y, z, \omega) = 0$$
(4.1)

όπου $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \omega / c$ και c η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Απαλλασσόμαστε από την δεύτερη οριζόντια παράγωγο του πεδίου χρησιμοποιώντας μετασχηματισμό Fourier, με τον οποίο λαμβάνομε

$$-\lambda_0^2 \mathbf{H}_x(\lambda, z, \omega) + \frac{\partial^2 \mathbf{H}_x(\lambda, z, \omega)}{\partial z^2} + \mathbf{k}_0^2 \mathbf{H}_x(\lambda, z, \omega) = 0,$$



Εικόνα 4.1. Συνοπτική σκαριφηματική αναπαράσταση των κυριωτέρων πηγών φυσικών ΗΜ πεδίων.

από όπου προκύπτει και ο σύνθετος κυματαριθμός

$$u_0 = \sqrt{k_0^2 - \lambda_0^2} \,. \tag{4.2}$$

Και πάλι κατ' αναλογία προς την Ενότητα 3.3.2, το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο στον αέρα θα είναι

$$\mathbf{H}_{x} = H_{0} \left[\mathbf{e}^{-i\mathbf{k}_{0}z\cos\theta_{0}} + R_{\mathrm{TM}} \, \mathbf{e}^{i\mathbf{k}_{0}z\cos\theta_{0}} \, \right] \cdot \mathbf{e}^{-i\mathbf{k}_{0}y\sin\theta_{0}} \,, \tag{4.3}$$

όπου $R_{\rm TM}$ ο συντελεστής ανάκλασης και θ_0 η γωνία πρόσπτωσης του πηγαίου πεδίου στην επιφάνεια της Γης. Με βάση την (4.2) και την ευρετική σχέση (4.3), ορίζομε τον κατακόρυφο κυματαριθμό ως

$$u_0 = \mathbf{k}_0 \cos \theta = \frac{\omega}{c} \cos \theta$$

και τον οριζόντιο κυματαριθμό ως

$$\lambda_{0} = k_{0} \sin \theta = \frac{\omega}{c} \sin \theta.$$

Tóte, η (4.3) γράφεται ως εξής:

$$H_{x} = H_{0} \left[e^{-iu_{0}z} + R_{\text{TM}} e^{iu_{0}z} \right] \cdot e^{-i\lambda_{0}y}$$
(4.4)

με το πρωτεύον οριζόντιο ηλεκτρικό πεδίο να λαμβάνει την μορφή

$$\mathbf{E}_{y} = \frac{u_{0}}{\omega\varepsilon_{0}} H_{0} \Big[\mathbf{e}^{-iu_{0}z} - R_{\mathrm{TM}} \, \mathbf{e}^{iu_{0}z} \Big] \cdot \mathbf{e}^{-i\lambda y}$$
(4.5)

Ο λόγος

$$Z_0 = \frac{u_0}{\omega \varepsilon_0} = \zeta_0 \cos \theta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \cos \theta \tag{4.6}$$

αποτελεί την χαρακτηριστική εμπέδηση του κενού (αέρα).

Μέσα στην ομογενή Γη, το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο θα έχει την μορφή $D_{\alpha} = -iu_{1}z_{\alpha} = -i\lambda_{1}y_{\alpha}$ $U_{\alpha} = T_{\alpha} = -i\lambda_{1}y_{\alpha}$ όπου T_{TM} είναι ο συντελεστής μετάδοσης και $u_1 = \sqrt{k_1^2 - \lambda_1^2}$, $k_1 = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \varepsilon_1 - i\omega \mu_0 \sigma_1}$. Το οριζόντιο ηλεκτρικό πεδίο κατ' αντιστοιχία θα είναι

$$E_{y} = \frac{-iu_{1}}{\sigma_{1} + i\omega\varepsilon_{0}} D e^{-iu_{1}z} \cdot e^{-i\lambda_{1}x} = Z_{1} D e^{-iu_{1}z} \cdot e^{-i\lambda_{1}x}.$$
(4.8)

Ο λόγος του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο δίδει τη εμπέδηση εισόδου της γεωηλεκτρικής δομής (εμπέδηση στην επιφάνεια) ως

$$Z_{1}(\lambda,\omega) = \frac{\mathrm{E}_{y}(\lambda,\omega,z=0)}{\mathrm{H}_{x}(\lambda,\omega,z=0)} = \frac{\sqrt{\mathrm{k}_{1}^{2} - \lambda_{1}^{2}}}{\sigma_{1} + i\omega\varepsilon_{1}}.$$
(4.9)

Δεν απαιτεί ιδιαίτερη προσπάθεια να δει κανείς ότι η έκφραση (4.9) εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της πηγής του πρωτεύοντος πεδίου μέσω του οριζόντιου κυματαριθμού λ_1 . Όπως επίσης είναι προφανές, όταν $\lambda_1^2 \ll k_1^2$, τότε

$$Z_1(\omega) \simeq \frac{k_1}{\sigma_1 + i\omega\varepsilon_1} \simeq \zeta_1(\omega) \tag{4.10}$$

και θα προσεγγίζει την χαρακτηριστική εμπέδηση της ομογενούς Γης, πράγμα που οφείλει άλλωστε να συμβαίνει προκειμένου να είναι δυνατή η απόληψη πληροφορίας για την γεωηλεκτρική δομή από τον λόγο των εγκαρσίων συνιστωσών του ΗΜ πεδίου.

Προκειμένου να μελετήσομε επαρκέστερα τις συνθήκες για τις οποίες ισχύει η (4.10), ακολουθούμε την προσέγγιση του Wait⁶⁵ και γράφομε την (4.9) ως

$$Z_{1}(\lambda,\omega) = \frac{k_{1}}{\sigma_{1} + i\omega\varepsilon_{1}} \sqrt{1 - \frac{\lambda_{1}^{2}}{k_{1}^{2}}} = \frac{k_{1}}{\sigma_{1} + i\omega\varepsilon_{1}} \left(1 + \frac{\lambda_{1}^{2}}{2k_{1}^{2}} + \frac{3\lambda_{1}^{4}}{8k_{1}^{4}} + \cdots\right),$$
(4.11)

αναπτύσσοντας το ριζικό σε δυναμοσειρά σύμφωνα με το διωνυμικό θεώρημα. Είναι σαφές από την (4.10) ότι η εμπέδηση είναι πεπερασμένη μόνο όταν $\lambda_1^2 < k_1^2$. Περαιτέρω, από τις ιδιότητες του μετασχηματισμού Fourier έχομε ότι

$$\lambda \equiv \frac{i\partial}{\partial y},$$

οπότε η (4.11) ξαναγράφεται υπό τελεστική μορφή

$$Z_1(\lambda,\omega) = \frac{\mathbf{k}_1}{\sigma_1 + i\omega\varepsilon_1} \left(1 - \frac{1}{2\,\mathbf{k}_1^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{3}{8\,\mathbf{k}_1^4} \frac{\partial^4}{\partial y^4} - \cdots \right),$$

ήτοι

$$E_{y}(y,0) = \frac{k_{1}}{\sigma_{1} + i\omega\varepsilon_{1}} \left(1 - \frac{1}{2k_{1}^{2}} \frac{\partial^{2}}{\partial y^{2}} + \frac{3}{8k_{1}^{4}} \frac{\partial^{4}}{\partial y^{4}} - \cdots \right) H_{x}(y,0) .$$
(4.12)

Από τη (4.12) είναι σαφές ότι η επιφανειακή εμπέδηση είναι ανεξάρτητη από την πηγή του πρωτεύοντος πεδίου μόνον εφόσον η πλευρική μεταβολή του πεδίου είναι πολύ αργή (οι παράγωγοί του είναι αμελητέες).

Η ανωτέρω συνθήκη αυτή είναι εγγυημένη στο σχεδόν-στατικό όριο ($f < 10^5$ Hz) όπου πραγματοποιούνται οι διασκοπήσεις φυσικού πεδίου, διότι από τον δεύτερο νόμο του Snell

$$\sin \theta_1 = \frac{k_0}{k_1} \sin \theta_0 \simeq \sqrt{i \omega \varepsilon_0 \rho_1} \sin \theta_0.$$

Είναι πολύ εύκολο να διαπιστωθεί ότι για ρεαλιστικές τιμές ειδικής αντίστασης των γεωυλικών, ανεξαρτήτως της γωνίας πρόσπτωσης η γωνία αναχώρησης $\theta_1 \approx 0^\circ$, δηλαδή η διείσδυση του

⁶⁵ Wait, J.R., 1982, Geo-electromagnetism, Academic Press, New York, p 187.



ίχνη της.

πρωτεύοντος κύματος στην Γης λαμβάνει χώρα με πολύ μικρή απόκλιση από την κατακόρυφο. Αυτό σημαίνει ότι για επίπεδα πηγαία πεδία $\lambda_1 \rightarrow 0$, δηλαδή ότι εντός της Γης, οι οριζόντιες παράγωγοι του πεδίου είναι αμελητέες. Οι συνθήκες αυτές είναι εισέτι ισχυρότερες στις συχνότητες ELF – VLF όπου οι συντονισμοί Schumann διαδίδονται υποκατακόρυφα δι' ανακλάσεων μεταξύ της Ιονόσφαιρας και της επιφάνειας της Γης, αλλά και στις συχνότητες ULF όπου αν και αρκετά κοντά στις πηγές, τα πρωτεύοντα μαγνητικά πεδία έχουν πολύ μεγάλες οριζόντιες διαστάσεις ως προερχόμενα από διεργασίες πλανητικής κλίμακας (π.χ. ημερήσια μεταβολή, γεωμαγνητικές διαταραχές) και είναι τοπικά ομογενή και επίπεδα (π.χ. Εικόνες 4.1 και 4.2). Περαιτέρω, με τις τεχνικές της Ενότητας 3.3.2 είναι εύκολο να υπολογισθούν από τις εξισώσεις (4.4 – 4.9) οι συντελεστές ανάκλασης και μετάδοσης της επιφάνειας της Γης, οι οποίοι είναι

$$R_{\text{TM}} = \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1}, \quad \text{kat} \quad T_{TM} = \frac{2Z_0}{Z_0 + Z_1}$$

Και πάλι μπορεί να διαπιστωθεί ότι για ρεαλιστικές ειδικές αντιστάσεις ο συντελεστής ανάκλασης είναι πολύ μεγάλος (προσεγγίζει την μονάδα), ενώ ο συντελεστής μετάδοσης πολύ μικρός (<1%). Το γεγονός είναι ότι μόνο ένα πολύ μικρό ποσοστό του πηγαίου πρωτεύοντος πεδίου εισέρχεται στην Γη και χρησιμεύει για γεωφυσική διασκόπηση!

Αμέσως κάτω από την επιφάνεια τα πρωτεύοντα μαγνητικά πεδία έχουν μορφή επιπέδου κύματος και διεισδύοντα στην Γη επάγουν ηλεκτρικά πεδία, τα οποία με την σειρά τους οδηγούν τελλουρικά ρεύματα. Στην Εικόνα 4.2α δίδεται απλουστευμένη αναπαράσταση των διεργασιών αυτών. Η πηγή του πρωτεύοντος πεδίου ULF έχει μορφή επιπέδου φυλλοειδούς ρεύματος που διαρρέει την Ιονόσφαιρα με διεύθυνση κάθετη και έξω από το επίπεδο που ορίζει η σελίδα. Το Ιονοσφαιρικό αυτό ρεύμα ακτινοβολεί πρωτεύον μαγνητικό πεδίο παράλληλο προ την σελίδα, το οποίο εισέρχεται στην (ομογενή χάριν απλότητας και συντομίας) Γη και επάγει φυλλοειδή τελλουρικά ρεύματα με διεύθυνση κάθετη και προς το εσωτερικό του επιπέδου της σελίδας. Τα τελλουρικά ρεύματα διαγέονται αποσβενύμενα κατά 1/e στο επιδερμικό βάθος δ. Σε μη ομογενή Γη, η διάχυση των τελλουρικών ρευμάτων είναι συνάρτηση της γεωηλεκτρικής δομής (οριζόντιας και κατακόρυφης κατανομής της αγωγιμότητας), η οποία τα επηρεάζει, μεταβάλλοντας το ρυθμό απόσβεσής τους και εκτρέποντάς τα από την οριζόντιο (Εικόνα 4.2β). Με τον

τρόπο αυτό η γεωλογία «χαράσσει τα δακτυλικά της αποτυπώματα» στο τελλουρικό πεδίο, μέσω των οποίων μπορούμε να την αποκαλύψουμε. Τα φαινόμενα αυτά θα εξετασθούν στο παρόν Κεφάλαιο 4.

Η εξάρτηση των ΗΜΦΠ από φυσικές πηγές είναι ταυτοχρόνως το μεγαλύτερο πλεονέκτημα και μειονέκτημά τους. Για παράδειγμα, οι ΗΜΕΠ χρειάζονται συστήματα τροφοδοσίας και ελέγχου του πρωτεύοντος πεδίου και για επιτύχουν χαμηλές συχνότητες και βαθιά διείσδυση, απαιτούν ογκώδεις και δύσχρηστες πηγές, πράγμα που αυξάνει το δραστικά το κόστος και συχνά απαγορεύει την προσπέλαση και εξερεύνηση δύσβατων/ δυσπρόσιτων ή ορεινών περιοχών. Η γεωμετρία των πρωτευόντων πεδίων ΗΜΕΠ επίσης περιπλέκει την ανάλυση και ερμηνεία τους σε σύγκριση με τις ΗΜΦΠ, των οποίων το πρωτεύον είναι επίπεδο κύμα. Είναι λοιπόν εμφανές ό,τι ένα σημαντικό πλεονέκτημα των μεθόδων φυσικού πεδίου είναι το εξαιρετικώς χαμηλό κόστος εφαρμογής τους. Η όλη οργανολογία είναι, ουσιαστικώς, ένας δέκτης και καταγραφέας σημάτων· τα υπόλοιπα τα παρέχει δωρεάν η φύση. Η άλλη πλευρά του νομίσματος όμως, είναι η ευαισθησία των ΗΜΦΠ στον φυσικό και ανθρωπογενή ηλεκτρομαγνητικό θόρυβο. Οι έχοντες εργασθεί με ΗΜΦΠ γνωρίζουν πόση υπομονή και επιμονή απαιτείται μέχρι να συλλεχθούν ικανοποιητικά δεδομένα σε περιοχές αυξημένης ανθρώπινης δραστηριότητας.

Οι ΗΜΦΠ είναι όλες μέθοδοι πεδίου συχνότητας, με σπουδαιότερες εκπροσώπους την Μαγνητοτελλουρική μέθοδος με τα παράγωγά της και την Γεωμαγνητική Βαθοσκόπηση (ΓΒΣ). Όπως θα διαπιστωθεί από την ανάλυση που παρατίθεται κατωτέρω, οι ΗΜΦΠ και ιδίως η Μαγνητοτελλουρική και η Γεωμαγνητική Βαθοσκόπηση παρουσιάζουν σημαντικότατα πλεονεκτήματα έναντι των λοιπών μεθόδων διασκόπησης της γεωηλεκτρικής δομής διότι από σημειακές μετρήσεις

- Παρέχουν δυνατότητα διερεύνησης μεγάλου φάσματος βαθών, από μερικά μέτρα μέχρι πολλά χιλιόμετρα.
- Επιτρέπουν τον εντοπισμό πλευρικών αλλαγών της γεωηλεκτρικής δομής.
- Εχουν χαμηλό λειτουργικό κόστος και μεγάλη παραγωγικότητα.

Τέτοιες ιδιότητες τις καθιστούν μεθόδους επιλογής για ανίχνευση αγωγίμων στόχων σε μέσα ως μεγάλα βάθη (αρκετών εκατοντάδων μέτρων έως μερικών χιλιομέτρων), στα οποία οι γεωηλεκτρικές και ΗΜ μέθοδοι συνήθως αδυνατούν να διεισδύσουν. Συνεπεία των ανωτέρω οι ΜΤ/ΓΒΣ μέθοδοι μπορούν να συμβάλλουν αποφασιστικά στην επίλυση προβλημάτων υδρογεωλογίας, (ανίχνευση βαθέων υπογείων υδροφορέων και πλευρικής κυκλοφορίας νερού), γεωθερμίας, (ανίχνευση βαθέων ταμιευτήρων και πλευρικής κυκλοφορίας ρευστών), έρευνας υδρογονανθράκων, (ανίχνευση βαθέων ταμιευτήρων), γεωτεκτονικής ανάλυσης και μελετών δομής του στερεού φλοιού, κ.ά.

4.1 Η ΜΑΓΝΗΤΟΤΕΛΛΟΥΡΙΚΗ (ΜΤ) ΜΕΘΟΔΟΣ

Η Μαγνητοτελλουρική μέθοδος εκμεταλλεύεται την σχέση μεταξύ των οριζοντίων εγκαρσίων συνιστωσών του φυσικού ΗΜ πεδίου. Όταν το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο είναι επίπεδο κύμα, η σχέση του με το επαγόμενο ηλεκτρικό είναι γραμμική και εκφράζεται μέσω μίας ποσότητας που εξαρτάται από, και μεταφέρει πληροφορία για την ηλεκτρική δομή του υλικού εντός του οποίου λαμβάνουν χώρα οι επαγωγικές διεργασίες. Η μορφή της γραμμικής σχέσης εξαρτάται από την γεωμετρία της δομής και μεταβάλλεται από απλή βαθμωτή (μονόμετρη) σε περιπτώσεις μονοδιάστατων δομών, μέχρι σύνθετη τανυστική για περιπτώσεις πολυδιάστατων δομών (σύμφωνα με τους ορισμούς του Χωρίου 3.3). Τις ιδιότητες αυτής της σχέσης και τον τρόπο με τον οποίο την εκμεταλλευόμαστε για να ανιχνεύσομε το εσωτερικό της Γης θα εξετάσομε λεπτομερέστερα στα επόμενα.

Για ιστορικούς λόγους αναφέρεται ότι η Tellus ήταν η Ρωμαία θεά της Γης, αντίστοιχη της Ελληνικής Γαίας. Η Tellus εδάνεισε το όνομά της στα φυσικά ηλεκτρικά ρεύματα της στερεάς Γης, τα οποία αποκαλούνται Τελλουρικά Ρεύματα, καθώς και σε μία πρώιμη και εγκαταλειφθείσα πλέον μέθοδο γεωφυσικής διασκόπησης, την Τελλουρική μέθοδο. Η Μαγνητο-Τελλουρική μέθοδος προφανώς οφείλει το αρμόζον και σύνθετο όνομά της στο γεγονός ότι εμβριθεί στην σχέση των γήινων ηλεκτρικών (τελλουρικών) και μαγνητικών πεδίων!



Εικόνα 4.3. Η Ρωμαία θεά της Γης Tellus με δύο από τα παιδιά της. Αντιπροσωπεύει την Θεά-Μητέρα και είναι πανάρχαια και συγγενής προς την Ελληνική Γαία.

4.1.1. Κατακόρυφη Μονοδιάστατη (1-Δ) κατανομή της αγωγιμότητας

Όπως ήδη έχει αναφερθεί στο Χωρίο 3.3, η απλούστερη περίπτωση γεωηλεκτρικής δομής είναι οριζοντίως ομογενής και κατακορύφως ανισοτροπική, η οποία σε περίπτωση ασυνεχούς μεταβολής της αγωγιμότητας συναρτήσει του βάθους, αποτελείται από διαδοχικά στρώματα διαφορετικών ηλεκτρικών ιδιοτήτων, (βλ. Εικόνες 3.5 και 4.4). Μέσα στο *n*-στο στρώμα ισχύουν οι συνθήκες που ανεπτύχθησαν στα Χωρία 3.2 και 3.3 για διάδοση επιπέδου κύματος στο σχεδόνστατικό όριο. Δεδομένου ότι η βασική θεωρία έχει σχεδόν διεξοδικά συζητηθεί, στο παρόν θα επιχειρηθεί μόνο ανακεφαλαίωση και εισαγωγή στις βασικές λεπτομέρειες της μαγνητοτελλουρικής βαθοσκόπησης. Υπενθυμίζοντας ότι στο εξής θα μας απασχολήσουν μόνο επαγωγικές διεργασίες που πηγάζουν από επίπεδα, κατακορύφως διαδιδόμενα πρωτεύοντα πεδία, σημειώνομε ότι όταν το πηγαίο πεδίο έχει μόνο H_y συνιστώσα, οι εξισώσεις του Maxwell ανάγονται στις απλές μορφές:

Αντιστοίχως, όταν το πηγαίο πεδίο έχει μόνο Η_x συνιστώσα, λόγω συμμετρίας έχομε

Το μαγνητικό πεδίο μπορεί να απαλειφθεί από αμφότερες τις (4.13) και (4.14) με την γνωστή διαδικασία, οπότε λαμβάνομε ζεύγος *ομογενών εξισώσεων* Helmholz της μορφής:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x(\omega, z) \\ \mathbf{E}_y(\omega, z) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{k}_n^2 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{k}_n^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x(\omega, z) \\ \mathbf{E}_y(\omega, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}$$
(4.15)

Η πρώτη γραμμή της (4.15) περιγράφει την διάχυση της ηλεκτρικής συνιστώσας E_x και η δεύτερη της συνιστώσας E_y . Επειδή το υλικό είναι το αυτό προς όλες τις οριζόντιες διευθύνσεις – οι ιδιότητές του εκφράζονται την ειδική αγωγιμότητα και η επίδρασή του από τον κυματαριθμό k – οι δύο εξισώσεις είναι ταυτότημες και η λύση τους κατά οιοδήποτε άξονα x ή y, έχει την γενική μορφή

$$E_{j}(\omega, z) = E_{0j} \cdot \left[D_{n} e^{-ik_{n}z} + U_{n} e^{ik_{n}z} \right], \quad j = x, y$$
(4.16)

Κατά τα γνωστά, το αριστερό μέλος του αθροίσματος αντιπροσωπεύει ένα κατακορύφως κατερχόμενο επίπεδο κύμα και το δεξί μέλος ένα κατακορύφως ανερχόμενο κύμα. Συνδυάζοντας την (4.16) με τις (4.13) και (4.14) βρίσκομε ότι το μαγνητικό πεδίο είναι

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}_{x}(\omega, z) \\ \mathbf{H}_{y}(\omega, z) \end{bmatrix} = \frac{\mathbf{k}_{n}}{\omega \mu} \left(D_{n} \, \mathrm{e}^{-i \mathbf{k}_{n} z} - U_{n} \, \mathrm{e}^{i \mathbf{k}_{n} z} \right) \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Η Μαγνητοτελλουρική συνάρτηση απόκρισης της μονοδιάστατης Γης ορίζεται από τον λόγο

$$Z(\omega, z) = \frac{E_x(\omega, z)}{H_y(\omega, z)} = -\frac{E_y(\omega, z)}{H_x(\omega, z)},$$
(4.17)

είναι δηλαδή η φαινόμενη εμπέδηση του μέσου διάδοσης. Σύμφωνα με τον ορισμό (4.17), οι οριζόντιες συνιστώσες του ΗΜ πεδίου συνδέονται με την σχέση:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{x}(\omega, z) \\ \mathbf{E}_{y}(\omega, z) \end{bmatrix} = \frac{\omega \mu}{\mathbf{k}_{n}} \cdot \frac{D_{n} \, \mathrm{e}^{-i\mathbf{k} \, z} + U_{n} \, \mathrm{e}^{i\mathbf{k} \, z}}{D_{n} \, \mathrm{e}^{-i\mathbf{k} \, z} - U_{n} \, \mathrm{e}^{i\mathbf{k} \, z}} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{x}(\omega, z) \\ \mathbf{H}_{y}(\omega, z) \end{bmatrix} = \mathbf{Z} \cdot \mathbf{R} \left(\frac{\pi}{2} \right) \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{x}(\omega, z) \\ \mathbf{H}_{y}(\omega, z) \end{bmatrix}$$
(4.18)

όπου $\mathbf{R}(\pi/2)$ εκφράζει συμμετρία 90° (περιστροφή κατά π/2). Το μέτρο $|Z(\omega,z)|$ της εμπέδησης περιέχει πληροφορία για την ολική απώλεια (μεταφορά) ενέργειας. Το μεν πραγματικό μέρος αναφέρεται στις καθαρές ωμικές απώλειες, το δε φανταστικό μέρος μεταφέρει πληροφορία για ποσοστό της απώλειας λόγω φαινομένων χωρητικής αντίστασης. Επειδή τα χωρητικά φαινόμενα προκαλούν χρονική καθυστέρηση των πεδίων, το φανταστικό μέρος της εμπέδησης περιέχει ωσαύτως πληροφορία για το καθυστερημένο ποσοστό των πεδίων. Αριθμητικώς, η πληροφορία αυτή εκφράζεται από την φάση της εμπέδησης, που ορίζεται ως

$$\psi(\omega, z) = \tan^{-1} \left(\frac{\operatorname{Im}\{Z(\omega, z)\}}{\operatorname{Re}\{Z(\omega, z)\}} \right)$$
(4.19)

Η φάση είναι προφανώς αδιάστατο μέγεθος. Στην ΗΜ φρασεολογία το $Re\{Z\}$ εκφράζει το εν φάσει μέρος του ηλεκτρικού πεδίου και το $Im\{Z\}$ το εκτός φάσεως μέρος.

4.1.1.1. Φαινόμενη εμπέδηση στην επιφάνεια της Γης (φαινόμενη εμπέδηση εισόδου).

Δεδομένου ότι παρατηρήσεις ΗΜ πεδίου μπορούν να γίνουν μόνο στην επιφάνεια της Γης, αξίζει να μελετήσομε τους λόγους για τους οποίους η εμπέδηση που μετράμε στην επιφάνεια μεταφέρει πληροφορία για το εσωτερικό της Γης, και με ποίο τρόπο μπορούμε να καρπωθούμε αυτή την πληροφορία. Εις το εξής θα θεωρήσομε ΗΜ πεδίο με συνιστώσες E_x και H_y μόνο. Εάν η γεωηλεκτρική δομή αποτελεί ομογενή αγώγιμο ημιχώρο, δεν είναι δυνατόν να υπάρξει ανερχόμενο κύμα, επειδή λείπουν οι επιφάνειες σκέδασης, δηλαδή οι γεωηλεκτρικές ασυνέχειες μεταξύ στρωμάτων με διαφορετικές ιδιότητες, στις οποίες το κατερχόμενο κύμα θα ανακλασθεί. Τότε στην (4.16) έχομε U=0 και η εμπέδηση εισόδου της δομής λαμβάνει την μορφή

$$Z(\omega, z=0) = \frac{\omega\mu}{k} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} + i\sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}} \cdot e^{i\frac{\pi}{4}} = |Z(\omega)| \cdot e^{\psi_{E_x} - \psi_{H_y}} \equiv \zeta(\omega), \qquad (4.20)$$

δηλαδή ταυτίζεται με την χαρακτηριστική ή πραγματική εμπέδηση του υλικού του ημιχώρου (βλ. Χωρίο 3.2), έχει πλάτος που εξαρτάται μόνον από την συχνότητα και την ειδική αγωγιμότητα, και σταθερή φάση 45°. Η πραγματική ειδική αντίσταση του ημιχώρου συνδέεται με την εμπέδηση και, κατ' επέκταση με το ΗΜ πεδίο, μέσω της σχέσεως

$$\rho(\omega) = \frac{1}{\sigma(\omega)} = \frac{1}{\omega\mu} \cdot \frac{|\mathbf{E}_x(\omega)|^2}{|\mathbf{H}_y(\omega)|^2} = \frac{1}{\omega\mu} \cdot |\mathbf{Z}(\omega)|^2$$
(4.21)

Όταν υπάρχουν περισσότερα του ενός στρώματα η κατάσταση περιπλέκεται, διότι μέσα από κάθε ένα εξ αυτών διέρχονται κατερχόμενα κύματα που έχουν διαθλασθεί από ανώτερα στρώματα και ανερχόμενα κύματα που έχουν ανακλασθεί και διαθλασθεί από κατώτερα στρώματα. Στο *n*-οστό στρώμα μιας πολυστρωματικής δομής το ΗΜ πεδίο είναι

$$E_{nx} = E_0 \left[D_n e^{-ik_n z} + U_n e^{ik_n z} \right]$$
(4.22)

και

$$H_{ny} = \frac{k_n E_0}{\mu \omega} \Big[D_n e^{-ik_n z} - U_n e^{ik_n z} \Big] = \frac{E_0}{\zeta_n} \Big[D_n e^{-ik_n z} - U_n e^{ik_n z} \Big]$$
(4.23)

με τους συντελεστές D_n και U_n άγνωστους. Η εύρεση κατάλληλης αναλυτικής έκφρασης για την φαινόμενη εμπέδηση προϋποθέτει τον προσδιορισμό ή την απαλοιφή τους. Η γενική μέθοδος ανάλυσης της ροής ενέργειας σε στρωματοειδή μέσα που περιγράψαμε στο Χωρίο 3.3.4 μπορεί κάλλιστα να χρησιμοποιηθεί για τον σκοπό αυτό. Στην πράξη όμως χρησιμοποιείται ένας εναλλακτικός αλγόριθμος που σχετίζεται μεν γενετικά με αυτόν του Χωρίου 3.3.4, αλλά είναι υπολογιστικά πολύ πιο ευέλικτος και συμπαγής.

Η υλοποίηση του εναλλακτικού αλγορίθμου επίσης εκκινεί από το γεγονός ότι οσοδήποτε μεγάλος και αν είναι ο αριθμός N των στρωμάτων της δομής, πάντοτε θα υπάρχει ένας τερματικός ημιχώρος του οποίου η εμπέδηση θα ταυτίζεται με την πραγματική. Μπορούμε λοιπόν να αρχίσομε από αυτόν και να πορευθούμε προς την επιφάνεια, λύνοντας το πρόβλημα ένα στρώμα την φορά, βάσει μίας γενικής αναδρομικής σχέσης που να συνδέει τις εμπεδήσεις δύο διαδοχικών στρωμάτων. Για να κατασκευάσομε μία τέτοια σχέση υποθέτομε πάλι ότι στο βάθος z_n υπάρχει μία ασυνέχεια που χωρίζει την Γη το στρώμα με στοιχεία (σ_n, h_n) από το υποκείμενο στρώμα με στοιχεία (σ_n, h_n) από το υποκείμενο στρώμα με στοιχεία (σ_{n+1}, h_{n+1}). Μεταθέτομε την αρχή του συστήματος συντεταγμένων (z = 0) στην οροφή του n-στου στρώματος, δηλαδή στο βάθος z_{n-1} = z_n - h_n. Άρα στην οροφή του n-στου στρώματος είναι εχ(i k_nz_{n-1}) = 1, οπότε η εμπέδηση γίνεται

$$Z_{n}(\omega, z_{n-1}) = \frac{E_{nx}(\omega, z_{n-1})}{H_{ny}(\omega, z_{n-1})} \bigg|_{z_{n-1} \equiv 0} = \zeta_{n}(\omega) \frac{D_{n} + U_{n}}{D_{n} - U_{n}} = \zeta_{n}(\omega, 0) \bigg(\frac{1 + U_{n}/D_{n}}{1 - U_{n}/D_{n}} \bigg)$$
(4.24)



Στρώμα	ρ (Ωm)	h (km)	
1	10	0.025	
2	200	0.25	
3	20	0.1	
4	500	0.8	
5	100	1.5	
Κάτω Ημι-	400	-	
χώρος			



Στην επαφή $z_n = h_n$, δηλαδή στο δάπεδο του *n*-στου ή στην οροφή του *n*-στου πρώτου στρώματος και προσεγγίζοντας από επάνω, διαιρούμε αριθμητή και παρονομαστή με D_n και πολλαπλασιάζομε με exp($i k_n h_n$), οπότε λαμβάνομε

$$Z_{n+1}(\omega, z_n) = \frac{E_{(n+1)x}(\omega, z_n)}{H_{(n+1)y}(\omega, z_n)} \bigg|_{z_n = h_n} = \zeta_n(\omega) \left(\frac{\exp(2i \,\mathbf{k}_n \,h_n) + U_n / D_n}{\exp(2i \,\mathbf{k}_n \,h_n) - U_n / D_n} \right)$$
(4.25)

λόγω των οριακών συνθηκών συνέχειας των εγκαρσίων συνιστωσών του ΗΜ πεδίου ($E_{nx} = E_{(n+I)x}$ και $H_{ny} = H_{(n+I)y}$). Λύνοντας την (4.25) ως προς (U_n/D_n) και αντικαθιστώντας το αποτέλεσμα στην (4.24) λαμβάνομε, μετά από μερικές πράξεις,

$$Z_{n}(\omega, z_{n-1}) = \zeta_{n}(\omega) \frac{Z_{n+1}(\omega, z_{n}) + \zeta_{n}(\omega) \tanh(i \, \mathbf{k}_{n} \, h_{n})}{\zeta_{n}(\omega) + Z_{n+1}(\omega, z_{n}) \tanh(i \, \mathbf{k}_{n} \, h_{n})}$$
(4.26)

όπου $Z_n(\omega, z_{n-1})$ είναι η φαινόμενη εμπέδηση στην οροφή του *n*-στου στρώματος συναρτήσει της φαινόμενης εμπέδησης στην οροφή του *n*-στου πρώτου στρώματος και tanh(.) είναι η υπερ-βολική εφαπτομένη.⁶⁶

Για να υπολογίσομε την εμπέδηση στην επιφάνεια δομής N+1 στρωμάτων αρχίζομε από τον τερματικό ημιχώρο (N+1 στρώμα) και εφαρμόζομε την (4.26) αναδρομικά προς τα επάνω:

$$\begin{aligned} \zeta_{N+1}(\omega, z_N) &= \frac{\omega \mu}{\mathbf{k}_{N+1}} & \text{οροφή του τερματικού ημιχώρου} \\ Z_N(\omega, z_{N-1}) &= \zeta_N \frac{\zeta_{N+1} + \zeta_N \tanh(i \, \mathbf{k}_N \, h_N)}{\zeta_N + \zeta_{N+1} \tanh(i \, \mathbf{k}_N \, h_N)} & \text{οροφή του N-οστού στρώματος} \end{aligned}$$

⁶⁶ Η υπερβολική εφαπτομένη ορίζεται ως $tanh(Z) = \frac{exp(Z) - exp(-Z)}{exp(-Z)}$, όπου Z κάθε αριθμός



Εικόνα 4.5. Ειδική αντίσταση και φάση (Α) και Πραγματικό, Φανταστικό μέρος της εμπέδησης (Β) για την ιδεατή στρωματοειδή δομή της Εικόνας 4.4.

$$Z_{N-1}(ω, z_{N-2}) = \zeta_{N-1} \frac{Z_N + \zeta_{N-1} \tanh(i \, \mathbf{k}_{N-1} \, h_{N-1})}{\zeta_{N-1} + Z_N \tanh(i \, \mathbf{k}_{N-1} \, h_{N-1})}$$
οροφή του N-1 στρώματος

•••

$$Z_1(\omega, 0) = Z_{N-(N-1)}(\omega, z_{N-N}) = \zeta_1 \frac{Z_2 + \zeta_1 \tanh(i \operatorname{k}_1 h_1)}{\zeta_1 + Z_2 \tanh(i \operatorname{k}_1 h_1)} \qquad \qquad \epsilon \mu \pi \acute{\epsilon} \delta \eta \sigma \eta \epsilon i \sigma \acute{\epsilon} \delta \sigma \upsilon.$$

Η συνάρτηση $Z(\omega,0) \equiv Z_1(\omega,0)$, είναι αυτή που στην πραγματικότητα μετρούμε πάνω στην επιφάνεια της Γης. Σημειωτέον ότι η $Z_1(\omega,0)$ ποιοτικά μπορεί να γραφεί και ως εξής:

$$Z_{1}(\omega,0) = \frac{\omega\mu}{k_{1}} Y(\omega,z_{1}) = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma_{1}}} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \cdot |Y(\omega,z_{1})| \exp(i\psi_{Y}) = \left(\sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma_{1}}} |Y(\omega,z_{1})|\right) \exp\left(i\frac{\pi}{4} + \psi_{Y}\right)$$

όπου $Y(\omega,z_1)$ είναι η φαινόμενη εμπέδηση μέχρι το δάπεδο του πρώτου στρώματος και ψ_Y η φάση της. Παρατηρούμε λοιπόν, ότι η φαινόμενη εμπέδηση στην επιφάνεια της Γης έχει πλάτος που εξαρτάται από την υποκείμενη γεωηλεκτρική δομή με ισχυρή την επίδραση του πρώτου στρώματος και φάση η οποία κυμαίνεται εκατέρωθεν των 45°, δηλαδή την φάση του πρώτου στρώματος (45°) ± την φάση της $Y(\omega,z_1)$. Επειδή τα φαινόμενα καθυστέρησης είναι εντονότερα σε μέσα υψηλής παρά σε μέσα χαμηλής αγωγιμότητας η φάση θα στρέφεται προς τις 90° όταν τα πεδία μεταβαίνουν από αντιστατικά προς αγώγιμα στρώματα και προς τις 0° στην αντίθετη περίπτωση, όταν μεταβαίνουν από αγώγιμα σε αντιστατικά. Η φαινόμενη ειδική αντίσταση (apparent resistivity) της γεωηλεκτρικής δομής δίδεται από την φαινόμενη εμπέδηση μέσω της γνωστής σχέσης

$$\rho_{a}(\omega,0) = (\omega\mu)^{-1} |Z(\omega,0)|^{2}$$

Οι ανωτέρω ιδιότητες της εμπέδησης παρουσιάζονται ανάγλυφα στην Εικόνα 4.5, η οποία εμφανίζει την φαινόμενη ειδική αντίσταση και φάση (Εικ. 4.5α) και το πραγματικό και φανταστικό μέρος της φαινόμενης εμπέδησης (Εικ. 4.5β), στην επιφάνεια γεωηλεκτρικής δομής 6 στρωμάτων (Εικόνα 4.4). Παρατηρήσατε με προσοχή την συμπεριφορά της φαινόμενης ειδικής

αντίστασης και της φάσης. Η γενική τάση μεταβολής της ρ_a είναι αυξητική, αντικατοπτρίζουσα την αντίστοιχη τάση αύξησης της πραγματικής ειδικής αντίστασης της δομής με το βάθος. Πάνω σ' αυτή υπερτίθενται διακυμάνσεις που αντιστοιχούν σε σχετικά αγώγιμα στρώματα (τοπικά ελάχιστα) και σχετικά αντιστατικά στρώματα (τοπικά μέγιστα). Οι αντίστοιχες διακυμάνσεις της φάσης είναι πολύ πιο έντονες και υποδεικνύουν την ύπαρξη μεταβάσεων από αγώγιμα προς αντιστατικά στρώματα (στροφή προς τις 0°) και από αντιστατικά σε αγώγιμα (στροφή προς τις 90°) πολύ σαφέστερα. Παρατηρήσατε επίσης, ότι η μεταβολή της φάσης προηγείται της αντίστοιχης μεταβολής της ρ_a για την αυτή ασυνέχεια. Οι εν λόγω διακυμάνσεις διακρίνονται μεν στο πραγματικό και φανταστικό μέρος της εμπέδησης, αλλά οπωσδήποτε όχι με την σαφήνεια που διακρίνονται στην φαινόμενη ειδική αντίσταση και φάση. Αυτός άλλωστε είναι και ο λόγος για τον οποίο προτιμάται η χρήση του ζεύγους συναρτήσεων (ρ_a , ψ_a), για μελέτη και ερμηνεία. Τέλος, παρατηρήσατε την σαφή και φθίνουσα μορφή της συνάρτησης Z(ω,0), με τις μεγάλες τιμές να εμφανίζονται στις υψηλές συχνότητες και τις μικρές στις χαμηλές. Η μορφή αυτή αναμένεται από μια φυσική συνάρτηση Z(ω,0).

4.1.2. Διδιάστατη (2-Δ) και Τριδιάστατη (3-Δ) κατανομή της αγωγιμότητας

Η απλή βαθμωτή σχέση που συνδέει τα ΗΜ πεδία όταν υπάρχει κατακόρυφη μόνον μεταβολή της αγωγιμότητας δεν υφίσταται στην περίπτωση παρουσίας πλευρικών ασυνεχειών, πράγμα που άλλωστε συχνότατα συμβαίνει την πραγματικότητα. Διδιάστατη γεωηλεκτρική δομή είναι η σημαντική εκείνη υποπερίπτωση, κατά την οποία ηλεκτρικές ασυνέχειες υφίστανται κατακορύφως και κατά μήκος ενός μόνον των οριζοντίων αξόνων x ή y. Ετσι υπονοείται ότι η πλευρική ανομοιογένεια της αγωγιμότητας προκαλείται από επιμήκη σώματα ή δομές, όπως π.χ. ρήγματα, τάφροι, φλέβες κ.λ.π. Στην Εικόνα 4.6 διακρίνεται μία σχηματοποιημένη μορφή απλής διδιάστατης δομής (φλέβα ή δίαυλος). Θεωρούμε ότι η παράταζη (strike) της ηλεκτρικής ασυνέχειας συμπίπτει με τον άξονα x, δηλαδή ότι η ηλεκτρική δομή είναι σταθερή κατά μήκος του άξονα x. Στην περίπτωση αυτή, οι συνιστώσες του ΗΜ πεδίου οι παράλληλες προς τον άξονα x είναι επίσης σταθερές, οπότε οι μερικές τους παράγωγοι των πεδίων κατά την διεύθυνση αυτή μηδενίζονται.

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{z}}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{E}_{y}}{\partial z} = -i\omega\mu \mathbf{H}_{x}$$
(4.27)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu \mathbf{H} \qquad \Longleftrightarrow \qquad \frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial z} = -i\omega\mu \mathbf{H}_y \tag{4.28}$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}_x}{\partial y} = i\omega\mu \mathbf{H}_z \tag{4.29}$$

και

$$\frac{\partial \mathbf{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial z} = \sigma \mathbf{E}_x \tag{4.30}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} \qquad \Leftrightarrow \qquad \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial z} = \sigma \mathbf{E}_y$$
(4.31)

$$-\frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} = \sigma \mathbf{E}_z \tag{4.32}$$



Εικόνα 4.6 Σχηματική παράσταση απλής διδιάστατης κατανομής αγωγιμότητας και των ΕΜ και ΕΗ τρόπων διάδοσης του ΗΜ πεδίου, όταν ο άξονας x είναι παράλληλος προς την διεύθυνση της γεωηλεκτρικής δομής.. Περίπτωση διαύλου ή ορθής φλέβας. Η αγωγιμότητα μεταβάλλεται κατά τον άξονα y, ενώ παραμένει σταθερή κατά τον άξονα x (διεύθυνση) της δομής[·] σ₁ είναι η ειδική αγωγιμότητα του διαύλου, σ₂ και σ₃ των ξενιζόντων πετρωμάτων και σ₄, του υποβάθρου.

Παρατηρούμε ότι οι εξισώσεις (4.28), (4.29) και (4.30) περιλαμβάνουν μόνον E_x ηλεκτρική συνιστώσα αλλά όχι H_x μαγνητική, ενώ οι (4.27), (4.31) και (4.32) μόνο H_x μαγνητική συνιστώσα και όχι E_x ηλεκτρική. Προσεκτικότερη παρατήρηση δείχνει ότι η πρώτη τριάδα εξισώσεων είναι ανεξάρτητη από την δεύτερη.

Εάν το οριζόντιο πρωτεύον μαγνητικό πεδίο είναι πολωμένο κατά την διεύθυνση x (δηλαδή έχει μόνο H_x συνιστώσα), τότε είναι σε θέση να επάγει μόνο E_y και E_z ηλεκτρικές συνιστώσες (εξίσωση 4.27), οι οποίες με την σειρά τους αναπαράγουν μόνο H_x δευτερεύον (εξισώσεις 4.31 και 4.32). Έτσι ορίζεται ο *Εγκάρσιος Μαγνητικός* (transverse magnetic) τρόπος διάδοσης, ο οποίος περιλαμβάνει μόνο συνιστώσες E_y , E_z και H_x , είναι δε γνωστός και ως Πόλωση-Η (H-polarization). Απαλείφοντας τις ηλεκτρικές συνιστώσες λαμβάνομε την μη-ομογενή εξίσωση Helmholz

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}_x}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma\mathbf{H}_x, \qquad (4.33)$$

χαρακτηριστική του ΕΜ τρόπου διάδοσης.

Εάν το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο είναι πολωμένο κατά την διεύθυνση y (δηλαδή έχει μόνο H_y συνιστώσα), τότε είναι σε θέση να επάγει μόνο E_x ηλεκτρική συνιστώσα, (εξίσωση 4.28), η οποία αναδρά επί της H_y και επάγει την μαγνητική H_z (εξίσωση 4.30), από την οποία δέχεται και δευτερεύουσα συμβολή (εξίσωση 4.29). Έτσι ορίζεται ο *Εγκάρσιος Ηλεκτρικός* (transverse electric) τρόπος διάδοσης, ο οποίος περιλαμβάνει μόνο συνιστώσες H_y , H_z και E_x και είναι επίσης γνωστός ως Πόλωση-Ε (E-polarization). Απαλείφοντας τις μαγνητικές συνιστώσες λαμβάνομε την μη-ομογενή εξίσωση Helmholz

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}_x}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma\mathbf{E}_x$$
(4.34)

χαρακτηριστική του ΕΗ τρόπου διάδοσης.

Για πρωτεύον μαγνητικό πεδίο με συνιστώσες (H_x και H_y) πολωμένες παράλληλα και κάθετα επί την παράταξη της διδιάστατης δομής, παράγονται *αμφότεροι* οι ΕΗ και ΕΜ τρόποι, οι οποίοι συνυπάρχουν, αλλά δεν αλληλεπιδρούν. Στην περίπτωση αυτή, προκύπτει μία σαφής και σημαντική συμμετρία στις συνθήκες διάδοσης του ΗΜ πεδίου: Κάθε οριζόντια συνιστώσα του Ε ζεύγνυται με μία μόνον ορθογώνια οριζόντια συνιστώσα του Η και αντιστρόφως. Η μαθηματική έκφραση αυτής της συμμετρίας είναι σχετικά απλή, η εξής:



Απόσταση σε m

Εικόνα 4.7. Η διδιάστατη δομή τύπου αγώγιμου διαύλου, που παράγει στην επιφάνεια τις παρατηρήσεις των Εικόνων 4.8 – 4.10. Τα βέλη σημειώνουν τις θέσεις των τριών βαθοσκοπήσεων της Εικόνας 4.10.

$$\begin{vmatrix} \mathbf{E}_{x}(\omega,0) \\ \mathbf{E}_{y}(\omega,0) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & \mathbf{Z}_{xy}(\omega,0) \\ -\mathbf{Z}_{yx}(\omega,0) & 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \mathbf{H}_{x}(\omega,0) \\ \mathbf{H}_{y}(\omega,0) \end{vmatrix}$$
(4.35)

όπου η παράμετρος $Z_{xy}(\omega,0)$ παριστά την εμπέδηση του $H_y(\omega,0)$ κατά την διεύθυνση x και η παράμετρος $Z_{yx}(\omega,0)$ την εμπέδηση του $H_x(\omega,0)$ κατά την διεύθυνση y αντιστοίχως. Τότε ορίζομε την γενικευμένη εμπέδηση:

$$\mathbf{Z}(\omega,0) = \begin{vmatrix} 0 & \frac{\mathbf{E}_{x}(\omega,0)}{\mathbf{H}_{y}(\omega,0)} \\ -\frac{\mathbf{E}_{y}(\omega,0)}{\mathbf{H}_{x}(\omega,0)} & 0 \end{vmatrix}$$
(4.36)

και εξ αυτής τις γενικευμένες ειδικές αντιστάσεις και φάσεις

Οι ορισμοί (4.35) και (4.36) μοιάζουν με τον ορισμό (4.17) της εμπέδησης μονοδιάστατων δομών, αλλά ενώ σ' εκείνη την περίπτωση η εμπέδηση είναι η αυτή κατά μήκος αμφοτέρων των οριζοντίων αξόνων, στην διδιάστατη περίπτωση συνυπάρχουν δύο διαφορετικές εμπεδήσεις, μία κατά μήκος εκάστου οριζοντίου άξονα. Ο max[Z_{xy}, Z_{yx}] ονομάζεται μέγιστος άζονας της εμπέδησης και ο min[Z_{xy}, Z_{yx}] ελάχιστος. Το ποιά εκ των δύο εμπεδήσεων Z_{xy}(ω,0) και Z_{yx}(ω,0) θα είναι μέγιστη και ποιά ελάχιστη εξαρτάται από την θέση του σημείου μέτρησης σε σχέση με την δομή και συνεπώς θα διαφέρει από τόπου εις τόπο.

Για να γίνει κατανοητό το σπουδαίο αυτό σημείο, θα δοθεί ένα παράδειγμα για την περίπτωση απλής δομής τύπου ορθού διαύλου ή φλέβας (βλ. Εικόνα 4.6). Τα ποσοτικά χαρακτηριστικά μίας τέτοιας δομής φαίνονται στην Εικόνα 4.7, το προκύπτον ΗΜ πεδίο κατά μήκος της τομής στην Εικόνα 4.8 και η φαινόμενη ειδική αντίσταση και φάση κατά τους ΕΗ και ΕΜ τρόπους στην Εικόνα 4.9. Οι υπολογισμοί έγιναν στις συχνότητες 10Hz (το πεδίο ευρίσκεται εξ ολοκλήρου εντός του ανωτέρου ανομοιογενούς τμήματος της δομής) και 0.1Hz (το πεδίο έχει εισέλθει στον τερματικό ημιχώρο).



Εικόνα 4.8. Το ηλεκτρικό (αριστερά) και μαγνητικό (δεξιά) πεδία, που παρατηρούνται στην επιφάνεια της Γης για την δομή αγώγιμου διαύλου (Εικόνα 4.7).

Ο τρόπος με τον οποίο το ηλεκτρικό πεδίο διαδίδεται μέσω μίας ασυνέχειας περιγράφεται στο Εδάφιο 3.3. Τα επιφανειακά φορτία που συσσωρεύονται στην επαφή εγείρουν τάση πολώσεως, η οποία προστίθεται ανυσματικά στο κάθετο προσπίπτον και αποχωρούν από την επαφή πεδίο (E_y). Έτσι, στην σχετικά αγώγιμη πλευρά της ασυνέχειας – στο παράδειγμά μας εντός του διαύλου – το ηλεκτρικό πεδίο ελαττώνεται σε σχέση με αυτό που θα υπήρχε χωρίς την επαφή και η φαινόμενη εμπέδηση θα εμφανίζει το μέσο αγωγιμότερο από την πραγματικότητα. Αντιθέτως, το πεδίο στην σχετικά αντιστατική πλευρά της ασυνέχειας – στο παράδειγμά μας εκτός του διαύλου – ενισχύεται και το μέσο αυτό φαίνεται περισσότερο αντιστατικό. Όπως είναι προφανές στις Εικόνες 4.8 και 4.9, η ένταση των φαινομένων επαφής, (συνεπώς και το πλάτος των συνιστωσών του πεδίου και της εμπέδησης), εξαρτάται από το μέγεθος της αντίθεσης αγωγιμότητας εκατέρωθεν της ασυνέχειας και η συμπεριφορά τους είναι έντονα μη-γραμμική ως συνάρτηση της απόστασης από αυτήν.

Η κάθετη επί την ασυνέχεια συνιστώσα E_y του EM τρόπου εμφανίζεται ασυνεχής εκατέρωθεν μίας πλευρικής μεταβολής της αγωγιμότητας και υφίσταται δραστική ελάττωση στο εσωτε-



Εικόνα 4.9. Η φαινόμενη ειδική αντίσταση (αριστερά) και φάση (δεξιά) κατά τους ΕΗ και ΕΜ τρόπους, όπως παρατηρούνται στην επιφάνεια της Γης για την δομή ορθού αγώγιμου διαύλου (βλ. Εικόνα 4.7), στις συχνότητες 10Hz (άνω) και 0.1Hz (κάτω).

ρικό του διαύλου. Παραλλήλως προς την ασυνέχεια δεν εγείρονται ρυθμιστικές τάσεις πόλωσης και το παράλληλο πεδίο (E_x) του EH τρόπου εμφανίζεται συνεχές διά μέσου της ασυνέχειας υφιστάμενο μόνο την επίδραση της αγώγιμης δομής του διαύλου και μέτρια ελάττωση πλάτους. Από τα ανωτέρω είναι σαφές ότι ο εκτός του διαύλου ο μέγιστος άξονας της εμπέδησης θα οφείλεται στον EM τρόπο και εντός του διαύλου στον EH τρόπο. Ακριβώς το αντίθετο θα συνέβαινε αν ο δίαυλος ήταν σχετικά αντιστατικός και ο περιβάλλων (ξενιστής) χώρος σχετικά αγώγιμος.

Οι ιδιότητες του μαγνητικού πεδίου είναι αξιόλογες μόνο κατά τον ΕΗ τρόπο και για τον λόγο αυτό, στην Εικόνα 4.8 παρουσιάζονται μόνο οι αντίστοιχες συνιστώσες. Η κάθετη επί την ασυνέχεια συνιστώσα Η_y παρουσιάζει ομαλή μεταβολή, μεγιστοποιούμενη εντός του αγώγιμου διαύλου όπου η πυκνότητα ρεύματος είναι ισχυρότερη, όπως άλλωστε αναμένεται. Η κατακόρυφη συνιστώσα Η_z είναι άκρως σημαντική διότι εμφανίζει τοπικά ακρότατα στα όρια του διαύλου (και γενικά επάνω από πλευρικές μεταβολές αγωγιμότητας), αφού άλλωστε παράγεται από την ισχυρή βαθμίδα που επιβάλλει στο παράλληλο ηλεκτρικό πεδίο η μεταβολή της αγωγιμότητας. Η ιδιότητα αυτή αποτελεί βασικό διαγνωστικό στοιχείο της ύπαρξης πλευρικών ασυνεχειών



Εικόνα 4.10. Τρείς βαθοσκοπήσεις εγκάρσια στην δομή της Εικόνας 4.9. Οι θέσεις των βαθοσκοπήσεων σημειώνονται με βέλη και αντίστοιχη χρωματική κωδικοποίηση. Ο ΕΗ τρόπος παρουσιάζεται επάνω και ο ΕΜ τρόπος κάτω.

και αποτελεί αντικείμενο εκμετάλλευσης από μία πλειάδα HM μεθόδων διασκόπησης, τις οποίες θα εξετάσομε σε επόμενα Κεφάλαια.

Αξια λόγου είναι, επίσης, η μεταβολή της εμπέδησης και του κατακόρυφου μαγνητικού πεδίου συναρτήσει της συχνότητας. Στην Εικόνα 4.10 παρουσιάζονται τρεις ομάδες καμπυλών βαθοσκόπησης, δηλαδή μεταβολών της φαινόμενης ειδικής αντίστασης και φάσης συναρτήσει της συχνότητας (κατά τον τύπο της Εικόνα 4.5α), οι οποίες «μετρήθηκαν» στις θέσεις που σημειώνονται με βέλη στην Εικόνα 4.7. Η επιλογή των θέσεων αυτών έχει γίνει έτσι ώστε να μελετηθούν φαινόμενα λαμβάνοντα χώρα σχετικά μακρυά από την επαφή (Θέση 1), κοντά στην επαφή από την αντιστατική πλευρά (Θέση 2) και κοντά στην επαφή από την αγώγιμη πλευρά (Θέση 3). Παρατηρούμε σημαντική διαφορά μεταξύ των καμπυλών διασκόπησης του ΕΗ και ΕΜ τρόπου.

Ο ΕΗ τρόπος, καίτοι συνεχής δια μέσου της επαφής, εν τούτοις εμφανίζει καμπύλες ειδικής αντίστασης και φάσης που μεταβάλλονται συναρτήσει της συχνότητας με τρόπο πολύ εντονώτερο από τις αντίστοιχες καμπύλες του ΕΜ τρόπου και δίνουν, (για το παράδειγμά μας), ψευδή εντύπωση ύπαρξης περισσοτέρων του ενός στρωμάτων. Οι ΕΗ καμπύλες της Θέσης 1 είναι οι



Εικόνα 4.11. Γραφική παράσταση των ΕΗ και ΕΜ τρόπων διάδοσης για δομή τύπου αγώγιμου διαύλου (βλ. Εικόνες 4.7 – 4.10).

απλούστερες, με τις υψηλές συχνότητες να δείχνουν σημεία ασυμπτωτικής μετάβασης προς τις συνθήκες του ανωτέρου στρώματος (φαινόμενη αντίσταση που τείνει προς τα 100Ωm και φάση που πέφτει προς τις 45°), και τις χαμηλές συχνότητες να δείχνουν σαφέστερα σημεία ασυμπτωτικής μετάβασης προς τις συνθήκες του ημιχώρου (πραγματική ειδ. αντίσταση ~1000Ωm και φάση που τείνει στις 45°). Οι θέσεις 2 και 3 κοντά στην επαφή εμφανίζουν σημαντικά πολυπλοκότερη συμπεριφορά στις υψηλές συχνότητες όπου είναι έντονη η επίδραση του αγωγίμου διαύλου, και μόνον στις χαμηλές συχνότητες διακρίνεται σαφώς η μετάβαση προς τις συνθήκες του ημιχώρου.

Ο ΕΜ τρόπος εμφανίζει πολύ ομαλότερες καμπύλες βαθοσκόπησης με σαφή ομαδοποίηση εκατέρωθεν της επαφής. Η ασυνεχής φύση του E_y και η επίδραση του αγωγίμου διαύλου είναι έκδηλη παντού, αφού η ασυμπτωτική συμπεριφορά ακόμη και των χαμηλοτέρων συχνοτήτων ούτε κάν προσεγγίζει τις πραγματικές συνθήκες του ημιχώρου· τουναντίον, η μορφή των καμπυλών διασκόπησης μπορεί να είναι ως και παραπλανητική για τον αμύητο ερμηνευτή, ιδίως μάλιστα για μετρήσεις που θα γίνουν εντός του διαύλου. Είναι φαφές ότι η ρηχότερη δομη «σκιάζει» την βαθύτερη στις καμπύλες διακόπησης του ΕΜ τρόπου και στο σημείο αυτό εμφανίζεται μία ειρωνική οικονομία της φύσης: ενώ οι ασυνεχείς ιδιότητες του ΕΜ τρόπου μας επιτρέπουν να διακρίνομε την πλευρική αλλαγή της δομής, οι ίδιες ιδιότητες δυσχεραίνουν την αναγνώριση των κατακορύφων μεταβολών της. Για να επιτευχθεί ικανοποιητική ανάλυση της δομής αμφότεροι οι τρόποι είναι απαραίτητοι και το σημαντικότατο αυτό σημείο οφείλει να λαμβάνεται πάντοτε υπ' όψη κατά την ερμηνεία των μαγνητοτελλουρικών διασκοπήσεων.

Ο μέγιστος και ελάχιστος άξονας της εμπέδησης είναι ορθογώνιοι. Εάν αποτυπώσομε τα πλάτη τους για μία ή περισσότερες συχνότητες επάνω σε χάρτη, θα λάβομε μία εικόνα της κατανομής της εμπέδησης (και του ηλεκτρικού πεδίου), από την ανάλυση της οποίας μπορούμε να εντοπίσομε την θέση και παράταξη των γεωηλεκτρικών ασυνεχειών. Πραγματοποιώντας μία τέτοια αποτύπωση της εμπέδησης για την δομή της Εικόνας 4.7 (σε μία οποιαδήποτε συχνότητα), είναι πιθανόν να δούμε κάτι παρόμοιο με την Εικόνα 4.11. Εντός του διαύλου ο μέγιστος άξονας της εμπέδησης οφείλεται στον ΕΗ τρόπο και είναι παράλληλος προς την παράταξη της δομής. Αντιστοίχως, ο ελάχιστος άξονας ανήκει στον ΕΜ τρόπο και είναι κάθετος επί την παράταξη. Αντιθέτως, εκτός του διαύλου ο μέγιστος άξονας (ΕΜ τρόπος) θα είναι κάθετος επί την παράταξη και ο ελάχιστος (ΕΗ τρόπος) παράλληλος προς αυτήν. Η αλλαγή διεύθυνσης του μέγιστου άξονα κατά 90° επιτρέπει τον προσεγγιστικό προσδιορισμό της ύπαρξης και θέσης των ορίων του διαύλου.



(X, Y, Z) : Πειραματικό σύστημα συντεταγμενων

Εικόνα 4.12. Η γεωμετρική σχέση του φυσικού προς το πειραματικό σύστημα συντεταγμένων. Φυσικό είναι το σύστημα αναφοράς της πραγματικής γεωηλεκτρικής δομής.

Η προηγηθείσα ανάλυση ισχύει για μετρήσεις παραλλήλως και καθέτως προς την παράταξη της γεωηλεκτρικής δομής, δηλαδή κατά μήκος των αξόνων (x, y, z), του φυσικού συστήματος συντεταγμένων που ορίζει η δομή. Στην γενική περίπτωση όμως, το φυσικό σύστημα συντεταγμένων είναι άγνωστο (άρα προσδιοριστέο), και οι μετρήσεις γίνονται σε αυθαίρετα οριζόμενο πειραματικό Καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων (x, y, z), οι οριζόντιοι άξονες του οποίου σχηματίζουν τυχαία γωνία φ₀ με του άξονες του φυσικού συστήματος (βλ. Εικόνα 4.12).

Στο σημείο αυτό δημιουργείται μία περιπλοκή: ενώ οι συνιστώσες του ΗΜ πεδίου που μετρώνται επί του φυσικού συστήματος είναι αμιγείς και καθαρές, οι συνιστώσες που μετρώνται στο πειραματικό σύστημα αποτελούν γραμμικούς συνδυασμούς των προβολών των συνιστωσών του φυσικού συστήματος, επί των αξόνων του πειραματικού. Όπως καθαρά φαίνεται στην Εικόνα 4.12, στο πειραματικό σύστημα μετρώνται,

$$\mathbf{E}_{x} = \mathbf{E}_{x} \cos \varphi_{0} + \mathbf{E}_{y} \sin \varphi_{0} \qquad \qquad \mathbf{H}_{x} = \mathbf{H}_{x} \cos \varphi_{0} + \mathbf{H}_{y} \sin \varphi_{0} \qquad (4.38\alpha)$$

$$E_{y} = -E_{x}\sin\varphi_{0} + E_{y}\cos\varphi_{0} \qquad \qquad H_{y} = -H_{x}\sin\varphi_{0} + H_{y}\cos\varphi_{0} \qquad (4.38\beta)$$

Με άλλα λόγια, κάθε οριζόντια συνιστώσα του ΗΜ πεδίου που μετράται στο πειραματικό σύστημα συντεταγμένων είναι συνδυασμός (μείξη) των ΕΗ και ΕΜ τρόπων (για παράδειγμα, το πειραματικό πεδίο E_x επάγεται εν μέρει από την H_y του ΕΗ τρόπου και εν μέρει από την H_x του ΕΜ τρόπου). Συνεπώς, εκάστη οριζόντια συνιστώσα του Ε ζεύγνυται προς αμφότερες τις οριζόντιες συνιστώσες του Η και αντιστρόφως. Ο ορισμός (4.35) της διδιάστατης εμπέδησης γενικεύεται και προσαρμόζεται ως ακολούθως

$$\begin{vmatrix} \mathbf{E}_{x}(\omega,0) \\ \mathbf{E}_{y}(\omega,0) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mathbf{Z}_{xx}(\omega,0) & \mathbf{Z}_{xy}(\omega,0) \\ \mathbf{Z}_{yx}(\omega,0) & \mathbf{Z}_{yy}(\omega,0) \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \mathbf{H}_{x}(\omega,0) \\ \mathbf{H}_{y}(\omega,0) \end{vmatrix} \iff \mathbf{E}(\omega,0) = \mathbf{Z}(\omega,0) \cdot \mathbf{H}(\omega,0)$$
(4.39)

όπου το διαγώνιο στοιχεία Z_{xx} παριστά την εμπέδηση της H_x κατά την διεύθυνση x, (ή αλλοιώς την συμβολή της H_x στο μετρούμενο πεδίο E_x), και το Z_{yy} την εμπέδηση της H_y κατά την διεύθυνση y. Ο πίνακας (μήτρα) $Z(\omega,0)$ είναι ο τανυστής της εμπέδησης,⁶⁷ που απεικονίζει το πειραματικό πεδίο **Ε**.

⁶⁷ Τανυστής ονομάζεται ένας πίνακας που συνδέει συστήματα συντεταγμένων, δηλαδή μετασχηματίζει μία φυσική διανυσματική ποσότητα αναφερόμενη σε ένα σύστημα συντεταγμένων, στην ίδια ή άλλη διανυσματική ποσότητα
Είναι αυτονόητο ό,τι η μορφή (4.39) του πειραματικού τανυστή εμπέδησης είναι δυσερμήνευτη λόγω της ύπαρξης διαγωνίων στοιχείων. Δεδομένου όμως ότι αυτή οφείλεται σε γραμμικό συνδυασμό αμιγών συνιστωσών προβεβλημένων επί πειραματικού συστήματος συντεταγμένων που έχει απλή γωνιακή σχέση με το φυσικό, η αντίστροφη πράξη είναι δυνατή! Μπορούμε, δηλαδή, να μετασχηματίσομε το πειραματικό σύστημα συντεταγμένων έτσι, ώστε η σύνθετη μορφή (4.39) να αναχθεί στην απλή αντιδιαγώνια μορφή (4.35 / 4.36). Η αναγωγή γίνεται με μαθηματική περιστροφή του πειραματικού τανυστή εμπέδησης, έως ότου τα διαγώνια στοιχεία του μηδενισθούν. Τότε, τα αντιδιαγώνια στοιχεία θα αντιστοιχούν στους ΕΗ και ΕΜ άξονες της εμπέδησης, όπως αυτοί θα είχαν μετρηθεί επί του φυσικού συστήματος συντεταγμένων. Μόλις η πράξη αυτή ολοκληρωθεί, η ερμηνεία προχωρεί με βάση τις αρχές που αναφέραμε στα ανωτέρω. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται χωρική ανάλυση⁶⁸ του τανυστή και επιτυγχάνεται με την βοήθεια του ορθογωνίου τελεστή περιστροφής

$$\mathbf{R} = \begin{vmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{vmatrix} \tag{4.40}$$

που επιφέρει οριζόντια αριστερόστροφη ισομετρική περιστροφή⁶⁹ μέσω της πράξης

$$\mathbf{Z}(\boldsymbol{\varphi}) = \mathbf{R}^{\mathrm{T}}(\boldsymbol{\varphi}) \cdot \mathbf{Z} \cdot \mathbf{R}(\boldsymbol{\varphi}) \equiv \mathbf{Z}(\boldsymbol{\varphi}) = \begin{bmatrix} \cos \boldsymbol{\varphi} & \sin \boldsymbol{\varphi} \\ -\sin \boldsymbol{\varphi} & \cos \boldsymbol{\varphi} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \boldsymbol{\varphi} & -\sin \boldsymbol{\varphi} \\ \sin \boldsymbol{\varphi} & \cos \boldsymbol{\varphi} \end{bmatrix}$$
(4.41)

Με λίγη άλγεβρα βρίσκομε ότι σε τυχαία γωνία φ ως προς τον αξονα x του πειραματικού συστήματος, τα περιστραφέντα στοιχεία του τανυστή της εμπέδησης θα είναι

$$Z_{XX}(\phi) = (Z_{XX} + Z_{YY}) + (Z_{XY} + Z_{YX})\sin 2\phi - (Z_{XX} - Z_{YY})\cos 2\phi, \qquad (4.42\alpha)$$

$$Z_{XY}(\phi) = (Z_{YX} - Z_{XY}) + (Z_{XY} + Z_{YX})\cos 2\phi - (Z_{XX} - Z_{YY})\sin 2\phi, \qquad (4.42\beta)$$

$$Z_{yx}(\phi) = -(Z_{xy} - Z_{yx}) + (Z_{xy} + Z_{yx})\cos 2\phi - (Z_{xx} - Z_{yy})\sin 2\phi = -Z_{xy}(\phi + \pi/2), \quad (4.42\gamma)$$

$$Z_{yy}(\phi) = (Z_{xx} + Z_{yy}) - (Z_{xy} + Z_{yx})\sin 2\phi - (Z_{xx} - Z_{yy})\cos 2\phi = Z_{xx}(\phi + \pi/2), \quad (4.42\delta)$$

δηλαδή η περιστροφή έχει συμμετρία $\pi/2$ ακτινίων (90°).

Παράδειγμα της διαδικασίας περιστροφής δίδεται στην Εικόνα 4.13, η οποία παρουσιάζει τα πολικά διαγράμματα της περιστροφής των στοιχείων του τανυστή εμπέδησης

$$\mathbf{Z} = \begin{bmatrix} 8.7702 + 5.2595i & -3.9633 - 2.9026i \\ 9.6625 + 6.3204i & -8.7702 - 5.2595i \end{bmatrix}$$

ο οποίος οφείλεται σε σχεδόν σχεδόν ιδανική διδιάστατη δομή και παράγει τυπικά πολικά διαγράμματα. Οι θετικοί άξονες του πειραματικού συστήματος αναφοράς είναι Βορράς-Ανατολή – Κάτω (δεξιόστροφο σύστημα). Υπό περιστροφή 2π ακτινίων, το αντιδιαγώνιο στοιχείο Z_{xy} μεγιστοποιείται στα αζιμούθια 36° και 216°, όπου ελαχιστοποιείται το αντιδιαγώνιο στοιχείο Z_{xy}.

⁶⁹ Ένας ισομετρικός μετασχηματισμός δεν αλλοιώνει τα μήκη των ανυσμάτων. Παρατηρήσατε ότι με την πράξη $\lceil \chi' \rceil \lceil \chi \cos \varphi - \psi \sin \varphi \rceil \lceil \cos \varphi - \sin \varphi \rceil \lceil \chi \rceil$

$$\left\lfloor \psi' \right\rfloor^{=} \left\lfloor \chi \sin \varphi + \psi \cos \varphi \right\rfloor^{=} \left\lfloor \sin \varphi - \cos \varphi \right\rfloor^{\cdot} \left\lfloor \psi \right\rfloor^{\prime}$$

οι άξονες (χ', ψ') παραμένουν ορθογώνιοι αλλά στρέφονται φ ακτίνια προς τα αριστερά των (χ, ψ), ενώ (${\chi'}^2 + {\psi'}^2$)^{1/2} = ($\chi^2 + \psi^2$)^{1/2}.

αναφερόμενη σε διαφορετικό σύστημα συντεταγμένων. Στην περίπτωση της MT μεθόδου, ο τανυστής της εμπέδησης μετασχηματίζει το μαγνητικό πεδίο (Καρτεσιανό σύστημα), προς το ορθογώνιό του ηλεκτρικό πεδίο (αντισυμμετρικό προς το μαγνητικό Καρτεσιανό σύστημα).

⁶⁸ Ειδοποιός και θεμελιώδης ιδιότητα των MT τανυστών είναι ότι εμπεριέχουν ποσοτική και χωρική πληροφορία περί της μορφής και γεωμετρίας της συνάρτησης σ(x,y,z) στην γειτονία του σημείου μέτρησης, για όλο το φάσμα των βαθών διασκόπησης. Τυπικά λοιπόν, ως χωρική ανάλυση ορίζεται η σύνθεση των χωρικών πληροφοριών εκ σημειακών μετρήσεων προς χαρτογράφηση της γεωηλεκτρικής δομής και τον διαχωρισμό των γεωηλεκτρικών δομικών τεμαχών και πλευρικών ασυνεχειών.



Εικόνα 4.13. Πολικά διαγράμματα περιστροφής διδιάστατου τανυστή εμπέδησης, μετρημένου σε πειραματικό σύστημα συντεταγμένων που σχηματίζει γωνία 36° ως προς το φυσικό.

Αντιστοίχως, το αντιδιαγώνιο στοιχείο Zyx μεγιστοποιείται στα αζιμούθια 126° και 306°, όπου ελαχιστοποιείται το στοιχείο Z_{xx}. Τα διαγώνια στοιχεία εκμηδενίζονται στις παραπάνω γωνίες και για τον λόγο αυτό τα πολικά τους διαγράμματα έχουν την χαρακτηριστική τετράφυλλη μορφή. Η ανωτέρω ανάλυση περιστροφής υποδεικνύει ότι τα αζιμούθια 36° και 126° ορίζουν τις κύριες ορθογώνιες διευθύνσεις του φυσικού συστήματος συντεταγμένων, όπου τα αντιδιαγώνια στοιχεία ταυτίζονται με τον ΕΗ και ΕΜ τρόπο διάδοσης. Φυσικά, ελλείψει άλλης γεωφυσικής ή γεωλογικής πληροφορίας είναι αδύνατο να γνωρίζομε από μετρήσεις σε μία θέση μόνο, ποιά διεύθυνση είναι παράλληλη και ποιά κάθετη προς την παράταξη της δομής και, συνεπώς, ποιός ακριβώς είναι ο ΕΗ και ΕΜ άξονας. Το πρόβλημα αυτό διευκρινίζεται με συλλογική θεώρηση μετρήσεων σε αρκετές θέσεις κατάλληλα κατανεμημένες στον χώρο και πρόσθετη γεωφυσική / γεωλογική πληροφορία. Σπουδαία βοήθεια προς τον σκοπό αυτό προσφέρει η Γεωμαγνητική Βαθοσκόπηση, η οποία εφαρμόζεται επικουρικά της μαγνητοτελλουρικής μεθόδου και την οποία θα εξετάσομε σύντομα. Εν πάσει περιπτώσει, και αν η ανάλυση γίνει σωστά, τότε ελπίζομε να λάβομε μία χαρακτηριστική αποτύπωση της κατανομής των μεγίστων και ελαγίστων αξόνων της εμπέδησης, όπως στην Εικόνα 4.14 η οποία διευκρινίζει πλήρως τις συνθήκες φυσικής επαγωγής στην διασκοπούμενη περιοχή και προλειαίνει το έδαφος για σωστή ποσοτική ερμηνεία.

Για λόγους πληρότητας αναφέρεται ότι υπό περιστροφές π ακτινίων, τα στοιχεία Z_{ij} της μετρηθείσας εμπέδησης διαγράφουν στο μιγαδικό επίπεδο, ελλείψεις που έχουν όλες την αυτή μορφή και μέγεθος και ορίζονται από τους συζυγείς ημιάξονες

Κατά την διάρκεια της περιστροφής, τα μεγέθη

$$j_1 = Z_{XX} + Z_{YY}$$
 kat $j_2 = Z_{XY} - Z_{YX}$ (4.43β)

παραμένουν αμετάβλητα⁷⁰ και ορίζουν τα κεντροειδή των ελλείψεων περιστροφής των αντιδιαγωνίων στοιχείων $(\pm j_1)$ και διαγωνίων στοιχείων (j_2) του τανυστή. Ειδικότερα η παράμετρος j_1

⁷⁰ Πρόκειται για τα ίχνη του τανυστή.



Εικόνα 4.14. Χωρική ανάλυση τανυστών εμπέδησης για οριζόντια αποτύπωση της γεωηλεκτρικής δομής. Το πειραματικό σύστημα συντεταγμένων είναι Βορράς-Ανατολή-Κάτω και οι μετρούμενες εμπεδήσεις συμβολίζονται, για χάρη της παρουσίασης, ως σταυρωτά γάμμα (αριστερά). Περιστροφή των μετρηθέντων τανυστών μετασχηματίζει τα σταυρωτά γάμμα σε απλούς σταυρούς, οι άξονες των οποίων είναι παράλληλοι και κάθετοι προς την παράταξη της δομής και συμβολίζουν τους ΕΗ και ΕΜ τρόπο διάδοσης. Εάν η ανάλυση γίνει σωστά, η κατανομή των μεγίστων και ελαχίστων αξόνων επιτρέπει οριζόντια αποτύπωση της γεωηλεκτρικής δομής (δεξιά).

ονομάζεται δραστική (effective) εμπέδηση και ως μέσος όρος στην συχνότητα ω, ενέχει την φυσική έννοια εξομάλυνσης των προσανατολισμένων εμπεδήσεων προς μία ισοδύναμη μονοδιάστατη μεταβολή της ειδικής αγωγιμότητας συναρτήσει του βάθους. Ως εκ τούτου είναι πολύτιμη και συμβάλλει τα πλείστα στην ερμηνεία των παρατηρήσεων.

Εάν φ₀ είναι η γωνία κατά την οποία πρέπει να περιστραφεί ο τανυστής $\mathbf{Z}(\omega,0)$ ώστε να μετασχηματισθεί στην μορφή (4.35 / 4.36), οι κύριοι ημιάξονες των ελλείψεων περιστροφής είναι οι j₃(φ₀) και j₄(φ₀), μέγιστος και ελάχιστος αντιστοίχως. Η γωνία φ₀ εκφράζεται, συναρτήσει των j₃ και j₄ από την σχέση:

$$\tan 4\varphi_0 = \frac{2\operatorname{Re}(j_3 j_4^*)}{\left(\left|j_4\right|^2 - \left|j_3\right|^2\right)}$$
(4.44)

όπου * σημειώνει τον μιγαδικό συζυγή. Δύο επιπλέον παράμετροι που εξάγονται από τον περιστραφέντα τανυστή $\mathbf{Z}(\varphi_0)$, ορίζονται από τους κύριους άξονες των ελλείψεων περιστροφής, και μετρούν την απόκλιση του $\mathbf{Z}(\varphi_0)$ από την καθαρή αντιδιαγώνια μορφή (4.30) της διδιάστατης εμπέδησης. Η λοξότητα (skewness) ορίζεται ως

$$s = \frac{|\mathbf{j}_{1}(\phi_{0})|}{|\mathbf{j}_{2}(\phi_{0})|}$$
(4.45)

και μετρά την απόσταση του κεντροειδούς των διαγωνίων στοιχείων κανονικοποιημένη κατά την αντίστοιχη απόσταση των αντιδιαγωνίων στοιχείων. Προφανώς για την απλή διδιάστατη μορφή (4.36), s=0. Η ελλειπτικότητα

$$\beta = \frac{|\mathbf{j}_4(\boldsymbol{\varphi}_0)|}{|\mathbf{j}_3(\boldsymbol{\varphi}_0)|} \tag{4.46}$$

είναι μέτρο του βαθμού πλάτυνσης των ελλείψεων περιστροφής και για την καθαρή διδιάστατη εμπέδηση (4.36), β=0. Η απόκλιση της λοξότητας και ελλειπτικότητας από την μηδενική τιμή αποτελεί ένδειξη μετάβασης από την διδιάστατη στην τριδιάστατη γεωηλεκτρική γεωμετρία και ημι-ποσοτικό μέτρο του των επιδράσεών της.

Από τα προαναφερθέντα οφείλει να διαφαίνεται ότι η διαφορά μεταξύ της διδιάστατης και τριδιάστατης κατανομής της αγωγιμότητας έγκειται στο ότι στην τριδιάστατη περίπτωση καμία απλούστευση δεν είναι δυνατή, διότι καμία μερική παράγωγος των πεδίων δεν μηδενίζεται προς καμία διεύθυνση. Από τις εξισώσεις του Maxwell προκύπτει ότι οι συνιστώσες των πεδίων διατηρούν την συνεζευγμένη τους μορφή. Ως εκ τούτου, δεν υπάρχει γωνία, στο οριζόντιο επίπεδο, τέτοια ώστε η εμπέδηση να ανάγεται στην μορφή (4.36). Στην πραγματικότητα, η πλήρης σχέση μεταξύ των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων θα είναι

$$\begin{vmatrix} \mathbf{E}_{x} \\ \mathbf{E}_{y} \\ \mathbf{E}_{z} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \mathbf{Z}_{xx} & \mathbf{Z}_{xy} & \mathbf{Z}_{xz} \\ \mathbf{Z}_{yx} & \mathbf{Z}_{yy} & \mathbf{Z}_{yz} \\ \mathbf{Z}_{zx} & \mathbf{Z}_{zy} & \mathbf{Z}_{zz} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \mathbf{H}_{x} \\ \mathbf{H}_{y} \\ \mathbf{H}_{z} \end{vmatrix} \Leftrightarrow {}^{3}\mathbf{E} = {}^{3}\mathbf{Z} \cdot {}^{3}\mathbf{H}$$

από την οποία μόνο άνω αριστερά 2×2 μέρισμα της Z αντιστοιχεί στο παρατηρήσιμο, και το υπόλοιπο στο μη παρατηρήσιμο μέρος του (λόγω αδυναμίας μέτρησης της κατακορύφου ηλεκτρικής συνιστώσας E_z). Εξυπακούεται ότι η αναγωγή του παρατηρήσιμου μέρους της Z σε μια σχέση παρόμοια με την (4.36) απαιτεί περιστροφή στον τριδιάστατο χώρο και όχι μόνον στο οριζόντιο επίπεδο. Η ανάλυση αυτή είναι δυνατή, αλλά δεν θα υπεισέλθουμε σε περαιτέρω λεπτομέρειες, διότι απαιτεί προχωρημένες γνώσεις.

Σε αντιδιαστολή με την μονοδιάστατη, κοινό χαρακτηριστικό των διδιάστατων όσο και τριδιάστατων κατανομών αγωγιμότητας είναι η ανυπαρξία γενικής αναλυτικής λύσης του προβλήματος (δηλαδή της ανυσματικής εξίσωσης Helmholz, πλην ολίγων περιπτώσεων όπου η ανομοιογένεια οφείλεται σε σώματα απλής γεωμετρίας. Στην γενική περίπτωση, πρέπει να καταφεύγουμε στην αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Maxwell, ή της εξίσωσης Helmholz, ή, τέλος στην κατασκευή και ανάλυση αναλογικών προτύπων (analogue modeling). Το γεωφυσικό πρόβλημα της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής, παρ' όλες τις απλουστεύσεις παραμένει ένα από τα δυσεπίλυτα προβλήματα της σύγχρονης επιστήμης.

4.1.3. Οι Τελλουρική και Τελλουρική-Μαγνητοτελλουρική μέθοδοι

Η τελλουρική μέθοδος είναι αμιγώς ηλεκτρική, χρησιμοποιούσα την τελλουρική συνιστώσα των MT πεδίων μόνον. Βασίζεται στην σχέση μεταξύ των εφαπτομενικών συνιστωσών του ηλεκτρικού πεδίου, μετρούμενων ταυτοχρόνως σε δύο διαφορετικές τοποθεσίες επί της επιφάνειας της Γης, εκ των οποίων η μία ονομάζεται βάση (B) και η άλλη δορυφόρος (Δ). Για κάθε συχνότητα ω, οι οριζόντιες συνιστώσες $\mathbf{E}_{\rm B} = [\mathbf{E}_{\rm xB} \ \mathbf{E}_{\rm yB}]^{\rm T}$ και $\mathbf{E}_{\rm \Delta} = [\mathbf{E}_{\rm x\Delta} \ \mathbf{E}_{\rm y\Delta}]^{\rm T}$ συνδέονται με την σχέση

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{x\Delta} \\ \mathbf{E}_{y\Delta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{xx} & \mathbf{T}_{xy} \\ \mathbf{T}_{yx} & \mathbf{T}_{yy} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{xB} \\ \mathbf{E}_{xB} \end{bmatrix} \quad \Leftrightarrow \mathbf{E}_{\Delta}(\omega) = \mathbf{T}(\omega) \cdot \mathbf{E}_{B}(\omega)$$

Τ(ω) είναι ο τελλουρικός τανυστής μεταφοράς (TTM) και προφανώς αποτελεί συνάρτηση της γεωηλεκτρικής δομής, της κείμενης μεταξύ βάσης και δορυφόρου τοποθεσιών. Ο TTM εμπεριέχει πληροφορία περί της χωροταξίας της γεωηλεκτρικής δομής μεταξύ βάσης και δορυφόρου, η οποία δύναται να αποληφθεί με χωρική ανάλυση κατά τα πρότυπα της αντίστοιχης ανάλυσης του MT τανυστή εμπέδησης Z. Εμπεριέχει επίσης πληροφορία για το μέγεθος των αντιθέσεων αγωγιμότητας μεταξύ βάσης και δορυφόρου, η οποία μπορεί να αναλυθεί και ποσοτικά. Ως αναγνωριστικό βοήθημα στην γεωφυσική διασκόπηση, η τελλουρική μέθοδος προσέφερε ορισμένα πλεονεκτήματα όπως δωρεάν σήματα, ταχύτητα και χαμηλό κόστος εκτέλεσης, πολύ φθηνά όργανα και μεθόδους ανάλυσης και βαθειά διείσδυση χωρίς την χρήση μακρών καλωδιακών γραμμών. Για τον λόγο αυτό, παλαιότερα (προ των μέσων της δεκαετίας '70), η μέθοδος έχαιρε πολλών εφαρμογών, ιδίως στην Ευρώπη. Με την ανάπτυξη και διάδοση της κατά πολύ πληρέστερης μαγνητοτελλουρικής, η τελλουρική βαθμιαίως εγκαταλείπεται και ήδη έχει σχεδόν εκλείψει.

Η Τελλουρική-Μαγνητοτελλουρική Μέθοδος, αποτελεί προσπάθεια συνδυασμού ενός MT σταθμού βάσης και πολλών δορυφορικών τελλουρικών σταθμών, βασιζόμενη στην ύπαρξη κοινού ομογενούς πηγαίου μαγνητικού πεδίου, υπεράνω όλων των σταθμών μετρήσεων, MT και τελλουρικών. Η βασική αυτή προϋπόθεση είναι ισχυρή, ιδίως όταν η βάση και οι δορυφορικοί σταθμοί δεν απέχουν αλλήλων μεγάλες αποστάσεις. Στην βάση (B) μετρώνται όλες οι συνιστώσες του MT πεδίου $\mathbf{E}_B = [\mathbf{E}_{xB} \ \mathbf{E}_{yB}]^T$ και $\mathbf{H}_B = [\mathbf{H}_{xB} \ \mathbf{H}_{yB}]^T$, από τις οποίες υπολογίζεται ο τανυστής εμπέδησης \mathbf{Z}_B . Στους δορυφόρους μετρώνται μόνο οι συνιστώσες του τελλουρικού πεδίου $\mathbf{E}_{\Delta} = [\mathbf{E}_{x\Delta} \ \mathbf{E}_{y\Delta}]^T$, και εξ αυτών ο τελλουρικός τανυστής μεταφοράς **T**. Τότε:

$\mathbf{E}_{\Delta} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{E}_{B} \Leftrightarrow \mathbf{E}_{\Delta} = \ \mathbf{T} \cdot \mathbf{Z}_{B} \cdot \mathbf{H}_{B} \Leftrightarrow \mathbf{E}_{\Delta} = \mathbf{Z}_{M} \cdot \mathbf{H}_{B}$

 Z_M είναι ο τανυστής μεταφοράς εμπέδησης, μέσω του οποίου το τελλουρικό πεδίο E_Δ του δορυφορικού σταθμού αναφέρεται στο μαγνητικό βάσης πεδίο H_B . Εφόσον οι βασικές παραδοχές της μεθόδου ισχύουν, δηλαδή όταν H_Δ = H_B , τότε Z_Δ = Z_M . Η λοιπή ανάλυση χωρεί κατά τα πρότυπα της MT μεθόδου. Η T-MT μέθοδος φαίνεται ότι προσφέρει πολλά πλεονεκτήματα, συνδυάζοντας την ποσοτική και ποιοτική πληρότητα της MT μεθόδου με μεγάλη ταχύτητα εκτέλεσης εργασιών υπαίθρου και αυξημένη παραγωγικότητα, λόγω των πολλαπλών περιφερειακών σταθμών. Για την σωστή εφαρμογή της πρέπει να διαπιστωθεί ότι μεταξύ της βάσης και των δορυφόρων δεν παράγονται ισχυρά δευτερεύοντα μαγνητικά πεδία, διότι τότε H_{Δ} = H_B και η φυσική βάση της μεθόδου καταπίπτει.

4.2. ΓΕΩΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΒΑΘΟΣΚΟΠΗΣΗ (ΓΒΣ)

Όπως εκτεταμένα συζητήθηκε στο Κεφάλαιο 4.1, τα εξ επαγωγής (πρωτεύοντα) ηλεκτρικά πεδία επάγουν, με την σειρά τους, δευτερεύοντα (ανώμαλα) μαγνητικά πεδία. Επειδή η κατακόρυφη συνιστώσα των φυσικών πηγαίων μαγνητικών πεδίων είναι αμελητέα, κάθε παρατηρήσιμη κατακόρυφη συνιστώσα του ολικού μαγνητικού πεδίου οφείλεται σε δευτερεύον ή ανώμαλο μαγνητικό πεδίο και παράγεται εντός της Γης. Προφανώς, στην περίπτωση 1-Δ δομής, $H_z=0$.

Η γεωμαγνητική βαθοσκόπηση⁷¹ συνίσταται στην καταγραφή ανάλυση και ερμηνεία της σχέσης μεταξύ της κατακόρυφης και των οριζοντίων συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου. Στην συνθετότερη και μάλλον σπάνια περίπτωση, η λήψη των δεδομένων γίνεται με σύγχρονες διατάζεις τριαξονικών μαγνητομέτρων και η ανάλυση των δεδομένων ακολουθεί ειδικές μεθόδους ανάλυσης στοιχείων διατάξεων. Στην απλούστερη και συνηθέστερη εφαρμογή ΓΒΣ που θα συζητήσομε εδώ, η λήψη των δεδομένων γίνεται με σημειακές μετρήσεις, ταυτοχρόνως με την διε-

⁷¹ Geomagnetic Deep Sounding. Στην πρώην ανατολική (Ευρωπαϊκή και Σοβιετική) βιβλιογραφία, η μέθοδος καταχωρείται ως Magnetic Variational Profiling.

ξαγωγή μαγνητοτελλουρικών μετρήσεων. Η σχέση μεταξύ των οριζοντίων και κατακόρυφης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου συμποσούται στην απλή μαγνητική συνάρτηση μεταφοράς (ΜΑΣΜ), η οποία ουσιαστικά αποτελεί τανυστή βαθμού 1 που απεικονίζει τις οριζόντιες συνιστώσες του ολικού (πρωτεύοντος και δευτερεύοντος) μαγνητικού πεδίου επί της κατακόρυφης, σύμφωνα με την σχέση εσωτερικού γινομένου:

$$H_{z}(\omega,0) = \mathbf{X}(\omega,0) \bullet \mathbf{H}(\omega,0) \quad \Leftrightarrow \quad H_{z}(\omega,0) = X_{zx}(\omega,0) \bullet H_{x}(\omega,0) + X_{zy}(\omega,0) \bullet H_{y}(\omega,0) \tag{4.47}$$

Στις επόμενες λίγες παραγράφους θα επιχειρηθεί μία φυσική ερμηνεία της ΜΑΣΜ, με ταυτόχρονη παρουσίαση της κοινότερης μεθόδου γραφικής αναπαράστασής της, η οποία συγχρόνως αποτελεί και την σημαντικότερη τεχνική ποιοτικής ανάλυσης και ερμηνείας των μετρήσεων. Αυτή είναι το επαγωγικό άνυσμα, το οποίο ορίζει την κάθετο επί την τοπική γεωηλεκτρική βαθμίδα, την παράγουσα κάποια ανώμαλη συγκέντρωση ρευμάτων.

Για να κατανοηθεί ο ορισμός και η χρησιμότητα του επαγωγικού ανύσματος θεωρούμε την Εικόνα 4.15, η οποία εικονίζει υποτιθέμενη πλευρική διδιάστατη ασυνέχεια της γεωηλεκτρικής δομής, κείμενη σε (άγνωστη) γωνία φ₀ ως προς το πειραματικό σύστημα συντεταγμένων {x,y,z}. Σύμφωνα με τα μέχρι τώρα γνωστά, επί του φυσικού συστήματος συντεταγμένων το μαγνητικό πεδίο χωρίζεται σε Εγκάρσιο Ηλεκτρικό τρόπο με συνιστώσες H_z και H_{EH} κάθετη στην ασυνέχεια,⁷² και σε Εγκάρσιο Μαγνητικό τόπο με συνιστώσα H_{EM} παράλληλη προς την ασυνέχεια.⁷³ Στο πειραματικό σύτημα συντεταγμένων, εμείς μετράμε συνιστώσες H_z και H_y, οι οποίες είναι διανυσματικές συνισταμένες των H_{EH} και H_{EM} κατά τις διευθύνσεις x και y αντιστοίχως, οι οποίες για την γεωμετρία της Εικόνας 4.15 θα γράφονται⁷⁴:

 $H_x = H_{EH}sin(\phi_0) + H_{EM}cos(\phi_0)$

 $H_{y} = -H_{EH}cos(\phi_{0}) + H_{EM}sin(\phi_{0})$

Μεταφέροντας τις σχέσεις αυτές στην (4.42) γράφομε

 $H_{z}=X_{zx}\bullet\{H_{EH}\sin(\varphi_{0})+H_{EM}\cos(\varphi_{0})\}+X_{zy}\bullet\{-H_{EH}\cos(\varphi_{0})+H_{EM}\sin(\varphi_{0})\}$

Από τις εξισώσεις (4.28), (4.29) και (4.30) του ΕΗ τρόπου όμως, δίδεται ό,τι μόνο οι συνιστώσες H_z και H_{EH} συνυπάρχουν και αλληλοεξαρτώνται. Οι H_z και H_{EM} είναι ανεξάρτητες και συνεπώς ασυσχέτιστες. Η ΜΑΣΜ δεν μπορεί να απεικονίσει συμβολή της H_{EM} επί της H_z διότι απλούστατα αυτή δεν υπάρχει! Άρα, θα είναι :

 $X_{zx} \bullet H_{EM} \cos(\varphi_0) = 0$ kai $X_{zy} \bullet H_{EM} \sin(\varphi_0) = 0$, opóte

 $H_{z} = X_{zx} \bullet H_{EH} sin(\phi_{0}) - X_{zy} \bullet H_{EH} cos(\phi_{0})$

Η ίδια η πράξη υπολογισμού της ΜΑΣΜ, δηλαδή η απεικόνιση του οριζοντίου πεδίου στο κατακόρυφο, επιλέγει από τις μετρούμενες συνιστώσες {H_z και H_y} μόνο την προβολή της H_{EH}. Συγκεκριμένα, και πάλι για την γεωμετρία της Εικόνας 4.15, το στοιχείο X_{zx} επιλέγει από την H_x την συμβολή H_{EH}sin(φ₀), ενώ το στοιχείο X_{zy} επιλέγει από την H_y την συμβολή -H_{EH}cos(φ₀). Δεδομένου επίσης ότι όλες οι παράμετροι είναι μιγαδικές, το επαγωγικό άνυσμα

$$\mathbf{V}_{\mathrm{R}} = \mathrm{Re}\{\mathbf{X}_{\mathrm{zx}}\}\mathbf{x} + \mathrm{Re}\{\mathbf{X}_{\mathrm{zy}}\}\mathbf{y}$$

(4.48α)

 (4.48β)

θα ορίζει το εν φάσει (πραγματικό) μέρος της (4.47) και το επαγωγικό άνυσμα $V_I = Im\{X_{zx}\}\mathbf{x} + Im\{X_{zy}\}\mathbf{y}$

 $^{^{72}}$ $H_{\rm EH}$ = $H_{\rm y}$ σύμφωνα με τον συμβολισμό του Χωρίου 4.1.

 $^{^{73}}$ H_{EM} = H_x σύμφωνα με τον συμβολισμό του Χωρίου 4.1.

⁷⁴ Παράβαλε επίσης με τις Εξισώσεις 4.38, με προσοχή στις διαφορές που προκύπτουν από την διαφορετική φορά στροφής των αξόνων.



Εικόνα 4.15. Γεωμετρική ερμηνεία της Μαγνητικής Συνάρτησης Μεταφοράς και του Επαγωγικού Ανύσματος.

θα ορίζει το εκτός φάσης (φανταστικό) μέρος της (4.47). Αμφότερα τα ανύσματα θα «βλέπουν» πάντοτε προς την H_z , δηλαδή θα είναι κάθετα επί την παράταξη της γεωηλεκτρικής ασυνέχειας (βλ. Εικόνα 4.15). Το V_R θα δείχνει την ασυνέχεια και το V_I θα είναι ομόρροπο ή αντίρροπό του. Το πότε τα δύο ανύσματα θα είναι ομόρροπα και πότε αντίρροπα εξαρτάται από την γεωηλεκτρική δομή και αποτελεί διαγνωστικό της στοιχείο. Το θέμα αυτό όμως είναι αρκετά περίπλοκο για να αντιμετωπισθεί στο παρόν.

Την κάθετο επί την παράταξη της γεωηλεκτρικής ασυνέχειας μπορούμε επίσης να προσδιορίσομε και με την λεγόμενη ανάλυση μέγιστης απόκρισης (AMA), η οποία επιτυγχάνεται με περιστροφή της παρατηρηθείσης ΜΑΣΜ, με τελεστή της μορφής (4.40) και την πράξη

$$\mathbf{H}_{\mathbf{Z}} = \mathbf{X} \bullet \mathbf{H} = \mathbf{X} \bullet \left(\mathbf{R}(\phi) \cdot \mathbf{R}^{\mathrm{T}}(\phi) \cdot \mathbf{H} \right) = \left(\mathbf{R}^{\mathrm{T}}(\phi) \cdot \mathbf{X}^{\mathrm{T}} \right) \bullet \left(\mathbf{R}^{\mathrm{T}}(\phi) \cdot \mathbf{H} \right) = \mathbf{X}(\phi) \bullet \mathbf{H}(\phi).$$

• Otan $\varphi = \varphi_0$, tóte $X_{zx}(\varphi_0) \equiv 0$ kai $H_z = X_{zy}(\varphi_0)H_{EH}$, dhladh $H(\varphi_0) \equiv H_{EH}$.

• Otan $\phi = \phi_0 + \pi/2$, tóte $X_{zy}(\phi_0) \equiv 0$ kai $H_z = X_{zx}(\phi_0)H_{EH}$.

Είναι εύκολο να δειχθεί ότι

$$\tan 2\phi_{0} = \frac{2 \operatorname{Re}(X_{zx}^{*} X_{zy})}{\left(X_{zx}^{*}\right)^{2} - \left|X_{zy}^{*}\right|^{2}}$$

Δύο επιπλέον παράμετροι ανεξάρτητες της γωνίας φ που μπορούν να εξαχθούν από την ΜΑΣΜ είναι η κάμψη⁷⁵ (tipper), δηλαδή το αμετάβλητο μέτρο της ΜΑΣΜ,

$$T = \sqrt{|X_{zx}|^{2} + |X_{zy}|^{2}} = |\mathbf{X}| = |\mathbf{X}(\phi)|$$

και η φάση της κάμψης

⁷⁵ Εννοείται η κάμψη του ολικού μαγνητικού πεδίου λόγω της ύπαρξης του κατακορύφου μαγνητικού πεδίου H_z εξ αιτίας της παρακείμενης πλευρικής ανομοιογένειας.

$$\vartheta_{\rm T} = \frac{|X_{zx}|^2 \tan^{-1} \left(\frac{{\rm Im}(X_{zx})}{{\rm Re}(X_{zx})}\right) + |X_{zy}|^2 \tan^{-1} \left(\frac{{\rm Im}(X_{zy})}{{\rm Re}(X_{zy})}\right)}{{\rm T}^2}, \qquad (-90^\circ \le \vartheta_{\rm T} \le 90^\circ)$$

Το πλάτος της κάμψης χρησιμεύει ως ποιοτικός δείκτης της ύπαρξης πλευρικών ασυνεχειών και της σχετικής έντασης του κατακορύφου μαγνητικού πεδίου, ενώ η φάση της θ_T εξαρτάται από την κατακόρυφη διάσταση των ανομοιογενών δομών.

Στην περίπτωση 3-Δ δομών ισχύει $X_{zx} \neq 0$ και $X_{zx} \neq 0$. Τότε, τα επαγωγικά ανύσματα είναι μεν κάθετα επί την τοπική παράταξη της ανωμάλου συγκεντρώσεως ρευμάτων που παράγουν την H_z, αλλά όχι απαραιτήτως κάθετα και επί την πραγματική διεύθυνση της γεωηλεκτρικής δομής. Η ερμηνεία τους δεν είναι πάντοτε απλή και σε μερικές περιπτώσεις ο διαχωρισμός σε πραγματικό και φανταστικό μέρος δυνατόν να είναι τεχνητός. Στην περίπτωση αυτή καταφεύγομε στην ανάλυση μέγιστης απόκρισης (AMA), στοχεύοντας στον διαχωρισμό από την παρατηρηθείσα τριδιάστατη ΜΑΣΜ του μέρους εκείνου, το οποίο είναι συμβατό με την διδιάστατη γεωηλεκτρική παραδοχή, ή, απλούστερα, του μέρους εκείνου που προσδιορίζει τις πρωτεύουσες γωηλεκτρικές δομικές τάσεις στην γειτονία του σημείου παρατήρησης.

Απλές παραλλαγές της ΓΒΣ είναι η μέθοδος AFMAG (Audio-Frequency Magnetics) εφαρμοζόμενη σε φυσικά πεδία ELF για διερεύνηση της ρηχής δομής, και η δημοφιλέστατη μέθοδος ελεγχόμενης πηγής VLF (για μετρήσεις γωνίας κλίσης). Με αμφότερες θα ασχοληθούμε στο Κεφάλαιο 5.

4.3. ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΦΥΣΙΚΩΝ ΗΜ ΠΕΔΙΩΝ

Επειδή τα φυσικά ΗΜ πεδία σε συχνότητες ELF-VLF είναι πολύ ασθενή, (συνήθως αρκετά ασθενέστερα του 1nT), οι ΗΜΦΠ και ειδικότερα η ΜΤ μέθοδος, παραδοσιακά χρησιμοποιήθηκαν για διασκόπηση βαθέων δομών με πεδία ULF, τα οποία είναι πολύ ισχυρότερα (βλ. Κεφάλαιο 1). Κατά τις τελευταίες τρεις δεκαετίες όμως, η πρόοδος της τεχνολογίας, η οποία επέτρεψε την κατασκευή μαγνητομέτρων υπερευαίσθητων σε πεδία υψηλών συχνοτήτων και εισήγαγε την ψηφιακή ανάλυση σήματος, οδήγησε τις ΗΜΦΠ σε μεγάλη ανάπτυξη και επέκταση στις εφαρμογές διασκόπησης ρηχών δομών. Λόγω της πληρότητας πληροφορίας την οποία προσφέρει, ο συνδυασμός ΜΤ/ ΓΒΣ μεθόδων έχει εκτοπίσει αρκετές παραδοσιακές ΗΜ τεχνικές, ενώ σε περιπτώσεις δύσβατης τοπογραφίας ή ειδικών γεωλογικών συνθηκών (π.χ. ηφαιστειακά πετρώματα στην επιφάνεια), έχει υποκαταστήσει ακόμα και τις σεισμικές μεθόδους στην έρευνα υδρογονανθράκων.

4.3.1 Αισθητήρες τελλουρικού πεδίου.

Δεδομένου ότι δεν είναι δυνατόν να μετρηθεί απ' ευθείας η πυκνότητα ρεύματος στην Γη, περιοριζόμαστε στην μέτρηση διαφορών δυναμικού μεταξύ ηλεκτροδίων τοποθετημένων εντός του στο εδάφους, ή, σπανιότερα εντός ρηχών γεωτρήσεων. Αν και φαινομενικά απλή, αυτή προϋποθέτει την τήρηση ορισμένων κανόνων απαραίτητων για την αποφυγή ανεπιθύμητου θορύβου και παρεμβολών προερχομένων από την ίδια την διαδικασία μέτρησης.

Η χρήση απλών μεταλλικών ράβδων καρφωμένων στο έδαφος ως ηλεκτροδίων, συνήθως οδηγεί σε ηλεκτροχημικές αντιδράσεις που παράγουν δυναμικά επαφής μεταξύ ηλεκτροδίου και εδάφους (συνεπώς και μεταξύ ηλεκτροδίων), τα οποία πολλές φορές είναι αρκετά ισχυρότερα από τα ανιχνευτέα τελλουρικά πεδία (πόλωση ηλεκτροδίων). Επιπλέον, το πλάτος των δυναμικών επαφής εξαρτάται από τις εδαφικές συνθήκες και μεταβάλλεται από τόπου εις τόπο αλλά και συναρτήσει του χρόνου, οπότε είναι αδύνατη η εκ των υστέρων διόρθωσή τους. Δεδομένου ότι ο μόλυβδος είναι σχετικά χημικά αδρανής, η χρήση μολυβδίνων πλακών είναι μία μερική απάντηση στο πρόβλημα αυτό. Πραγματική λύση όμως, προσφέρει μόνον η χρήση αντιπολωτικών ηλεκτροδίων. Αυτά αποτελούνται από σύστημα μετάλλου εμβαπτισμένου σε (υγρό ή στερεό) κεκορεσμένο διάλυμα ενός εκ των αλάτων του, όπως για παράδειγμα Cu σε CuSO₄, Ag σε AgC1, Pb σε PbCl₂ κ.λ.π., το οποίο περιέχεται σε πορώδες κεραμεικό που επιτρέπει στο διάλυμα να διαρρέει με βραδείς ρυθμούς και να δημιουργεί καλή αγώγιμη επαφή χαμηλού θορύβου με το έδαφος. Εξ όλων των ανωτέρω, τα ηλεκτρόδια Pb/PbCl₂ είναι τα σταθερότερα και πλέον αξιόπιστα.

Σημειωτέον επίσης ότι επειδή η διαδικασία πόλωσης είναι αρκετά αργή, η χρήση ράβδων από ανοξείδωτο χάλυβα ως ηλεκτροδίων είναι αρκετά αποδεκτή και εφαρμόζεται για συχνότητες υψηλότερες των μερικών Hz.

4.3.2 Αισθητήρες μαγνητικού πεδίου

Ο αισθητήρας επιλογής για μετρήσεις μαγνητικού πεδίου είναι το επαγωγικό πηνίο. Το όργανο αυτό είναι ένα σχετικά μακρύ σωληνοειδές κατασκευαζόμενο με πυκνή περιέλιξη λεπτού σύρματος (> 50.000 στροφές/m) γύρω από φερριτικό πυρήνα ή άλλο μέταλλο υψηλής μαγνητικής διαπερατότητας (π.χ. μέταλλο-μ). Παλαιότεροι τύποι πηνίων ανοικτού πυρήνα, κατασκευασμένοι με πυκνή περιέλλιξη γύρω από ορθογώνιο ή κυκλικό πλαίσιο (βρόχοι) δεν χρησιμοποιούνται πλέον στις ΗΜΦΠ ως μη πρακτικοί, περιοριζόμενοι σε μερικές κατηγορίες ΗΜΕΠ όπου οι συνθήκες ευνοούν τη χρήση τους. Το πηνίο είναι σε θέση να ανιχνεύει πεδία σε ευρύ φάσμα συχνοτήτων. Δεδομένου όμως ότι το φάσμα ενδιαφέροντος για ΗΜΦΠ είναι εξαιρετικά ευρύ, $(10^{-5} - 10^4 \text{ Hz} περίπου)$, η κατασκευή τέτοιων οργάνων συναντά σημαντικές τεχνικές δυσκολίες και για τον λόγο αυτό είναι αναγκαία η χρήση διαφορετικών πηνίων στις χαμηλές και υψηλές συχνότητες. Για παράδειγμα, οι καλύτερες σύγχρονες κατασκευές (EMI Inc.) έχουν χρήσιμο εύρος $10^{-4} - 500 \text{ Hz}$ περίπου (μοντέλα BF-4 / BF-7 με μήκος περί το 1 m) και $10^2 - 10^4 \text{ Hz}$ (μοντέλα BF-6 / BF-10 με μήκος περί τα 40cm). Τα πηνία που προορίζονται για μετρήσεις σε υψηλές συχνότητες είναι βραχύτερα, απαιτούν λιγότερες περιελίξεις και έχουν πυρήνα από μηαγωγό, και όλα αυτά για να περιορισθούν τα φαινόμενα αυτο-χωρητικότητας που καθιστούν την συμπεριφορά τους μη-γραμμική αλλά και για να επιτραπεί ο συντονισμός τους σε ειδικές ζώνες συχνοτήτων (ορισμένες ειδικές κατασκευές). Σημειωτέον ότι το πηνίο στην πραγματικότητα μετρά την μεταβολή $\partial B/\partial t$ και όχι την ένταση της μαγνητικής επαγωγής B.

Επειδή η ένταση των ανιχνευτέων φυσικών μαγνητικών πεδίων ELF-VLF είναι της τάξης των pT ($10^{-3} - 1$ nT) τα επαγωγικά πηνία είναι υπερευαίσθητα όργανα και αποκρίνονται σε οποιαδήποτε μικρομετακίνησή τους εντός του μαγνητικού πεδίου της Γης. Μετακινήσεις της τάξης του χιλιοστού συνήθως παράγουν θόρυβο της ίδιας τάξης μεγέθους με το ανιχνευτέο φυσικό πεδίο, και για τον λόγο αυτό τα πηνία συνήθως θάπτονται σε ρηχά ορύγματα και σκεπάζονται με χώμα.

Η ανάπτυξη των επαγωγικών πηνίων απετέλεσε σημαντικό σταθμό στην ιστορία των ΗΜΦΠ και των ηλεκτρομαγνητικών μεθόδων γενικά, αλλά υπάρχουν και άλλα όργανα ικανά για χρήση από ΗΜΦΠ. Τα μαγνητόμετρα ροής (fluxgate) είναι αρκετά μικρά και κατάλληλα για μετρήσεις σε συχνότητες ULF όπου τα πεδία είναι ισχυρά, αλλά ανεπαρκώς ευαίσθητα για μετρήσεις σε συχνότητες άνω των μερικών δεκάτων του Hz. Είναι πιθανό ότι το μέλλον ανήκει στα κρυογενικά μαγνητόμετρα (SQUID – Superconducting Quantum Interference Devices), τα οποία εκμεταλλεύονται μακροσκοπικά κβαντικά φαινόμενα σε υπεραγωγούς (δίοδο Josephson). Θα αποφύγομε την ανάπτυξη του θέματος αυτού επί του παρόντος, δεδομένου ότι η φυσική του είναι εκτεταμένη και δύσβατη, και ότι συσκευές αυτές λειτουργούν σε θερμοκρασίες πλησίον του απολύτου μηδενός⁷⁶ και η τρέχουσα τεχνολογία και λειτουργία τους είναι αρκετά ακριβή υπόθεση. Σημειώνεται όμως ότι τα μαγνητόμετρα αυτά είναι πολύ πιό ευαίσθητα από τα επαγωγικά πηνία και αποκρίνονται γραμμικά σε μεγαλύτερο εύρος συχνοτήτων, ενώ δεν έχουν σοβαρά μειονεκτήματα, όπως υπερευαισθησία σε μικρομετακινήσεις.

4.3.3. Διαδικασίες μετρήσεων υπαίθρου.

Αν και βασικά απλές, οι εργασίες υπαίθρου απαιτούν αρκετό σχεδιασμό και προσοχή, αφού αποτελούν και το πλέον δαπανηρό μέρος μιας ΜΤ διασκόπησης. Η χαμηλή ένταση των πεδίων και η ευαισθησία των οργάνων καθιστούν τις μετρήσεις ευάλωτες σε θόρυβο και εξωτερικές παρεμβολές, και οι διαδικασίες υπαίθρου οφείλουν να ελαχιστοποιούν τέτοια προβλήματα. Σε κάθε σταθμό μέτρησης εγκαθίστανται δύο οριζόντια, αμοιβαίως ορθογώνια ζεύγη ηλεκτροδίων και τρία αμοιβαίως ορθογώνια επαγωγικά πηνία. Τα συστήματα συντεταγμένων που ορίζουν τα ζεύγη των ηλεκτροδίων και η τριάδα των μαγνητομέτρων είναι επίσης αμοιβαίως ορθογώνια. Τυπική εγκατάσταση μετρήσεων παρουσιάζεται στις Εικόνες 4.16 και 4.17.

Τα ηλεκτρόδια οφείλουν να προσφέρουν καλή αγώγιμη επαφή χαμηλού θορύβου με το έδαφος. Όσο μακρύτερα βρίσκονται τα ηλεκτρόδια μεταξύ τους, τόσο μεγαλύτερη η μετρούμενη

⁷⁶ Με την πρόσφατη ανάπτυξη πρακτικών υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών, ορισμένα SQUID μπορούν να λειτουργούν σε θερμοκρασίες ως και 50°K, πολύ πάνω από το απόλυτο μηδέν. Αυτό έχει τεράστια σημασία γιατί η ψύξη μπορεί να επιτευχθεί με πάμφθηνο υγρό άζωτο και όχι με ήλιο.



Εικόνα 4.16.⁷⁷ Τυπικός ΜΤ / ΓΒΣ σταθμός μετρήσεων στο ύπαιθρο.

διαφορά δυναμικού, (δεδομένων φυσικά των συνθηκών της περιοχής μετρήσεων, όπως η ύπαρξη πιθανών εμποδίων, η τοπογραφία, ο διαθέσιμος χρόνος εγκατάστασης, η ελάχιστη ανεκτή απόσταση μεταξύ διαδοχικών σταθμών μέτρησης κ.λ.π.). Το ανάπτυγμα των ηλεκτροδίων για μελέτες βαθιάς δομής και έρευνα υδρογονανθράκων είναι της τάξης των 100 -200 m και σε ειδικές περιπτώσεις μεγαλύτερο. Για μελέτες ρηχής δομής (π.χ. μεταλλευτική έρευνα, υδρογεωλογία), είναι λογικό να χρησιμοποιούνται αναπτύγματα της τάξης των 30-50 m ή και μικρότερα. Τέλος, τα καλώδια πρέπει να μην κινούνται στο μαγνητικό πεδίο της Γης, διότι έτσι επάγεται θόρυβος και θάπτονται, ή σταθεροποιούνται με πέτρες ή σβώλους χώματος τοποθετημένους ανά ολίγα μέτρα.

Τα επαγωγικά πηνία είναι ακόμη πιο ευαίσθητα σε μετακινήσεις (από τον άνεμο, τα δένδρα κ.λ.π.) από τα καλώδια που συνδέουν τα ηλεκτρόδια, και όπως προαναφέραμε θάπτονται σε αβαθή ορύγματα. Η ταφή έχει το πρόσθετο πλεονέκτημα της ελάττωσης του θορύβου από θερμικά παροδικά (επιδράσεις μεταβολές στην θερμική κατάσταση του περιβάλλοντος). Τα πηνία με φερριτικό πυρήνα πρέπει να απέχουν αλλήλων μερικές φορές το μήκος τους, για να αποφεύγονται οι αλληλεπιδράσεις (αμοιβαία ζεύξη). Η τήρηση της γεωμετρίας της διάταξης μετρήσεων είναι σημαντικότατος παράγων και κάθε απόκλιση των πηνίων ή ηλεκτροδίων ή αμφοτέρων από την αμοιβαία ορθογωνιότητα παραμορφώνει τις ιδιότητες των μετρούμενων συναρτήσεων απόκρισης της Γης. Για τον λόγο αυτό, τα πηνία οριζοντιώνονται με αεροστάθμες και προσανατολίζονται μεταξύ τους, και ως προς τα ηλεκτρόδια, με ευαίσθητες πυξίδες ή τοπογραφικές τεχνικές.

Οι θέσεις μέτρησης πρέπει να επιλέγονται με προσοχή, ώστε να αποφεύγονται άλλες πιθανές πηγές θορύβου, όπως για παράδειγμα κυκλώματα καθοδικής προστασίας, γραμμές μεταφοράς ενέργειας, ηλεκτρικοί φράχτες, γειωμένοι σωλήνες κ.ά. Η τοπογραφία είναι δυνατόν να προκαλέσει παραμορφώσεις όμοιες με αυτές που θα έδιδαν πλευρικές μεταβολές της αγωγιμότητας, οι

⁷⁷ Τροποποιημένη απο Vozoff, K., The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins, *Geophysics*, **34**, 98-141.



Εικόνα 4.17. Σκαρίφημα εγκατάστασης σταθμού ΜΤ / ΓΒΣ μετρήσεων. Τα ηλεκτρόδια και μαγνητόμετρα συνδέονται με προ-ενισχυτές που μεταβιβάζουν το σήμα στην κύρια μονάδα καταγραφής και ανάλυσης. Πιθανά στατικά δυναμικά μεταξύ των ηλεκτροδίων με δυνητικά μεγάλα πλάτη (μέχρι εκατοντάδες mV), αντισταθμίζονται με ευαίσθητα ποτενσιόμετρα ενσωματωμένα στο σύστημα των προενισχυτών. Η μονάδα των κυρίων ενισχυτών δυνατόν να περιλαμβάνει ζωνοπερατά ή ζωνοφρακτικά φίλτρα, π.χ. για απομάκρυνση του θορύβου από το δίκτυο διανομής ενέργειας (50Hz και οι αρμονικές του). Χάριν της στατιστικής στιβαρότητας των αποτελεσμάτων, σε κάθε συχνότητα είθισται να καταγράφονται πολλά δείγματα, από τα οποία υπολογίζονται οι αναμενόμενες τιμές της εμπέδησης και της ΜΑΣΜ.

οποίες αν και είναι δυνατόν να διορθωθούν, καλό θα ήταν να αποφεύγονται, ιδίως δε όταν η τοπική μεταβολή υψομέτρου υπερβαίνει το 10% του αναπτύγματος των ηλεκτροδίων.

Τέλος, οφείλει να αναφερθεί ότι ορισμένες τεχνικές απομάκρυνσης του θορύβου (μέθοδος τηλεαναφοράς) απαιτούν της ύπαρξη μίας δεύτερης διάταξης επαγωγικών πηνίων σε αρκετά μεγάλη απόσταση (πηνία τηλεαναφοράς, βλ. Εικόνα 4.17). Η εγκατάσταση και προσανατολισμός αυτών των πηνίων γίνεται με τον ίδιο τρόπο, όπως στον βασικό σταθμό και η ζεύξη τους με την μονάδα καταγραφής και ανάλυσης μπορεί να είναι ενσύρματη ή ασύρματη.

4.4. ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ ΗΜΦΠ - ΓΕΩΘΕΡΜΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ ΣΤΗΝ ΧΕΡΣΟΝΗΣΟ ΜΕΘΑΝΩΝ

Η χερσόνησος των Μεθάνων είναι μικρό Τεταρτογενές ηφαιστειακό συγκρότημα, οικοδομηθέν δι' εξωθήσεων βασαλτικής-ανδεσιτικής έως δακιτικής λάβας υπό μορφή θόλων και ρευμάτων. Αποτελεί μέρος της βορειο-δυτικής απόληξης του Ελληνικού Ηφαιστειακού Τόξου, έχοντας δράσει και κατά τους ιστορικούς χρόνους.



Εικόνα 4.18. Τεκτονικός, τοπογραφικός και απλοποιημένος γεωλογικός χάρτης της χερσονήσου Μεθάνων. Γεωλογικοί σχηματισμοί: al – αλλουβιακές αποθέσεις: a2 - ανδεσίτες: da – δακίτες: brv – ανδεσιτικά και δακιτικά λατυποπαγή: vol – ηφαιστειακά τρίμματα: TmJik – Τριαδικοί-κάτω Ιουρασικοί ασβεστόλιθοι: KJC – Ιουρασικοί-Κρητιδικοί ασβεστόλιθοι: K3-6k – Κρητιδικός ασβεστόλιθος: fl – φλύσχης: oph – οφιόλιθοι. A, B και Γ οι μεγάλες ρηξιγενείς ζώνες της περιοχής. Οι θέεσεις των MT μετρήσεων εικονίζονται με κόκκινους ρόμβους. T1 είναι η τομή της Εικόνας 4.20.

Το γεωλογικό και τεκτονικό περιβάλλον της χερσονήσου παρουσιάζεται συνοπτικώς στην Εικόνα 4.18^{78.} έμφαση δίδεται στα περιφερειακά τεκτονικά στοιχεία τα οποία απεικονίζονται λε-

⁷⁸ Τα υποθαλάσσια ρήγματα της Εικ. 4.18 έχουν ληφθεί από τους Παπανικολάου, Δ., Χρόνη, Γ., Λυκούση, Β., Παυλάκη, Π., 1989, 'Υποθαλάσσιος νεοτεκτονικός χάρτης του Σαρωνικού κόλπου', έκδοση ΟΑΣΠ, ΕΚΘΕ και Πανεπιστημίου Αθηνών (Τομέας Δυναμικής, Τεκτονικής και Εφαρμοσμένης Γεωλογίας). Τα χερσαία ρήγματα έ-

πτομερώς, ενώ η κατανομή των λιθολογικών σχηματισμών παρουσιάζεται απλουστευμένη. Η περιφερειακή νεοτεκτονική δομή ελέγχεται από τρεις μεγάλες ρηξιγενείς ζώνες γενικής διεύθυνσης N110° (ζώνη A), N320° – N330° (ζώνη B) και N50° (ζώνη Γ), οι οποίες επίσης φαίνονται να οριοθετούν την πλευρική ανάπτυξη του ηφαιστειακού οικοδομήματος. Στην άμεση γειτονία της χερσονήσου, οι τρεις ζώνες εμφανίζονται με άλματα της τάξης των 350m. Η σημαντικότερη εκ των τριών ζώνη A συχνά εμφανίζει άλματα μεγαλύτερα των 400-500m και συμβάλλει θεμελιωδώς στην νεοτεκτονική εξέλιξη της ευρύτερης περιοχής.

Οι πιθανότητες ύπαρξης άφθονης ταμιευμένης γεωθερμικής ενέργειας στην χερσόνησο Μεθάνων εκ πρώτης όψεως φαίνονται μάλλον δυσοίωνες. Τα γεωχημικά και πετρολογικά χαρακτηριστικά των ηφαιστειακών πετρωμάτων μαρτυρούν ότι οι διεργασίες διαφοροποίησης του μάγματος έχουν λάβει χώρα σε μεγάλα βάθη, (πλησίον της βάσης της λιθόσφαιρας, ή στο όριο λιθόσφαιρας-μανδύα) και όχι πλησίον της επιφάνειας⁷⁹. Εν τούτοις, η νεαρή ηλικία της ηφαιστειακής δραστηριότητας – ακόμη και κατά τους ιστορικούς χρόνους – δεν αποκλείει την ύπαρξη κάποιας σημαντικής γεωθερμικής ανωμαλίας σε προσπελάσιμα βάθη κάτω από επιφάνεια της χερσονήσου. Η ερμηνεία των γεωχημικών αναλύσεων των ρευστών από τις θερμοπηγές των Μεθάνων δυσκολεύεται από την εντονότατη ανάμειζη των γεωθερμικών ρευστών με θαλάσσια ύδατα,⁸⁰ αν και ορισμένες εξ αυτών υποδεικνύουν ότι τα επιφανειακά θερμά ρευστά πιθανόν να είχαν αρχική θερμοκρασία 100-120°C υπό την προϋπόθεση ότι προήλθαν από ταμιευτήρα εντός ανθρακικών πετρωμάτων, ή, τουλάχιστον, πριν εκφορτισθούν κυκλοφόρησαν εντός ασβεστολιθικού πετρώματος,⁸¹ Η ίδια πηγή κρίνει την ύπαρξη γεωθερμικού ταμιευτήρα αμφίβολη, αλλά δεν αποκλείει την συγκέντρωση θερμών ρευστών εντός ρηξιγενών δομών σε μεγάλο βάθος.

Πέραν τούτου, η χερσόνησος των Μεθάνων είναι γεωγραφικώς περιορισμένη και στενόχωρη, η δε τοπογραφία του ηφαιστειακού οικοδομήματος δύσβατη (έως άβατη σε ορισμένα σημεία), δυσχεραίνουσα μέχρι απαγόρευσης την διεξαγωγή πολυκλαδικών γεωφυσικών ερευνών. Επιπλέον, δεν υπάρχουν ενδείξεις τεκτονικών δομών, (βυθίσματα, τάφροι), που θα μπορούσαν να χρησιμεύσουν ως ταμιευτήρες και να είναι ανιχνεύσιμες με βαρυτικές και μαγνητικές μεθόδους. Ενεργητικές σεισμικές μέθοδοι δεν είναι δυνατόν να εφαρμοσθούν και οι σεισμολογικές είναι αμφίβολο ότι θα αποδώσουν, λόγω απουσίας σεισμικού θορύβου και/ή μικροσεισμών παραγόμενων από το γεωθερμικό σύστημα ίσως ορισμένες σεισμολογικές τεχνικές να έχουν δυνατότητα εκμετάλλευσης σημάτων εκ παραπλήσιων σεισμών. Οι γεωηλεκτρικές (DC) μέθοδοι περιορίζονται δραστικότατα, είτε λόγω τοπογραφικών περιορισμών (Schumberger και Wenner), είτε λόγω γεωγραφικής στενότητας (π.χ. δίπολο-δίπολο, περιπλανώμενο δίπολο). Δεν είναι λοιπόν τυχαίο ότι στην περιοχή Μεθάνων μόνον γεωλογικές και γεωχημικές μελέτες έχουν γίνει, της γεωφυσικής περιοριζόμενης στην μέθοδο Ιδίου Δυναμικού.

Οι ΗΜΦΠ (ΜΤ και ΓΒΣ στην περίπτωση Μεθάνων), μπορούν να υπερβούν πολλούς από τους ανωτέρω περιορισμούς για τρεις κυρίως λόγους. Επιτυγχάνουν βαθιά διείσδυση από σημειακές μετρήσεις, από τις οποίες συνθέτουν την τριδιάστατη γεωηλεκτρική δομή σε μεγάλη έκταση και βάθος. Δεν απαιτούν ανάπτυξη μακρών καλωδιακών γραμμών και δύνανται να εκμεταλλεύονται τοπικές βελτιώσεις των τοπογραφικών συνθηκών. Τέλος, χρησιμοποιούν δωρεάν σήματα παρεχόμενα από την φύση και δεν χρειάζονται, ούτε περιορίζονται από διατάξεις παραγωγής σήματος τα όργανα είναι σχετικά μικρά σε όγκο, ελαφρά και ευκίνητα.

χου ληφθεί από τους Dietrich V.J., Hunri, L., Gaitanakis, P., Geological map of Methana Peninsula at scale 1:25000, (1995). Οι λιθολογικοί σχηματισμοί έχουν ψηφιοποιηθεί από στους Φυτίκα, Μ., Innocenti, F., Mazzuoli, R., Γεωλογικός χάρτης της Ελλάδας (1:50.000), Φύλλο Μέθανα, ΙΓΜΕ, Αθήνα (1984).

⁷⁹ π.χ. Geotermica Italiana, slr., 1984. IGME: Methana-Poros, Loutraki-Sousaki, Paltystomon, Aedipsos Geothermal Projects. Final report, IGME, Athens, Greece.

⁸⁰ βλ. Επίσης Geotermica Italiana, 1984.

⁸¹ βλ. Επίσης Geotermica Italiana, 1984.



Εικόνα 4.19. Χωρική ανάλυση με χρήση του μέγιστου ηλεκτρικού πεδίο (ελλείψεις) και του πραγματικού επαγωγικού ανύσματος (βέλη) στην ζώνη 5s – 40s (0.2Hz – 0.025Hz), η οποία περιέχει πληροφορία για βαθύτερες και ευρύτερες δομές (κάτω από την επιφάνεια της θάλασσας). Οι μαύρες γραμμές συμβολίζουν γνωστά ρήγματα. Οι μπλε συνεχείς γραμμές συμβολίζουν πιθανά ρήγματα με γνωστά χαρακτηριστικά ολίσθησης. Οι μπλέ στικτές γραμμές συμβολίζουν πιθανά ρήγματα.

Αποτελέσματα

Η χωρική ανάλυση της γεωηλεκτρικής δομής συνοψίζεται στις εικόνες 4.19. Το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο προκύπτει από την χωρική ανάλυση των πειραματικών τανυστών εμπέδησης και την εξίσωση $|E_{max}(\phi_0)|=|Z_{max}\cdot H_{max}(\phi_0+\pi/2)|$ · σε κάθε θέση μέτρησης αποτυπώνονται μέσοι όροι από εμπεδήσεις που μετρήθηκαν στην ζώνη περιόδων 5s – 40s και οι οποίες εύκολα αποδεικνύεται ότι προέρχονται από βάθη αρκετά κάτω από το επίπεδο της θάλασσας. Στην αποτύπωση έχει ληφθεί υπ'όψη και η ελλειπτικότητα, (βλ. εξίσωση 4.46), και για τον λόγο αυτό το ηλεκτρικό πεδίο εικονίζεται με μορφή έλλειψης. Τα Πραγματικά Επαγωγικά Ανύσματα, επίσης αποτυπώνονται υπό μορφή μέσων όρων υπεράνω του αυτού εύρους περιόδων (βαθών) 5s – 40s. Δεδομένου ότι η γεωηλεκτρική δομή προκύπτει σχεδόν 2-Δ, (οι ελλειπτικότητες και λοξότητες των πεδίων είναι γενικώς πολύ μικρές), η χωρική ανάλυση ακολουθεί τους εξής απλούς κανόνες (που εξηγήθηκαν στο Μέρος 4.1.2).

- Το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο E_{max}(φ₀) είναι παράλληλο προς την τοπική διεύθυνση της μέγιστης ειδικής αντίστασης (αυτό ισχύει για όλους ανεξαιρέτως τους τύπους κατανομών αγωγιμότητας). Εξ αυτού και των εξισώσεων Maxwell προκύπτει ότι:
 - Στην αγώγιμη πλευρά μιας διδιάστατης γεωηλεκτρικής ασυνέχειας, το μέγιστο ηλεκτρκό πεδίο θα είναι παράλληλο προς την παράταξή της.
 - Στην αντιστατική πλευρά μιας διδιάστατης γεωηλεκτρικής ασυνεχείας, το μέγιστο ηλεκτρικό πεδίο θα είναι κάθετο επί την παράταξή της.

 Επιπλέον, το επαγωγικό άνυσμα είναι ορθογώνιο και φέρει επί τα κατάντι πλευρικής γεωηλεκτρικής βαθμίδας (τείνει προς τις συγκεντρώσεις ρευμάτων).

Από την μελέτη της Εικόνας 4.19 προκύπτει ότι οι όλες οι μετρήσεις (οι οποίες έχουν γίνει επί ηφαιστειακών πετρωμάτων), δηλ. επί του ηφαιστείου, φαίνεται να αποκρίνονται με αναφορά στην διεύθυνση της ρηξιγενούς ζώνη Β. Ειδικότερα, οι θέσεις 131, 133 και 124 φαίνεται να αποκρίνονται κατά τον Εγκάσριο Ηλεκτρικό τρόπο, ενώ οι υπόλοιπες κατά τον Εγκάρσιο Μαγνητικό τρόπο. Αυτό δηλώνει ότι οι θέσεις 131, 133 και 124 βρίσκονται σε επιμήκη αγώγιμη ζώνη περιορισμένη πλευρικής ανάπτυξης. Σε ένα τεκτονικώς ελεγχόμενο γεωθερμικό σύστημα όπως αυτό των Μεθάνων, οι επιμήκεις αγώγιμες ζώνες συνήθως αντιπροσωπεύουν διαρρήξεις μέσω των οποίων κυκλοφορούν γεωθερμικά ρευστά. Όπως είναι προφανές, η εντοπισθείσα αγώγιμη ζώνη παρατάσσεται σύμφωνα με την ρηξιγενή ζώνη Β και συνεπώς δύναται να αποδοθεί σ' αυτήν. Η διεύθυνση αυτής της δομής είναι N-30°-W[·] προεκταθεί προς νότο, θα διέλθει από την πόλη των Μεθάνων εάν προεκταθεί προς βορρά, θα διέλθει από την θέση Παλαιά Λουτρά. Αμφότερες αυτές οι θέσεις είναι γνωστές εμφανίσεις θερμών πηγών. Προφανής συλλογισμός λοιπόν προκύπτει, ότι η ζώνη αυτή – η οποία στο εξής θα ονομάζεται Ζώνη B1 – είναι ρηξιγενής δομή σχετιζόμενη με κυκλοφορία γεωθερμικών ρευστών. Οι υπόλοιπες ρηξιγενείς δομές δεν φαίνεται να έχουν κυρίαρχη ηλεκτρική παρουσία στην Χερσόνησο των Μεθάνων, πιθανότατα διότι η κυκλοφορία των γεωθερμικών ρευστών ελέγγεται απολύτως από την ζώνη Β, όπως θα φανεί και στα επόμενα.

Ποσοτική εκτίμηση της κατακόρυφης κατανομής της ηλεκτρικής αγωγιμότητας κατά μήκος της Τομής Τ1 (βλ. Εικόνα 4.18), επιτευχθείσα με μέθοδο διδιάστατης αντιστροφής⁸², παρουσιάζεται στην Εικόνα 4.20:

- Στο νότιο άκρο της τομής, κάτω από τις θέσεις 120bκαι 125 διακρίνεται η ηλεκτρική έκφραση της ρηξιγενούς ζώνης Α (κυανά ρήγματα), ως υποκατακόρυφη αγώγιμη (< 20Ωm) δομή που κατέρχεται μέχρι βάθους 3km τουλάχιστον και έχει φαινόμενη κλίση συμβατή προς την αναμενόμενη για κανονικές διαρρήξεις.
- Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει ο εξαιρετικά αγώγιμος θύλακας με ειδικές αντιστάσεις μεταξύ 0.3 και 5 Ωm), ο οποίος εντοπίζεται περί το κέντρο της χερσονήσου και εκτείνεται οριζόντια μεταξύ των θέσεων 120r και 131 και κατακόρυφα από την επιφάνεια μέχρι βάθη 1500-1700m. Το νότιο όριο του θύλακα συμπίπτει με την διεπαφή ασβεστολίθων ηφαιστειακών/ηφαιστιτών (πράσινη διεπαφή), η οποία φαίνεται να εκτείνεται μέχρι βάθους 1500m τουλάχιστον, με κλίση 35° περίπου. Προς βορρά, ο θύλακας φαίνεται να ορίζεται από την ρήγμα B₁ (πορτοκαλί) και την ζώνη Α-Δ διαρρήξεων (ερυθρές) που συκλίνουν στο κέντρο της χερσονήσου. Πιθανότατα πρόκειται για ζώνη οριζοντίου και κατακορύφου κυκλοφορίας ρευστών, οι οποία φαίνεται να ενέχει θέση γεωθερμικού ταμιευτήρα. Η γεωμετρία του θύλακα σε συνδυασμό με την χωροταξία της γεωηλεκτρικής δομής σε καθιστά περίπου βέβαιο ότι η άνοδος (ανάβλυση) των γεωθερμικών ρευστών λαμβάνει χώρα μέσω της διάρρηξης B₁ και η διάχυσή τους προς την επιφάνεια μέσω της διάρρηξης B₁ και η διάχυσή τους προς την επιφάνεια μέσω της λουτρόπολης Μεθάνων, όπου και συγκλίνουν οι δύο αυτές ασυν.
- Βορειότερα της θέσης 131 και μέχρι τις θέσεις 123, η πυκνότητα μετρήσεων είναι ανεπαρκής εξ αιτίας της άβατης τοπογραφίας, με συνέπεια να εκφράζεται αδυναμία ικανοποιητικής ερμηνείας της γεωηλεκτρικής δομής για αυτό το μήκους 2km περίπου διάστημα της τομής T1.

⁸² Συγκεκριμένα με τον αλγόριθμο των Rodi, W. and Mackie, R.L., Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversion, Geophysics, 66 (1), 174–187, 2001.



Εικόνα 4.20. Ειδική αντίσταση (Ωm.), κατά μήκος της τομής T1 (βλ. Εικόνες 4.18). Περιλαμβάνονται τα σπουδαιότερα ρήγματα και ασυνέχειες που εμφανίζονται στην Χερσόνησο Μεθάνων, χρωματικά κωδικοποιημένα ως εξής: Κυανό: Γνωστά ρήγματα της ζώνης Α΄ Πράσινο: Διεπαφή ασβεστολίθων – ηφαιστειακών πετρωμάτων, πιθανόν αλλά όχι αποδεδειγμένα ρηξιγενούς προέλευσης' Ερυθρό: μείζονες διαρρήξεις διεύθυνσης Α-Δ, πιθανότατα πλαγιολισθητικές (oblique slip) ως οριοζοντιολισθητικές (strike-slip), η φύση και προέλευση των οποίων δεν θα συζητηθεί στο παρόν' Πορτοκαλί: διάρρηξη Β₁, επίσης πιθανόν πλαγιολισθητικής φύσης.

Συνοψίζοντας τα ανωτέρω, σημειώνεται ότι στην χερσόνησο Μεθάνων η ΜΤ και ΓΒΣ μέθοδοι:

- Επιβεβαιώσαν τον έλεγχο της περιφερειακής ρηξιγενούς τεκτονικής επί του γεωθερμικού συστήματος και εντόπισαν μία σημαντική μεν, αλλά άγνωστη μέχρι τότε νεοτεκτονική ρηξιγενή δομή, δηλαδή συνέβαλλαν στην τεκτονικής ανάλυση της περιοχής.
- Εντόπισαν σχετικώς εκτεταμένο θύλακα υψηλής αγωγιμότητας σε προσπελάσιμα βάθη περί το κέντρο της χερσονήσου, πιθανότατα αντιπροσωπεύοντα ζώνη κυκλοφορίας και/ή ταμίευ-

σης ρευστών εντός εντόνως διερρηγμένου πετρώματος.

✓ Σημαντικό εύρημα της διασκόπησης ήταν η διαπίστωση ότι μεγάλο μέρος των γεωθερμικών ρευστών που εκφορτίζεται στην λουτρόπολη των Μεθάνων, αναβλύζει μέσω της διεπαφής ασβεστολίθων – ηφαιστειακών πετρωμάτων, πράγμα που σημαίνει ότι πρίν εκφορτιστούν, είχαν κυκλοφορήσει εντός ασβεστολιθικού πετρώματος, τουλάχιστον εν μέρει. Με βάση τα αποτελέσματα της Geotermica Italiana (1984), είναι πλέον σημαντική η πιθανότητα ύπαρξης θερμοκρασιών της τάξης 100-120°C στον ανιχνευθέντα ταμιευτήρα (μέση ενθαλπία). Επιβεβαιώθηκαν επίσης οι εικασίες της Geotermica Italiana περί κυκλοφορίας ρευστών εντός ρηξιγενών ζωνών σε μεγάλα βάθη.

Εν κατακλείδι, σε μία περιοχή «δύσκολη» όπως ή χερσόνησος Μεθάνων, η ΗΜΦΠ εφαρμογή επέτυχε τους περισσότερους στόχους γεωθερμικής έρευνας, εντοπίσασα την θέση και το πιθανό μέγεθος των δομών κυκλοφορίας και ταμίευσης ρευστών για μεγάλο εύρος βαθών. Στην συγκεκριμένη περιοχή, τέτοια αποτελέσματα δεν ήταν επιτεύξιμα με καμία άλλη μέθοδο. Το κόστος της εφαρμογής υπήρξε εξαιρετικά χαμηλό. Για τις εργασίες υπαίθρου των χρησιμοποιηθεισών στην παρούσα 14 βαθοσκοπήσεων, απαιτήθηκαν 2 οχήματα και 9 ημερολογιακές ημέρες από συνεργείο 3-4 ατόμων, (περί τις 40 ανθρωποημέρες, όπου 1 ανθρωποημέρα = 8 εργάσιμες ώρες), με συνολικό κόστος μικρότερο των δρχ 400K (τιμές 1992). Εάν συνυπολογισθεί η ενοικίαση των οργάνων, το συνολικό κόστος ανήλθε σε δρχ 1800K (τιμές 1992), ή περίπου € 10000 ανηγμένα σε τιμές Ευρωπαικής Πιστωτικής Μονάδας για το 1992. Η επεξεργασία ανάλυση και ερμηνεία των μετρήσεων διήρκεσε περί τις 30 ανθρωποημέρες. Από τα ανωτέρω καθίσταται προφανές ότι ο λόγος απόδοσης προς κόστος είναι εξαιρετικώς υψηλός και ευνοϊκός υπέρ των ΗΜΦΠ, ιδίως εάν συγκριθεί με το αντίστοιχο κόστος των άλλων μεθόδων έρευνας, οι περισσότερες εκ των οποίων ούτε κάν διανοούνται να επιτύχουν λεπτομερή ανάλυση σε βάθη της τάξης των 3-4km (ή μεγαλύτερα).

5. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ ΠΗ-ΓΗΣ – ΠΕΔΙΟΥ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Οι ΗΜΕΠ στηρίζονται στην εξής επαλληλία ΗΜ επαγωγικών διεργασιών:

- Τεχνητώς εκπεμπόμενο, μεταβαλλόμενο πρωτεύον (πηγαίο) μαγνητικό πεδίο, διεγείρει την αγώγιμη Γη και επάγει ηλεκτρικά ρεύματα εντός υπεδάφους ελευθέρου πηγών ή καταναλωτών ΗΜ ενεργείας.
- Το εξ επαγωγής ηλεκτρικό ρεύμα επάγει, δευτερεύον μαγνητικό πεδίο, μετρούμενο από κατάλληλο δέκτη.
- Από την σχέση μεταξύ των πρωτεύοντος και δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου, οι ΗΜΕΠ αποπειρώνται να προσδιορίσουν αγώγιμες γεωηλεκτρικές δομές στην γειτονία του σημείου μετρήσεων.

Σκαριφηματική απεικόνιση των ανωτέρω διεργασιών παρουσιάζεται στην Εικόνα 5.1. Επειδή υπάρχουν πολλοί τρόποι εκπομπής του πρωτεύοντος και προσδιορισμού της σχέσης πρωτεύοντος-δευτερεύοντος, έχουν αντιστοίχως επινοηθεί πολλές τεχνικές και τεχνολογίες ΗΜΕΠ, εκάστη των οποίων βασίζεται σε διαφορετικό σύστημα πομπού και δέκτη (βλ. Κεφάλαιο 3.4, Εικόνα 3.11 και σχετική συζήτηση). Στην Εικόνα 5.1, για παράδειγμα, εικονίζεται μία ειδική περίπαση ΗΜΕΠ πεδίου συχνότητας, σταθερού πομπού - κινητού δέκτη (βλ. λεπτομέρειες κατωτέρω).

Ιστορικά, οι ΗΜΕΠ ανεπτύχθησαν για χρήση στην μεταλλευτική έρευνα, κυρίως σε χώρες όπως ο Καναδάς και οι Σκανδιναβικές χώρες, όπου το γεωλογικό καθεστώς ευνοεί την εφαρμογή τους (προκάμβριες ασπίδες με περιβάλλον μεγάλης αντίστασης και μικρό πάχος επιφανειακού μανδύα). Αργότερα η χρήση των με επιφανειακά και εναέρια συστήματα, επεκτάθηκε και σε άλλα πεδία που επιγραμματικά αναφέρονται κατωτέρω.

<u>Μεταλλευτική έρευνα</u>: Υπάρχει εκτεταμένη βιβλιογραφία που περιγράφει την έρευνα για εντοπισμό συμπαγούς και μη θειούχου μεταλλοφορίας, γραφιτικών σχηματισμών κλπ. Επίσης οι



Εικόνα 5.1. Σκαριφηματική απεικόνιση των ΗΜ επαγωγικών διεργασιών επί των οποίων στηρίζονται οι ΗΜΕΠ.

ΗΜΕΠ εφαρμόζονται εμμέσως στον εντοπισμό μη μεταλλοφόρων κοιτασμάτων που συνδέονται με ζώνες εξαλλοίωσης και στον προσδιορισμό της τεκτονικής που ελέγχει μεταλλοφορία φλεβικού τύπου. Οπως με τις περισσότερες γεωφυσικές μεθόδους δεν υπάρχει τρόπος διαχωρισμού μεταξύ οικονομικού και μη τύπου μεταλλοφορίας και πολλές φορές οι ΗΜΕΠ καταλήγουν σε τεχνικές επιτυχίες, υπό την έννοια ότι εντοπίζεται μεταλλοφορία δίχως οικονομική σημασία. Προς αποφυγή τέτοιων αποτελεσμάτων, οι ερευνητικές εργασίες συμπεριλαμβάνουν και άλλες γεωφυσικές μεθόδους, εντασσόμενες σε ένα γενικότερο πλαίσιο γεωερευνητικών εργασιών.

<u>Υδρογεωλογική έρευνα:</u> Σαν αντικείμενα έρευνας αναφέρονται ο εντοπισμός και χαρτογράφηση καταλλήλων γεωλογικών δομών που ελέγχουν την συγκέντρωση υδάτων (ταμιευτήρες παντός τύπου, παλαιοκοίτες σε ιζηματογενείς λεκάνες, ζώνες διάρρηξης σε κρυσταλλικά πετρώματα, μεμονωμένα ρήγματα, φλέβες, καρστικοί σχηματισμοί κλπ.), και ο προσδιορισμός της γεωλογικής στρωματογραφίας και του μετώπου υφαλμύρωσης παρακτίων υδροφορέων.

<u>Τεχνικά Έργα:</u> Χαρτογράφηση ρηγμάτων και ρηξιγενών ζωνών, προσδιορισμός πάχους του μανδύα αποσάθρωσης, εντοπισμός θαμμένων αντικειμένων και γραμμών παροχής υπηρεσιών, έλεγχος ποιότητας, έλεγχος διαρροών, εντοπισμός θαμμένων πυρομαχικών κ.ά.

<u>Τεχνολογία Περιβάλλοντος</u>: Η μελέτη προβλημάτων που σχετίζονται με την διαχείριση αποβλήτων, μόλυνση υδροφόρου ορίζοντα και άλλες ανθρώπινες δραστηριότητες αποτελεί αντικείμενο συνεχώς αυξανομένων εφαρμογών ΗΜΕΠ κατά τα τελευταία χρόνια. Διαρροή οξέων, αλάτων και γενικά δραστηριότητες που προκαλούν αύξηση της αγωγιμότητας του περιβάλλοντος πετρώματος ή των υδροφόρων σχηματισμών ανιχνεύονται με ηλεκτρικές ή ΗΜ μεθόδους. Οι τελευταίες προσφέρουν συνήθως πλεονεκτήματα αυξημένης παραγωγικότητας και ευαισθησίας.

<u>Αρχαιομετρία:</u> Οι ΗΜΕΠ βρίσκουν εφαρμογές στον εντοπισμό θαμμένων, μεταλλικών και μη αντικειμένων και στην χαρτογράφηση, ανιχνεύοντας διαφοροποιήσεις της αγωγιμότητας και της μαγνητικής επιδεκτικότητας του εδάφους. Οι δύο αυτές παράμετροι είναι συχνά ενδεικτικές παλαιοτέρων ανθρωπίνων δραστηριοτήτων.

<u>Γεωθερμική έρευνα</u>: Ανίχνευση και χαρτογράφηση ρηχών και ενδιαμέσων ζωνών κυκλοφορίας και ταμίευσης θερμών ρευστών.

Όπως εύκολα προκύπτει, οι ΗΜ μέθοδοι γεωφυσικής διασκόπησης εφαρμόζονται σε κάθε τομέα της γεωερευνητικής δραστηριότητας και προσφέρουν σημαντικά πλεονεκτήματα, όπως χαμηλό κόστος, αυξημένη αξιοπιστία, σημαντικό εύρος βαθών διασκόπησης και σημαντική ευαισθησία στις μεταβολές της γεωηλεκτρικής δομής. Υπάρχει μεγάλος αριθμός ΗΜ μεθόδων και συστημάτων, εκάστη των οποίων παρουσιάζει τις δικές της θεωρητικές και πειραματικές ιδιαιτερότητες. Η δικαίωση της πληθωρικής αυτής ομάδας γεωφυσικών τεχνικών, έγκειται στην δυνατότητα τους να προσφέρουν πληροφορίες υψηλής ανάλυσης και διακριτικής ικανότητας, προσαρμοζόμενες στις ειδικές ανάγκες του εκάστοτε γεωερευνητικού προβλήματος.

5.1. ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ

5.1.1. Επαγωγικές διεργασίες

Στο πεδίο συχνότητας, η ύπαρξη αγώγιμου σχηματισμού γίνεται αντιληπτή από την ανίχνευση του δευτερεύοντος πεδίου, το οποίο έχει την ίδια συχνότητα, αλλά παρουσιάζει διαφορά φάσης με το πρωτεύον. Η γενική αυτή φυσική βάση των ΗΜΕΠ, θα γίνει καλύτερα κατανοητή εάν θεωρήσομε την αλληλεπίδραση μεταξύ των τριών πυλώνων της ΗΜ διασκόπησης, δηλ. του πο-



Εικόνα 5.2. Προσομοίωση ΗΜ διασκόπησης με συνεζευγμένα κυκλώματα RL. M_{ii} είναι οι συντελεστές αμοιβαίας επαγωγής μεταξύ των κυκλωμάτων και k_{ii} είναι οι αντίστοιχοι συντελεστές ζεύξης.

μπού, του αγωγού-στόχου και του δέκτη, προσομοιώνοντας έκαστο εξ αυτών με ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα RL (πηνίο με ωμική αντίσταση και αυτεπαγωγή). Σκαριφηματικό διάγραμμα του παρουσιάζεται στην Εικόνα 5.2. Έστω, λοιπόν, ότι τον Πομπό διαρρέει αρμονικό ρεύμα της μορφής

$$I_{\Pi} = I_0 \exp(i\omega t) , \qquad (5.1\alpha)$$

το οποίο παράγει πρωτεύον μαγνητικό πεδίο

 $H_{\Pi} = G_1 \cdot I_{\Pi} = G_1 I_0 \exp(i\omega t)$,

 (5.1β)

όπου G_1 είναι γεωμετρικός συντελεστής που εξαρτάται από τον τύπο και ιδιότητες της πηγής. Αμέσως αποκαθίσταται τριμερής ζεύξη μεταξύ των τριών κυκλωμάτων, αφού ο Στόχος διεγείρεται από τον Πομπό και διεγείρει τον Δέκτη, ενώ ο Πομπός επίσης διεγείρει τον Δέκτη. Η αλληλεπίδραση μεταξύ κάθε δύο εκ των τριών κυκλωμάτων καθορίζεται από τον συντελεστή αμοιβαίας επαγωγής M_{ii}, που αντιπροσωπεύει την μαγνητική ροή μέσω του πηνίου (i) λόγω της ροής ηλεκτρικού ρεύματος στο πηνίο (j) και είναι συμμετρικός μεταξύ των (i) και (j). Η επαλληλία των επαγωγικών διεργασιών που λαμβάνουν γώρα είναι η εξής:

1. Ο Πομπός ζεύγνυται με τον Δέκτη. Η Ηλεκτρεγερτική Δύναμη (τάση) στον Δέκτη είναι

$$E_{\Pi\Delta} = -M_{\Pi\Delta} \frac{dI_{\Pi}}{dt} = -i\omega M_{\Pi\Delta} I_{\Pi}$$
(5.2a)

όπου $M_{\Pi\Delta}$ είναι ο συντελεστής αμοιβαίας επαγωγής μεταξύ Πομπού και Δέκτη. Το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο στον δέκτη θα είναι

 $\mathbf{H}_{\Pi\Delta} = \mathbf{G}_3 \cdot \mathbf{I}_{\Pi} = \mathbf{G}_3 \cdot \mathbf{H}_{\Pi} / \mathbf{G}_1,$ (5.2β)

όπου G3 είναι γεωμετρικός συντελεστής ανάλογος του G1.

⁸³ Για παράδειγμα, βλ. Κεφάλαιο 5, Εικόνα 5.2 και σχετική συζήτηση.

2. Ο Πομπός ζεύγνυται με τον Στόχο, στον οποίο αναπτύσσεται ΗΕΔ

$$E_{\Pi\Sigma} = -M_{\Pi\Sigma} \frac{dI_{\Pi}}{dt} = -i\omega M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}$$
(5.3)

όπου $M_{\rm PD}$ είναι ο συντελεστής αμοιβαίας επαγωγής μεταξύ Πομπού και Στόχου. Το ρεύμα που ρέει στον στόχο είναι

$$I_{\Sigma} = \frac{E_{\Pi\Sigma}}{Z_{\Sigma}} = \xrightarrow{(7.3)} I_{\Sigma} = \frac{-i\omega M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{R_{\Sigma} + i\omega L_{\Sigma}}$$
(5.4)

όπου $Z_{\Sigma} = \mathbf{R}_{\Sigma} + i\omega L_{\Sigma}$ είναι η εμπέδηση του Στόχου. Μετά από λίγη άλγεβρα,

$$I_{\Sigma} = -\frac{M_{\Pi\Sigma}I_{\Pi}}{L_{\Sigma}} \cdot \frac{Q^2 + iQ}{1 + Q^2}, \qquad Q = \frac{\omega L_{\Sigma}}{R_{\Sigma}}$$
(5.5)

Η σχέση του επαγομένου (δευτερεύοντος) ρεύματος I_{Σ} με το πρωτεύον I_{Π} μπορεί να εξαχθεί από την (5.5), αλλά εδώ θα υιοθετήσομε μια κατατοπιστικότερη θεώρηση. Πολλαπλασιάζοντας αριθμητή και παρονομαστή με τον μιγαδικό συζυγή της Z_{Σ} και χρησιμοποιώντας το θεώρημα De Moivre, η (5.4) μπορεί να γραφεί αναλυτικά,

$$I_{\Sigma} = \frac{-i\omega M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{\sqrt{R_{\Sigma}^{2} + (\omega L_{\Sigma})^{2}}} \exp(-i\phi) = \dots = \frac{\omega M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{\sqrt{R_{\Sigma}^{2} + (\omega L_{\Sigma})^{2}}} \left[-i\cos(\phi) - \sin(\phi)\right],$$

όπου

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{\omega L_{\Sigma}}{R_{\Sigma}} \right),$$

η οποία ισοδυνάμως γράφεται

$$I_{\Sigma} = \frac{\omega M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{\sqrt{R_{\Sigma}^{2} + (\omega L_{\Sigma})^{2}}} \left[-i \sin\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right) + \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right) \right] = \frac{\omega M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{\sqrt{R_{\Sigma}^{2} + (\omega L_{\Sigma})^{2}}} \exp\left(-i\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right)$$
Key consumption of the constant of the second sec

και χρησιμοποιώντας την (5.1α),

$$I_{\Sigma} = \frac{\omega M_{\Pi\Sigma} I_0}{\sqrt{R_{\Sigma}^2 + (\omega L_{\Sigma})^2}} \exp\left(i\omega t - i\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right).$$
(5.6)

Αυτό σημαίνει ότι η διαφορά φάσης μεταξύ του πρωτεύοντος ρεύματος (στον Πομπό) και του δευτερεύοντος ρεύματος (στον Στόχο), είναι $\psi = \pi/2 + \varphi$, που εξειδικεύεται σε $\pi/2$ λόγω της επαγωγικής ζεύξης μεταξύ Πομπού και Στόχου, (όπως άλλωστε αναμένεται από την στοιχειώδη θεωρία της ΗΜ επαγωγής), συν μία γωνία $\varphi = \tan^{-1}(\omega L_{\Sigma}/R_{\Sigma})$ λόγω των ιδιοτήτων του Στόχου.

3. Ο Στόχος ζεύγνυται με τον Δέκτη, στον οποίο αναπτύσσεται ΗΕΔ

$$E_{\Sigma\Delta} = -M_{\Sigma\Delta} \frac{dI_{\Sigma}}{dt} = -i\omega M_{\Sigma\Delta} I_{\Sigma} \xrightarrow{(7.4,7.5)} E_{\Sigma\Delta} = \frac{i\omega M_{\Sigma\Delta} M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{L_{\Sigma}} \cdot \frac{Q^2 + iQ}{1 + Q^2}, \qquad (5.7\alpha)$$

η οποία εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του Πομπού και του Στόχου. Το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο που αναπτύσσεται στον Δέκτη λόγω του ρεύματος που διαρρέει τον Στόχο είναι $H_{\Sigma\Delta} = G_2 \cdot I_{\Sigma}$,

όπου G_2 είναι γεωμετρικός συντελεστής ανάλογος των G_1 και G_3 . Λόγω των σχέσεων (5.1β) και (5.5), το δευτερεύον πεδίο εκφράζεται ως

$$\mathbf{H}_{\Sigma\Delta} = -\frac{\mathbf{G}_2 \mathbf{M}_{\Pi\Sigma} \mathbf{H}_{\Pi}}{\mathbf{G}_1 \mathbf{L}_{\Sigma}} \cdot \frac{\mathbf{Q}^2 + \mathbf{i}\mathbf{Q}}{\mathbf{1} + \mathbf{Q}^2} , \qquad (5.7\beta)$$

και λόγω της (5.6) ισοδυνάμως γράφεται

$$\mathbf{H}_{\Sigma\Delta} = \frac{\mathbf{G}_{2} \omega \mathbf{M}_{\Pi\Sigma} \mathbf{I}_{0}}{\sqrt{\mathbf{R}_{\Sigma}^{2} + (\omega \mathbf{L}_{\Sigma})^{2}}} \exp\left(i\omega t - i\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)\right).$$
(5.7 γ)



Εικόνα 5.3. Υπέρθεση Πρωτεύοντος ημιτονοειδούς (άνω) και Δευτερεύοντος ημιτονοειδούς με διαφορά φάσης ψ=-(π/2+φ) ως προς το πρωτεύον. Το Ολικό πεδίο είναι επίσης ημιτονοειδές και ακολουθεί το Πρωτεύον με διαφορά φάσης φ.

Δεδομένου του ορισμού (5.2β) του πρωτεύοντος μαγνητικού πεδίου στον Δέκτη, η διαφορά φάσης μεταξύ του πρωτεύοντος και δευτερεύοντος θα είναι επίσης $\psi = -(\pi/2 + \varphi)$.

5.1.2. Ελλειπτική Πόλωση και Κλίση του Ολικού Πεδίου.

Ο δέκτης ενός ΗΜ συστήματος πεδίου συχνότητας είναι συνήθως ευαίσθητο μικρό πηνίο και μετρά το δευτερεύον πεδίο παρουσία του πρωτεύοντος. Σε γενικές γραμμές, τα δύο πεδία δεν είναι διαχωρίσιμα κατά την ώρα των μετρήσεων και το ολικό μετρούμενο σήμα αποτελεί υπέρθεση του πρωτεύοντος με ένα ή περισσότερα δευτερεύοντα από αντίστοιχο αριθμό στόχων. Στην απλούστερη περίπτωση του ενός μόνον Στόχου, η χρονική σχέση μεταξύ του πρωτεύοντος, δευτερεύοντος και ολικού πεδίων φαίνεται στην Εικόνα 5.3, όπου παρουσιάζεται η υπέρθεση ενός πρωτεύοντος πεδίου $H_{\Pi\Delta} \propto \cos(\omega t)$ και ενός δευτερεύοντος πεδίου $H_{\Sigma\Delta} \propto \cos(\omega t+\psi)$, η οποία οδηγεί σε ολικό πεδίο με διαφορά φάσης φ από το πρωτεύον.

Eίναι προφανές ότι αν χρησιμοποιήσομε την διεύθυνση του πρωτεύοντος πεδίου ως άξονα αναφοράς, το ολικό μαγνητικό πεδίο στον δέκτη θα σχηματίζει γωνία θ σε σχέση με το πρωτεύον. Για να δούμε πως συμβαίνει αυτό, θεωρούμε ορθογώνια ανυσματική βάση {**x**,**y**} τέτοια, ώστε **x**•**y**=1 και **x**×**y**=0. Έστω ότι το πρωτεύον πεδίο διευθύνεται κατά τον άξονα **x**, δηλαδή $\vec{H}_{\Pi\Delta} = \mathbf{x} • \mathbf{H}_{\Pi\Delta}$. Τότε, η γεωμετρική σχέση μεταξύ του πρωτεύοντος, δευτερεύοντος και ολικού πεδίου θα παρίσταται στο ανυσματικό διάγραμμα της Εικόνας 5.4. Το ολικό πεδίο αποτελεί ανυσματική συνισταμένη του πρωτεύοντος και του δευτερεύοντος, το οποίο διευθετείται σε γωνία ψ = -(π/2 + φ) ως προς το πρωτεύον, και ως εκ τούτου κλίνει κατά γωνία θ ≠ φ ως προς το άξονα αναφοράς **x**.



Εικόνα 5.4.⁸⁴ Ανυσματικό διάγραμμα που εικονίζει την γεωμετρική σχέση και διαφορά φάσης μεταξύ πρωτεύοντος (H_{ΠΔ}) και δευτερεύοντος (H_{ΣΔ}) πεδίων.

Από την Εικόνα 5.4 και την εξίσωση (5.7γ) προκύπτει, ότι όταν ο Στόχος είναι πολύ καλός ωμικός αγωγός, οπότε $Q=\omega L_{\Sigma}/R_{\Sigma}\rightarrow\infty$, τότε $\phi\rightarrow\pi/2$. Στην περίπτωση αυτή το δευτερεύον έπεται του πρωτεύοντος σχεδόν κατά $\psi=180^{\circ}$. Όταν ο Στόχος είναι πτωχός αγωγός, $\omega L_{\Sigma}/R_{\Sigma}\rightarrow0$ και $\phi\rightarrow0$, οπότε το δευτερεύον έπεται μόνο κατά $\psi=90^{\circ}$ του πρωτεύοντος. Σε γενικές γραμμές, το δευτερεύον θα βρίσκεται μεταξύ π/2 και π (90°- 180°) πίσω από το πρωτεύον. Η συνιστώσα του δευτερεύοντος κατά 180° εκτός φάσεως με το πρωτεύον είναι η $H_{\Sigma\Delta}$ sinφ, και στην «επαγγελματική (real) ή εν φάσει (in-phase). Η συνιστώσα 90° εκτός φάσεως είναι η $H_{\Sigma\Delta}$ cosφ και αποκαλείται φανταστική (imaginary), ή εκτός φάσεως (out-phase) ή τετραγωνική (quadrature).

Η υπέρθεση πολλαπλών ημιτονοειδών μαγνητικών πεδίων με διαφορετική φάση και διεύθυνση διάδοσης δίδει ολικό πεδίο που μεταβάλλει συνεχώς το πλάτος του και περιστρέφεται στον χώρο, είναι δηλαδή ελλειπτικά πολωμένο. Οι χωρικές ιδιότητες του ολικού πεδίου, δηλαδή η ελλειπτική πόλωση και η γωνία κλίσης είναι μεγέθη μετρήσιμα και εκμεταλλεύσιμα από πολλές και δημοφιλείς ΗΜΕΠ πεδίου συχνότητας. Για τον λόγο αυτό, χρήζουν ιδιαίτερης προσοχής και θα αναλυθούν κατωτέρω.

Στις ΗΜΕΠ πεδίου συχνότητας χρησιμοποιείται μονοχρωματικό πρωτεύον πεδίο, (εκπέμπεται μόνο μία συχνότητα την φορά), και για ευκολία θεωρούμε ότι αυτό είναι αποκλειστικά πραγματικό. Επίσης, θεωρούμε ότι το δευτερεύον πεδίο προέρχεται από ένα και μόνο Στόχο. Χρησιμοποιώντας τις (5.1β), (5.2β) και (5.7γ), στην ανυσματική βάση {**x**,**y**} της Εικόνα 5.4, το ολικό μαγνητικό πεδίο αναλύεται σε δύο συνιστώσες

$$\vec{H}_{x} = \vec{H}_{\Pi\Delta} + \vec{H}_{\Sigma\Delta} \sin \phi = \mathbf{x} \bullet G_{1} I_{0} \cos(\omega t) + \mathbf{x} \bullet \frac{G_{2} \omega M_{\Pi\Sigma} I_{0}}{\sqrt{R_{\Sigma}^{2} + (\omega L_{\Sigma})^{2}}} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2} - \phi) \sin \phi$$
(5.8a)

$$\vec{\mathbf{H}}_{y} = \mathbf{y} \bullet \mathbf{H}_{\Sigma\Delta} \cos \varphi = \mathbf{y} \bullet \frac{\mathbf{G}_{2} \omega \mathbf{M}_{\Pi\Sigma} \mathbf{I}_{0}}{\sqrt{\mathbf{R}_{\Sigma}^{2} + (\omega \mathbf{L}_{S})^{2}}} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} - \varphi\right) \cos \varphi$$
(5.8β)

Οι προβολές και υπερθέσεις ημιτονοειδών συναρτήσεων με διαφορετική φάση παράγουν νέες ημιτονοειδείς συναρτήσεις, (παράβαλε με Εικόνα 5.3), και οι δύο συνιστώσες απλούστερα γράφονται

$$\mathbf{H}_{\mathbf{x}} = \mathbf{x} \bullet \mathbf{A}\cos(\omega t + \boldsymbol{\varphi}_{\mathbf{x}}) \tag{5.9a}$$

⁸⁴ Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press, σελ. 351.

$$\vec{\mathbf{H}}_{y} = \mathbf{y} \bullet \mathbf{B}\cos(\omega t + \boldsymbol{\varphi}_{y}), \qquad (5.9\beta)$$

όπου $φ_x$ και $φ_y$ είναι οι διαφορετικές πλέον φάσεις των συνιστωσών \vec{H}_x , \vec{H}_y του ολικού πεδίου.

Είναι σαφές και εύκολα μπορεί να διαπιστωθεί γραφικά, ότι λόγω διαφοράς πλάτους και φάσης, μεταβαλλομένου του χρόνου, το ορθογώνιο ζεύγος (\vec{H}_x, \vec{H}_y) θα διαγράφει έλλειψη στο επίπεδο {**x**, **y**}. Για να δούμε πιο μαθηματικά το πρόβλημα, ξαναγράφομε τις εξισώσεις (5.9) ως $\frac{H_x}{H_x} = cos(\omega t)cos(\omega t) - sin(\omega t)sin(\omega t)$

$$\frac{-\pi}{A} = \cos(\omega t)\cos(\varphi_x) - \sin(\omega t)\sin(\varphi_x), \qquad (5.10\alpha)$$

$$H_y \qquad (5.10\alpha)$$

$$\frac{n_y}{B} = \cos(\omega t)\cos(\varphi_x) - \sin(\omega t)\sin(\varphi_x).$$
(5.10β)

Πολλαπλασιάζομε την (5.10α) με $sin(φ_y)$ και την (5.10β) με $sin(φ_x)$ και αφαιρούμε:

$$\frac{H_x}{A}\sin(\varphi_y) - \frac{H_y}{B}\sin(\varphi_y) = \cos(\omega t)\cos(\varphi_y - \varphi_x)$$

Επίσης πολλαπλασιάζομε την (5.10a) με $cos(φ_y)$ και την (5.10β)με $cos(φ_x)$ και αφαιρούμε:

$$\frac{H_x}{A}\cos(\varphi_y) - \frac{H_y}{B}\cos(\varphi_x) = \sin(\omega t)\cos(\varphi_y - \varphi_x)$$

Υψώνομε στο τετράγωνο, προσθέτομε και με στοιχειώδη τριγωνομετρία λαμβάνομε

$$\frac{H_x^2}{A^2} + \frac{H_y^2}{B^2} - \frac{2H_xH_y}{AB}\cos(\phi_y - \phi_x) = \sin^2(\phi_y - \phi_x)$$
(5.11)

η οποία είναι εξίσωση μιας έλλειψης, ανάλογης με την διαγραφόμενη στην Εικόνα 5.5. Η εξίσωση (5.11) μπορεί να γραφεί υπό τη μορφή

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}_{x} & \mathbf{H}_{y} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{A}^{2} & -\mathbf{AB}\cos(\varphi_{y} - \varphi_{x}) \\ -\mathbf{AB}\cos(\varphi_{y} - \varphi_{x}) & \mathbf{B}^{2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{x} \\ \mathbf{H}_{y} \end{bmatrix} = \mathbf{A}^{2}\mathbf{B}^{2}\sin^{2}(\varphi_{y} - \varphi_{x})$$

$$\dot{\eta}$$
$$\mathbf{H} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{H}^{\mathrm{T}} = \mathbf{A}^{2}\mathbf{B}^{2}\sin^{2}(\varphi_{y} - \varphi_{x}).$$
(5.12)

Η (5.12) μπορεί να περιστραφεί κατά γωνία θ σε μία νέα ανυσματική βάση $\{x', y'\}$ τέτοια, ώστε ο μεγάλος άξονας της έλλειψης να συμπίπτει με τον άξονα x'. Ο τελεστής περιστροφής είναι

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}$$

 $\mathbf{R}^{\mathrm{T}} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{R} = \mathbf{S'}$

οδηγεί την (5.12) στην διαγώνια μορφή

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\mathbf{x}'} & \mathbf{H}_{\mathbf{y}'} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{A'}^2 & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{B'}^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{\mathbf{x}'} \\ \mathbf{H}_{\mathbf{y}'} \end{bmatrix} = \mathbf{A'}^2 \mathbf{B'}^2$$

Sto néo sústyma suntetagménon $\{\mathbf{x'}, \mathbf{y'}\}$, oi sunistásec tou olikoú pedíou eínai $\vec{H}_{\mathbf{x'}} = \mathbf{x'} \bullet A' \cos(\omega t + \varphi)$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{y}'} = \mathbf{y}' \bullet \mathbf{B}' \sin(\omega t + \varphi)$$

όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.5. Εύκολα αποδεικνύεται ότι η γωνία θ δίδεται από την σχέση⁸⁵ $2AB\cos(\varphi_{n} - \varphi_{n})$

$$\tan 2\theta = \frac{2ABCOS(\Phi_y - \Phi_x)}{A^2 - B^2},$$
 (5.13)

⁸⁵ βλ. σελ. 24-27 των Born M. and Wolf, E., 1965. Principles of optics, Pergamon Press, New York, 3η έκδοση.



Εικόνα 5.5. Το ολικό πεδίο στον δέκτη διαδίδεται περιστρεφόμενο, διαγράφοντας έλλειψη με κλίση θ ως προς το πρωτεύον πεδίο.

και ότι ο λόγος του μικρού προς τον μεγάλο άξονα της έλλειψης (ελλειπτικότητα), ορίζεται ως $tan\beta = B' / A'$, με την γωνία β να υπολογίζεται από την

$$\sin 2\beta = \frac{2AB\sin(\phi_y - \phi_x)}{A^2 + B^2}, \qquad -\frac{\pi}{4} \le \beta \le \frac{\pi}{4}$$
(5.14)

Όταν κοιτάμε προς το επίπεδο {**x'**, **y'**} όπως στην Εικόνα 5.5, η πόλωση είναι δεξιόστροφη όταν $\beta \ge 0$, (δηλαδή το πεδίο περιστρέφεται δεξιόστροφα), και αριστερόστροφη όταν $\beta < 0$, οπότε το πεδίο περιστρέφεται αντίθετα προς την φορά των δεικτών του ωρολογίου.

Στην ανωτέρω ανάλυση έχει ληφθεί υπ' όψη η ύπαρξη ενός μόνο Στόχου, ενώ στην γενική περίπτωση αναμένεται να υπάρχουν περισσότεροι του ενός. Παρ' όλα αυτά, η ανάλυση πόλωσης που παραθέσαμε ανωτέρω ισχύει και στην γενική περίπτωση, διότι όλα τα δευτερεύοντα μπορούν να αναλυθούν σε ορθογώνιες συνιστώσες επί της ανυσματικής βάσης {**x**, **y**} όπως στις εξισώσεις (5.8α,β), η υπέρθεσή των οποίων θα οδηγήσει σε δύο συνιστώσες του ολικού πεδίου που ούτως ή άλλως, θα έχουν τη γενική μορφή των εξισώσεων (5.9α) και (5.9β).

5.1.3. Συνάρτηση απόκρισης.

Επειδή το δευτερεύον πεδίο ($E_{\Sigma\Delta}$) μετράται παρουσία του πρωτεύοντος, ο λόγος

$$\frac{E_{\Sigma\Lambda}}{E_{\Pi\Lambda}} = \frac{i\omega M_{\Sigma\Lambda} M_{\Pi\Sigma} I_{\Pi}}{-i\omega M_{\Pi\Lambda} I_{\Pi} L_{\Sigma}} \cdot \frac{Q^2 + iQ}{1 + Q^2} = -\frac{M_{\Sigma\Lambda} M_{\Pi\Sigma}}{M_{\Pi\Lambda} L_{\Sigma}} \cdot \frac{Q^2 + iQ}{1 + Q^2}$$
(5.15)

είναι απαλλαγμένος από τα χαρακτηριστικά του πρωτεύοντος, εκτός φυσικά από τον συντελεστή αμοιβαίας επαγωγής Πομπού-Δέκτη. Σημειωτέον ότι λόγω των ορισμών (5.2α,β) και (5.7α,β), ο λόγος του δευτερεύοντος προς το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο συναρτάται από τις ΗΕΔ με μία απλή βαθμωτή σχέση:

 $\frac{E_{\scriptscriptstyle \Sigma\!\Lambda}}{E_{\scriptscriptstyle \Pi\!\Lambda}}\!=\!\frac{G_3}{G_2}\!\cdot\!\frac{H_{\scriptscriptstyle \Sigma\!\Lambda}}{H_{\scriptscriptstyle \Pi\!\Lambda}}$



Εικόνα 5.6.86 Χαρακτηριστικά της συνάρτησης απόκρισης στο πεδίο συχνότητας.

Επιπλέον, η αμοιβαία επαγωγή μπορεί να γραφεί υπό μορφή συνεζευγμένων αυτεπαγωγών της μορφής

 $M_{\Pi\Delta} = K_{\Pi\Delta} \sqrt{L_{\Pi}L_{\Delta}}$, $M_{\Pi\Sigma} = K_{\Pi\Sigma} \sqrt{L_{\Pi}L_{\Sigma}}$ και $M_{\Sigma\Delta} = K_{\Sigma\Delta} \sqrt{L_{\Sigma}L_{\Delta}}$, όπου K_{ij} είναι συντελεστές ζεύζης μεταξύ των τριών κυκλωμάτων του προσομοιώματος. Τότε, με λίγη άλγεβρα ο λόγος (5.15) ανάγεται στην μορφή

$$\frac{\mathbf{E}_{\Sigma\Delta}}{\mathbf{E}_{\Pi\Delta}} = -\frac{K_{\Sigma\Delta}K_{\Pi\Sigma}}{K_{\Pi\Delta}} \cdot \frac{\mathbf{Q}^2 + \mathbf{i}\mathbf{Q}}{\mathbf{1} + \mathbf{Q}^2}$$
(5.16)

Ο πρώτος όρος του δεξιού σκέλους της (5.16) περιγράφει τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της ζεύξης των τριών κυκλωμάτων και είναι περίπλοκη συνάρτηση των χωρικών συντεταγμένων. Είναι επίσης ο μόνος όρος που μεταβάλλεται κατά την διάρκεια της διασκόπησης (όταν μετακινούνται ο Πομπός και Δέκτης σε σχέση με τον Στόχο, ή ο Δέκτης σε σχέση με τον Πομπό και τον Στόχο) και καθορίζει το μέγεθος και τη μορφή της ανιχνεύσιμης απόκρισης του Στόχου. Ως εκ τούτου, η κατανόηση των ιδιοτήτων του είναι άκρως σημαντική για την ερμηνεία των διασκοπήσεων. Εν πάσει περιπτώσει, ο όρος αυτός (που ενίοτε αποκαλείται παράμετρος ζεύζης), είναι συνήθως αρκετά μικρή ποσότητα, εφόσον ο $K_{\Pi\Delta}$ οφείλει να είναι πολύ μεγαλύτε-

⁸⁶ Τροποποιημένη από West, G.F. and Mcnae, J.C., 1991, Physics of the Electromagnetic Induction Exploration Method, in Nabighian, M, (ed.), *Electromagnetic methods in Applied Geophysics*, SEG Series "Investigations in Geophysics" No 3, vol. 2., 5-45.

ρος από τους δύο συντελεστές του αριθμητή. Αυτό συμβαίνει διότι σε κανονικές συνθήκες, ο Πομπός και ο Δέκτης θα ζεύγνυνται μέσω του αέρα όπου η απόσβεση είναι πολύ χαμηλή.

Ο δεύτερος όρος του δεξιού σκέλους της (5.16) εξαρτάται αποκλειστικά και μόνο από τα χαρακτηριστικά του Στόχου και συνιστά τη συχνοτική *απόκριση* του Στόχου. Η παράμετρος Q είναι γνωστή ως *παράμετρος απόκρισης* και η

$$C = \frac{Q^2 + iQ}{1 + Q^2}$$

ως συνάρτηση απόκρισης, εξαρτώμενη από τη συχνότητα και την αγωγιμότητα του Στόχου. Η χρονική σταθερά του Στόχου είναι τ = L_{Σ}/R_{Σ} , οπότε η παράμετρος απόκρισης Q=ωτ είναι αδιάστατη ποσότητα και ω = Q/τ. Στην Εικόνα 5.6 ιχνογραφείται η εξάρτηση των Re{C} και Im{C} συναρτήσει της συχνότητας.

Σε χαμηλές συχνότητες, αμφότερα τα πραγματικό και φανταστικό μέρος της C είναι πολύ μικρά και ο λόγος του δευτερεύοντος προς το πρωτεύον είναι

$$\frac{E_{\Sigma\Delta}}{E} \approx -\frac{iQK_{\Sigma\Delta}K_{\Pi\Sigma}}{E}$$

Ε_{ΠΔ} Κ_{ΠΔ} Αυτό είναι το *αντιστατικό* α

Αυτό είναι το αντιστατικό όριο για πολύ πτωχούς αγωγούς, όπου το εκτός φάσεως επαγόμενο ρεύμα είναι τόσο ασθενές, ώστε το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο να είναι αμελητέο. Αυξανομένης της συχνότητας, το φανταστικό μέρος αυξάνεται ταχύτερα από το πραγματικό μέχρις ότου $ω=1/τ \Leftrightarrow Q=1$, οπότε το πραγματικό και φανταστικό μέρος είναι ίσα. Για υψηλότερες συχνότητες, το φανταστικό μέχρι μηδενισμού και το πραγματικό αυξάνει μέχρι κορεσμού, οπότε Re {C}=1 και

$$\left| \frac{\mathbf{E}_{\Sigma \Delta}}{\mathbf{E}_{\Pi \Delta}} \right| = -\frac{\mathbf{K}_{\Sigma \Delta} \mathbf{K}_{\Pi \Sigma}}{\mathbf{K}_{\Pi \Delta}} \,.$$

Αυτό είναι το επαγωγικό όριο για πολύ καλούς αγωγούς, όπου το δευτερεύον γίνεται πολύ μεγάλο και αντίθετο προς το πρωτεύον, (διαφορά φάσης π ή 180°), ώστε η ολική ροή στον Στόχο να είναι αμελητέα και η απόκριση να είναι στατική (εξαρτάται μόνο από γεωμετρικούς παράγοντες). Δεδομένου ότι για συχνότητες $0 \le \omega \le 1/\tau \operatorname{Im}\{C\} > \operatorname{Re}\{C\}$, ενώ για συχνότητες $1/\tau \le \omega$ συμβαίνει το αντίθετο, ο λόγος της εκτός φάσης προς την εν φάσει συνιστώσα είναι διαγνωστικός της ποιότητας του Στόχου.

Από την μελέτη της συνάρτησης απόκρισης φαίνεται η σπουδαιότητα της σωστής επιλογής της συχνότητας διέγερσης του Στόχου. Άν η συχνότητα είναι πολύ χαμηλή, το δευτερεύον πεδίο θα έχει μικρή ένταση και ο Στόχος θα είναι δυσδιάκριτος. Αντιθέτως, εάν αυτή είναι πολύ υψηλή, η προκύπτουσα ανωμαλία θα είναι μεν έντονη, (ισχυρό, κυρίως πραγματικό δευτερεύον), αλλά θα είναι πολύ δύσκολη η διάκριση μεταξύ μετρίων και καλών αγωγών και, δεδομένου ότι συνήθως ερευνούμε για καλούς αγωγούς, θα αυξάνονται οι πιθανότητες σφάλματος. Οι βέλτιστες συχνότητες είναι αυτές που καθιστούν την τιμή της παραμέτρου απόκρισης Q κατά τι μεγαλύτερη της μονάδας, ώστε οι καμπύλες του πραγματικού και φανταστικού μέρους της συνάρτησης απόκρισης να έχουν την κατά το δυνατόν μέγιστη κλίση και η χρησιμοποιούμενη μέθοδος να εμφανίζει αυξημένη ευαισθησία σε μικρές μεταβολές της αγωγιμότητας του Στόχου και μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα.

5.1.4. Ταξινόμηση

Πέραν της βασικής διαίρεσης των ΗΜΕΠ σε μεθόδους Πεδίου Συχνότητας και Πεδίου Χρόνου, μια δεύτερη, λίαν σημαντική μέθοδος ταξινόμησης των ΗΜΕΠ, βασίζεται στα μετρήσιμα μεγέθη και συγκεκριμένα στην μέθοδο διαχωρισμού πρωτεύοντος-δευτερεύοντος πεδίου, ο οποίος γίνεται με πολλούς τρόπους. Συνηθέστερα έχομε:

- Διαχωρισμό πόλωσης μεθόδους μέτρησης γωνίας κλίσης. Το δευτερεύον γίνεται αντιληπτό από την επίδραση του στα χαρακτηριστικά πόλωσης του ολικού πεδίου.
- Διαχωρισμό φάσης, κατά τον οποίο μετρώνται μόνον οι συνιστώσες του δευτερεύοντος πεδίου που βρίσκονται εκτός φάσης με το πρωτεύον.
- Διαχωρισμό χρόνου όπου οι μετρήσεις γίνονται κατά την απουσία του πρωτεύοντος πεδίου.

Η μεγάλη ποικιλία του τρόπου διαχωρισμού των πεδίων είναι και η αιτία ύπαρξης μεγάλου αριθμού ΗΜΕΠ και ΗΜ συστημάτων. Επί πλέον, πολλά από τα συστήματα αυτά είναι σχεδιασμένα να καλύπτουν συγκεκριμένες εφαρμογές για εντοπισμό στόχων με καθορισμένο εύρος αγωγιμοτήτων και γεωμετρικών χαρακτηριστικών.

Μία περαιτέρω μέθοδος ταξινόμησης βασίζεται στην τρόπο σύζευξης του πρωτεύοντος πεδίου με τον Στόχο και κατατάσσει τις ΗΜΕΠ σε συστήματα σταθερής και κινητής πηγής. Στα πρώτα, ο πομπός παραμένει ακίνητος, διατηρώντας σταθερή την σύζευξη πηγής-υπεδάφους, ενώ ο δέκτης κινείται ερευνώντας τον περιβάλλοντα χώρο. Στα δεύτερα, η σύζευξη μεταξύ πομπού-υπεδάφους μεταβάλλεται σε κάθε σημείο μέτρησης (πομπός και δέκτης μετακινούνται).

Αναφορικά με τον τρόπο εκτέλεσης της διασκόπησης, οι μέθοδοι ΗΜΕΠ ταξινομούνται στις μεθόδους οριζόντιας αποτύπωσης (profiling) όπου μελετάται η πλευρική κατανομή της γεωηλεκτρικής δομής και στις μεθόδους κατακόρυφης αποτύπωσης ή βαθοσκόπησης (sounding), όπου προσδιορίζεται η κατακόρυφη κατανομή της. Η διάκριση αυτή καθίσταται ασαφής όταν χρησιμοποιούνται συστήματα με μεγάλο εύρος χρόνου ή συχνοτήτων, τα οποία μπορούν καλύψουν και τους δυο τρόπους έρευνας.

Πέραν των ανωτέρω, στοιχεία που χαρακτηρίζουν ένα ΗΜ σύστημα είναι: **a**) Η ισχύς του παραγομένου πρωτεύοντος μαγνητικού πεδίου, η οποία πρέπει να είναι ικανή να διεγείρει επαρκώς τον στόχο, ώστε το δευτερεύον πεδίο να μετρηθεί με την απαιτούμενη ακρίβεια, **β**) η επιλογή κατάλληλης περιοχής συχνοτήτων, οι οποίες να καλύπτουν το εύρος αγωγιμοτήτων των ερευνητέων στόχων και, γ) η μέθοδος διαχείρισης σήματος /θορύβου και η εργονομία του συστήματος.

5.2 ΜΕΘΟΔΟΙ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑΣ ΑΠΟΤΥΠΩΣΗΣ

5.2.1 Μέθοδοι Μέτρησης Γωνίας Κλίσης.

Υπάρχουν πολλά HM συστήματα που μετρούν την γεωμετρία του ολικού (πρωτεύοντος + δευτερεύοντος) πεδίου στην θέση του Δέκτη. Αυτά μπορεί να χρησιμοποιούν φυσικά ή τεχνητά (κυρίως) πρωτεύοντα πεδία και σταθερούς ή κινητούς πομπούς, αλλά όλα υπάγονται στη γενικότερη κατηγορία μεθόδων διαχωρισμού πόλωσης και μέτρησης της γωνίας κλίσης, διότι καταγράφουν την εκτροπή του πηνίου - Δέκτη στην θέση μέτρησης, ως προς ένα οριζόντιο άξονα. Επιπλέον, όλα αυτά τα συστήματα χρησιμοποιούν πρωτεύοντα πεδία που στην θέση μέτρησης είναι περίπου οριζόντια.

Σε γενικές γραμμές, οι μέθοδοι γωνίας κλίσης λειτουργούν σύμφωνα με το σκαρίφημα της Εικόνας 5.6. Δεδομένου ότι το πρωτεύον είναι οριζόντιο, το ολικό πεδίο θεωρείται ότι έχει κλίση θετική όταν το δευτερεύον είναι ανωφερές και αρνητική όταν το δευτερεύον είναι κατωφερές. Διαβαίνοντας τον Στόχο, το δευτερεύον πεδίο αλλάζει φορά. Το σημείο μηδενικής κλίσης, συμπίπτει με το σημείο διάβασης (crossover) του Στόχου και βρίσκεται ακριβώς (ή σχεδόν ακριβώς) επάνω από αυτόν, επιτρέποντας έτσι τον εύκολο εντοπισμό της θέσης του. Η ανωτέρω σύμβαση θετικής και αρνητικής γωνίας κλίσης θα μπορούσε να είναι εναντιόμορφη, αλλά επιλέγεται έτσι ώστε το πρόσημο της κλίσης του αγωγού να συμπίπτει με το πρόσημο της κλίσης της καμπύλης διάβασης.

Οι μέθοδοι γωνίας κλίσης ήταν και παραμένουν πολύ δημοφιλείς παρά τους αρκετούς περιορισμούς τους, λόγω του προσιτού των οργάνων, του χαμηλού λειτουργικού κόστους και της



Εικόνα 5.6. Η Γενική αρχή λειτουργίας των ΗΜ μεθόδων μέτρησης γωνίας κλίσης.

υψηλής παραγωγικότητας, (μεγάλη ταχύτητα εκτέλεσης των διασκοπήσεων), ακόμη και σε δύσκολες συνθήκες υπαίθρου. Οι μέθοδοι σταθερού πομπού και η AFMAG έχουν επίσης δυνατότητα διείσδυσης σε αρκετά μεγάλα βάθη.

5.2.1.1. Μέθοδος Μακράν Πεδίου AFMAG (Audio-Frequency Magnetic Fields)

Η μέθοδος AFMAG χρησιμοποιεί φυσικά πρωτεύοντα πεδία στην ζώνη ELF (1-1000 Hz), τα οποία ως γνωστόν, οφείλονται στους συντονισμούς Schumann.⁸⁷ Πρόκειται συνεπώς για ΗΜΦΠ, και ο μόνος λόγος συνεξέτασής της με τις ΗΜΕΠ είναι ιστορικός, ως μεθόδου μέτρησης γωνίας κλίσης, που επιπλέον παράγει ανωμαλία πανομοιότυπη με αυτή της VLF και επιδέχεται πανομοιότυπη ερμηνεία. Ωστόσο, η χρήση της ψηφιακής τεχνολογίας έχει πραγματικά μετεξελίξει την μέθοδο, διαφοροποιώντας τόσο τις διαδικασίες υπαίθρου, όσο και την ερμηνεία, ώστε να θεωρούμε ότι υπάρχει η «κλασσική» και η «σύγχρονη» μορφή της.

Η «κλασσική» AFMAG είναι αποκλειστικά μέθοδος μέτρησης γωνίας κλίσης, με τον τρόπο που περιγράφεται κατωτέρω. Δύο αμοιβαία ορθογώνια επαγωγικά πηνία αναρτώνται επί πλαισίου τέτοιου, που να επιτρέπει την περιστροφή τους περί οριζόντιο και κατακόρυφο άξονα. Για να ληφθεί μία μέτρηση, το ένα από τα πηνία στρέφεται περί κατακόρυφο άξονα έως ότου προσεγγιστικά ευρεθεί το μέγιστο πλάτος της οριζόντιας συνιστώσας του ολικού πεδίου, η διεύθυνση της οποίας ως προς τον βορρά είναι το αζιμούθιο του οριζοντίου πεδίου (Εικόνα 5.7α). Δεδομένων των μεταβλητών χαρακτηριστικών του σήματος, το αζιμούθιο του οριζοντίου πεδίου πεδίου είναι συχνά ασαφές και μεταβλητό. Το πηνίο παράλληλο προς την αζιμουθιακή διεύθυνση συνήθως παρέχει και το σήμα αναφοράς για μέτρηση της γωνίας κλίσης. Αφού ευρεθεί το αζιμούθιο, το άλλο πηνίο τοποθετείται κατακόρυφα και το ορθογώνιο ζεύγος στρέφεται ομού περί οριζόντιο άξονα κάθετο επί το επίπεδό τους, (άρα κάθετο επί την αζιμουθιακή διεύθυνση), μέχρις ότου ευρεθεί το ελάχιστο πλάτος σήματος, οπότε και μετράται η γωνία κλίσης (Εικόνα 5.7β). Οι ορισμοί της θετικής και αρνητικής γωνίας κλίσης απεικονίζονται στην Εικόνα 5.7γ. Μετρήσεις γίνονται σε δύο ή περισσότερες συχνότητες ανά σταθμό, επιλεγόμενες με αναλογικά ζωνοπερατά φίλτρα, συνηθέστατα στα 140 και 510 Hz.

Για μακράν πρωτεύον πεδίο και επιμήκεις αγωγούς, δευτερεύον μαγνητικό πεδίο αναπτύσσεται μόνο κατά τον ΕΗ τρόπο, σύμφωνα με τα συζητηθέντα στο Εδάφιο 4.1.2. Για τον λόγο αυτό, οι οδεύσεις γίνονται καθέτως προς την παράταξη της γεωλογικής δομής. Εάν το αζιμούθιο του οριζοντίου πεδίου δεν είναι παράλληλο προς την διεύθυνση της όδευσης, είναι προτιμότερο να μετράται η γωνία κλίσης κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση. Τα αποτελέσματα της όδευσης απεικονίζονται ως καμπύλη απόστασης - γωνίας κλίσης, ή υπό μορφή ανυσμάτων, εάν το αζιμούθιο είναι σημαντικά διαφορετικό από την διεύθυνση της όδευσης, ή αν παρουσιάζει βραχυχρόνια μεταβλητότητα (Εικόνα 5.7δ). Στο παράδειγμα της Εικόνας 5.7δ, το μήκος κάθε ανύσματος είναι ανάλογο προς την γωνία κλίσης, η διεύθυνση ίση προς την γωνία μεταξύ του αζιμουθίου και της διεύθυνσης της όδευσης και η φορά προς τα κάτω για αρνητικές και προς τα άνω για θετικές γωνίες κλίσης. Το σημείο διάβασης εντοπίζεται από την αντιστροφή της φοράς των ανυσμάτων.

Η κλασσική AFMAG έχει αρκετά πλεονεκτήματα, αφού δεν χρειάζεται συσκευή εκπομπής του πρωτεύοντος και οι σχετικά χαμηλές συχνότητες της ζώνης ELF επιτρέπουν σχετικά βαθειά διείσδυση (σε σχέση με τις υψηλότερες συχνότητες των μεθόδων τεχνητής πηγής). Δεδομένου επίσης ότι το πρωτεύον πεδίο είναι ομογενές, όλοι οι αγωγοί της περιοχής μελέτης διεγείρονται ταυτόχρονα και ομογενώς. Υπάρχουν όμως και σημαντικά μειονεκτήματα, τα οποία πηγάζουν από την ασταθή και ευμετάβλητη φύση των αζιμουθίων και εντάσεων των πρωτευόντων πεδίων. Κατά τόπους και περιόδους, μπορεί να είναι πολύ δύσκολος ο εντοπισμός ενός σταθερού αζιμουθίου προκειμένου να ακολουθήσει μέτρηση της γωνίας κλίσης, ενώ μεγάλες μεταβολές

⁸⁷ Για περισσότερες λεπτομέρειες επί των πηγαίων πεδίων βλ. Εδάφιο 1.3.



Εικόνα 5.7. Το «κλασσικό» σύστημα AFMAG. (α) Εντοπισμός αζιμουθίου του οριζοντίου πεδίου. (β) Μέτρηση γωνίας κλίσης. (γ) Ορισμοί θετικής και αρνητικής γωνίας κλίσης. (δ) Ανυσματική αναπαράσταση της ανωμαλίας AFMAG όταν το αζιμούθιο δεν είναι παράλληλο προς διεύθυνση της όδευσης. (Τροποποιηθείσα από Telford et al., 1976)

της έντασης του πρωτεύοντος κατά τη διάρκεια της διασκόπησης, συνεπάγονται αντίστοιχες μεταβολές στην ένταση του δευτερεύοντος και παραμορφώσεις της ανωμαλίας.

Η σύγχρονη εκδοχή της AFMAG είναι, στην ουσία, εφαρμογή της μεθόδου ΓΒΣ σε συχνότητες ELF-VLF (βλ. Εδάφιο 4.2). Η κατασκευή ελαφρών υπερευαίσθητων και φορητών επαγωγικών πηνίων και η εισαγωγή ψηφιακής τεχνολογίας επέφερε μεγάλη βελτίωση της ποιότητας των μετρήσεων, και μάλιστα σε συνδυασμό με μεθόδους τηλεαναφοράς για καταστολή του θορύβου.⁸⁸ Αντί για μόνη την γωνία κλίσης, η σύγχρονη AFMAG παρέχει δυνατότητα υπολογισμού και ανάλυσης της ΜΑΣΜ μεταξύ των οριζοντίων και κατακορύφου συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου, των επαγωγικών ανυσμάτων, της κάμψης και της φάσης της κάμψης, με συνα-

⁸⁸ $\beta\lambda$. Labson, V.F., Becker, A., Morrison, H.F. and Conti, U., "Geophysical exploration with audiofrequency natural magnetic fields", Geophysics, **50**, 1985.



Εικόνα 5.8.⁸⁹ Διάγραμμα ισχύος (σε db > 1μV/m) του σήματος του σταθμού GBR (Rugby, Ηνωμένο Βασίλειο). Η καμπύλη των 54 db περικλείει περιοχές με $E_z > 0.5 \text{ mV/m}$ (ισχυρό σήμα). Η καμπύλη των 48 db περικλείει περιοχές με $E_z > 0.25 \text{ mV/m}$ (οριακά ισχυρό σήμα).

κόλουθη βελτίωση της ποιότητας και αξιοπιστίας των αποτελεσμάτων. Με τον τρόπο αυτό η μέθοδος έχει ουσιαστικά απαλλαγεί από τα μειονεκτήματα των κλασσικών εφαρμογών της.

5.2.1.2 Μέθοδος Μακράν Πεδίου VLF (Very Low Frequencies)

Μια από τις πλέον δημοφιλείς και διαδεδομένες ΗΜΕΠ είναι η VLF. Από το 1964 που έκανε την εμφάνιση του το πρώτο σύστημα εδάφους η μέθοδος διεδόθη ευρύτατα και από το 1969 άρχισε να χρησιμοποιείται και από αέρος. Σ' αυτό συνετέλεσε, πέρα από την αποτελεσματικότητα της, η ευχρησία, η μεγάλη παραγωγικότητα και το μικρό κόστος του συστήματος.

Η μέθοδος κάνει χρήση της ζώνης συχνοτήτων 15-30 KHz, στην οποία εκπέμπουν ισχυροί VLF ραδιοφωνικοί σταθμοί υπερποντίων επικοινωνιών και ναυτιλίας. Αυτοί συνιστούν παγκόσμιο δίκτυο και έχουν διευθετηθεί έτσι, ώστε τουλάχιστον δύο να είναι ταυτοχρόνως ανιχνεύσιμοι οπουδήποτε της υφηλίου. Η χρήσιμη εμβέλεια των πομπών αυτών είναι σημαντική και σαν παράδειγμα, στην Εικόνα 5.8 παρουσιάζεται το διάγραμμα κάλυψης του σταθμού GBR, (Rugby, Ηνωμένο Βασίλειο), που χρησιμοποιείται συχνά στην Ελλάδα. Η λήψη είναι συνήθως καλύτερη τις πρωινές ώρες και επαρκής ολόκληρη την ημέρα.

Οι βασικές αρχές της VLF είναι όμοιες με αυτές των μεθόδων MT και ΓΒΣ, και σκαριφηματική απεικόνιση παρουσιάζεται στην Εικόνα 5.9. Το πηγαίο μαγνητικό πεδίο είναι οριζόντιο, όπως στην μέθοδο AFMAG και θεωρητικά εφαπτομενικό σε κύκλους ομόκεντρους ως προς την κεραία του πομπού (βλ. και Εικόνα 5.8), λόγω της σταθερότητας του οποίου είναι λιγότερο μεταβλητό από το πεδίο AFMAG. Το πηγαίο πεδίο (σήμα) VLF διαδίδεται παράλληλα προς την επιφάνεια της Γης και διεισδύει κατακορύφως και ανεξαρτήτως της γωνίας πρόσπτωσης, ενώ το

⁸⁹ Αναπαραγωγή από McNeill, J.D. and Labson, V.F., "Geological mapping using VLF radio fields", in Nabighian, M.N. and Corbett, J.D. (editors), Electromagnetic methods in Applied Geophysics, Volume 2, 521-640, SEG series Investigations in Geophysics No 3.



Εικόνα 5.9. Σκαριφηματική απεικόνιση των φυσικών αρχών της μεθόδου VLF.

ολικό πεδίο διαδίδεται καθέτως προς την επιφάνεια του εδάφους. Στην διασκόπηση VLF όπου συνηθέστερα γίνονται μετρήσεις παραμέτρων του μαγνητικού πεδίου μόνον, επιλέγονται σταθμοί εκπομπής τέτοιοι, ώστε η διέγερση του στόχου να ακολουθεί τον ΕΗ τρόπο. Αυτό σημαίνει ότι το ηλεκτρικό πεδίο που ακολουθεί την διεύθυνση σταθμού-δέκτη είναι παράλληλο προς την παράταξη του γεωλογικού στόχου, ενώ το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο και εμφανίζει τη μεγαλύτερη δυνατή σύζευξη με τον στόχο. Ως εκ της φύσεώς της, η μέθοδος εφαρμόζεται για τον εντοπισμό 2Δ δομών (διαρρήξεις, φλεβικοί σχηματισμοί) σε σχετικά μικρό βάθος. Το μέγιστο πρακτικό βάθος διασκόπησης θεωρείται ότι είναι περίπου το ίσο με το ήμισυ του επιδερμικού βάθους και τυπικά αναφέρεται βάθος 30 μέτρων σε περιβάλλον ειδικής αντίστασης 100 Ωm. Σημειώνεται επίσης ότι το βάθος διείσδυσης έτι ελαττώνεται όταν ο στόχος είναι καλυμμένος από αγώγιμο μανδύα, ο οποίος επιφέρει περαιτέρω εξασθένιση του πεδίου κατά την διαδρομή από την επιφάνεια προς τον στόχο και αντιστρόφως. Τέλος, με την μέθοδο VLF δεν μπορεί να γίνει διάκριση αγωγίμων στόχων χαμηλής ή υψηλής αγωγιμότητας. Η απόκρισή φθάνει εύκολα το σημείο κόρου και δεν είναι διαγνωστική της ποιότητάς των. Ο περιορισμός αυτός έχει και θετικές συνέπειες, διότι επιτρέπει την ανίχνευση στόχων που εμφανίζουν χαμηλές αντιθέσεις αγωγιμότητας ως προς τον ξενιστή τους, πράγμα που έχει συμβάλλει στην δημοτικότητα της μεθόδου για ιχνηλάτηση τεκτονικών δομών.

Οι πρώτοι δέκτες VLF μετρούσαν την κλίση του ολικού πεδίου με χρήση δύο αμοιβαία ορθογωνίων πηνίων φερριτικού πυρήνα. Το ένα εκ των δύο πηνίων, (πηνίο σήματος), τοποθετείται κατ' αρχάς οριζόντιο και περιστρέφεται αζιμουθιακά έως ότου βρεθεί ένα ελάχιστο. Προφανώς, η διεύθυνση αυτή είναι ευθυγραμμισμένη με τον πομπό και συνήθως καλά προσδιορισμένη. Ακολούθως, το πηνίο σήματος τοποθετείται κατακόρυφα με το δεύτερο πηνίο (πηνίο αναφοράς) κατά την διεύθυνση της όδευσης και το ορθογώνιο σύστημα στρέφεται περί οριζόντιο άξονα έως ότου ευρεθεί ένα ελάχιστο, στο οποίο μετράται η γωνία κλίσης με ενσωματωμένο κλισιόμετρο. Στην Εικόνα 5.10 παρουσιάζεται η μέτρηση γωνίας κλίσης με το αρχέτυπο των συστημάτων VLF (Geonics EM16). Εκτός από την γωνία κλίσης, το σύστημα μπορεί να προσδιορίσει τον λόγο του μικρού προς το μεγάλο άξονα της έλλειψης πόλωσης (ελλειπτικότητα) και την τε-



Εικόνα 5.10. Αναπαράσταση μέτρησης της γωνίας κλίσης με όργανο ΕΜ16. <u>Άνω Αριστερά</u>: Προσδιορισμός του αζιμουθίου του Πομπού. <u>Κάτω αριστερά</u>: Ακολουθεί η μέτρηση της γωνίας κλίσης. <u>Δεξιά</u>: Σκαριφηματική αναπαράσταση μέτρησης γωνίας κλίσης με όργανο ΕΜ16, καθώς και της φυσικής επί της οποίας βασίζεται αυτή.

τραγωνική συνιστώσα. Για να μετρηθεί η τελευταία, το σήμα του πηνίου αναφοράς υφίσταται (μέσω ειδικού κυκλώματος) καθυστέρηση φάσης 90°, συνδέεται σε σειρά με το πηνίο σήματος και τροφοδοτείται στον δέκτη. Η τετραγωνική συνιστώσα αναγιγνώσκεται σε ειδικό βαθμολογημένο όργανο, ως εκατοστιαίο ποσοστό του πρωτεύοντος.

Οι νεώτερες γενεές οργάνων είναι πλήρως αυτοματοποιημένες (π.χ. ABEM WADI), ή μετρούν και πρόσθετες παραμέτρους. Για παράδειγμα, το σύστημα Geonics EM16R, πρωτοεμφανισθέν το 1973, αποτελεί αναβάθμιση του EM16 με πρόσθετη μονάδα μέτρησης του ηλεκτρικού πεδίου δι' ενός παθητικού ηλεκτρικού διπόλου με ηλεκτρόδια υψηλής εμπέδησης, μήκους μέχρι 10m και τα σχετικά ηλεκτρονικά ελέγχου του σήματος. Ο αισθητήρας του ηλεκτρικού πεδίου τοποθετείται παράλληλα προς την διεύθυνση πηγής-δέκτη (παράλληλα προς την παράταξη του στόχου), ώστε να είναι δυνατός ο υπολογισμός της φαινόμενης ειδικής αντίστασης και φάσης κατά τον EH τρόπο, σύμφωνα με τα αναλυθέντα στο Κεφάλαιο 4.1 (Μαγνητοτελλουρική μέθοδος). Η πρόσθετη πληροφορία ενισχύει εξαιρετικά την αποτελεσματικότητα του οργάνου και της μεθόδου.

Ένα μειονέκτημα των ανωτέρω τεχνικών μέτρησης είναι ό,τι η τοπική γεωλογική παράταξη δεν είναι πάντοτε ευθυγραμμισμένη με το αζιμούθιο της πηγής, οπότε η διέγερση του στόχου δεν γίνεται κατά τον ΕΗ τρόπο (το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο δεν είναι κάθετο προς την παράταξη του στόχου). Στις περιπτώσεις αυτές η μέθοδος δεν είναι εφαρμόσιμη, ή δίνει αποτελέσματα ελαττωμένης αξιοπιστίας. Τέτοια προβλήματα αντιμετωπίζονται από την σύγχρονη τεχνολογία, η οποία επέτρεψε την ανάπτυξη συστημάτων που μετρούν τρεις ορθογώνιες συνιστώσες του ολικού μαγνητικού πεδίου, οπότε η μέθοδος ανάγεται στο VLF ισοδύναμο της ΓΒΣ, ή και δύο οριζόντιες συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου, οπότε η μέθοδος ανάγεται στο VLF ισοδύ



Εικόνα 5.11.⁹⁰ Μεταβολές ανωμαλιών διάβασης για διαφορετικές παραμέτρους του Στόχου: (Α) Συναρτήσει της γωνίας βύθισης⁻ (Β) συναρτήσει της κατακόρυφης διάστασης.

ναμο της μαγνητοτελλουρικής. Δεδομένου ότι οι MT και ΓΒΣ μέθοδοι έχουν επαρκώς αναλυθεί στο Κεφάλαιο 6, στα ακόλουθα θα αποπειραθούμε εμβάθυνση στην ανάλυση και ερμηνεία δεδομένων της κλασσικής μεθόδου VLF.

Είναι σαφές ότι η μέθοδος μέτρησης γωνίας κλίσης VLF είναι όμοια με την AFMAG, με το πλεονέκτημα ότι η διεύθυνση του πρωτεύοντος είναι σταθερή και το σήμα σχεδόν ομογενές. Οι διαδικασίες μετρήσεων και απεικόνισης των δεδομένων είναι οι αυτές με της AFMAG. Τα όργανα είναι μικρά, ελαφρά και εύχρηστα.

⁹⁰ Τροποποιημένη από τον Ward, S.H., 1967, "The electromagnetic method", in *Mining Geophysics*, 2, 224-372.


Εικόνα 5.11γ. Μεταβολές ανωμαλιών διάβασης για διαφορετικά βάθης ταφής (από Ward, 1967).

5.2.1.3. Ανωμαλίες AFMAG και VLF - ιδιότητες και ερμηνεία.

Όπως έχει προαναφερθεί, οι μετρήσεις AFMAG και VLF δίδουν ανωμαλίες διάβασης (crossover), όπου η γωνία κλίσης αλλάζει πρόσημο κατά την διάβαση υπεράνω διδιαστάτων στόχων. Απλούστερη περίπτωση τέτοιων στόχων αποτελούν οι προσομοιωτέοι με κεκλιμένα (βυθιζόμενα) αγώγιμα φύλλα (π.χ. μεταλλοφόρες ή υδροφόρες φλέβες και ρήγματα εντός αντιστατικού ξενιστή). Για κεκλιμένα φύλλα πεπερασμένης κατακόρυφης διάστασης (depth extent), οι καμπύλες διάβασης είναι ασύμμετρες, με την μέγιστη γωνία κλίσης να κείται προς την πλευρά της οροφής της ασυνέχειας. Αυξανόμενης της κατακόρυφης διάστασης όμως, τα τοπικά μέγιστα της καμπύλης διάβασης τείνουν να εξισωθούν και οι λοβοί της διευρύνονται αμφίπλευρα. Για σταθερή κατακόρυφη διάσταση, η αύξηση του βάθους ταφής (του βάθους από την επιφάνεια μέχρι την κορυφή του στόχου) τείνει να ελαττώσει το πλάτος και πλατύνει τα τοπικά μέγιστα, να ελαττώσει την κλίση της διάβασης και να ανασηκώσει και εξισώσει τους λοβούς. Τα ανωτέρω χαρακτηριστικά εικονίζονται στις Εικόνες 5.12.

Όπως επίσης έχει αναφερθεί ανωτέρω, τα συστήματα VLF και AFMAG δεν ελέγχουν την διεύθυνση του πρωτεύοντος πεδίου και ως εκ τούτου, συχνότατα δεν επιτρέπουν μέτρηση της γωνίας κλίσης παράλληλα προς την διεύθυνση της όδευσης, ή αυστηρά κατά τον EH τρόπο. Αν και τα αποτελέσματα μπορούν να απεικονισθούν διανυσματικά (βλ. Εικόνα 5.7δ), θα υπάρχει αναπόφευκτη παραμόρφωση της μορφής των καμπυλών διάβασης και αυτό είναι ένα θεμελιώ-δες μειονέκτημα των μεθόδων. Η Εικόνα 5.12 δείχνει την μορφή της παραμόρφωσης για την περίπτωση δύο οδεύσεων λοξών ως προς την παράταξη κατακόρυφου φυλλοειδούς αγωγού το σημείο διάβασης δεν μετακινείται, αλλά η ασυμμετρία της καμπύλης διάβασης του στόχου. Στην



Εικόνα 5.12.⁹¹ Η επίδραση της λοξότητας της όδευσης, στην μορφή των ανωμαλιών VLF. Ο στόχος είναι κατακόρυφος φυλλοειδής αγωγός μεγάλης κατακόρυφης διάστασης.

περίπτωση αυτή, η καμπύλη διάβασης δίδει την εσφαλμένη εντύπωση ότι οφείλεται σε κεκλιμένο φύλλο και όχι σε κατακόρυφο όπως στην πραγματικότητα.

Πέρα από την ανίχνευση λεπτών αγωγών, οι μέθοδοι μακράν πεδίου παρέχουν δυνατότητα αποτύπωσης της ρηχής γεωηλεκτρικής δομής, με ταχύτητα, απλότητα και χαμηλό κόστος. Για παράδειγμα, οι υποκατακόρυφες επαφές που δημιουργούνται από μεταπτώσεις ή πλευρικές πετρολογικές αλλαγές παράγουν χαρακτηριστικό ίχνος VLF, εφόσον φυσικά υπάρχει επαρκής αντίθεση αγωγιμότητας εκατέρωθεν της ασυνέχειας. Στην περίπτωση αυτή εφαρμόζεται η Μαγνητοτελλουρική μέθοδος για τον ΕΗ τρόπο διάδοσης (Κεφάλαιο 4.1). Στην γειτονία της ασυνέχειας, το κατακόρυφο μαγνητικό πεδίο έχει διαφορετική φάση από το οριζόντιο και είναι ελλειπτικά πολωμένο. Με τα όργανα VLF μετράμε την κλίση θ του ολικού πεδίου και την ελλειπτικότητα β, ή τετραγωνισμό. Όπως ήδη έχομε δείξει, οι παράμετροι αυτές σχετίζονται με τις τιμές του λόγου H_z/H_y και τη διαφορά φάσης $φ_z - φ_y$. Θεωρώντας ότι $H_z << H_y$, προσεγγιστικά έχομε

$$\tan \theta = \left| \frac{H_z}{H_y} \right| \cos(\varphi_z - \varphi_y) \qquad \kappa \alpha \qquad \beta = \left| \frac{H_z}{H_y} \right| \sin(\varphi_z - \varphi_y)$$

Στην Εικόνα 5.13α παρουσιάζονται θεωρητικές ανωμαλίες VLF υπεράνω μιας κατακόρυφης πλευρικής επαφής μεταξύ αντιστατικών γεωηλεκτρικών δομών, υπολογισμένες με αριθμητική επίλυση των εξισώσεων του ΕΗ τρόπου. Προφανώς, δεν υπάρχει κλασσική ανωμαλία διάβασης, αλλά αμφότερες η γωνία κλίσης και η ελλειπτικότητα (τετραγωνισμός) κορυφώνονται ακριβώς επάνω από την επαφή. Οι καμπύλες είναι θετικές μεταβαίνοντας από την αντιστατικότητα τοπικό ελάχιστο. Ακριβώς το αντίθετο συμβαίνει μεταβαίνοντας από την αγωγιμότερη προς την αντιστατικότερη πλευρά. Όλες οι καμπύλες αποσβένυνται ταχύτερα στην αγωγιμότερη πλευρά.

⁹¹ Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press.



Εικόνα 5.13.⁹² Ανωμαλίες VLF υπεράνω κατακορύφων επαφών γεωλογικών σχηματισμών με διαφορετικές αγωγιμότητες.

Στην Εικόνα 5.13β φαίνεται η επίδραση ενός αγωγίμου στρώματος (μανδύα) υπεράνω της διασκοπούμενης δομής, ο οποίος τείνει να ελαττώσει το μέγεθος της γωνίας κλίσης και να περιορίσει δραστικά το τοπικό ακρότατο της ελλειπτικότητας. Θα πρέπει να τονισθεί ότι οι αναλυτικές ερμηνευτικές τεχνικές της Μαγνητοτελλουρικής μεθόδου είναι τα κυριότερα εργαλεία ρεαλιστικής ερμηνείας των ανωμαλιών VLF, οι οποίες παρατηρούνται υπεράνω πραγματικών γεωλογικών στόχων.

Οι μέθοδοι μακράν πεδίου είναι ευαίσθητες σε μεταβολές της τοπογραφίας, ιδιαιτέρως δε η VLF, την οποία θα εξετάσομε λεπτομερέστερα. Η επίδραση της τοπογραφίας είναι συνάρτηση του επιδερμικού βάθους και δεν υπάρχει απλός τρόπος διόρθωσης της ανωμαλίας χωρίς προτεραία γνώση της γεωηλεκτρικής δομής του αναγλύφου. Οπως έχει προαναφερθεί τα πεδία VLF διεισδύουν καθέτως προς την επιφάνεια του εδάφους. Όταν υπάρχουν τοπογραφικές ανωμαλίες, τα πεδία VLF διεισδύουν καθέτως προς την μέση τοπική κλίση του εδάφους. Έτσι, εάν όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.14α η παράταξη της τοπογραφίας είναι παράλληλη προς την διεύθυνση διάδοσης (κάθετη επί το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο), και όπου το επιδερμικό βάθος είναι αρκετά μικρότερο των διαστάσεων του αναγλύφου, το άνυσμα του ολικού μαγνητικού πεδίου τείνει να παραλληλίζεται προς την τοπογραφία, με συνακόλουθη παραμόρφωση της γωνίας κλίσης. Η επίδραση του αναγλύφου φαίνεται στην Εικόνα 5.15, όπου η μέση κλίση του αναγλύφου είναι περί τις 25° και η αντίστοιχη γωνία κλίσης του μαγνητικού πεδίου περί τις 23°. Η ανώμαλη τετραγωνική συνιστώσα είναι αρκετά μικρή και παράγεται από την ατελή αντιστάθμιση των εκτός φάσης ρευμάτων που υπάργουν στην γειτονία των πρανών. Σε γενικές γραμμές, οι τοπογραφικές εξάρσεις δημιουργούν κανονικές ψευδανωμαλίες, (μορφής όμοιας με ανωμαλίες αγωγίμων στόχων - Εικόνα 5.15) και τα τοπογραφικά βυθίσματα ανεστραμμένες ψευδανωμαλίες (Εικόνα 5.16). Στο αντίθετο άκρο, όταν το επιδερμικό βάθος είναι πολύ μεγαλύτερο των διαστάσεων

⁹² Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press.



Εικόνα 5.14.⁹³ Η επίδραση της τοπογραφίας στην ροή ρεύματος και μαγνητικό πεδίο για συχνότητες VLF. (A) ΕΗ τρόπος, (B) ΕΜ τρόπος).

του αναγλύφου, η τοπογραφική επίδραση μπορεί να είναι πολύ μικρή, ή και αμελητέα. Όταν η παράταξη του αναγλύφου είναι κάθετη προς την διεύθυνση διάδοσης (Εικόνα 5.14β), δεν διεγείρεται τοπογραφική ανωμαλία, πράγμα που αποδεικνύεται απλά, με εφαρμογή του νόμου του Ampère.

Η αντιμετώπιση των τοπογραφικών επιδράσεων δεν είναι εύκολη υπόθεση, δεδομένης της εξάρτησής τους από την συνήθως άγνωστη και δυνητικά μεταβλητή αγωγιμότητα του αναγλύφου. Η ασφαλέστερη ίσως προσέγγιση είναι να γίνεται λεπτομερής απεικόνιση της τοπογραφίας κατά την διάρκεια της διασκόπησης και να ελέγχονται οι μετρήσεις για ύπαρξη κανονικών ανωμαλιών κοντά σε τοπογραφικές εξάρσεις και ανεστραμμένων ανωμαλιών κοντά σε τοπογραφικά χαρακτηριστικά. Δυστυχώς, η τακτική αυτή καίτοι αποτελεσματική, εμπεριέχει τον κίνδυνο απόρριψης ανωμαλιών από πραγματικούς γεωλογικούς στόχους που συνδέονται με την τοπογραφία.

Σε περιπτώσεις ύπαρξης τοπογραφικής επίδρασης μεγάλου μήκους κύματος, οι μικρότερες ανωμαλίες από γεωλογικούς στόχους υπερτίθενται στην τοπογραφική, με αποτέλεσμα να δυσχεραίνεται η αναγνώρισή των. Τοπικά σημεία διάβασης δεν θα υπάρχουν και οι θέσεις των ανωμαλιών θα προσδιορίζεται από τα τοπικά σημεία μέγιστης καμπής της γωνίας κλίσης (Εικόνα 5.17). Η χρήση διαφορικών τελεστών, όπως για παράδειγμα το φίλτρο Fraser που θα περιγραφεί κατωτέρω, έχει συνήθως καλά αποτελέσματα και αφαιρεί τοπογραφικές επιδράσεις με μήκος κύματος μεγαλύτερο από τις διαστάσεις των προς εντοπισμό αγωγών.

⁹³ Τροποποιημένη από τους McNeill, J.D. and Labson, V.F., "Geological mapping using VLF radio fields", in Nabighian, M.N. and Corbett, J.D. (editors), Electromagnetic methods in Applied Geophysics, Volume 2, 521-640, SEG series Investigations in Geophysics No 3.



Εικόνα 5.15. Ψευδανωμαλία VLF λόγω τοπογραφικής έξαρσης. Οι παράμετροι είναι ρ_1 =100Ωm δ_1 =35m, d_1 =250m, d_1/δ_1 =7.1, h_1 =100m, h_1/δ_1 =2.9, w_1 =400m, w_1/δ_1 =11.4.



Εικόνα 5.16. Ανεστραμμένη ψευδανωμαλία VLF λόγω τοπογραφικού βυθίσματος. Παράμετροι και προέλευση, όπως και για την Εικόνα 5.15. Αμφότερες οι Εικόνες 5.16 και 5.17είναι τροποποιημένες από τους McNeill, J.D. and Labson, V.F., "Geological mapping using VLF radio fields", in Nabighian, M.N. and Corbett, J.D. (editors), Electromagnetic methods in Applied Geophysics, Volume 2, 521-640, SEG series Investigations in Geophysics No 3, αλλά αποδίδονται στους Madden, T.R. and Vozoff, K., 1971, "VLF model suite", (2nd Edition), 17 Winthrop Road, Lexington Mass., 02173.

5.2.1.4. Βασική επεξεργασία δεδομένων VLF.

Εξ αιτίας της 'διπολικής' μορφής τους, η τριδιάστατη απεικόνιση εκτεταμένων ανωμαλιών διάβασης VLF δεν παράγει ευανάγνωστους χάρτες. Το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίσθηκε από τον Fraser⁹⁴, ο οποίος κατασκεύασε ένα απλό αριθμητικό διαφορικό φίλτρο που εφαρμόζεται σε δι-

⁹⁴ Fraser, D.C., 1969. Contouring of VLF-EM data, *Geophysics*, 34, 958-967.



Εικόνα 5.17.⁹⁵ Σχηματική αναπαράσταση της απόκρισης αγωγίμου στόχου παρουσία τοπογραφικών επιδράσεων.

αδοχικά διακριτά σημεία της καμπύλης διάβασης. Εάν θ_j παριστάνει τις διακριτές τιμές της παρατηρηθείσας ανωμαλίας VLF και Θ_j τις διακριτές τιμές της φιλτραρισμένης ανωμαλίας VLF, τότε το φίλτρο Fraser δίδεται από τις σχέσεις

$$\Theta_{j} = \sum_{i=-2}^{\infty} F_{i} \theta_{j+i}$$
$$F = \begin{bmatrix} -1 & 1 & -1 & 1 \end{bmatrix}$$

και η εφαρμογή του έχει την απλή μορφή $\Theta_j = (\theta_{j+2} - \theta_{j+1}) - (\theta_{j-2} - \theta_{j-1}).$

Όπως εύκολα μπορεί να δειχθεί, το φίλτρο προσθέτει 90° στην παρατηρηθείσα γωνία κλίσης μετατρέποντας τα μηδενικά σημεία διάβασης σε θετικά ακρότατα, ενώ ταυτοχρόνως δρά ως ανωπερατό χωρικό φίλτρο, αφαιρώντας τα μακρά μήκη κύματος (ανωμαλίες με διαστάσεις μεγαλύτερες από τις διαστάσεις των προς εντοπισμό αγωγών). Σχηματική εφαρμογή του φίλτρου Fraser παρουσιάζεται στην Εικόνα 5.18. Σε γενικές γραμμές, ο τελεστής του Fraser χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τα αρχικά δεδομένα για αρκετούς λόγους, με σπουδαιότερους τους εξής: (1) Όταν η καμπύλη διασκόπησης έχει περίπλοκη μορφή - για παράδειγμα, όταν προέρχεται από πολλαπλούς αγωγούς - η πράξη της χωρικής διαφόρισης μπορεί να εξαλείψει και κάποιες πραγματικές ανωμαλίες. (2) Η διαφόριση κάνει τις ανωμαλίες πλευρικών επαφών να ομοιάζουν με ανωμαλίες γραμμικών αγωγών και έτσι δυσχεραίνει τη διάκριση γεωλογικών δομών.

Το φίλτρο Fraser σκοπό έχει να συμβάλλει στον εντοπισμό του στόχου αναδεικνύοντας την θέση του σημείου διάβασης. Πέραν τούτου όμως, δεν προσφέρει κάποια χρήσιμη φυσική πληροφορία σχετικά με την ποιότητα του στόχου (δηλ. το μέγεθος της αγωγιμότητάς του). Το φίλτρο των Karous και Hjelt, εκτός από την συμβολή του στον εντοπισμό του στόχου, προσφέρει πληροφορία και για τα χαρακτηριστικά του στόχου, διότι κατ' ουσία επιφέρει αντίστροφη προ-

⁹⁵ Τροποποιημένη από Whittles, A.B.L., 1969, "Prospecting with radio frequency EM16 in mountainous regions, Western *Miner.*, 51-56.



Εικόνα 5.18. Εφαρμογή φίλτρου Fraser (B) σε κλασσική ανωμαλία διάβασης VLF (A).

σεγγιστική απεικόνιση της παρατηρημένης ανωμαλίας VLF (αιτιατό αποτέλεσμα) επί της γραμμικής πυκνότητας ρεύματος η οποία την προκάλεσε (αίτιο). Η απεικόνιση αυτή γίνεται με μία σχεδόν ιδιοφυή αναπαράσταση του φυσικού προβλήματος της ΗΜ επαγωγής με γραμμικό τελεστή (φίλτρο), η συνέλιξη του οποίου με την παρατηρηθείσα ανωμαλία μας προσφέρει απ' ευθείας την πυκνότητα ρεύματος σε συγκεκριμένο βάθος.

Δεδομένου επίσης ότι το πρόβλημα VLF είναι επιλύσιμο με απλά μαθηματικά, και δεδομένου επίσης ότι η μέθοδος της αναπαράστασης ενός φυσικού προβλήματος με γραμμικό φίλτρο έχει αρκετές εφαρμογές στην Γεωφυσική, στα κατωτέρω θα δοθεί μία σύντομη περιγραφή της κατασκευής του φίλτρου Karous – Hjelt.

Με βάση το σύστημα συντεταγμένων και την γεωμετρία του Σχήματος 5.19, η κατακόρυφη μαγνητική συνιστώσα που παράγεται από γραμμικό ρεύμα J(ζ,ζ) εκφράζεται μέσω του νόμου Biot-Savart:

$$H_{z}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} J(\xi,\zeta) \frac{x-\xi}{(x-\xi)^{2}+\zeta^{2}} d\zeta d\xi$$
(5.17)

Η εξίσωση (5.17) μπορεί να απλοποιηθεί θεωρώντας ότι το ρεύμα περιορίζεται σε μία ζώνη πάχους Δz, τοποθετημένη σε βάθος $\zeta = z$. Τότε,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{J}(\xi,\zeta) d\zeta = \mathbf{J}_a(\xi) \,,$$

από όπου,

$$\mathbf{H}_{z}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_{a}(\xi) \cdot \Delta z \cdot \frac{x - \xi}{\left(x - \xi\right)^{2} + z^{2}} \,\mathrm{d}\,\xi \tag{5.18}$$

Η εξίσωση (5.18) περιγράφει μία συνεχή αναλογική διεργασία. Επειδή όμως οι μετρήσεις γίνονται σε πεπερασμένα βήματα (διαστήματα) Δx , η (5.18) διακριτοποιείται με μετατροπή του ολοκληρώματος σε άθροισμα. Έτσι, για βάθος $z = \Delta x$, η (5.18) γράφεται:

$$\hat{\mathbf{H}}_{z}(x_{i}) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \mathbf{J}_{a}(\xi_{j}) \cdot \Delta z \cdot \frac{x_{i} - \xi_{j}}{(x_{i} - \xi_{j})^{2} + \Delta x^{2}} \cdot \Delta x$$
(5.19)



Εικόνα 5.19. (A) Το σύστημα συντεταγμένων και η κατεύθυνση της πυκνότητας ρεύματος που παράγει την παρατηρηθείσα ανωμαλία VLF. Οι με τρήσεις λαμβάνονται κατά τον άξονα x, κάθετα προς την παράταξη της ανώμαλης πυκνότητας ρεύματος. (B) Το κατακόρυφο μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια, λόγω ενός απειροστικού στοιχείου της πυκνότητας ρεύματος σε βάθος ζ. Το άνυσμα του πρωτεύοντος μαγνητικού πεδίου ευθυγραμμίζεται με τον άξονα x. Εικόνα τροποποιημένη από τους Karous and Hjelt (1983).

$$\mu \varepsilon$$

$$x_i = i \cdot \Delta x,$$

$$\xi_i = (j + j_0) \cdot \Delta x,$$

$$0 \le j_0 < 1.$$

Προκειμένου να ολοκληρώσομε την μετατροπή της συνεχούς αναλογικής διεργασίας (5.18) σε διακριτή (ψηφιακή), θέτομε

$$\mathbf{H}_{i} = \frac{2\pi}{\Delta z} \cdot \hat{\mathbf{H}}_{z}(x_{i}) \qquad \text{kon} \qquad \mathbf{J}_{a}(\xi_{j}) = \mathbf{J}_{j},$$

από όπου λαμβάνομε

$$H_{i} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} J_{j} \frac{i - j - j_{0}}{(i - j - j_{0})^{2} + 1} \quad \Rightarrow \quad H_{i} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} J_{j} K_{ij}$$
(5.20)

Τέλος, επειδή ο αριθμός μετρήσεων n σε μία όδευση είναι αναγκαστικά πεπερασμένος έχομε:

$$\mathbf{H}_{i} = \sum_{j=-n}^{n} \mathbf{J}_{j} \mathbf{K}_{ij}$$
(5.21)

Η (5.21) αποτελεί σύστημα 2*n*+1 γραμμικών εξισώσεων που μπορεί να λυθεί για την άγνωστη πυκνότητα ρεύματος J_{j} . Το κεντρικό ρεύμα ($\xi_j = 0$) θα δίδεται από την σχέση

$$\mathbf{J}_{j} = \sum_{i=-n}^{n+1} \mathbf{K}_{i0}^{-1} \cdot \mathbf{H}_{i+j}$$
(5.22)

Δεδομένου ότι ο υπολογισμός των συντελεστών K_{i0} είναι απλός (εφόσον ο πίνακας K είναι αντιστρέψιμος), είναι εύκολο να δειχθεί ότι η συμπαγέστερη δυνατή λύση της μορφής (5.22) για την οποία η ακρίβεια είναι καλύτερη του 8% δίδεται από την απλή σχέση:

$$\frac{\Delta z}{2\pi} \mathbf{J}_{a} \left(\frac{\Delta x}{2}\right) = -0.205H_{-2} + 0.323H_{-1} - 1.446H_{0} + 1.446H_{1} - 0.323H_{2} + 0.205H_{3},$$

$$\mathbf{H}_{i} = \hat{\mathbf{H}}_{z}(i \cdot \Delta x)$$
(5.23)

η οποία αποτελεί το τυπικό φίλτρο Karous-Hjelt. Εξυπακούεται ότι πολλά άλλα (και ακριβέστερα) φίλτρα είναι δυνατά με αύξηση της τάξης *n*, τα οποία όμως απαιτούν πολύ πυκνές μετρήσεις προκειμένου να είναι αποτελεσματικά και για τον λόγο αυτό δεν χρησιμοποιούνται ευρέως.



Εικόνα 5.20. (Α) Τυπική ανωμαλία διάβασης VLF (γωνία κλίσης). (Β) Εφαρμογή φίλτρου Karous – Hjelt (εξίσωση 7) στην εν φάσει συνιστώσα (εξίσωση 8α) για βάθος $z = -\Delta x = 10m$. (Γ) Εφαρμογή φίλτρου Karous – Hjelt για διαφορετικά βάθη ($z = -\Delta x, -2\Delta x, ..., -6\Delta x$). Διακρίνονται καθαρά η κλίση και ένταση της φαινόμενης πυκνότητας ρεύματος που επάγεται στον στόχο και παράγει την παρατηρηθείσα γωνία κλίσης.

Παράδειγμα εφαρμογής του φίλτρου Karous-Hjelt δίδεται στην Εικόνα 5.20. Η Εικόνα 5.20Α δείχνει την γωνία κλίσης που παρατηρήθηκε υπεράνω μεταλλοφόρου κοιτάσματος φλεβικού τύπου, ξενιζόμενου σε αντιστατικό μητρικό πέτρωμα, με βήμα διασκόπησης $\Delta x = 10$ m. Σημειώνεται επίσης ότι πρακτικά, η γωνία κλίσης και η ελλειπτικότητα σχετίζονται με την εν φάσει και τετραγωνική συνιστώσα του λόγου του δευτερεύοντος (κατακόρυφου) προς το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο H_y μέσω των σχέσεων:

$\operatorname{Re} \{ \operatorname{H}_{z} / \operatorname{H}_{y} \} = 100 \cdot \tan \theta$	(5.24α)
Im $\{H_z / H_y\} = 100 \cdot \beta$,	(5.24β)

από όπου, για μοναδιαίο πρωτεύον πεδίο Re{H_z} = 100·tanθ και Im {H_z} = 100·β. Η Εικόνα 5.20B προκύπτει από μετασχηματισμό της παρατηρηθείσας γωνίας κλίσης σε πραγματική (εν φάσει) συνιστώσα μέσω της σχέσης (5.24α) και εφαρμογή της εξίσωσης (5.23) για $z = \Delta x$. Το αποτέλεσμα ποιοτικά ομοιάζει με αυτό του φίλτρου Fraser αλλά στην πραγματικότητα εικονίζει την φαινόμενη πυκνότητα ρεύματος J_a σε βάθος 10m (ίσο προς το βήμα της διασκόπησης). Επιπλέον, το φίλτρο (5.23) μπορεί να εφαρμοσθεί για διαδοχικά οριζόντια βήματα 2Δx, 3Δx, ..., τα οποία αντιστοιχούν σε βάθη $z = 2\Delta x$, 3Δx, ... Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.20Γ υπό την μορφή ισοπύκνων ρεύματος, οι οποίες εμφανίζουν αρκετά καθαρά την θέση και την κλίση του μεταλλοφόρου αγωγού που παράγει την παρατηρηθείσα γωνία κλίσης. Στην Εικόνα 5.20Γ διακρίνεται επίσης ότι το μέγιστο της φαινόμενης πυκνότητας ρεύματος εντοπίζεται σε βάθη -20 - -45m, πράγμα που επίσης προσφέρει στοιχεία για το βάθος ταφής και την κατακόρυφη διάσταση του ερευνώμενου στόχου.

Η παρούσα ενότητα θα κλείσε με ένα παράδειγμα εφαρμογής των φίλτρων Fraser και Karous-Hjelt σε δεδομένα VLF από μεταλλευτική έρευνα. Η διασκόπηση διεξήχθη υπεράνω με-



Εικόνα 5.21. Λεπτομέρεια από τον γεωλογικό χάρτης της περιοχής Chhattisgarh όπου διεξήχθη η διασκόπηση VLF.

ταλλοφόρου κοιτάσματος που έχει αποτεθεί δευτερογενώς εντός των ζωνών διάτμησης παλαιών (ανενεργών) διαρρήξεων στη περιοχή Chhattisgarh της κεντρικής Ινδίας. Η γεωλογία της περιοχής μελέτης δίδεται στην Εικόνα 5.21. Οι παλαιές ρηξιγενείς δομές διακρίνονται από τους σχηματισμούς των τριμμάτων (brecia) που πληρούσαν τις ζώνες διάτμησης. Η κυκλοφορία ύδατος μέσω των υδροπερατών αυτών σχηματισμών όχι μόνο επέφερε την εξαλλοίωσή τους, αλλά προκάλεσε και την (δευτερογενή) μεταλλοφόρο ορυκτογένεση.

Οι μετρήσεις έγιναν με όργανο EM-16 κατά μήκος οδεύσεων περίπου κάθετων προς τις μεταλλοφόρες ζώνες – στόχους της έρευνας όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.21. Το βήμα των μετρήσεων ήταν 10m και οι οδεύσεις ισαπείχαν μεταξύ τους κατά διάστημα 50m. Οι μετρήσεις της γωνίας κλίσης παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.22, όπου αριστερά εικονίζονται ως καμπύλες διάβασης και δεξιά ως χάρτης ισογωνικής κατανομής.

Ο χάρτης της Εικόνας 5.22 προσφέρει όλη τη απαραίτητη πληροφορία για την θέση και διεύθυνση των ρηξιγενών δομών αλλά δεν είναι ευανάγνωστος. Αντιθέτως, η εφαρμογή του φίλτρου Fraser (Εικόνα 5.23 αριστερά), εμφανίζει την θέση των σημείων διάβασης, άρα και την θέση και γεωμετρία των ρηξιγενών μεταλλοφόρων ζωνών με πολύ μεγαλύτερη ακρίβεια, ιδίως όταν το αποτέλεσμα εμφανισθεί ως χάρτης (κάτοψη, Εικόνα 5.23 δεξιά).

Τέλος, η εφαρμογή του φίλτρου Karous-Hjelt (Εικόνα 5.24) προσφέρει στοιχεία, όχι μόνο για την γεωμετρία των ρηξιγενών μεταλλοφόρων δομών που γενικά κλίνουν προς N-NA, αλλά και για την αγωγιμότητά τους και την μεταβολή της αγωγιμότητας κατά την παράταξή τους, η οποία είναι σαφές ότι ελαττώνεται από ΝΔ προς BA.



Εικόνα 5.22. Μετρήσεις VLF (γωνία κλίσης) από την περιοχή Chhattisgarh της κεντρικής Ινδίας. Αριστερά, οι μετρήσεις παρουσιάζονται ως τυπικές καμπύλες δάβασης. Δεξιά, οι ίδιες μετρήσεις υπό μορφή χάρτη ισογωνικής κατανομής.



Εικόνα 5.23. Εφαρμογή φίλτρου Fraser επί των μετρήσεων της Εικόνας 5.22 (εν φάσει συνιστώσα). Αριστερά, τα αποτελέσματα υπό μορφή Fraser-μετασχηματισμένων καμπυλών διάβασης. Δεξιά, τα αυτά αποτελέσματα υπό μορφή χάρτη, στον οποίο διακρίνεται με σαφήνεια η θέση των μεταλλοφόρων ρηξιγενών δομών.



Εικόνα 5.24. Εφαρμογή φίλτρου Karous-Hjelt επί των οδεύσεων 50, 250 και 450 από τις μετρήσεις της Εικόνας 5.22 (εν φάσει συνιστώσα).

5.2.1.5. Μέθοδος Σταθερού Κατακορύφου Βρόχου (Εγγύς Πεδίο – Σταθερός Πομπός)

Πρόκειται για την παλαιότερη ΗΜ μέθοδο, αναπτυχθείσα κατά την δεκαετία του 1920 και εισέτι ευρέως χρησιμοποιούμενη. Η κεραία του πομπού είναι βρόχος (πολύ βραχύ πηνίο) σχήματος τετραγωνικού, τριγωνικού ή κυκλικού, με μερικές εκατοντάδες περιελίξεις και δραστική επιφάνεια της τάξης m², αναρτώμενος κατακόρυφα και ελεύθερος να περιστραφεί αζιμουθιακά. Η ισχύς εκπομπής ανέρχεται συνήθως σε μερικές εκατοντάδες W. Ο δέκτης είναι επίσης βρόχος λεπτού σύρματος, περιελιγμένος σε πλαίσιο διαμέτρου της τάξης των 50cm, ή σε φερριτικό πυρήνα και συνδεδεμένος με συντονισμένο ενισχυτή μεγάλου λόγου ενίσχυσης και ηλεκτρονικά απεικόνισης ή ακουστοποίησης του σήματος, ενώ φέρει και όργανα μέτρησης της γωνίας κλίσης.

Σκαριφηματική απεικόνιση της μετρητικής διάταξης παρουσιάζεται στην Εικόνα 5.25. Ο δέκτης μετακινείται κατά μήκος οδεύσεων περίπου καθέτων επί την παράταξη του στόχου, με βήματα ολίγων μέτρων, ως ολίγων δεκάδων μέτρων. Για κάθε νέα θέση του δέκτη, ο βρόχος του πομπού στρέφεται ώστε να δείχνει τον δέκτη, δηλαδή το επίπεδο του πομπού ευθυγραμμίζεται με το αζιμούθιο του ανύσματος πομπού-δέκτη σε τρόπο ώστε το πρωτεύον πεδίο στον δέκτη να είναι περίπου οριζόντιο. Κατόπιν, ο δέκτης στρέφεται περί τον άξονα πομπού - δέκτη μέχρις ότου ευρεθεί το ελάχιστο του σήματος, οπότε και καταγράφεται η γωνία κλίσης. Προφανώς, και προκειμένου να επιταχυνθεί η διασκόπηση, μπορούν να χρησιμοποιηθούν περισσότεροι του ενός δέκτες. Είναι προφανές ότι απουσία αγωγίμου στόχου, (ή όταν αυτός είναι ηλεκτρικά πολύ λεπτός ώστε να μην παράγει σπουδαίο δευτερεύον πεδίο), το ελάχιστο θα ευρεθεί όταν ο δέκτης οριζοντιωθεί, παράλληλα προς το πρωτεύον. Εκατέρωθεν του Στόχου αγωγού η γωνία κλίσης είναι τέτοια, ώστε ο άξονας του δέκτη να δείχνει τον Στόχο.

Η απόσταση πομπού-δέκτη εξαρτάται από το μέγεθος του βρόχου του πομπού και την εκπεμπόμενη ισχύ. Για συνήθεις εφαρμογές, η μέγιστη απόσταση είναι 200 - 400m και η ελάχιστη 60-120m. Σε μικρότερες αποστάσεις είναι συνήθως δύσκολο να εντοπισθεί ένα ελάχιστο, λόγω της γεωμετρίας πρωτεύοντος. Ενδεχομένως να υπάρχουν και άλλες συνθήκες κάτω από τις ο-



Εικόνα 5.25. Σκαρίφημα μετρήσεων γωνίας κλίσης με σταθερό πομπό. Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press



Εικόνα 5.26α.96 Χαρακτηριστική μορφή ανωμαλίας διάβασης μεθόδου Σταθερού Κατακόρυφου Βρόχου.



Εικόνα 5.26β. Θεωρητικές ανωμαλίες υπεράνω κατακορύφων φυλλοειδών αγωγών διαφορετικού βάθους ταφής.(z) για την αυτή απόσταση πομπού-δέκτη (l). Τροποποιημένη από Telford et al.,(1990).

ποίες ένα ελάχιστο δεν εντοπίζεται, διότι η σχετική διάταξη πομπού, δέκτη και Στόχου είναι τέτοια, ώστε να μην είναι δυνατή η αντιστάθμιση της εκτός φάσης συνιστώσας. Τέτοια προβλήματα αντιμετωπίζονται κατά περίπτωση, ανάλογα με τις εκάστοτε συνθήκες υπαίθρου.

Όταν η τοπική γεωλογική παράταξη είναι άγνωστη, η μέθοδος σταθερού πομπού τροποποιείται. Κατ' αρχάς ο πομπός τοποθετείται στο κέντρο της διασκοπούμενης περιοχής και ο δέκτης κινείται περιμετρικά, με σχετικά μεγάλο βήμα (π.χ. 50 m). Εάν εντοπισθεί ένα πραγματικό σημείο διάβασης, ο πομπός μετακινείται εκεί και λαμβάνονται μετρήσεις κατά μήκος μίας όδευσης που διασχίζει το κέντρο της περιοχής. Εάν εντοπισθεί δεύτερο σημείο διάβασης, ο πομπός μετακινείται εκ νέου, προκειμένου να ελεγχθεί και επιβεβαιωθεί το πρώτο. Εάν, όπως συχνότατα γίνεται, εντοπισθούν περισσότερα του ενός σημεία διάβασης, ενδέχεται να απαιτηθούν περισσότερες της μίας εναλλαγές πομπού και δέκτη, μέχρις ότου καθοριστεί η παράταξη της δομής. Αφού οριστικοποιηθεί η παράταξη, μπορούν να γίνουν λεπτομερέστερες μετρήσεις περιχαράκωσης του Στόχου με την ίδια ή άλλες γεωφυσικές τεχνικές. Τέλος, εάν υπάρχουν περισσότεροι

⁹⁶ Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition.



Εικόνα 5.26γ. Καμπύλες διασκόπησης σε διαφορετικές αποστάσεις Πομπού-Δέκτη, πάνω από τον ίδιο κεκλιμένο φυλλοειδή αγωγό. Τροποποιημένη από Telford et al., (1990).

του ενός αποκρινόμενοι αγωγοί, η οξύτερη ανωμαλία διάβασης, (δηλαδή αυτή με την μέγιστη βαθμίδα ή μεγαλύτερη γωνία κλίσης), θα εντοπίζεται όταν ο δέκτης βρίσκεται κοντά στον πλησιέστερο προς τον πομπό αγωγό, διότι τότε προφανώς επιτυγχάνεται η μέγιστη δυνατή ζεύξη.

Οι αναμενόμενες ανωμαλίες διάβασης έχουν την μορφή της Εικόνας 5.26α. Η κλίση της καμπύλης, αυτής, αρνητική από δεξιά προς τα αριστερά, ορίζει μία πραγματική ή ορθή διάβαση στο σημείο της μηδενικής γωνίας κλίσης, το οποίο ως γνωστόν επισημαίνει την θέση ενός κεκλιμένου διδιαστάτου φυλλοειδούς αγωγού εντός αντιστατικού ξενιστή. Η Εικόνα 5.26β παρουσιάζει αρκετές θεωρητικές ανωμαλίες υπεράνω κατακορύφων φυλλοειδών αγωγών διαφορετικού βάθους ταφής (z) για την αυτή απόσταση πομπού-δέκτη (l). Παρατηρούμε ότι όλες είναι τέλεια αντισυμμετρικές, με την γωνία κλίσης να μεγιστοποιείται σε δύο ακρότατα αντιθέτου προσήμου εκατέρωθεν του αγωγού και να ελαττώνεται βαθμιαία με την απόσταση, δηλαδή αυξανομένου του λόγου x/z. Καθώς η βύθιση του αγωγού ελαττώνεται από τις 90° στις 30°, (Εικόνα 5.26α), η θετική κορυφή (αριστερά προς το δάπεδο του αγωγού) ψηλώνει, ενώ η αρνητική κορυφή (δεξιά προς την οροφή του αγωγού) κονταίνει. Αριστερά του αγωγού, ο θετικός λοβός της γωνίας κλίσης εξασθενίζει ομαλά, ενώ δεξιά του βυθιζόμενου αγωγού, προς την πλευρά της οροφής του, ο αρνητικός λοβός εξασθενίζει ταχύτατα και η γωνία κλίσης μπορεί να υπερβεί τη μηδενική, εμφανίζοντας ψευδή ή ανάστροφη διάβαση, που ουσιαστικά είναι μία ανάκλαση από τα κατώτερα μέρη του αγωγού. Ανάστροφες διαβάσεις μπορούν επίσης να παραχθούν από αντιστατικές δομές και πολλαπλούς αγωγούς.

Κατά τα ανωτέρω, η απόκλιση της καμπύλης διασκόπησης από την τέλεια αντισυμμετρία είναι διαγνωστική της ύπαρξης βυθιζόμενου αγωγού. Ομοίως, η βαθμίδα της καμπύλης περί το σημείο διάβασης παρέχει πληροφορία για το βάθος και/ ή την αγωγιμότητα του στόχου. Πιο συγκεκριμένα, πληροφορία περί της αγωγιμότητας του στόχου περιέχεται στην παράμετρο απόκρισης (Ενότητες 5.1.1 και 5.1.3), η οποία για φυλλοειδή αγωγό επίσης εκφράζεται ως μωσtl, όπου σt είναι το γινόμενο πάχους-ειδικής αγωγιμότητας (δηλαδή η ολική αγωγιμότητα) και 1 είναι η απόσταση Πομπού-Δέκτη. Από την παράμετρο απόκρισης, επίσης, συνάγεται ότι η ανωμαλία θα είναι εντονότερη σε οδεύσεις σχετικά μακρυά από τον Πομπό, υπό την προϋπόθεση φυσικά ότι η απόκριση του στόχου δεν φθάνει στον κορεσμό. Τα ανωτέρω φαίνονται στην Εικόνα 5.26γ, όπου παρουσιάζονται θεωρητικές καμπύλες διασκόπησης σε διαφορετικές αποστά-



Εικόνα 5.27α. Επίδραση επί της μορφής της ανωμαλίας, της θέσης του Πομπού ως προς την οροφή του Στόχου. Τροποποιημένη από Telford, et al., (1990).



Εικόνα 5.27β. Καμπύλες διάβασης μεθόδου ΣΚΒ υπεράνω πραγματικού Στόχου.

σεις Πομπού-Δέκτη, πάνω από τον ίδιο κεκλιμένο φυλλοειδή αγωγό (συνεχείς γραμμές). Η άνω καμπύλη, μετρηθείσα σε απόσταση 250 m από τον Πομπό, εμφανίζει μία θετική κορυφή κατά 30% μεγαλύτερη από την κάτω, μετρηθείσα μόλις 125 m μακρυά. Παρατηρήσατε επίσης ότι ολόκληρη άνω καμπύλη εμφανίζεται μετατοπισμένη προς τα θετικά, σε σχέση με την κάτω.

Οι θεωρητικές καμπύλες της Εικόνας 5.26β έχουν κατασκευασθεί για κατακόρυφους φυλλοειδείς αγωγούς διαφορετικού βάθους ταφής. Ο σχετικά ρηχότερος αγωγός (λόγος z/l=1/50) δίδει την εντονότερη απόκριση και ο σχετικά βαθύτερος (λόγος z/l=1) την ασθενέστερη. Οι γωνία κλίσης μεταβάλλεται από περίπου 43° στην πρώτη περίπτωση, σε μόλις 3° στην τελευταία. Η κατακόρυφη διάσταση του αγωγού δεν έχει σημαντική επίδραση.

Εάν ο Πομπός μετατοπισθεί σε σχέση με την κορυφή του βυθιζόμενου αγωγού, η θέση του σημείου διάβασης δεν θα επηρεασθεί σημαντικά (θα μετακινηθεί ελάχιστα προς το μέρος της οροφής), αλλά η μορφή της ανωμαλίας θα αλλάξει σημαντικά (Εικόνες 5.27, α και β). Σε γενικές γραμμές, τα πλάτη των ανωμαλιών ελαττώνονται και η μορφή τους πλαταίνει. Όταν η μετατόπιση γίνει προς την πλευρά του δαπέδου (αριστερά), οι θετικές και αρνητικές γωνίες κλίσης τείνουν να εξισωθούν και η απόκριση του στόχου εξασθενίζει. Όταν η μετατόπιση γίνει προς την οροφή (δεξιά) οι καμπύλες διασκόπησης τείνουν να εμφανίζονται οξύτερες.



Εικόνα 5.28. Απόκριση αγώγιμης πλάκας γραφίτη σε διέγερση με ΣΚΒ για συχνότητες 1000Hz και 5000Hz. Τροποποιημένη από τον Ward, S.H., 1967, "The electromagnetic method", *Mining Geophysics*, **2**, 224-372.

Τα συστήματα μετρήσεων χρησιμοποιούν τουλάχιστον δύο συχνότητες, ώστε να επιτρέπεται η εκτίμηση της γεωμετρίας του στόχου και η διάκριση μεταξύ των επιδράσεων του βάθους ταφής και της ειδικής αγωγιμότητας. Για παράδειγμα, στην Εικόνα 5.28 παρουσιάζονται δύο θεωρητικές καμπύλες στα 1000 Hz και 5000 Hz, υπεράνω ενός ορθογωνίου καλού αγωγού. Παρατηρήσατε ότι η ανωμαλία των 1000 Hz είναι αντιπροσωπευτικότερη των πραγματικών διαστάσεων του αγωγού, παρά η ανωμαλία της υψηλότερης συχνότητας (5000 Hz), η οποία τις υποτιμά κατά πολύ.

Η μέχρι τώρα συζήτηση έγινε με βάση την υπόθεση ότι ο αγωγός-στόχος φιλοξενείται σε ακάλυπτο, πολύ αντιστατικό ξενιστή. Εάν όμως ο ξενιστής έχει πεπερασμένη αγωγιμότητα και καλύπτεται από (ιζηματογενή) μανδύα επίσης πεπερασμένης αγωγιμότητας, πράγματα που συνηθέστατα συμβαίνουν, η προκύπτουσα ανωμαλία διάβασης υφίσταται σημαντική ελάττωση πλάτους λόγω της πρόσθετης εξασθένισης των πεδίων. Τότε, ο στόχος εμφανίζεται ως ευρισκόμενος βαθύτερα και με διαφορετική αγωγιμότητα από αυτή που πράγματι έχει. Όταν ο μανδύας είναι πολύ καλός αγωγός, τα πράγματα μπορεί να καταστούν αρκετά δύσκολα. Έχουν αναφερθεί πολλές περιπτώσεις όπου ένυδρα επιφανειακά στρώματα (π.χ. ελώδη ιζήματα) ειδικής αντίστασης μερικών έως μερικών δεκάδων Ωm, απέκρυψαν τελείως την ύπαρξη μεταλλικών ή μεταλλοφόρων αγωγών σε βάθη της τάξης των 15m. Επιπλέον, όταν το κάλυμμα έχει περιορισμένες πλευρικές διαστάσεις, τότε θα παράξει τις ιδικές του ανωμαλίες διάβασης, όταν η όδευση διέρχεται τα άκρα του, συμπεριφερόμενο ως οριζόντιος φυλλοειδής αγωγός. Δυστυχώς, τέτοιου είδους ανωμαλίες εμφανίζονται αρκετά συχνά στην πράξη και απαιτούν προσοχή.

5.2.1.6. Μέθοδος Κατακορύφου Βρόχου – Πλευρικής Διάταξης (Εγγύς Πεδίο – Κινητός Πομπός)

Στην τεχνική αυτή ο Πομπός είναι κατακόρυφος, πλήρως φορητός βρόχος, ελεύθερος να περιστραφεί αζιμουθιακά και μετακινούμενος συγχρόνως και παράλληλα προς τον Δέκτη. Ο Δέκτης είναι επίσης φορητός βρόχος λεπτού σύρματος, συνδεδεμένος με συντονισμένο ενισχυτή και σύστημα απεικόνισης ή ακουστοποίησης του σήματος, ενώ φέρει και όργανα μέτρησης της γωνίας κλίσης. Το επίπεδο του βρόχου του Πομπού ευθυγραμμίζεται με τον άξονα Πομπού-Δέκτη, ώστε το πρωτεύον πεδίο στον Δέκτη να είναι περίπου οριζόντιο. Ο βρόχος του Δέκτη είναι κατ' αρχάς οριζόντιος και στρέφεται περί τον άξονα Πομπού-Δέκτη μέχρις ότου καταγραφεί το ελάχιστο. Ο άξονας Πομπού-Δέκτη διατηρείται κατά το δυνατόν παράλληλος προς την παράταξη της γεωλογικής δομής και συνήθως έχει μήκος 100m - 200m. Για λόγους ευχρησίας και περιορισμού του βάρους, η ισχύς του Πομπού είναι αναπόφευκτα μικρή της τάξης 1 - 10 W. Μετρήσεις λαμβάνονται σε βήματα αρκετών μέτρων, ως μερικών δεκάδων μέτρων. Η διάταξη αυτή φαίνεται στην Εικόνα 5.29 και τυπικές ανωμαλίες στις Εικόνες 5.30 και 5.31. Όπως και με την μέθοδο σταθερού Πομπού, είναι δυνατή η χρήση δύο ή περισσοτέρων δεκτών.



Εικόνα 5.29. Σκαρίφημα μετρήσεων γωνίας κλίσης με τεχνική παράλληλης διάταξης. Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press

Βασική διαφορά των μεθόδων Σταθερού και Κινητού Πομπού είναι ότι στη πρώτη διατηρείται σταθερή μόνο η ζεύξη Πομπού- Στόχου, ενώ στην δεύτερη είναι σταθερή μόνο η ζεύξη Πομπού - Δέκτη. Αποτέλεσμα είναι ότι η ανωμαλία διάβασης Κινητού Πομπού θα έχει την αυτή αντισυμμετρική μορφή με την ανωμαλία της μεθόδου Σταθερού Πομπού, αλλά θα εμφανίζει οξύτερα ακρότατα και αρκετά ταχύτερη απόσβεση, εφόσον η απομάκρυνση του Πομπού ελαττώνει ταχύτερα την ένταση της διέγερσης του Στόχου και την ένταση του δευτερεύοντος πεδίου, υποχρεώνοντας την γωνία κλίσης να επανέλθει στο μηδέν σε σχετικά μικρές αποστάσεις από τον Στόχο.

Προς επίρρωση των ανωτέρω, συγκρίνοντας τις Εικόνες 5.26 και 5.30 παρατηρούμε ότι για αμφότερες τις μεθόδους το σημείο διάβασης βρίσκεται πάνω από τον αγωγό, αλλά η βαθμίδα της ανωμαλίας κοντά στο σημείο διάβασης είναι εντονότερη στην Εικόνα 5.30. Η μέγιστη γωνία κλίσης προσδιορίζεται πολύ καλύτερα στην ανωμαλία Κινητού Πομπού. Στο Σχήμα 5.30 παρουσιάζεται μία τριάδα ανωμαλιών πλευρικής διάταξης υπεράνω φυλλοειδών αγωγών, βυθιζόμενων κατά 30°, 60° και 90° αντίστοιχα, όπου διακρίνεται ότι τα αποτελέσματα από την ελάττωση της κλίσης είναι εμφανέστερα στην πλευρικής οροφής του αγωγού. Είναι σαφές ότι η τεχνική της πλευρικής διάταξης έχει καλύτερη διακριτική ικανότητα από την μέθοδο Σταθερού Πομπού, πράγμα που αποκτά ιδιαίτερη σπουδαιότητα όταν υπάρχουν πολλαπλοί στόχοι. Οφείλει να σημειωθεί όμως, (και οφείλει να αναμένεται), ότι είναι και αρκετά ευαίσθητη σε περιπτώσεις λοξών οδεύσεων, δηλαδή όταν ο άξονας Πομπού- Δέκτη δεν είναι παράλληλος προς την γεωλογική παράταξη. Τότε μπορεί να υπάρξουν σημαντικές παραμορφώσεις της ανωμαλίας, όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.31. Οι επίδραση του βάθους ταφής και της αγωγιμότητας στην μορφή της ανωμαλίας παρουσιάζει μεγάλες ομοιότητες με τις αντίστοιχες της μεθόδου Σταθερού



Εικόνα 5.30. Καμπύλη γωνίας κλίσης (σύστημα πλευρικής διάταξης), υπεράνω βυθιζόμενου φυλλοειδούς αγωγού πεπερασμένης κατακόρυφης διάστασης. Τροποποιημένη από Telford, et al., (1990).



Εικόνα 5.31. Καμπύλες γωνίας κλίσης μετρηθείσες με σύστημα παράλληλης διάταξης σε οδεύσεις λοξές ως προς την παράταξη κατακορύφου φυλλοειδούς αγωγού. Τροποποιημένη από Telford, et al. , (1990).

Μία παραλλαγή της μεθόδου που συχνά χρησιμοποιείται σε ταχείες αναγνωριστικές διασκοπήσεις, θέλει Πομπό και Δέκτη να κινούνται συγγραμικά, (πάνω στην ίδια ευθεία), και σε απόσταση 60 - 120 m. Οι μετρήσεις γωνίας κλίσης γίνονται κατά τα ιστορηθέντα. Η όδευση δεν είναι απαραίτητα κάθετη επί την γεωλογική παράταξη, διότι σκοπός των μετρήσεων είναι απλώς να εντοπίσουν τη θέση του Στόχου και πιθανώς να δώσουν κάποια στοιχεία για το μέγεθός του. Ακολουθεί λεπτομερής έλεγχος του Στόχου με άλλες μεθόδους, ηλεκτρομαγνητικές και μη.

5.2.2. Μέθοδοι διαχωρισμού φάσης

Οι ΗΜ μέθοδοι μέτρησης γωνίας κλίσης καταγράφουν μέρος μόνον, της διαθέσιμης στο δευτερεύον και ολικό πεδίο πληροφορίας και περιορίζονται κυρίως στο να εντοπίζουν ένα Στόχο, παρέχοντας περιορισμένη πληροφορία σχετικά με την ποιότητά του.⁹⁷ Αντιθέτως, και όπως είδαμε στην Ενότητα 5.1 του παρόντος, η μέτρηση των εν φάσει και εκτός φάσεως συνιστωσών του δευτερεύοντος πεδίου, είναι δυνατό να παράσχει πληροφορίες περί των ηλεκτρικών ιδιοτήτων του Στόχου. Το πρωτεύον πεδίο είναι κατά κανόνα πολύ ισχυρότερο και θα πνίγει το δευτερεύον, οπότε η μέτρηση του πλάτους του δευτερεύοντος και της φάσης του δευτερεύοντος ως προς το πρωτεύον, προϋποθέτει την εξουδετέρωση του πρωτεύοντος στον Δέκτη, πράγμα που επιτυγχάνεται με αντισταθμιστικά κυκλώματα.

Η αντιστάθμιση του πρωτεύοντος επιτυγχάνεται με ένα σήμα παραγόμενο απ' ευθείας από το ρεύμα που διαρρέει τον βρόχο του Πομπού και διαβιβαζόμενο στον Δέκτη. Το πλάτος και διαφορά φάσης του σήματος αυτού μετρώνται στον Δέκτη, σε μία θέση της υπό διασκόπηση περιοχής που να είναι ελεύθερη υποκειμένων αγωγίμων Στόχων. Με άλλα λόγια, μετράται το πλάτος και η διαφορά φάσης που επιφέρει ο ξενίζων γεωλογικός σχηματισμός. Κατόπιν, τα ηλεκτρονικά του Δέκτη ρυθμίζονται ώστε να αντισταθμίζουν (εξουδετερώνουν) αυτό το πλάτος και διαφορά φάσης, οπότε οι σχετικές μετρήσεις που λαμβάνονται σε άλλες θέσεις, να αντιπροσωπεύουν δευτερεύοντα πεδία από την διέγερση θαμμένων αγωγίμων Στόχων. Παραπέμποντας πάλι στην Εικόνα 5.4, βλέπομε ό,τι από την γεωμετρική σχέση του πρωτεύοντος ($H_p \equiv H_{II\Delta}$) και δευτερεύοντος ($H_s \equiv H_{\Sigma\Delta}$) μαγνητικού πεδίου, και όταν ο λόγος $H_s / H_p << 1$, εύκολα αποδεικνύεται ότι

$$H_{OAIKO} \approx H_p \left(1 - \frac{H_s}{H_p} \sin \phi + \frac{H_s^2}{2H_p^2} \right)$$
 $\kappa \alpha i \qquad \sin \theta \approx \frac{H_s}{H_p} \cos \phi$

Έτσι, το αντισταθμίζον άνυσμα έχει περίπου το αυτό πλάτος με το H_p και διαφορά φάσης (π–θ). Ασυμπτωτικά, για πολύ καλούς αγωγούς έχομε $H_{OAIKO} \approx (H_p - H_s)$ και $\theta \approx 0$, ενώ για πολύ κακούς αγωγούς

$$H_{OAIKO} \approx H_p \left(1 + \frac{H_s^2}{2H_p^2} \right) \qquad \text{kal} \qquad \theta \approx (H_s / H_p)$$

5.2.2.1. Κινητός Πομπός - Κινητός Δέκτης - Μέθοδος Οριζοντίων Βρόχων

Πρωτοεμφανισθείσα στην Σουηδία με τα ονόματα Slingram και Ronka, η μέθοδος αυτή διεδόθη ευρύτατα, καθιστάμενη πολύ δημοφιλής. Καίτοι υπάρχουν πολλά σύγχρονα συστήματα τέτοιου τύπου, το όνομα Slingram έχει γίνει σχεδόν συνώνυμό της.

Σκαριφήματα της φυσικής αρχής της μεθόδου και της μετρητικής διάταξης φαίνονται στην Εικόνα 5.32. Πομπός και Δέκτης κινούνται ταυτόχρονα σε σταθερή απόσταση 30 - 360 m, ενωμένοι με ένα καλώδιο. Η ισχύς εκπομπής είναι χαμηλή (1 -1 10 W) και ο βρόχος του Πομπού είναι όμοιος με τον βρόχο του Δέκτη. Σε μερικά συστήματα οι βρόχοι τυλίγονται γύρω από μονωτικό πλαίσιο διαμέτρου περί το 1m, ενώ σε άλλα χρησιμοποιούνται πηνία φερριτικού πυρήνα. Οι βρόχοι είναι ομοεπίπεδοι και τις περισσότερες φορές προσανατολισμένοι να μετρούν το κατακόρυφο πεδίο, αν και αυτό εξαρτάται από το εκάστοτε σύστημα και μέθοδο ανάλυσης. Σε

⁹⁷ Αυτό δεν ισχύει για τις σύγχρονες εκδόσεις των μεθόδων AFMAG και VLF, οι οποίες, όπως είδαμε ανωτέρω, παρέχουν δυνατότητα και ποσοτικής ερμηνείας των χαρακτηριστικών του Στόχου.



Εικόνα 5.32 α. Σχηματική αναπαράσταση της φυσικής αρχής της μεθόδου οριζοντίων βρόχων (Slingram).



Εικόνα 5.32β. Σκαρίφημα μετρήσεων με σύστημα οριζοντίων βρόχων. Τροποποιημένη από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, Applied Geophysics, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press

κάποια πλέον σύγχρονα συστήματα Πομπός και Δέκτης συγχρονίζονται με ραδιοφωνική ζεύξη, αλλά η χρήση καλωδίου έχει το πλεονέκτημα ότι σε πεδινές περιοχές, παρέχει ένα ακριβές μέτρο της μεταξύ τους απόστασης, η οποία είναι πολύ κρίσιμη παράμετρος.

Στην αρχή της διασκόπησης αντισταθμίζεται το πρωτεύον σε περιοχή ελεύθερη υποκειμένων αγωγίμων στόχων και κατόπιν εκτελούνται οδεύσεις κάθετα προς την παράταξη της γεωλογικής δομής, όπου αυτό είναι δυνατόν. Τυπικές ανωμαλίες παρουσιάζονται στις Εικόνες 5.33. Όπως θα φανεί κατωτέρω, η ερμηνεία των ανωμαλιών είναι αρκετά απλή και αυτό οφείλεται στο ό,τι η σταθερή απόσταση Πομπού - Δέκτη διατηρεί σταθερό το συντελεστή αμοιβαίας επαγωγής Μ_{ΠΔ}, σε τρόπο ώστε η διεύθυνση της όδευσης να είναι ανεξάρτητη από την σχετική θέση των δύο βρόχων. Με άλλα λόγια, μπορούμε να εναλλάξομε Πομπό και Δέκτη και να λάβομε την ίδια μέτρηση στον αυτό σταθμό.



Εικόνα 5.33α. Τυπικές ανωμαλίες Slingram υπεράνω κατακορύφων φυλλοειδών αγωγών, για διαφορετικά βάθη ταφής (πραγματική συνιστώσα). Τροποποιημένη από Telford et al., (1990).

Φυσικά, υπάρχουν και μειονεκτήματα στην μέθοδο. Ένα από αυτά είναι ότι το βάθος διασκόπησης περιορίζεται από την χαμηλή ισχύ του Πομπού, πράγμα που με τη σειρά του είναι απότοκο της απαίτησης να είναι το σύστημα πλήρως φορητό. Το μέγιστο βάθος ανίχνευσης καλού αγωγού θεωρείται ότι φθάνει το ήμισυ της απόστασης Πομπού - Δέκτη αλλά στην πράξη είναι αρκετά μικρότερο.

Η απόσταση μεταξύ των πηνίων και ο προσανατολισμός τους είναι κρίσιμες παράμετροι. Η λανθασμένη ελάττωση μιας απόστασης 60 m κατά ένα μόλις μέτρο θα επιφέρει σφάλμα της τάξης 6%, ενώ μία γωνία 10° μεταξύ των πηνίων θα δώσει σφάλμα 1.5% ή μεγαλύτερο, αναλόγως του αν η μέτρηση γίνεται παρουσία καλού αγωγού ή όχι. Σε ανώμαλο έδαφος, οι χειριστές οφείλουν να προσέχουν ιδιαιτέρως την διατήρηση της σωστής απόστασης και προσανατολισμού των βρόχων. Για παράδειγμα, επί κεκλιμένου εδάφους οι βρόχοι πρέπει να είναι παράλληλοι προς το έδαφος και όχι οριζόντιοι, επειδή βρίσκονται σε διαφορετικά υψόμετρα. Στην περίπτωση αυτή είναι αναγκαίο να γίνουν διορθώσεις των μετρήσεων, διότι δεν μετράται όλη η κατακόρυφη συνιστώσα.

Αρκετά συστήματα οριζοντίων βρόχων λειτουργούν σε περισσότερες της μίας συχνότητες, με σκοπό να διακρίνουν ρηχές ανωμαλίες που μπορεί να αποκρύπτουν καλούς αγωγούς σε μεγαλύτερα βάθη, επιτυγχάνοντας έτσι και κατακόρυφη αποτύπωση της γεωηλεκτρικής δομής. Ένα τέτοιο δημοφιλές σύστημα το APEX MaxMin I-10 χρησιμοποιεί μέχρι 10 συχνότητες.

Τα συστήματα οριζοντίων ομοεπιπέδων βρόχων (ΟΟΕ) μετρούν τον λόγο του κατακορύφου δευτερεύοντος προς το κατακόρυφο πρωτεύον μαγνητικό πεδίο στην θέση του Δέκτη, για τις εν φάσει και εκτός φάσεως συνιστώσες, δηλαδή



Εικόνα 5.33β. Τυπικές ανωμαλίες Slingram υπεράνω κατακορύφων φυλλοειδών αγωγών διαφορετικής ειδικής αγωγιμότητας (πραγματική και φανταστική συνιστώσα). Τροποποιημένη από Telford et al., (1990).

% en vásei =
$$\operatorname{Re}\left\{\frac{H_s^z}{H_z^p}\right\}$$
 kai % ektóc vásewc = $\operatorname{Im}\left\{\frac{H_s^z}{H_z^p}\right\}$.

Οι μετρήσεις αναφέρονται στο μέσο της απόστασης Πομπού - Δέκτη.

Στην Εικόνα 5.33α παρουσιάζονται ανωμαλίες ΟΟΕ υπεράνω κατακορύφων φυλλοειδών αγωγών μεγάλης κατακόρυφης διάστασης. Οι καμπύλες είναι τελείως συμμετρικές (όπως προαναφέρθηκε, εναλλαγή Πομπού και Δέκτη δεν επηρεάζει την μέτρηση και τη μορφή της ανωμαλίας). Διακρίνεται ένας και μόνος αρνητικός λοβός όταν το ανάπτυγμα Πομπού - Δέκτη διέρχεται τον αγωγό, μεγιστοποιούμενος όταν το κέντρο του αναπτύγματος ευρίσκεται ακριβώς υπεράνω του αγωγού (σημείο μέγιστης ζεύξης). Διακρίνονται επίσης δύο μηδενικές τιμές όταν έκαστος βρόχος ευρίσκεται ακριβώς υπεράνω του αγωγού (σημείο μηδενικής ζεύξης) και δύο μικρότεροι θετικοί λοβοί με κορυφές σε απόσταση περίπου 0.7*l* από τον αγωγό, εκατέρωθεν των οποίων η ανωμαλία αποσβένυται προς το μηδέν. Τα πλάτη των τοπικών ακρότατων και συνεπώς η κλίση των καμπυλών, είναι συναρτήσεις του βάθους ταφής του αγωγού. Το μέγιστο βάθος ανιχνεύσιμου αγωγού εξαρτάται από την απόσταση Πομπού - Δέκτη και την ισχύ του Πομπού (που όπως προαναφέραμε θέτει σημαντικούς περιορισμούς).

Στην Εικόνα 5.33β παρουσιάζονται αμφότερες οι εν φάσει και εκτός φάσεως καμπύλες υπεράνω κατακορύφων φυλλοειδών αγωγών και ταυτοχρόνως εξηγείται γιατί οι μέθοδοι διαχωρισμού φάσης επιτρέπουν την διάγνωση της ποιότητας του Στόχου. Όπως είναι προφανές, η εκτός



Εικόνα 5.33γ. Ανωμαλίες Slingram υπεράνω βυθιζόμενων φυλλοειδών αγωγών διαφορετικής κλίσης (πραγματική και φανταστική συνιστώσα).

φάσεως συνιστώσα έχει μεν την ίδια μορφή με την εν φάσει συνιστώσα, αλλά διαφορετικό πλάτος, καθιστάμενη πολύ μεγαλύτερη της εν φάσει συνιστώσας στην περίπτωση κακού αγωγού (καμπύλες 2), ή πολύ μικρότερη σε περίπτωση καλού αγωγού (καμπύλες 1). Από τις Εικόνες 5.33α και 5.33β διαφαίνεται ότι η χρήση της εκτός φάσεως συνιστώσας παρέχει αυξημένη δυνατότητα διευκρίνισης των συγχεομένων επιδράσεων από το βάθος ταφής και ειδική αγωγιμότητα του Στόχου, πράγμα που όπως είδαμε δυσχεραίνει την ερμηνεία των μεθόδων μέτρησης γωνίας κλίσης.

Οι βυθιζόμενοι αγωγοί παράγουν ασύμμετρες ανωμαλίες όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.33γ, αλλ' οι επιδράσεις καθίστανται έντονες μόνο για γωνίες βύθισης μικρότερες των 45°. Ελαττουμένης της γωνίας βύθισης, αυξάνει σημαντικά το πλάτος του αρνητικού (μεσαίου) λοβού της εν φάσει συνιστώσας, ενώ το αρνητικό ακρότατο ολισθαίνει από την κορυφή του Στόχου προς την πλευρά της οροφής, όπως επίσης και τα σημεία μηδενικής ζεύξης (σημεία διάβασης). Το πλάτος του θετικού λοβού προς την πλευρά της οροφής αυξάνει, ενώ αντιστοίχως ελαττώνεται το πλάτος του θετικού λοβού προς το δάπεδο. Εν τέλει, παράγεται εν φάσει ανωμαλία με βαθμίδα απότομη προς την πλευρά της οροφής και ομαλότερη προς την πλευρά του δαπέδου. Η εκτός φάσης συνιστώσα είναι επίσης ασυμμετρική. Το πλάτος του αρνητικού λοβού αυξάνει ελαφρά και η κορυφή του ολισθαίνει προς το δάπεδο, τα σημεία μηδενικής ζεύξης μετατοπίζονται προς



Εικόνα 5.33δ. Τυπική ανωμαλία Slingram υπεράνω οριζοντίου φυλλοειδούς αγωγού (πραγματική και φανταστική συνιστώσα).

την οροφή, αλλά τα σχετικά πλάτη των θετικών λοβών δεν επηρεάζονται σημαντικά. Έτσι, η αποτομότερη βαθμίδα της εκτός φάσεως απόκρισης εντοπίζεται προς την πλευρά του δαπέδου, αντίθετα με την εν φάσει συνιστώσα. Με βάση τα ανωτέρω χαρακτηριστικά αυτά των δύο καμπυλών, είναι δυνατή η διευκρίνιση της διεύθυνσης και διεύθυνσης κλίσης του αγωγού.

Όταν ο Στόχος είναι οριζόντιος, (βλ. Εικόνα 5.33δ), η εν φάσει απόκριση ορίζει δύο ίσους αρνητικούς λοβούς με κορυφές εντοπιζόμενες στο διάστημα $-1 \le x/l \le 1$ και ένα θετικό μέγιστο ακριβώς πάνω από το κέντρο του αγωγού. Η εκτός φάσεως συνιστώσα εμφανίζει τρεις μικρούς αρνητικούς λοβούς, οι δύο ακραίοι εκ των οποίων είναι μετατοπισμένοι προς τα άκρα του αγωγού, σε σχέση με τους αντίστοιχους λοβούς της εν φάσει συνιστώσας. Τα πλάτη αμφοτέρων των συνιστωσών, επηρεάζονται σημαντικότατα από το βάθος ταφής του αγωγού, αλλά και από το εύρος του.

Η κατακόρυφη διάσταση του Στόχου επηρεάζει τις μετρήσεις μόνον όταν είναι μικρή. Εάν η κατακόρυφη διάσταση είναι μεγαλύτερη του 2*l*, όπου *l* το ανάπτυγμα Πομπού - Δέκτη, η μορφή της ανωμαλίας ελάχιστα διαφέρει της αναμενόμενης από φυλλοειδή αγωγό απείρου βάθους. Η μεταβολή του βάθους ταφής επηρεάζει αμφότερες τις εν φάσει και εκτός φάσεως συνιστώσες κατά τον ίδιο τρόπο και ποσοστό.

Η λοξότητα της όδευσης ως προς την παράταξη της γεωλογικής δομής έχει μικρή επίδραση στην μορφή της ανωμαλίας, εκτός και αν η γωνία είναι μικρότερη των 30°. Και στην περίπτωση αυτή όμως, η παραμόρφωση είναι μικρή και συμμετρική, εμφανιζόμενη με σμίκρυνση του αρνητικού λοβού και μεγέθυνση - πλάτυνση των θετικών λοβών.

5.2.2.2. Συστήματα Μικρού Αριθμού Επαγωγής - Αποτύπωση Εδαφικής Αγωγιμότητας.

Μία ειδική κατηγορία πλήρως φορητών συστημάτων κινητής πηγής και δέκτη με ευρύτατες εφαρμογές είναι εκείνα που μετρούν την αγωγιμότητα του εδάφους και ονομάζονται συστήματα μικρού αριθμού επαγωγής. Ως αριθμός επαγωγής ορίζεται ο λόγος

 $\mathbf{B} = l / \delta$

του αναπτύγματος Πομπού - Δέκτη προς το επιδερμικό βάθος. Όταν ισχύει B << 1, ο λόγος του πρωτεύοντος προς το δευτερεύον πεδίο μπορεί να εκφρασθεί ως απλή συνάρτηση της ειδικής αγωγιμότητας του εδάφους,

$$\frac{\mathrm{H}_s}{\mathrm{H}_p} \approx \frac{i}{2} \mathrm{B}^2 = \frac{i\omega\mu_0}{4} l^2 \sigma_a \,.$$

Με άλλα λόγια, η επίδραση της ειδικής αγωγιμότητας του εδάφους περιέχεται στην εκτός φάσεως συνιστώσα, από την οποία μπορεί υπολογισθεί απ' ευθείας μέσω της σχέσης

$$\sigma_a = \frac{4}{\omega \mu_0 l^2} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\mathrm{H}_s}{\mathrm{H}_p} \right\}$$

σε απ' ευθείας ανάγνωση από το κατάλληλα βαθμονομημένο όργανο. Σε γενικές γραμμές, τα γεωαγωγιμόμετρα μετρούν την εν φάσει συνιστώσα ως τις εν φάσει εκπεφρασμένη σε μέρη τοις γιλίοις και την εκτός φάσεως συνιστώσα βαθμολογημένη σε μονάδες φαινόμενης ειδικής αγωγιμότητας (mS/m). Εφιστάται η προσοχή στο γεγονός ότι η μετρούμενη ειδική αγωγιμότητα είναι φαινόμενη και όχι πραγματική, διότι το έδαφος είναι ανομοιογενής σχηματισμός αποτελούμενος από πολλαπλά στρώματα και συγνότατες πλευρικές ασυνέχειες και μεταπτώσεις. Ο θεωρητικός υπολογισμός της φαινόμενης αγωγιμότητας θα περιγραφεί στο επόμενο. Οι συνηθέστερα χρησιμοποιούμενες διατάξεις Πομπού - Δέκτη είναι η Οριζόντια Ομοεπίπεδη (ΟΟΕ) και Κατακόρυφη Ομοεπίπεδη (KOE), οι οποίες ένεκα της διαφορετικής γεωμετρίας, επιτυγχάνουν διαφορετικά βάθη διείσδυσης. Βαθύτεροι στόχοι ανιχνεύονται με ην διαμόρφωση ΟΟΕ, όπου Πομπός και Δέκτης λειτουργούν ως κατακόρυφα μαγνητικά δίπολα. Αντιθέτως, η διαμόρφωση ΚΟΕ περιλαμβάνει μόνο οριζόντια μαγνητικά δίπολα και είναι ευαίσθητη στα επιφανειακότερα χαρακτηριστικά της εδαφικής δομής. Σε γενικές γραμμές, η μικρή απόσταση πομπού-δέκτη έχει συνέπεια το σχετικά μικρό βάθος διασκόπησης (βλ. κατωτέρω). Οι συχνότητες λειτουργίας είναι υψηλές, ώστε ο αριθμός επαγωγής να διατηρείται χαμηλός και να υπάρχει αυξημένη ευαισθησία σε μικρές μεταβολές αγωγιμότητας. Από μετρήσεις της πραγματικής συνιστώσας γίνεται υπολογισμός της μαγνητικής επιδεκτικότητας του εδάφους. Τα ανωτέρω χαρακτηριστικά καθιστούν τα συστήματα αυτά πολύτιμα εργαλεία για εφαρμογές που απαιτούν ταχεία χαρτογράφηση της επιφανειακής αγωγιμότητας με μικρό λειτουργικό κόστος (π.χ. αρχαιομετρία, ανακάλυψη μεταλλικών αντικειμένων, περιβαλλοντικές μελέτες κλπ.).

Τα περισσότερα γεωαγωγιμόμετρα μπορούν να λειτουργήσουν σ' αμφότερες τις διαμορφώσεις ΟΟΕ και ΚΟΕ. Για παράδειγμα, το γεωαγωγιμόμετρο Geonics EM31 (Εικόνα 5.34 άνω) λειτουργεί στη συχνότητα 9.8 kHz, με Πομπό και Δέκτη ομοεπιπέδους και σε σταθερή απόσταση 3 - 3.7 m. Κρατούμενο στην κανονική θέση όπως στην Εικόνα 5.34, οπότε οι βρόχοι είναι οριζόντιοι, το EM31 λειτουργεί ως σύστημα ΟΟΕ. Σε χαμηλούς αριθμούς επαγωγής, (ειδικές αγωγιμότητες της τάξης των 20 mS/m, το βάθος διείσδυσης φθάνει τα 6m. Εάν το όργανο περιστραφεί κατά 90° περί τον μεγάλο άξονά του, οπότε οι βρόχοι γίνονται κατακόρυφοι, το EM31 λειτουργεί ως ΚΟΕ και η διείσδυση περιορίζεται το πολύ στα 3m.

Προκειμένου να επιτευχθεί βαθύτερη διείσδυση χρησιμοποιούνται μεγαλύτερα γεωαγωγιμόμετρα, (μεγαλύτερο ανάπτυγμα, χαμηλότερες συχνότητες), όπως το Geonics EM34 που στην Εικόνα 5.34 παρουσιάζεται σε διαμόρφωση KOE. Οι δύο βρόχοι φέρονται έκαστος από ένα



Εικόνα 5.34. Άνω: Γεωαγωγιμόμετρο Geonics EM31 σε ώρα εργασίας. Κάτω Αριστερά: Γεωαγωγιμόμετρο Geonics EM34 σε διαμόρφωση ΚΟΕ. Κάτω Δεξιά: Γεωαγωγιμόμετρο GSSI GEM-300 σε διαμόρφωση ΟΟΕ.

χειριστή και συνδέονται με εύκαμπτο καλώδιο μέσω του οποίου διαβιβάζεται το σήμα αναφοράς. Οι μετρήσεις γίνονται σε αναπτύγματα 10, 20 ή 40 m και συχνότητες 5.4, 1.6 και 0.4 kHz αντιστοίχως. Σε διαμόρφωση ΟΟΕ επιτυγχάνεται αντίστοιχη μέγιστη διείσδυση 15, 30 και 60 m, ενώ σε διαμόρφωση ΚΟΕ αυτή ελαττώνεται τουλάχιστον κατά το ήμισυ. Όπως και με τα μεγαλύτερα συστήματα οριζοντίων βρόχων, οι μετρήσεις πρέπει να γίνονται με σταθερό ανάπτυγμα λόγω της μεγάλης ευαισθησίας της απόκρισης στην μεταβολή της απόστασης Πομπού - Δέκτη (χονδρικά, 1% σφάλμα στην απόσταση μεταφράζεται σε 3% σφάλμα στην μέτρηση).

Δεδομένου ότι τα συστήματα μικρού αριθμού επαγωγής είναι παραλλαγή των συστημάτων τύπου Slingram, η μορφή των προκυπτουσών ανωμαλιών ειδικής αγωγιμότητας και η ερμηνεία τους χωρεί κατά τα αναπτυχθέντα στο Εδάφιο 5.2.2.1, αλλά με προσαρμογή στα (μικρότερα) σχετικά μεγέθη των χρησιμοποιουμένων αναπτυγμάτων, διασκοπούμενων στόχων και μηκών κύματος των εκπεμπομένων συχνοτήτων. Ένα παράδειγμα δίδεται στην Εικόνα 5.35, όπου παρουσιάζεται ανωμαλία φαινόμενης αγωγιμότητας μετρηθείσα με όργανο Geonics EM31 (βλέπε κατωτέρω), υπεράνω μεταλλικού σωλήνα διαμέτρου 10cm, θαμμένου σε βάθος 1 m. Η ανωμαλία παρουσιάζει δύο θετικές κορυφές, περιβάλλουσες ένα μεγάλο αρνητικό κεντρικό λοβό. Η απόσταση μεταξύ των θετικών κορυφών είναι συνάρτηση του αναπτύγματος Πομπού - Δέκτη και ο σωλήνας ευρίσκεται ακριβώς κάτω από το αρνητικό ακρότατο του κεντρικού λοβού.



Εικόνα 5.35. Ανωμαλία φαινόμενης αγωγιμότητας, μετρηθείσα με όργανο Geonics EM31 υπεράνω μεταλλικού σωλήνα διαμέτρου 10cm, θαμμένου σε βάθος 1m.



Εικόνα 5.36. Αριστερά: Κατακόρυφος αγωγός εντός αντιστατικού ξενιστή, υποκείμενος λεπτού αγωγίμου επιφανειακού μανδύα. Δεξιά: Η διαμόρφωση ΟΟΕ είναι σχετικά ανεπηρέαστη από τον μανδύα και ανιχνεύει τον αγωγό. Αντιθέτως, η διαμόρφωση ΚΟΕ αδυνατεί να διαπεράσει τον μανδύα, τον οποίο και μόνο ανιχνεύει.

Σημειώνεται επίσης ότι η μορφή της ανωμαλίας εξαρτάται και από την διαμόρφωση της μετρητικής διάταξης, αφού όπως ήδη αναφέραμε, η διαμόρφωση ΚΟΕ (οριζόντια μαγνητικά δίπολα) είναι ευαίσθητη στα πλέον επιφανειακά χαρακτηριστικά της ηλεκτρικής δομής, ενώ η ΟΟΕ (κατακόρυφα δίπολα) στα σχετικά βαθύτερα στρώματα. Στο σκαρίφημα της Εικόνας 5.36, ο Στόχος αποτελεί κατακόρυφο αγωγό σε αντιστατικό ξενιστή, θαμμένο κάτω από αγώγιμο μανδύα, ο οποίος είναι σχετικά διαφανής στην διαμόρφωση ΟΟΕ που ανιχνεύει τον αγωγό, αλλά αδιαφανής στην διαμόρφωση ΚΟΕ που 'βλέπει' μόνο τον μανδύα.



Εικόνα 5.37. Χαρακτηριστικό παράδειγμα λεπτομερούς διασκόπησης εδαφικής αγωγιμότητας με όργανο EM31. Πηγή: Geo-services International (UK) Ltd.

Σε γενικές γραμμές, οι ανωμαλίες των ρηχών αγωγών εμφανίζονται αρκετά περίπλοκες, συνήθως λόγω της εξάρτησής της μορφής τους από την διεύθυνση της όδευσης, η οποία επηρεάζει την ζεύξη Πρωτεύοντος – Στόχου. Οι γραμμικοί αγωγοί (σωλήνες, ρήγματα κ.ά.), συνήθως εμφανίζονται ως επιμήκεις ράχες ή κοιλίες, περιστοιχιζόμενες από δύο ράχες μικρότερου πλάτους, αναλόγως του αν ο άξονας Πομπού – Δέκτη προσανατολίζεται παράλληλα, ή κάθετα προς την παράταξη του αγωγού αντιστοίχως (βλ. Εικόνα 5.35). Οι πλατείς οριζόντιοι αγωγοί δίδουν συνήθως ενδείξεις αρνητικού προσήμου, λόγω φαινομένων κορεσμού. Η Εικόνα 5.37 παρουσιάζει αποτελέσματα λεπτομερούς διασκόπησης ΕΜ31 πάνω από αποστραγγισμένο μικρό τεχνητό ταμιευτήρα που παρουσίαζε διαρροές. Η διασκόπηση έγινε ακριβώς επάνω από την αδιάβροχη πλαστική μεμβράνη που εκάλυπτε τον πυθμένα. Η ΒΔ-ΝΑ γραμμική μορφή έχει δομή μικρής ράχης – μεγάλης κοιλίας – μικρής ράχης και αντιπροσωπεύει επιμήκη εσοχή του αδιάβροχου καλύμματος του πυθμένα.⁹⁸ Η εσοχή αυτή διέρχεται μέσω μερικών ανωμαλιών κυκλικής μορφής, οι οποίες ερμηνεύονται ως καταβόθρες.

⁹⁸ Φαντασθείτε ότι παρατηρείτε πολλές παράλληλες ανωμαλίες του τύπου της Εικόνας 7.30 από επάνω.

5.3 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ

5.3.1 Εντοπισμός θραυσιγενών ζωνών και υδροδιαπερατών σχηματισμών.⁹⁹

Η γνώση περί της θέσης και γεωμετρίας ζωνών διάρρηξης (θραυσιγενών) έχει βαρύνουσα σημασία για την μελέτη, παρακολούθηση και προσομοίωση της ροής υπογείων υδάτων και της δι' αυτής μεταφοράς μολυντών. Πληροφορίες αυτού του είδους τυγχάνουν ευρέων εφαρμογών σε υδρολογικές, υδρογεωλογικές και περιβαλλοντικές μελέτες και προβλήματα και φυσικά, μπορούν να αποληφθούν με γεωφυσικές μεθόδους. Οι γεωφυσικές μέθοδοι εφαρμόζονται με ταχύτητα και χαμηλό κόστος, είτε σε συνδυασμό με γεωλογικές, υδρολογικές και γεωτρητικές μελέτες, ή και ανεξάρτητα.

Στο παρόν περιγράφεται η εφαρμογή πέντε διαφορετικών γεωφυσικών μεθόδων, προκειμένου να προσδιορισθεί η θέση κεκορεσμένων θραυσιγενών ζωνών εντός κρυσταλλικού ξενιστή. Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκαν διδιάστατη ηλεκτρική οριζοντιογραφία (με διατάξεις Schlumberger, δίπολο-δίπολο και σταυρωτή-τετραγωνική), δύο τεχνικές γεω-αγωγιμομετρίας (EM-34 και Slingram) και η μέθοδος VLF, προκειμένου να ανιχνεύσουν ζώνες χαμηλής αγωγιμότητας, ενδεικτικές της ύπαρξης υδραυλικά διαπερατών ζωνών διάρρηξης. Αξιόπιστος εντοπισμός τέτοιων δομών κατέστη δυνατός με σύγκριση και συναξιολόγηση των αποτελεσμάτων όλων των μεθόδων, πράγμα που επέτρεψε την αναγνώριση και απαλοιφή όποιων ψευδοφανών



Εικόνα 5.38. Η θέση της μελέτης στο Mirror Lake, Grafton County, New Hampshire, ΗΠΑ.

⁹⁹ Διασκευή και μετάφραση από τους C.J. Powers, Kamini Singha and F. Peter Haeni, «Integration of Surface Geophysical Methods for Fracture Detection in Bedrock at Mirror Lake, New Hampshire», Proceedings, USGS Toxic Substances Hydrology Meeting, Charleston, SC, March 8-12, 1999. U.S. Geological Survey, Storrs, CT; U.S. G. S., Office of Ground Water, Branch of Geophysics, URL: <u>http://water.usgs.gov/ogw/bgas/index.html</u>.



Εικόνα 5.39. Τα αποτελέσματα της διδιάστατης ηλεκτρικής τομογραφικής αντιστροφής κατά μήκος των Γραμμών 1 και 2, στο Mirror Lake, New Hampshire, ΗΠΑ. Τα άνω τομογραφήματα προκύπτουν από την διάταξη διπόλου-διπόλου και τα κάτω από την διάταξη Schulmberger.

ανωμαλιών αγωγιμότητας ήθελαν να εμφανισθούν.

Η μελέτη έλαβε χώρα στην Θέση Ερευνών Διερρηγμένων Πετρωμάτων (Fractured Rock Field Research Site) του USGS, και συγκεκριμένα στην κοιλάδα Hubbard Brook, Grafton County, New Hampshire, ΗΠΑ, περί το 1 km δυτικά του Mirror Lake (Εικόνα 5.38). Στην θέση αυτή υπάρχουν παγετωνικές αποθέσεις πάχους 3-6 m, οι οποίες καλύπτουν κρυσταλλικό υπόβαθρο πέτρωμα και καλύπτονται από πολύ λεπτό στρώμα (0.2 m) εδάφους, πλούσιου σε οργανικές ύλες. Το οργανικό στρώμα επίσης φέρει διάσπαρτες μικρές κοιλότητες, βιογενούς πιθανότατα προέλευσης.

Γεωφυσικά δεδομένα συνελέγησαν κατά μήκος δύο παραλλήλων γραμμών μήκους 200 m, προσανατολισμού B43°Δ και μεταξύ τους απόστασης 20 m. Η μέση τοπογραφική κλίση κατά μήκος των δύο γραμμών είναι 8° προς NA. Οι δύο γραμμές τοποθετήθηκαν έτσι, ώστε να τέμνουν τον μεγαλύτερο δυνατό αριθμό γεωλογικών γραμμικών μορφών, που έχουν παρατηρηθεί σε αεροφωτογραφίες χαμηλού ύψους και στην ύπαιθρο¹⁰⁰. Σημειωτέον επίσης ότι τα πρώτα 140 m της Γραμμής 1 βρίσκονται από 10 ώς 40 m BA του χείλους της χαράδρας του Hubbard Brook, στα πρανή της οποίας παρατηρούνται θέσεις κατακερματισμού, έντονης αποσάθρωσης και διαφορικής διάβρωσης, οι οποίες πιθανότατα μαρτυρούν την θέση κάποιων σημαντικών θραυσιγενών ζωνών.

5.3.1.1. Διδιάστατη ηλεκτρική (dc) οριζοντιογραφία / τομογραφία

Όπως προαναφέρθηκε, στην παρούσα εφαρμόσθηκαν οι διατάξεις διπόλου-διπόλου (που προσφέρει καλύτερη οριζόντια διακριτική ικανότητα) και Schlumberger (που διαθέτει καλύτερη διεισδυτική ικανότητα). Αμφότερες οι διατάξεις εφαρμόσθηκαν σε κάθε μία από τις Γραμμές 1 και 2, επί οδεύσεων (profiles), μήκους 275 m (οι μετρήσεις προεξετάθησαν περί τα 35 m πέραν εκάστου άκρου των δύο Γραμμών Διασκόπησης, ώστε να εξασφαλιστούν πλήρη δεδομένα για όλο το μήκος των 200 m εκάστης Γραμμής). Τα δεδομένα φαινόμενης ειδικής αντίστασης υπε-

¹⁰⁰ Clark, S.F., Jr., Ferguson, E.W., Short, H.A., Marcoux, G.J., and Moore, R.B., 1999, Lineament map area 9 of New Hampshire bedrock aquifer assessment, north-central New Hampshire: U.S. Geological Survey Open-File Report 99-63, scale: 1:48000.



Εικόνα 5.40. Αριστερά: Σχηματική παράσταση τετραγωνικής διάταξης. Δεξιά: Όδευση σταυρωτήςτετραγωνικής διάταξης.

βλήθησαν σε τομογραφική αντιστροφή¹⁰¹, από την οποία προέκυψαν προσομοιώματα την υπόγειας κατανομής αγωγιμότητας που βέλτιστα αναπαριστούν την πραγματική γεωηλεκτρική δομή κατά μήκος των δύο Γραμμών Διασκόπησης και παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.39. Σ' αυτά παρατηρούνται γραμμικές ζώνες σχετικά υψηλής αγωγιμότητας, συνεχείς συναρτήσει του βάθους, οι οποίες ερμηνεύονται ως κεκορεσμένες θραυσιγενείς ζώνες. Το κρυσταλλικό υπόβαθρο εμφανίζεται με μέση ειδική αντίσταση 3.000 και 4.000 Ωm κατά μήκος των Γραμμών 1 και 2 αντίστοιχα. Εντός του υποβάθρου υπάρχουν αρκετές γραμμικές μορφές σχετικά χαμηλής αντίστασης (περί τα 400 Ωm), οι οποίες πιστεύεται ότι οφείλονται σε θραυσιγενείς ζώνες και εφεξής θα αποκαλούνται "ανωμαλίες". Στην Γραμμή 1 διακρίνεται μία ευμεγέθης ανωμαλία με κλίση προς ΝΑ από τα 40 προς τα 30 m, μία κατακόρυφη γραμμική ανωμαλία από τα 40 ως τα 55 m, μία κεκλιμένη γραμμική ανωμαλία από τα 60 μέχρι τα 100 m και μία ακόμη κεκλιμένη ανωμαλία από τα 140 μέχρι τα 190 m. Η Γραμμή 2 εμφανίζει κατακόρυφες κεκλιμένες ανωμαλίες από τα 0-30 m και από τα 55-70 70 m, μία υπο-οριζόντια γραμμική ανωμαλία από τα 80 μέχρι τα 135 m και μία υποκατακόρυφη ανωμαλία από τα 155 μέχρι τα 175 m.

5.3.1.2. Σταυρωτή-τετραγωνική ηλεκτρική οριζοντιογραφία

Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιεί ηλεκτρόδια διατεταγμένα σε δύο τετράγωνα με ίσες πλευρές α, περιεστραμμένα κατά 45° γύρω από ένα κεντρικό σημείο που ορίζεται ως «θέση μέτρησης» (Εικόνα 5.40, αριστερά). Μετρήσεις φαινόμενης ειδικής αντίσταση γίνονται κατά μήκος των πλευρών εκάστου τετραγώνου και κατά τις διαγωνίους του. Σε μονοδιάστατο (στρωματοειδές) μέσο ισχύει

 $\rho_{\gamma} = \rho_{\alpha} - \rho_{\beta},$

όπου ρ_γ είναι η ειδική αντίσταση μεταξύ C1 και P2, ρ_α είναι η ειδική αντίσταση μεταξύ C1 και P1 και ρ_β είναι η ειδική αντίσταση μεταξύ C1 και C2. Η σταυρωτή-τετραγωνική ηλεκτρική οριζοντιογραφία γίνεται με μετρήσεις κατά μήκος μίας σειράς σταυρωτών (αλληλοεπικαλυπτόμενων) τετραγώνων, όπως φαίνεται στην Εικόνα 5.40 δεξιά. Τα δεδομένα μίας τέτοιας διάταξης προσφέρουν πληροφορία για την αζιμουθιακή κατανομή της ειδικής αντίστασης σε κάθε θέση μέτρησης κατά μήκος της όδευσης (συναρτήσει της διεύθυνσης, ανά 45°). Από αυτά υπολογίζεται η μέση φαινόμενη ειδική αντίσταση και το μέγεθος της φαινόμενης ανισοτροπίας σε κάθε

¹⁰¹ deGroot-Hedlin, C. and Constable, S., 1990, Occam's inversion to generate smooth, two-dimensional models from magnetotelluric data: Geophysics, 55, 1613-1624. Sasaki, Y., 1992, Resolution of resistivity tomography inferred from numerical simulation: Geophysical Prospecting, 40, 453-464.



Εικόνα 5.41. Αποτελέσματα της σταυρωτής-τετραγωνικής οριζοντιογραφίας στο Mirror Lake, New Hampshire, ΗΠΑ.

θέση μέτρησης. Το μέγεθος της ανισοτροπίας χρησιμεύει επίσης για υπολογισμό του δευτερογενούς πορώδους του πετρώματος. Χαμηλές τιμές μέσης αντίστασης και υψηλές τιμές πορώδους μπορεί να σημαίνουν την ύπαρξη υδραυλικά διαπερατών θραυσιγενών ζωνών.

Μετρήσεις ελήφθησαν μόνο κατά μήκος της Γραμμής 1, σε θέσεις ισαπέχουσες μεταξύ τους απόσταση 10 m, με πλευρά τετραγώνου 10 m και το πρώτο τετράγωνο (θέση) κεντραρισμένο στα 5 m από την αρχή της Γραμμής. Η μέση φαινόμενη ειδική αντίσταση για κάθε θέση μέτρησης είναι αζιμουθιακά αμετάβλητη, δηλ. ανεξάρτητη από τυχούσες ανισοτροπικές ιδιότητες του μέσου και υπολογίζεται από την σχέση¹⁰²:

$\rho_{\rm m} = (\rho_{\alpha 1} \cdot \rho_{\alpha 2} \cdot \rho_{\alpha 3} \cdot \rho_{\alpha 4})^{1/4}$

όπου ρ_m είναι ο γεωμετρικός μέσος όρος, ρ_{α1} είναι η ειδική αντίσταση παράλληλα στην Γραμμή 1, ρ_{α2} η ειδική αντίσταση σε γωνία 45° ως προς την Γραμμή 1, ρ_{α3} είναι η ειδική αντίσταση κάθετα στην Γραμμή 1 και ρ_{α4} είναι η ειδική αντίσταση σε γωνία 135° ως προς την Γραμμή 1. Το πορώδες υπολογίσθηκε από την φαινόμενη ανισοτροπία της ειδικής αντίστασης,¹⁰³ θεωρώντας ότι αυτή είναι αποκλειστικά θραυσιγενής (δευτερογενής) και δεν οφείλεται στην φύση (π.χ. σχιστότητα, ετερογένεια) του μητρικού πετρώματος. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.41. Κατά μήκος της Γραμμής 1, χαμηλές μέσες αντιστάσεις εντοπίζονται στα 5 m, 45 - 55 m, και πιθανόν στα 155 m. Αυξημένο δευτερογενές πορώδες εντοπίζεται στα 5 m, 45 m και 175 m. Όπως προαναφέρθηκε, χαμηλές τιμές μέσης αντίστασης και υψηλές τιμές πορώδους μπορεί να σημαίνουν την ύπαρξη υδραυλικά διαπερατών θραυσιγενών ζωνών.

5.3.1.3. Γεω-αγωγιμομετρία.

Στην παρούσα μελέτη χρησιμοποιήθηκαν δύο τύποι αγωγιμομέτρων: ένα Geonics EM34 σε διαμόρφωση ΟΟΒ και ένα όργανο ABEM Slingram.

¹⁰² Bλ. Habberjam, G.M., 1972, The effects of anisotropy on square array resistivity measurements: Geophysical Prospecting, 20, 249-266.

¹⁰³ Σύμφωνα με τον Habberjam, G.M., 1975, Apparent resistivity, anisotropy, and strike measurements, Geophysical Prospecting, 23, 211-247.



Εικόνα 5.42. Αποτελέσματα της διασκόπησης ΕΜ-34 στο Mirror Lake, New Hampshire, ΗΠΑ.

Υπενθυμίζεται ότι η διαμόρφωση OOB του EM34 είναι πλέον ευαίσθητη σε βάθη 0,45 φορές το ανάπτυγμα πομπού-δέκτη και μπορεί να διεισδύσει σε βάθη μέχρι 1,5 φορές την απόσταση αυτή. Μετρήσεις ελήφθησαν ανά 2,5 m κατά μήκος αμφοτέρων των Γραμμών 1 και 2, με σταθερό ανάπτυγμα πομπού-δέκτη 20m και παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.42. Με αυτή την διαμόρφωση του συστήματος (ισαπόσταση 2,5 m και ανάπτυγμα 20 m), οι πιθανές φυσικές ανωμαλίες θα πρέπει να εμφανίζονται σε τουλάχιστον οκτώ, και ίσως περισσότερα γειτονικά σημεία μετρήσεων. Τέτοιου είδους ανωμαλίες υπάρχουν σε αποστάσεις 5, 55, 135 και 170 m επί της Γραμμής 1 και 15, 60 και πιθανόν 155 m επί της Γραμμής 2.

Η μέθοδος Slingram χρησιμοποιήθηκε παρομοίως, με τα πηνία πομπού και δέκτη οριζόντια ομοεπίπεδα και σταθερό ανάπτυγμα 40 m (το βέλτιστο βάθος διείσδυσης του Slingram είναι περί τις 0,75 φορές το ανάπτυγμα πομπού-δέκτη). Μετρήσεις ελήφθησαν ανά 2,5 m και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.43. Υπενθυμίζεται ότι το Slingram μετρά % ποσοστό της έντασης του πρωτεύοντος πεδίου, η οποία είναι απ' ευθείας ανάλογη προς την φαινόμενη αγωγιμότητα. Ανωμαλίες ανιχνεύθηκαν στα 15, 55, και 145 m επί της Γραμμής 1, και στα 10, 60 και 160 m επί της Γραμμής 2.

5.3.1.4. Μέθοδος VLF

Η μέθοδος VLF εφαρμόσθηκε με δύο τρόπους: κλασσικές μετρήσεις γωνίας κλίσης (VLF-T) και μετρήσεις ειδικής αντίστασης (VLF-R). Υπενθυμίζεται ότι για σωστή εφαρμογή της μεθό-



Εικόνα 5.43. Αποτελέσματα Slingram από το Mirror Lake, New Hampshire, ΗΠΑ.



Εικόνα 5.44. Αποτελέσματα VLF από το Mirror Lake, New Hampshire, ΗΠΑ. Σημειώσατε ότι οι μετρήσεις φαινόμενης ειδικής αντίστασης (VLF-R, δεξιά) έχουν αντιστραφεί σε φαινόμενη ειδική αγωγιμότητα για καλύτερη απεικόνιση των ανωμαλιών.

δου VLF, πομπός οφείλει να ευθυγραμμίζεται με το στόχο, ώστε το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο να είναι κάθετο προς αυτόν και να ισχύουν συνθήκες επαγωγής κατά τον EH τρόπο. Ο πομπός VLF του Cutler, Maine (24 kHz) ήταν ο μόνος που εξέπεμπε σήμα αρκετά ισχυρό, ώστε να είναι χρήσιμο στην περιοχή μελέτης. Στην θέση Hubbard Brook, το αζιμούθιο του πομπού Cutler, Maine είναι περίπου 80° και αποκλίνει λιγότερο των 30° από την αναμενόμενη παράταξη των ανιχνευτέων θραυσιγενών ζωνών. Η γεωμετρία αυτή επαρκεί για προσεγγιστική εκτίμηση της EH φαινόμενης ειδικής αντίστασης, αλλά είναι μάλλον οριακή για μετρήσεις γωνίας κλίσης, πράγμα που απαιτεί αυξημένη προσοχή στην μέτρηση και την ερμηνεία. Δεδομένου ότι η ελάχιστη πραγματική ειδική αντίσταση είναι της τάξης των 400 Ωm (όπως προκύπτει από την ερμηνεία των ηλεκτρικών διασκοπήσεων) και της συχνότητας του πομπού, το βάθος διείσδυσης του πεδίου VLF στην περιοχή μετρήσεων αναμένεται να είναι μεγαλύτερο των 65 μέτρων.

Μετρήσεις ελήφθησαν ανά 2,5 m κατά μήκος αμφοτέρων των Γραμμών και στις μετρήσεις VLF-R χρησιμοποιήθηκε σταθερό ανάπτυγμα ηλεκτροδίων 10 m. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.44. Ανωμαλίες γωνίας κλίσης ανιχνεύονται στα 50 m και πιθανόν στα 20 m κατά μήκος της Γραμμής 1, καθώς και στα 60 m και πιθανόν στα 20 m κατά μήκος της Γραμμής 1, καθώς και στα 60 m και πιθανόν στα 20 m κατά μήκος της Γραμμής 1 στα 80 και, πιθανόν στα 135 m κατά μήκος της Γραμμής 2 στα and 15, 60 και 100 m, όπου επίσης παρατηρείται μία σχετικά αγώγιμη ζώνη στα 140 - 190 m.

5.3.1.5. Συναξιολόγηση αποτελεσμάτων και ολοκλήρωση της ερμηνείας.

Η σύγκριση και συναξιολόγηση των αποτελεσμάτων όλων των εφαρμοσθεισών γεωφυσικών μεθόδων, οδηγεί στην ερμηνεία της Εικόνα 5.45. Σ' αυτήν εμφανίζονται δύο περιοχές ανώμαλης



Εικόνα 5.45. Ερμηνευμένες τομές κατά μήκος των Γραμμών 1 και 2, στο Mirror Lake, New Hampshire, ΗΠΑ.

(χαμηλής) ειδικής αντίστασης που αποκαλούνται Θραυσιγενής Ζώνη 1 (Fracture Zone 1) και Θραυσιγενής Ζώνη 2 (Fracture Zone 2) και ανιχνεύονται με όλες τις μεθόδους στις αποστάσεις 0-20 m και 45-55 m επί της Γραμμής 1, και 0-25 m και 55-65 m επί της Γραμμής 2.Αυτές είναι ενδεικτικές της παρουσίας πραγματικών θραυσιγενών ζωνών. Αρκετές άλλες ανωμαλίες που παρατηρούνται με μία ή δύο μεθόδους κατά μήκος των δύο Γραμμών δεν λαμβάνονται υπ' όψη, είτε διότι δεν υπάρχει καθαρή συσχέτιση ανωμαλιών μεταξύ διαφορετικών μεθόδων, είτε διότι δεν υπάρχει καθαρή συσχέτιση ανωμαλιών μεταξύ των δύο Γραμμών.

Η Θραυσιγενής Ζώνη 1 εντοπίζεται από 0 μέχρι 20 m στην Γραμμή 1 και από 0 μέχρι 25 m στην Γραμή 2. Έχει παράταξη (αζιμούθιο) περίπου 45° και ανιχνεύεται με όλες τις μεθόδους. Η ηλεκτρική τομογραφία φανερώνει ότι η Ζώνη αυτή έχει μάλλον ακανόνιστο σχήμα και πιθανότατα απαρτίζεται από συμβολή περισσοτέρων της μίας πραγματικών ρηξιγενών δομών. Στην Γραμμή 1, η μορφολογία της Ζώνης 1 υποδεικνύει την ύπαρξη δύο ρηξιγενών δομών, η μία εκ των οποίων κλίνει 21° προς ΝΑ και η άλλη είναι περίπου κατακόρυφη. Στην Γραμμή 2, η ανωμαλία που χαρακτηρίζει την Ζώνη 1 είναι περίπου κατακόρυφη και συσχετίζεται άμεσα με την αντίστοιχη κατακόρυφη ζώνη της Γραμμής 1.

Η Θραυσιγενής Ζώνη 2 εντοπίζεται στα 45-55 m επί της Γραμμής 1 και στα 55-65 m επί της Γραμμής 2, με αζιμούθιο 17°. Είναι περίπου κατακόρυφη, δίδει τις πλέον έντονες ανωμαλίες και ανιχνεύεται από όλες τι μεθόδους. Γεωλογικές παρατηρήσεις επί των πρανών τοιχωμάτων της χαράδρας του Hubbard Brook αποκαλύπτουν την ύπαρξη πραγματικής υποκατακόρυφης ρηξιγενούς δομής πλάτους 5-6 m και αζιμουθίου 34°±10°, αποτελούμενης από κατακερματισμένο σχιστόλιθο με λεπτή επίστρωση σιδηρούχου ιζήματος. Η πραγματική αυτή ζώνη προβάλλεται στα 45-50 m επί της Γραμμής 1 και στα 46-56 m επί της Γραμμής 2, ακριβώς επάνω στην θέση της ερμηνευμένης Θραυσιγενούς Ζώνης 2.

Μία ομάδα ανωμαλιών ερμηνευόμενη ως πιθανή θραυσιγενής ζώνη, εντοπίζεται από όλες τις μεθόδους στην Γραμμή 1, από τα 135 - 170 m και από τις περισσότερες μεθόδους στην Γραμμή 2, από τα 160 - 170 m. Το εύρος της ανώμαλης ζώνης επί της Γραμμής 1 είναι σχετικά μεγάλο και οι ανωμαλίες έχουν μικρό πλάτος, σε αντίθεση με τα παρατηρούμενα επί της Γραμμής 2. Στην Γραμμή 1, τα φαινόμενα αυτά μπορεί να προκαλούνται από τοπική αύξηση του πάχους των παγετωνικών αποθέσεων, ή από ελάττωση του πλάτους της ρηξιγενούς δομής, ή από την ύπαρξη πολλαπλών συγχεομένων ανωμαλιών, ή, τέλος, από συνδυασμό των ανωτέρω. Εν πάσει περιπτώσει, μία πιθανή ρηξιγενής δομή που παρατηρείται στα πρανή της χαράδρας Hubbard Brook, προβάλλεται επί της Γραμμής 1 στα 145 - 150 m, και επί της Γραμμής 2 στα 150 - 160 m, θέσεις συμβατές με την ομαδοποίηση των γεωφυσικών ανωμαλιών. Επιπλέον, μία φωτογεωλογική ευθυγράμμιση που παρατηρείται σε αεροφωτογραφίες χαμηλού ύψους προβάλλεται στα περίπου ίδια σημεία επί των Γραμμών Διασκόπησης και πιθανόν να συσχετίζεται με την Ζώνη αυτή.

Η ηλεκτρική τομογραφία δείχνει ότι η ειδική αντίσταση των θραυσιγενών ζωνών είναι της τάξης των 400 Ωm, ενώ αυτή του ξενιστή (μητρικού πετρώματος) είναι 3,000 - 4,000 Ωm. Θεωρώντας ότι η ειδική αντίσταση του πορικού ρευστού είναι 3,3 Ωm, και με βάση τον νόμο του Archie και τα αποτελέσματα της σταυρωτής-τετραγωνικής διάταξης, υπολογίζεται ότι το πορώδες των θραυσιγενών ζωνών είναι της τάξης 1,6% -1,9 % και ο παράγων συνεκτικότητας (δηλ. ο εκθέτης m), είναι της τάξης 1,17 - 1,22 (το πορώδες θεωρείται κεκορεσμένο). Το σχετικά υψηλό δευτερογενές πορώδες πιθανότατα δείχνει ότι οι θραυσιγενείς ζώνες περιέχουν έντονα κατακερματισμένο υλικό (τρίμμα), πράγμα που άλλωστε πιστοποιείται και από τις παρατηρήσεις επί των πρανών της παρακείμενης χαράδρας Hubbard Brook.
6. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ ΠΗ-ΓΗΣ – ΠΕΔΙΟΥ ΧΡΟΝΟΥ (ΤΕΜ/ΤDEM)

6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

6.1.1. Ιστορική αναδρομή

Η ηλεκτρομαγνητική μέθοδος παροδικών πεδίων (TEM¹⁰⁴ ή TDEM¹⁰⁵) αρχικά είχε σχεδιαστεί για μεταλλευτικές έρευνες, με το πρώτο αναλογικό όργανο (σύστημα) μετρήσεων να έχει αναπτυχθεί από την Newmont Exploration Ltd. το 1962 (Newmont EMP) και να έχει εφαρμοσθεί με επιτυχία στη Κύπρο το 1964. Παράλληλα, ανεξάρτητη έρευνα στην τότε Σοβιετική Ένωση οδήγησε στην ανάπτυξη των τεχνικών TEM και την παρουσίαση της ιδιαίτερα ελκυστικής μετρητικής τεχνικής απλού βρόχου (βλ. κατωτέρω) και του επίσης αναλογικού οργάνου MPPO-1 to 1960.

Εκείνη την εποχή μόνο ποιοτικές ερμηνείες ήταν δυνατές, οι οποίες όμως μπορούσαν να δώσουν στιβαρές ενδεικτικές πληροφορίες στους ερευνητές. Μετά τα μέσα της δεκαετίας '70 η μέθοδος TEM γνώρισε ιδιαίτερη ανάπτυξη, κυρίως λόγω της ραγδαίας ανάπτυξης της ηλεκτρονικής και της εξέλιξης και διάδοσης των ηλεκτρονικών υπολογιστών, δεδομένου ότι όχι μόνον οι μετρήσεις απαιτούν εξελιγμένα ηλεκτρονικά, αλλά και η ερμηνεία των δεδομένων είναι 50-100 φορές πιο απαιτητική, από υπολογιστική άποψη, σε σχέση με τις μεθόδους πεδίου συχνότητας και σταθερού ρεύματος.¹⁰⁶ Έτσι, εμφανίζονται τα συστήματα PEM της εταιρείας Crone (1972), UTEM του Πανεπιστημίου του Τορόντο (1972) και EM-37 της Geonics (1980), καθώς και αεροφερόμενα συστήματα από την Σοβιετική ένωση (1978) και την Questor (INPUT, 1982). Ιδιαίτερη ώθηση στην μέθοδο TEM δόθηκε με την εισαγωγή του συστήματος SIROTEM από το Αυστραλιανό CSIRO (1977), το οποίο υπήρξε και το πρώτο πλήρως ψηφιακό όργανο, εξ' ολοκλήρου ελεγχόμενο με από μικροεπεξεργαστές.

Η Αυστραλιανή συμβολή αξίζει ιδιαίτερης μνείας, διότι μέχρι τότε η μεταλλευτική έρευνα βασιζόταν κυρίως σε ΗΜΕΠ πεδίου συχνότητας, κυρίως επειδή αυτές ήταν πολύ ευαίσθητες στις χαμηλές αντιστάσεις των μεταλλευμάτων που φιλοξενούνταν σε ιδιαιτέρα αντιστατικό μητρικό πέτρωμα (>10⁵Ωm). Τέτοιες συνθήκες ήταν τυπικές στην Βόρεια Αμερική. Στην Αυστραλία όμως μεγάλες εκτάσεις καλύπτονται από παχύ στρώμα ρυόλιθου (>100m) χαμηλής αντίστασης. Οι μέθοδοι πεδίου συχνότητας αντιμετώπιζαν δυσκολίες να διαπεράσουν το στρώμα λόγω της αντίστασης του. Το γεγονός αυτό ώθησε την ανάπτυξη της μεθόδου ΤΕΜ και του συστήματος SIROTEM, παρά τις όποιες δυσκολίες.

¹⁰⁴ TEM = Transient (field) ElectroMagnetics.

¹⁰⁵ TDEM = Time Domain ElectroMagnetics

¹⁰⁶ Για να καταστούν σαφέστερες οι τεχνολογικές απαιτήσεις, σημειώσατε ότι οι μέθοδοι ΤΕΜ μετρούν το πλάτος του δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου συναρτήσει του χρόνου και *απουσία* του πρωτεύοντος. Δεδομένου όμως ότι το πεδίο αποσβένεται ταχύτατα, κατά την διάρκεια των μετρήσεων – που συνήθως διαρκούν το πολύ μέχρι 10^{-2} s – το πλάτος του δευτερεύοντος ελαττώνεται κατά αρκετές λογαριθμικές δεκάδες. Με άλλα λόγια, το μετρούμενο σήμα έχει μεγάλο δυναμικό εύρος, τυπικά μεταβαλλόμενο κατά παράγοντες ~10⁶ μέσα σε χρόνους της τάξης 10^{-5} – 10^{-3} s. Επιπλέον, τα χαρακτηριστικά του σήματος δεν επιτρέπουν άμεση εφαρμογή φίλτρων καταστολής του περιβάλλοντος ηλεκτρομαγνητικού θορύβου και το πρόβλημα λύνεται με πολλαπλή επανάληψη και σώρευση (stacking) των μετρήσεων (βλ. §6.6.2).



Εικόνα 6.1. Η πτώση του ηλεκτρικού ρεύματος από την αρχική τιμή Ι₀ προς την τιμή 0 γίνεται εκθετικά.

Από τα μέσα της δεκαετίας '80 δόθηκε έμφαση στην ανάπτυξη ικανότερων συστημάτων και τεχνικών ανάλυσης και ερμηνείας δεδομένων και μετά το 1988 όλοι οι κατασκευαστές, παραδοσιακοί και νεότεροι, προσφέρουν πλήρως ψηφιακά και ολοένα ευχρηστότερα και αποτελεσματικότερα όργανα και λογισμικό. Τις τελευταίες δύο δεκαετίες η μέθοδος TEM έχει γίνει ιδιαίτερα δημοφιλής και αποτελεσματική για υδρογεωλογικές, περιβαλλοντικές και τεχνικογεωλογικές εφαρμογές και γενικότερα στην γεωλογική χαρτογράφηση. Σημαντικό στοιχείο για την χρησιμοποίηση της TEM μεθόδου σε υδρογεωλογικές μελέτες είναι η απαίτηση πρόκτησης ακριβών δεδομένων με υψηλή χωρική πυκνότητα. Η ακρίβεια θα πρέπει να προέρχεται τόσο από το όργανο μέτρησης, όσο και από την μεθοδολογία επεξεργασίας των δεδομένων και τον ερμηνευτικό αλγόριθμο, ώστε να επιτυγχάνεται η βέλτιστη γεωλογική και υδρογεωλογική ερμηνεία. Παραδείγματος χάριν, τις περισσότερες φορές δεν είναι αρκετό να απεικονίζεται μόνο ο υπόγειος υδροφορέας αλλά και οι γεωλογικές δομές, το μέγεθος του υδροφορέα, ογκομετρικές παράμετροι καθώς και τα υλικά που τον καλύπτουν.

6.1.2. Γενικές αρχές.

Έστω κυκλικός ή ορθογώνιος βρόχος επί της επιφάνειας του εδάφους, με ωμική αντίσταση *R* και αυτεπαγωγή *L*, ο οποίος τροφοδοτείται με συνεχές ηλεκτρικό ρεύμα εντάσεως I_0 (βλ. Εικόνα 6.1). Εάν το κύκλωμα διακοπεί απότομα στον χρόνο *t*=0, η ένταση τού ηλεκτρικού ρεύματος στον βρόχο δεν θα μηδενιστεί ακαριαία αλλά θα ελαττωθεί εκθετικά εντός χρονικού διαστήματος t_r , σύμφωνα με τον νόμο

 $I(t) = I_0 e^{\overline{\tau}}$

όπου, $\tau = L/R$ είναι ο χρόνος ανακούφισης του βρόχου. Η απόσβεση (μεταβολή) του ηλεκτρικού ρεύματος I μεταβάλλει το διάνυσμα της μαγνητικής ροής στο χώρο γύρω από τον βρόχο, δημιουργώντας πρωτεύον μαγνητικό πεδίο που διαδίδεται κατακορύφως και παράλληλα προς τον άξονα του βρόχου ($\nabla \times \mathbf{H}_p = I_0$).

Σε συνεχές μέσο (π.χ. στο υπέδαφος), ή σε άλλο βρόχο (π.χ. στον δέκτη), που δεν διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα αλλά διαπεράται από το μεταβαλλόμενο πρωτεύον μαγνητικό πεδίο, η μεταβολή της μαγνητικής ροής, σύμφωνα με τον νόμο του Faraday, επάγει ηλεκτρεγερτική δύναμη (HEΔ) \mathbf{E}_s αντίθετη προς τον ρυθμό μεταβολής της ροής, δηλαδή

$$\nabla \times \mathbf{E}_{s} = -\frac{\partial(\mu_{0}\mathbf{H}_{p})}{\partial t},$$

Η επαγόμενη ΗΕΔ παράγει δινορεύματα, ήτοι κλειστούς βρόχους ρεύματος με κεντροειδές συμπίπτον με τον άξονα του πομπού ($\mathbf{J}_s = \sigma \mathbf{E}_s$, βλ. Εικόνα 6.2).



Εικόνα 6.2. Η κατανομή των δινορευμάτων στο υπέδαφος για τα διάφορα στάδια χρόνου (από Κάρμη, 2003).

Αρχικά, τα επαγόμενα ρεύματα θα περιοριστούν στην επιφάνεια του εδάφους (επιφανειακά ρεύματα) και θα έχουν ένταση και φορά τέτοια, ώστε να διατηρούν αναλλοίωτη την κάθετη προς την επιφάνεια του εδάφους συνιστώσα του προϋπάρχοντος πρωτεύοντος μαγνητικού πεδίου. Αυτό σημαίνει ότι κατά τους χρόνους αμέσως μετά τον t = 0 το μαγνητικό πεδίο εντός του εδάφους θα μείνει περίπου σταθερό στην τιμή που είχε πριν από την διακοπή και δεν θα επαχθεί δευτερεύον μαγνητικό πεδίο. Η βραχεία αυτή χρονική περίοδος είναι γνωστή ως πρώιμος χρόνος (early time), κατά την διάρκεια του οποίου η κατανομή των επιφανειακών ρευμάτων είναι ανεξάρτητη της αγωγιμότητας του εδάφους και εξαρτάται μόνο από το σχήμα και το μέγεθος του πομπού (Εικόνα 6.2).

Τα επαγόμενα ρεύματα J_s υπόκεινται σε ωμικές απώλειες, ως αποτέλεσμα των οποίων θα αρχίσουν να αποσβένονται. Το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο θα αρχίσει να εξασθενίζει και η μεταβολή του να επάγει στο υπέδαφος δινορεύματα. Ταυτόχρονα αρχίζει να διαχέεται προς το εσωτερικό της Γης, ακολουθούμενο από τα επαγόμενα δινορεύματα. Η επίσης βραχεία αυτή περίοδος είναι γνωστή ως ενδιάμεσος χρόνος (intermediate time). Όταν η διεργασία των ενδιάμεσων χρόνων ολοκληρωθεί, το σύστημα των δινορευμάτων έχει πλέον διαμορφωθεί και η γεωμετρία τους παραμένει σχετικά αμετάβλητη στην περίπτωση ομογενούς η στρωματοειδούς υπεδάφους, όπου αυτά διατηρούν την αρχική μορφή του βρόχου εκπομπής (βλ. Εικόνα 6.2).

Με την πάροδο του χρόνου η μεταβολή του πρωτεύοντος πεδίου διαχέεται σε μεγαλύτερα βάθη και τα επαγόμενα δινορεύματα ακολουθούν, ενώ συγχρόνως αποσβένονται και διαστέλλονται προς τα έξω του βρόχου (βλ. Εικόνες 6.2 – 6.5). Όταν πλέον η διαδικασία αυτή έχει προχωρήσει σε βάθος, η κατανομή των επαγόμενων δινορευμάτων είναι περίπου σταθερή στον χρόνο και η διάχυσή τους πλέον εξαρτάται από την υπόγεια κατανομή της αγωγιμότητας: Η ωμική και επαγωγική αντίσταση κάθε ισόπυκνης επιφάνειας ρεύματος θα έχουν πάρει ασυμπτωτικά τις μέγιστες τιμές τους και η απόσβεση της έντασης του ηλεκτρικού ρεύματος θα οφείλεται μόνο στις ωμικές απώλειες (Εικόνες 6.3 - 6.5). Η χρονική αυτή περίοδος είναι γνωστή ως ύστερος χρόνος.

6.1.2.1. Διάχυση και πυκνότητα ρεύματος σε ομογενείς ημιχώρους.

Ο Nabighian (1979) παρομοίωσε την διάχυση των επαγόμενων δινορευμάτων με την εξάπλωση «δακτυλίων καπνού» (smoke rings). Στην περίπτωση ομογενούς αγώγιμου ημιχώρου που διεγείρεται από μαγνητικό πεδίο κατακόρυφου μαγνητικού διπόλου τροφοδοτούμενου με ορθογώνιο



Εικόνα 6.3: Πυκνότητα ρεύματος συναρτήσει του χρόνου, για παλμό διαδιδόμενο σε ομογενή ημιχώρο 10Ωm. Το πεδίο είναι συμμετρικό γύρω από το κέντρο του πομπού ακτίνας 40m. Οι πυκνότητες του ρεύματος είναι κανονικοποιημένες ως προς την μέγιστη τιμή εκείνη την στιγμή, δίνοντας το ίδιο μέγιστο πλάτος σε όλα τα γραφήματα. Στην πραγματικότητα το μέγιστο πλάτος είναι περίπου 10⁶ φορές μεγαλύτερο στα 20μs από ότι στα 1000μs. Τα ψυχρά χρώματα παριστούν ρεύμα αρνητικής φοράς και τα θερμά χρώματα ρεύμα θετικής φορά. Οι σκοτεινότερες περιοχές αντιστοιχούν σε μεγαλύτερες πυκνότητες ρεύματος.

παλμό ρεύματος (step current), η κατακόρυφη και οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας διάδοσης των «δακτυλίων καπνού» δίδονται αντίστοιχα από τις σχέσεις :

$$V_z = \frac{2}{\sqrt{\pi\sigma\mu t}} = 1.12838 \sqrt{\frac{1}{\sigma\mu t}}$$

και,

$$V_{H} = 1.0455 \sqrt{\frac{1}{\sigma \mu t}},$$

ενώ η ταχύτητα διαστολής των δακτυλίων είναι

$$V_{R} = \sqrt{V_{Z}^{2} + V_{H}^{2}} = 1.53828 \sqrt{\frac{1}{\sigma \mu t}} .$$

Από τις ανωτέρω σχέσεις είναι προφανές ότι το μέγιστο της πυκνότητας ρεύματος μετατίθεται ασυμπτωτικά κατά μήκος ενός κώνου που σχηματίζει πάντα γωνία 30⁰ με τον οριζόντιο άξονα, ώστε να διαχέεται προς τα έξω με ρυθμό περίπου διπλάσιο από όσο διαχέεται προς τα κάτω. Είναι επίσης σαφές ότι οι αρχικά μεγάλες ταχύτητες μειώνονται σημαντικά με την πάροδο του χρόνου. Η διεργασία διάχυσης έχει αποτέλεσμα το κέντρο του συστήματος των δακτυλίων καπνού να διευρύνεται και να χάνει την οξύτητά του, γεγονός που έχει σαν αποτέλεσμα την σταδιακή ελάττωση της διακριτικής ικανότητας (βλ. Εικόνες 6.3 και 6.4).



Εικόνα 6.4: Ισόπυκνες καμπύλες δακτυλίων ρεύματος σε διάφορους χρόνους και σε ομογενή ημιχώρο. Βρόχος 400 x 800 m. στην επιφάνεια (Τροποποιημένη από Nabighian 1979).

Η Εικόνα 6.3 δείχνει πλήρεις διαδοχικές τομές της πυκνότητας ρεύματος(δακτυλίων καπνού) που παράγεται από διακοπή μοναδιαίου ρεύματος σε βρόχο ακτίνας 40 m, κείμενο στην επιφάνεια ομογενούς ημιχώρου ειδικής αντίστασης 10 Ωm. Η σχετικά χαμηλή αντίσταση του ημιχώρου προκαλεί έντονη διάχυση και απόσβεση, με αποτέλεσμα το σύστημα δακτυλίων καπνού να διαστέλλεται σημαντικά και να χάνει την οξύτητά του ήδη από βάθος των 30 – 40 m. Η κατά βάθος διείσδυση του πεδίου περιορίζεται δραστικά και η διακριτική ικανότητα περιορίζεται σε βάθη συγκρίσιμα με τη διάσταση του βρόχου του πομπού. Τα φαινόμενα διάχυσης περιορίζονται αυξανομένης της ειδικής αντίστασης του ημιχώρου και αντίστοιχα αυξάνεται η διεισδυτική και διακριτική ικανότητα.

Η Εικόνα 6.3 εμφανίζει κανονικοποιημένες πυκνότητες ρεύματος και δεν προσφέρει πληροφορία για την ένταση της πυκνότητας ρεύματος κατά τις εικονιζόμενες χρονικές στιγμές. Αντιθέτως, η Εικόνα 6.4 όχι μόνον εμφανίζει και την σχετική ένταση των ισοπύκνων ρεύματος σε σχέση με την ένταση του ρεύματος I_0 στον πομπό, αλλά και σε χρόνους κανονικοποιημένους ως προς την αγωγιμότητα, ώστε να παρέχει ένα γενικό γνώμονα για την ποσοτική εξέλιξη της διάχυσης των δακτυλίων καπνού.

6.1.2.2. Διάχυση και πυκνότητα ρεύματος σε στρωματοειδείς δομές

Ας μελετήσουμε τώρα την κατανομή της πυκνότητας ρεύματος (δακτυλίων καπνού) σε πιο σύνθετα μονοδιάστατα προσομοιώματα γεωηλεκτρικών δομών.

Το πρώτο προσομοίωμα αποτελείται από 3 στρώματα, με το μεσαίο, σχετικά αγώγιμο στρώμα να περικλείεται από δύο στρώματα σχετικά υψηλής ειδικής αντίστασης (Εικόνα 6.5α). Παρατηρήσατε ότι ήδη από τα 10μs μετά την άρση της πηγής (διακοπή του ρεύματος στον πομπό), η επαγόμενη πυκνότητα ρεύματος (δακτύλιοι καπνού) εισέρχεται στο δεύτερο αγώγιμο στρώμα. Στα 100μs ευρίσκεται εξ ολοκλήρου εντός του δευτέρου στρώματος ενώ στο πρώτο στρώμα διακρίνονται μόνο ασθενείς ανακλάσεις επιστρέφουσες προς την επιφάνεια. Στους ύστερους χρόνους (1000μs), το μέγιστο της πυκνότητας ρεύματος εξακολουθεί να παραμένει εγκλωβισμένο στο δεύτερο στρώμα. Σε σύγκριση με τον ομογενή ημιχώρο της Εικόνας 6.3, το



Εικόνα 6.5: Κατανομή πυκνότητας ρεύματος σε δομή τριών 3 στρωμάτων, (A) με αγώγιμο μεσαίο στρώμα και (B) με σχετικά αντιστατικό μεσαίο στρώμα. Οι πυκνότητες του ρεύματος είναι κανονικοποιημένες ως προς την μέγιστη τιμή για την δεδομένη χρονική στιγμή, δίνοντας το ίδιο μέγιστο πλάτος σε όλα τα γραφήματα. Τα ψυχρά χρώματα παριστούν ρεύμα αρνητικής φοράς και τα θερμά χρώματα ρεύμα θετικής φορά. Οι σκοτεινότερες περιοχές αντιστοιχούν σε μεγαλύτερες πυκνότητες ρεύματος.

σχετικά αγώγιμο στρώμα διακόπτει την 'φυσιολογική' εξέλιξη της διάχυσης και λειτουργεί περίπου ως φραγή προς την διέλευση των δακτυλίων καπνού στο κατώτερο αντιστατικό στρώμα, αποκρύπτοντας την βαθύτερη δομή.

Το προσομοίωμα της Εικόνας 6.5β είναι το αντίθετο αυτού της Εικόνας 6.5α. Εδώ υπάρχει ένα στρώμα σχετικά υψηλής ειδικής αντίστασης μεταξύ δύο αγωγίμων. Παρατηρήσατε ότι στον χρόνο 10μs, οι δακτύλιοι καπνού έχουν εισδύσει σε βάθος μικρότερο από την αντίστοιχη χρονική στιγμή του προσομοιώματος 6.5α, λόγω της υψηλότερης αγωγιμότητας και αντίστοιχα μικρότερης ταχύτητας διάχυσης του πρώτου στρώματος. Στον χρόνο 100μs η επαγόμενη πυκνότητα ρεύματος εντοπίζεται στο πρώτο και τρίτο αγώγιμα στρώματα. Η πυκνότητα του ρεύματος στο δεύτερο στρώμα (υψηλής αντίστασης) είναι πολύ μικρή. Στους ύστερους χρόνους η πυκνότητα ρεύματος εντοπίζεται κυρίως στο κατώτερο αγώγιμο στρώμα, 'υπερπηδώντας' το παρεμβαλλόμενο σχετικά αντιστατικό στρώμα, εντός του οποίου λαμβάνει πολύ χαμηλές τιμές. Αυτό αντίστοιχα σημαίνει ότι η πληροφορία που επιστρέφεται στην επιφάνεια της Γης για την ειδική αντίσταση του δεύτερου στρώματος μπορεί να προσδιορισθεί με ακρίβεια, λόγω της έντονης απόκρισης από το τρίτο αγώγιμο στρώμα.

6.1.2.3. Το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο

Τα επαγόμενα δινορεύματα επάγουν, με την σειρά τους, δευτερεύον μαγνητικό πεδίο ($\nabla \times \mathbf{H}_s = \mathbf{J}_s$) το οποίο έχει παροδικό (transient) χαρακτήρα. Κατά τον Nabighian (1979), η οριζόντια και κατακόρυφη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου φθίνουν συναρτήσει του χρόνου $\sim t^2$ και $\sim t^{-3/2}$



Εικόνα 6.6. Στιγμιότυπο από τους ύστερους χρόνους: Η κατανομή της επαγόμενης πυκνότητας ρεύματος παρουσιάζεται με έγχρωμη διαβάθμιση και η γεωμετρία του ολικού δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου (**H**_s) με βέλη. Η ακτίνα του βρόγου εκπομπής είναι α.

αντίστοιχα. Μία τυπική διαμόρφωση (γεωμετρία) του δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου και η σχέση του με την επάγουσα παροδική πυκνότητα ρεύματος J_s σε ομογενή ημιχώρο και ύστερους χρόνους παρουσιάζεται στην Εικόνα 6.6. Παρατηρήσατε επίσης ότι στην επιφάνεια της Γης (όπου γίνονται οι μετρήσεις), το δευτερεύον το πεδίο είναι κατακόρυφο και ομογενές στο εσωτερικό του βρόχου. Το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο μεταφέρει πληροφορία για την ηλεκτρική δομή του υπεδάφους. Γενικά, σε ύστερους χρόνους και για σύστημα δινορευμάτων δεδομένης γεωμετρίας και κατανομής, *αμφότερα* το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο (H_s) και η χρονική παράγωγός του ($\partial H_s/\partial t$) εμφανίζουν παρόμοια χωρική κατανομή. Αμφότερα μπορούν να καταγραφούν με κατάλληλο δέκτη (που μπορεί να είναι και ο ίδιος ο βρόχος του πομπού) και συνιστούν την *απόκριση* της Γης σε διέγερση με παροδικά μαγνητικά πεδία.

6.1.2.4. Βασικά χαρακτηριστικά της μεθόδου ΤΕΜ

Η βασική λειτουργία της μεθόδου ΤΕΜ ίσως γίνει καλύτερα κατανοητή εάν θεωρήσομε την αλληλεπίδραση μεταξύ πομπού – υπεδάφους – δέκτη σύμφωνα με την ανάλυση του §5.1.1 (βλ. επίσης Εικόνα 5.2). Εάν ο πομπός διεγερθεί με ορθογώνιο παλμό, αποδεικνύεται ότι το ρεύμα που θα επαχθεί στο υπέδαφος (στόχο), κατ' αντιστοιχία προς την εξίσωση (5.4), δίνεται από την σχέση¹⁰⁷

$$I_{\Sigma}(t) = \frac{M_{\Pi\Sigma}I_0}{L_{\Sigma}} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad t \ge 0,$$
(6.1)

όπου I_0 είναι το ηλεκτρικό ρεύμα του πομπού, και $\tau = L_{\Sigma}/R_{\Sigma}$ είναι ο χρόνος ανακούφισης του βρόχου που παριστά το υπέδαφος. Κατά τον χρόνο t=0, το αρχικό πλάτος του ρεύματος I_{Σ} εξαρτάται από τη ροή του πρωτεύοντος πεδίου που διαπερνά το υπέδαφος $M_{\Pi\Sigma}I_0$, και από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του βρόχου (L_{Σ}), ενώ είναι ανεξάρτητο από την αγωγιμότητα ($1/R_{\Sigma}$). Αντίθετα, η χρονική σταθερά τ εξαρτάται και από την αγωγιμότητα και από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του αγωγού.

Η τάση (ΗΕΔ) που αναπτύσσεται στον δέκτη, είναι ανάλογη του ρυθμού μεταβολής του

¹⁰⁷ Grant, F.S. and West, G.F., 1965, Interpretation theory in applied geophysics, McGraw-Hill, New York.



Εικόνα 6.7. Ρυθμός μεταβολής της μετρούμενης ΗΕΔ για καλούς και κακούς αγωγούς (αριστερά) και το αντίστοιχο δευτερεύον μαγνητικό πεδίο (δεξιά).

δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου που επάγεται από τα υπεδαφικά ρεύματα. Κατ' αντιστοιχία προς την εξίσωση (5.7α), αυτή δίδεται από την σχέση

$$E_{\Sigma\Delta}(t) = -M_{\Sigma\Delta} \frac{dI_{\Sigma}(t)}{dt} = \dots = I_0 \frac{M_{\Sigma\Delta} M_{\Pi\Sigma}}{L_{\Sigma}} \left(\delta(t) - \frac{e^{-\frac{t}{\tau}}}{\tau} \right), \quad t \ge 0,$$
(6.2)

Η εξίσωση (6.2) περιλαμβάνει όλα τα κύρια χαρακτηριστικά των παροδικών πεδίων. Για πτωχούς αγωγούς, ($\tau \rightarrow 0$), η αρχική ΗΕΔ είναι μεγάλη αλλά τόσο αυτή (βλ. Εικόνα 6.7 αριστερά), όσο και το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο $B(t) = \mu_0 H(t)$ (Εικόνα 6.7 δεξιά), φθίνουν ταχέως. Για καλούς αγωγούς ($\tau \rightarrow \infty$), η αρχική ΗΕΔ είναι μικρότερη, αλλά φθίνει βραδύτερα ενώ το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο είναι ισχυρότερο και φθίνει επίσης βραδέως. Υπάρχει λοιπόν ένας ικανός τρόπος ποιοτικού διαχωρισμού μεταξύ των στόχων ως προς την αγωγιμότητα τους.

• Με βάση τα παραδείγματα της Εικόνας 6.5 και τα ανωτέρω παρατεθέντα στα §6.1.2.3 και §6.1.2.4, μπορεί εύκολα να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι η μέθοδος TEM είναι πολύ ευαίσθητη σε στρώματα χαμηλής αντίστασης (αγώγιμα), απλά διότι μέσω αυτών ρέει ισχυρότερο ρεύμα, το οποίο παράγει ισχυρότερο δευτερεύον μαγνητικό πεδίο. Αντιθέτως, δεν μπορεί να διακρίνει ευχερώς μεταξύ στρωμάτων υψηλής αντίστασης, διότι αυτά δεν επιτρέπουν μεγάλες πυκνότητες ρεύματος και ως εκ τούτου δεν παράγουν ισχυρό δευτερεύον μαγνητικό πεδίο. Επιπλέον, η ταχύτητα διάχυσης εξαρτάται από την ειδική αντίσταση των στρωμάτων και είναι μεγάλη για αντιστατικά υλικά και μικρή για αγώγιμα.

6.2. ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ

Θα προχωρήσομε τώρα στην βασική περιγραφή της απόκρισης της Γης σε διέγερση με παροδικά ΗΜ πεδία. Σκοπός δεν είναι μια διεξοδική παρουσίαση της σχετικής θεωρίας, αλλά μια κατ' ελάχιστο επαρκής παρουσίαση εκείνων των σπουδαιότερων εννοιών, οι οποίες είναι απαραίτητες για την βασική κατανόηση της μεθόδου ΤΕΜ. Σε αυτό το θεωρητικό κεφάλαιο, τα κεφαλαία γράμματα του λατινικού αλφαβήτου συμβολίζουν παραμέτρους στο πεδίο συχνότητας και τα μικρά γράμματα στο πεδίο χρόνου.



Εικόνα 6.8: Γραφική απεικόνιση των όρων της εξίσωσης 6.2. Ό άξονας z είναι θετικός προς τα κάτω. Η αρχή του συστήματος συντεταγμένων συμπίπτει με το κέντρο του πομπού Tx, ο οποίος βρίσκεται σε ύψος h_1 από την επιφάνεια του εδάφους. Ο δέκτης Rx βρίσκεται σε ύψος $h_1 - z$. Τα στρώματα είναι επίπεδα, παράλληλα και ομογενή (1-Δ γεωηλεκτρική δομή).

Στο §3.3.3 δείξαμε ότι για κυκλικό βρόχο ακτίνας α εντός Μέσου 1 με ιδιότητες σ_1 , ε_1 και μ_0 , ο οποίος βρίσκεται σε ύψος h_1 υπεράνω επαφής με Μέσο 2 ιδιοτήτων $\sigma_2 \varepsilon_2$ και μ_0 , το ΗΜ πεδίο (σε κυλινδρικές συντεταγμένες και στο πεδίο συχνότητας) δίδεται από τις σχέσεις 3.58 – 3.60 και είναι

$$- \mathbf{E}_{\varphi}(r, z, \omega) = -\frac{i\omega\mu_0 I(\omega)\alpha}{2} \int_0^\infty \frac{1}{u_1} \Big[e^{-u_1 z} + \tilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda, \omega) e^{u_1(z-2h_1)} \Big] \mathbf{J}_1(\lambda\alpha) \mathbf{J}_1(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(6.3)

$$\mathbf{H}_{r}(r,z,\omega) = \frac{I(\omega)\alpha}{2} \int_{0}^{\infty} \left[e^{-u_{1}z} - \tilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda,\omega) e^{u_{1}(z-2h_{1})} \right] \mathbf{J}_{1}(\lambda\alpha) \mathbf{J}_{1}(\lambda r) \lambda d\lambda$$
(6.4)

$$\mathbf{H}_{z}(r,z,\omega) = \frac{I(\omega)\alpha}{2} \int_{0}^{\infty} \frac{1}{u_{1}} \Big[e^{-u_{1}z} + \tilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda,\omega) e^{u_{1}(z-2h_{1})} \Big] \mathbf{J}_{1}(\lambda\alpha) \mathbf{J}_{0}(\lambda r) \lambda^{2} d\lambda$$
(6.5)

όπου $0 \le z \le h_1$, $\tilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega)$ είναι ο συντελεστής ανάκλασης κατά τον εγκάρσιο ηλεκτρικό τρόπο διάδοσης, $J_1(.)$ είναι η συνάρτηση Bessel πρώτου είδους και πρώτης τάξης, $J_0(.)$ είναι η συνάρτηση Bessel πρώτου είδους και μηδενικής τάξης, λ είναι ο κυματαριθμός στον χώρο Fourier – Bessel και

$$u_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}$$

είναι ο σύνθετος κυματαριθμός στο Μέσο 1 και στον χώρο Fourier - Bessel.

Η διάδοση και απόσβεση του πεδίου που περιγράφεται με τις εξισώσεις 6.3 – 6.5, σκαριφηματικά δίδεται στην Εικόνα 6.8. Στα παρακάτω τα ανωτέρω θα εξειδικευθούν για την μέθοδο ΤΕΜ.

6.2.1. Απόκριση ομογενούς ημιχώρου

Έστω ότι το Μέσο 1 είναι η ατμόσφαιρα με ιδιότητες $\sigma_1=0$, $\varepsilon_1=\varepsilon_0$, μ_0 και το Μέσο 2 ομογενής ημιχώρος σ_2 , ε_2 , μ_0 . Στην γενική περίπτωση, οι 6.3 – 6.5 δεν έχουν αναλυτική λύση λόγω της πολυπλοκότητας των συναρτήσεων Bessel και του ολοκληρώματος γενικά. Όταν όμως αμφότεροι πομπός και δέκτης τοποθετούνται στην επιφάνεια του ημιχώρου, $h_1 = 0$ και z = 0. Όταν επίσης ο δέκτης βρίσκεται στο κέντρο του πομπού (διάταξη κεντρικού βρόχου, βλ. §6.4.2), τότε $J_0(\lambda r) \rightarrow 1$, οπότε η (6.5) γίνεται

$$\mathbf{H}_{z}(r=0, z=0, \omega) = \frac{I(\omega)\alpha}{2} \int_{0}^{\infty} \frac{1}{u_{1}} \Big[1 + \tilde{R}_{\mathrm{TE}}(\lambda, \omega) \Big] \mathbf{J}_{1}(\lambda a) \lambda^{2} d\lambda$$
(6.6)

Δεδομένου επίσης ότι στο σχεδόν-στατικό όριο ο συντελεστής ανάκλασης γίνεται

$$\tilde{R}_{\text{TE}}(\lambda,\omega) = \frac{\lambda - u_2}{\lambda + u_2}$$
(6) (6) (6) (6) (7)

(βλ. §3.3.3, εξίσωση 3.56), η (6.6) περαιτέρω ανάγεται στην

$$H_{z}(r=0, z=0, \omega) = I(\omega)\alpha \int_{0}^{\infty} \frac{\lambda^{2}}{\lambda - u_{1}} J_{1}(\lambda \alpha) d\lambda$$
(6.7)

Χρησιμοποιώντας την απλή σχέση $\mathbf{b}=\mu_0\mathbf{h}$, η εξίσωση 6.7 μπορεί να λυθεί αναλυτικά τώρα για την μαγνητική ροή $\mathbf{b}_z(t)$ υπολογίζοντας το ολοκλήρωμα και εφαρμόζοντας αντίστροφο μετασχηματισμό Laplace, οπότε

$$b_{z}(r=0, z=0, t) = \frac{\mu_{0}I(t)}{2\alpha} \left[\frac{3}{\pi^{1/2}T\alpha} e^{-T^{2}a^{2}} + \left(1 - \frac{3}{2T^{2}\alpha^{2}}\right) erf(T\alpha) \right]$$
(6.8)

όπου $T = \sqrt{\mu_0 \sigma / 4t}$ είναι ανηγμένος χρόνος και erf(.) είναι η συνάρτηση σφάλματος. Η εξίσωση (6.8) περιγράφει την βηματική ή μεταβατική απόκριση (step response) της Γης σε διέγερση με παροδικά ΗΜ πεδία για την δάταξη κεντρικού βρόχου.

Όταν t→0, τότε

$$\mathbf{b}_{z}(r=0, z=0, t \to 0) \to \frac{\mu_{0}I}{2\alpha}.$$
(6.9)

Η εξίσωση 6.9 περιγράφει το πρωτεύον πεδίο στον ελεύθερο χώρο (Μέσο 1), και αντιπροσωπεύει την κατάσταση πρώιμου χρόνου, όπου η απόκριση είναι ανεξάρτητη της αγωγιμότητας.

Η παλμική απόκριση (impulse response) της Γης δίδεται από την παράγωγο της βηματικής απόκρισης $\partial b_z(t)/\partial t$ που είναι:

$$\frac{\partial b_z}{\partial t}(z=0,t) = -\frac{I(t)}{\sigma \alpha^3} \left[3\operatorname{erf}(T\alpha) - \frac{2}{\pi^{1/2}}T\alpha(3+2T^2\alpha^2) \operatorname{e}^{-T^2\alpha^2} \right]$$
(6.10)

Οι εξισώσεις (6.8) – (6.10) είναι βασικές για την μέθοδο TEM, και στις οποίες θα επανέλθομε κατωτέρω.

6.2.2. Απόκριση στρωματοειδών δομών

Έστω τώρα ότι το Μέσο 1 είναι η ατμόσφαιρα με ιδιότητες $\sigma=1$, $\varepsilon_1=\varepsilon_0$ και μ_0 , και το Μέσο 2 στρωματοειδής ημιχώρος (βλ. Εικόνα 6). Στην προκειμένη περίπτωση ο συντελεστής ανάκλασης στην επιφάνεια της Γης θα δίδεται από την γενίκευση της σχέσης (3.55)

$$\tilde{R}_{\rm TE}(\lambda,\omega) = \frac{\tilde{Z}(\lambda,\omega) - \tilde{\zeta}_1(\lambda,\omega)}{\tilde{Z}(\lambda,\omega) + \tilde{\zeta}_1(\lambda,\omega)},\tag{6.11}$$

δεδομένου ότι λόγω της στρωματοειδούς δομής, στην οροφή του Μέσου 2 η εμπέδηση $\tilde{Z}(\lambda, z = h_1, \omega)$ στην οροφή του πρώτου στρώματος θα είναι φαινόμενη και όχι χαρακτηριστική. Δεδομένου λοιπόν ότι στο σχεδόν-στατικό όριο η εμπέδηση του Μέσου 1 (ατμόσφαιρα) είναι

$$\tilde{\zeta}_1(\lambda,\omega) = \frac{\omega\mu_0}{u_1} \approx \frac{\omega\mu_0}{\lambda},$$

ο υπολογισμός της απόκρισης της στρωματοειδούς δομής ανάγεται στον υπολογισμό της φαινόμενης εμπέδησης $\tilde{Z}(\lambda, z = h_1, \omega)$, ο οποίος, κατά πλήρη αναλογία προς τα παρατεθέντα στο §4.1.1, υπολογίζεται ως ακολούθως:

Στο Μέσο 2, απουσία πηγών/ καταναλωτών ενέργειας, η διάδοση του αζιμουθιακού ηλεκτρικού πεδίου στο *n*-στο στρώμα διέπεται από την ομογενή εξίσωση Helmholz (3.50), ήτοι

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\tilde{E}_{\varphi n}(\lambda,z,\omega)-[\lambda^2-k_n^2]\tilde{E}_{\varphi n}(\lambda,z,\omega)=0,$$

η οποία περιγράφει κατακορύφως διαδιδόμενα επίπεδα κύματα και έχει λύσεις

$$\tilde{E}_{\varphi n}(\lambda, z, \omega) = \tilde{D}_{n}(\lambda, z, \omega) \exp(-u_{n}z) + \tilde{U}_{n}(\lambda, z, \omega) \exp(u_{n}z)$$
(6.12)

Το ακτινικό μαγνητικό πεδίο αντίστοιχα είναι

$$\tilde{H}_{rn}(\lambda, z, \omega) = \frac{u_n}{\mu_0 \omega} \left[\tilde{D}_n \,\mathrm{e}^{-u_n z} - \tilde{U}_n \,\mathrm{e}^{u_n z} \right] = \frac{1}{\tilde{\zeta}_n} \left[\tilde{D}_n \,\mathrm{e}^{-u_n z} - \tilde{U}_n \,\mathrm{e}^{u_n z} \right]$$
(6.13)

με τους συντελεστές \tilde{D}_n , \tilde{U}_n άγνωστους. Η εύρεση κατάλληλης αναλυτικής έκφρασης για την φαινόμενη εμπέδηση προϋποθέτει τον προσδιορισμό ή την απαλοιφή τους.

Οσονδήποτε μεγάλος και αν είναι ο αριθμός N των στρωμάτων της δομής, πάντοτε θα υπάρχει ένας τερματικός ημιχώρος του οποίου η εμπέδηση θα ταυτίζεται με την πραγματική (στον χώρο Fourier-Bessel). Μπορούμε λοιπόν να αρχίσομε από αυτόν και να πορευθούμε προς την επιφάνεια, λύνοντας το πρόβλημα ένα στρώμα την φορά, βάσει μίας γενικής αναδρομικής σχέσης που να συνδέει τις εμπεδήσεις δύο διαδοχικών στρωμάτων. Για να κατασκευάσομε μία τέτοια σχέση υποθέτομε πάλι ότι στο βάθος z_n υπάρχει μία ασυνέχεια που χωρίζει το στρώμα με στοιχεία (σ_n, h_n) από το υποκείμενο στρώμα με στοιχεία (σ_{n+1}, h_{n+1}). Μεταθέτομε την αρχή του συστήματος συντεταγμένων (z = 0) στην οροφή του n-στου στρώματος, δηλαδή στο βάθος z_{n-1} = $z_n - h_n$. Άρα στην οροφή του n-στου στρώματος είναι $\exp(iu_n z_{n-1}) = 1$, οπότε η εμπέδηση γίνεται

$$\tilde{Z}_{n}(\lambda,\omega,z_{n-1}) = \frac{\tilde{E}_{\varphi n}(\lambda,\omega,z_{n-1})}{\tilde{H}_{nn}(\lambda,\omega,z_{n-1})}\bigg|_{z_{n-1}\equiv 0} = \tilde{\zeta}_{n}(\lambda,\omega)\frac{\tilde{D}_{n}+\tilde{U}_{n}}{\tilde{D}_{n}-\tilde{U}_{n}} = \tilde{\zeta}_{n}(\lambda,\omega,0)\bigg(\frac{1+\tilde{U}_{n}/\tilde{D}_{n}}{1-\tilde{U}_{n}/\tilde{D}_{n}}\bigg)$$
(6.14)

Στην επαφή $z_n = h_n$, δηλαδή στο δάπεδο του *n*-στου ή στην οροφή του *n*-στου πρώτου στρώματος και προσεγγίζοντας από επάνω, διαιρούμε αριθμητή και παρονομαστή με \tilde{D}_n και πολλαπλασιάζομε με exp(iu_nh_n), οπότε λαμβάνομε

$$\tilde{Z}_{n+1}(\lambda,\omega,z_n) = \frac{\tilde{E}_{\varphi,n+1}(\lambda,\omega,z_n)}{\tilde{H}_{r,n+1}(\lambda,\omega,z_n)}\Big|_{z_n = h_n} = \zeta_n(\omega) \left(\frac{\exp(2u_n h_n) + \tilde{U}_n/\tilde{D}_n}{\exp(2u_n h_n) - \tilde{U}_n/\tilde{D}_n}\right)$$
(6.15)

λόγω των οριακών συνθηκών συνέχειας των εγκαρσίων συνιστωσών του ΗΜ πεδίου ($\tilde{E}_{\varphi,n} = \tilde{E}_{\varphi,n+1}$ και $\tilde{H}_{r,n} = \tilde{H}_{r,n+1}$). Λύνοντας την (6.15) ως προς (\tilde{U}_n/\tilde{D}_n) και αντικαθιστώντας το αποτέλεσμα στην (6.14) λαμβάνομε, μετά από μερικές πράξεις,

$$\tilde{Z}_{n}(\lambda,\omega,z_{n-1}) = \tilde{\zeta}_{n}(\lambda,\omega) \frac{\tilde{Z}_{n+1}(\lambda,\omega,z_{n}) + \tilde{\zeta}_{n}(\lambda,\omega) \tanh(u_{n}h_{n})}{\tilde{\zeta}_{n}(\lambda,\omega) + \tilde{Z}_{n+1}(\lambda,\omega,z_{n}) \tanh(u_{n}h_{n})}$$
(6.16)

όπου $\tilde{Z}_n(\lambda, \omega, z_{n-1})$ είναι η φαινόμενη εμπέδηση στην οροφή του *n*-στου στρώματος συναρτήσει της φαινόμενης εμπέδησης στην οροφή του *n*-στου πρώτου στρώματος και tanh(.) είναι η υπερβολική εφαπτομένη.

Για να υπολογίσομε την εμπέδηση στην επιφάνεια δομής *N*+1 στρωμάτων αρχίζομε από τον τερματικό ημιχώρο (*N*+1 στρώμα) και εφαρμόζομε την (6.16) αναδρομικά προς τα επάνω:

$$\begin{split} \tilde{\zeta}_{N+1}(\lambda, \omega, z_N) &= \frac{\omega \mu_0}{u_{N+1}} & \text{Orophitoutical transformation} \\ \tilde{Z}_N(\lambda, \omega, z_{N-1}) &= \tilde{\zeta}_N \frac{\tilde{\zeta}_{N+1} + \tilde{\zeta}_N \tanh(u_N h_N)}{\tilde{\zeta}_N + \tilde{\zeta}_{N+1} \tanh(u_N h_N)} & \text{Orophitout transformation} \\ \tilde{Z}_{N-1}(\lambda, \omega, z_{N-2}) &= \tilde{\zeta}_{N-1} \frac{\tilde{Z}_N + \tilde{\zeta}_{N-1} \tanh(u_{N-1} h_{N-1})}{\tilde{\zeta}_{N-1} + \tilde{Z}_N \tanh(u_{N-1} h_{N-1})} & \text{Orophitous N-1 strain} \\ \dots & \tilde{Z}_N = \tilde{\zeta}_N = \tilde{\zeta}_N + \tilde{$$

 $\tilde{Z}_{1}(\lambda,\omega,z_{N-N}) = \tilde{Z}_{N-(N-1)}(\lambda,\omega,z_{N-N}) = \tilde{\zeta}_{1} \frac{\tilde{Z}_{2} + \tilde{\zeta}_{1} \tanh(u_{1}h_{1})}{\tilde{\zeta}_{1} + \tilde{Z}_{2} \tanh(u_{1}h_{1})} \qquad \text{Emption}$

Τελικά προκύπτει ότι $\tilde{Z}(\lambda, \omega, z = h_l) = \tilde{Z}_l(\lambda, \omega, z_{N-N})$. Είναι λοιπόν σαφές ότι στην επιφάνεια της Γης, ο συντελεστής ανάκλασης $\tilde{R}_{\text{TE}}(\lambda, \omega, z = h_l)$, όπως δίδεται μέσω της σχέσης (6.11), μεταφέρει πληροφορία για ολόκληρη την τομή της στρωματοειδούς γεωηλεκτρικής δομής. Από την στιγμή που είναι γνωστή η εμπέδηση εισόδου μέσω της αναδρομικής σχέσης (6.16), είναι δυνατός και ο υπολογισμός του συντελεστή ανάκλασης, οπότε και οι σχέσεις (6.3) – (6.5) μεταφέρουν πληροφορία για ολόκληρη την στρωματοειδή γεωηλεκτρική δομή.

→ Όλοι οι ανωτέρω υπολογισμοί έχουν γίνει στο πεδίο συχνότητας. Στο πεδίο χρόνου μεταβαίνομε με αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier ή Laplace, των εξισώσεων (6.3) – (6.5).

➤ Σπουδαίο και σημειωτέο επίσης είναι το γεγονός ότι οι εξισώσεις (6.3) – (6.5) επιλύονται μόνο αριθμητικά. Αυτό αφορά τόσο το σκέλος της αντιστροφής από το πεδίο Fourier – Bessel στον αντιληπτό καρτεσιανό χώρο, πράγμα που γίνεται είτε με αριθμητική ολοκλήρωση (π.χ. Γκαουσσιανό τετραγωνισμό), είτε με – προσεγγιστικούς – ταχείς μετασχηματισμούς Hankel¹⁰⁸, όσο και το σκέλος της αντιστροφής στο πεδίο χρόνου, με παρόμοιες αριθμητικές τεχνικές.

6.3. ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΔΙΑΣΚΟΠΗΣΗΣ.

Το κατακόρυφο δευτερεύον μαγνητικό πεδίο $b_z(t)$ αποτελεί την βηματική ή μεταβατική απόκριση της γεωηλεκτρικής δομής (εξίσωση 6.8). Επειδή όμως στις μετρήσεις υπαίθρου χρησιμοποιούνται βρόχοι που εξομοιώνονται με επαγωγικά πηνία, στην πραγματικότητα μετράται η παλμική απόκριση της Γης, ήτοι η παράγωγος $\partial b_z(t)/\partial t$, (βλ. εξίσωση 6.10), καθόσον η επαγόμενη στον βρόχο ηλεκτρεγερτική δύναμη λόγω του δευτερεύοντος πεδίου είναι ανάλογη της χρονικής παραγώγου της μαγνητικής ροής που διαρρέει τον βρόχο.

Η παλμική απόκριση εικονίζεται στο Σχήμα 6.9 (αριστερά) για αρκετούς διαφορετικούς ομογενείς ημιχώρους. Είναι σαφές ότι στους ύστερους χρόνους η παλμική απόκριση της Γης εμ-

¹⁰⁸ Π.χ. Anderson, W.L., 1979. Numerical integration of related Hankel transform of orders 0 and 1 by adaptive digital filtering. Geophysics 44, 1287–1305, Guptasarma, D., Singh, B., 1997. New digital linear filters for Hankel J₀ and J₁ transforms. Geophysical Prospecting 45, 745–762, κ .ά.



Σχήμα 6.9. Παροδικές αποκρίσεις διαφορετικών ομογενών ημιχώρων. Αριστερά, η παροδική απόκριση $db_z(t)/dt$. Δεξιά η φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου.

φανίζει εξάρτηση δύναμης του χρόνου. Όταν *T*→0 δηλαδή στους ύστερους χρόνους, η εξίσωση 6.10 προσεγγίζεται ασυμπτωτικά με την σχέση:

$$\frac{\partial b_z(t)}{\partial t} \approx \frac{-I_0 \sigma^{3/2} \mu_0^{5/2} a^2}{20\pi^{1/2}} t^{-5/2}$$
(6.17)

Παρατηρήσατε ότι στους ύστερους χρόνους, η παλμική απόκριση εμφανίζει εξασθένηση ανάλογη του t^{-5/2}. Από την εξίσωση (6.17) μπορούμε να υπολογισθεί η ειδική αντίσταση ύστερου χρόνου ως:

$$\rho_{a,\text{late}} = \left(\frac{I_0 a^2}{20\partial b_z / dt}\right)^{1/2} \frac{\mu_0^{5/3}}{\pi^{1/3}} t^{-5/3}$$
(6.18)

Στο Σχήμα 6.9 (δεξιά) εικονίζονται οι φαινόμενες αντιστάσεις ύστερου χρόνου για τους ημιχώρους του Σχήματος 6.9 αριστερά. Όπως φανερώνει και το όνομά της, μόνο στους ύστερους χρόνους ταυτίζεται η $\rho_{a,late}$ με την πραγματική αντίσταση του αντίστοιχου ημιχώρου ρ . Στους πρώιμους και ενδιάμεσους χρόνους η $\rho_{a,late}$ αποτελεί μία παραμορφωμένη έκδοση της ρ και μάλιστα, επειδή η διάκριση σε πρώιμους και ύστερους χρόνους είναι συνάρτηση της αγωγιμότητας (η οποία καθορίζει με τι ταχύτητα θα εξελιχθεί η διάχυση των δακτυλίων ρεύματος), το πόσο γρήγορα θα συγκλίνει η $\rho_{a,late}$ προς την ρ εξαρτάται από το μέγεθος της ρ : όσο αντιστατικότερος είναι ο ημιχώρος, τότο νωρίτερα επέρχεται η σύγκλιση.

Τα Σχήμα 6.10 δείχνει την παλμική απόκριση (άνω αριστερά) και την φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου (κάτω αριστερά) για δομή δύο στρωμάτων (κάτω δεξιά), και την συγκρίνει με τις αντίστοιχες αποκρίσεις για ομογενή ημιχώρο με ειδική αντίσταση ίση προς αυτή του πρώτου στρώματος. Με αυτόν τον τρόπο φαίνεται καθαρά η διαφοροποίηση που επιφέρει στις καμπύλες διασκόπησης η μετάβαση προς στρώμα αγωγιμότερο (κυανό χρώμα) ή αντιστατικότερο (πράσινο χρόμα).

Από τους πρώιμους χρόνους μέχρι 10μs περίπου (10^{-5} s) όλες οι καμπύλες διασκόπησης ταυτίζονται και οφείλονται στην απόκριση του πρώτου στρώματος των 40Ωm. Η μετάβαση προς το αγωγιμότερο στρώμα διακρίνεται από την σχετική ενίσχυση του δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου (παλμικής απόκρισης) μετά τα 10-20μs (κυανή καμπύλη, άνω αριστερά). Αντίστοιχα, η μετάβαση στο αντιστατικότερο στρώμα διακρίνεται από την εξασθένιση του δευτερεύοντος μαγνητικού πεδίου (πράσινη καμπύλη, άνω αριστερά).



Σχήμα 6.10. Απόκριση ημιχώρου 2 στρωμάτων και σύγκριση με την απόκριση ομογενούς ημιχώρου. Άνω αριστερά: Παλμική απόκριση ($\partial b_z(t)/\partial t$). Κάτω αριστερά: Φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου. Κάτω δεξιά: Τα ομοιώματα γεωηλεκτρικής δομής των οποίων οι αποκρίσεις εικονίζονται αριστερά. Ο ομογενής ημιχώρος ειδικής αντίστασης 40 Ωm και οι αποκρίσεις του εικονίζονται με ερυθρό χρώμα. Το Ομοίωμα 1 (κυανό) παριστάνει μετάβαση από σε στρώμα αντίστασης 10 Ωm. Το Ομοίωμα 2 μετάβαση σε στρώμα 100 Ωm.

Η διαφοροποίηση της παλμικής απόκρισης είναι με εμφανής, αλλά όχι εύκολα ερμηνεύσιμη από τον μέσο αναλυτή, και και το ίδιο ισχύει για τις πραγματικές καμπύλες μετρήσεων. Αντιθέτως, τα γραφήματα της $\rho_{a,late}$ είναι αρκετά πιο διαφωτιστικά δεδομένου ότι οι μεταβολές διακρίνονται πολύ καλύτερα, και κυρίως προς τους ύστερους χρόνους όπου $\rho_{a,late} \rightarrow \rho$ (κάτω αριστερά). Παρατηρήσατε επίσης ότι ορισμένες ταλαντώσεις που παρατηρούνται στις καμπύλες της $\rho_{a,late}$ δεν αντιστοιχούν απαραίτητα σε γεωηλεκτρικές δομές και ούτε μπορούν να ερμηνευθούν ως τέτοιες. Στο παράδειγμα της μετάβασης προς το αγωγιμότερο στρώμα (Σχήμα 6.10, κάτω αριστερά), η $\rho_{a,late}$ αυξάνεται τοπικά γύρω από τον χρόνο 2×10⁻⁵s, λίγο πριν αρχίσει να ελαττώνεται συγκλίνουσα προς τα 10Ωm, λόγω φαινομένων επαφής (βλ. §3.3.1).

Κλείνοντας την παρούσα ενότητα, σημειώνομε ότι η στην γενική περίπτωση της στρωματοειδούς δομής (πολλά στρώματα), στους πρώιμους και ενδιάμεσους χρόνους η φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου $\rho_{a,late}$ αποτελεί μία παραμορφωμένη έκδοση της πραγματικής φαινόμενης αντίστασης ρ_a , με την οποία ταυτίζεται στους ύστερους χρόνους. Το φαινόμενο αυτό γραφικά εικονίζεται στο Σχήμα 6.11 με δύο παραδείγματα από πραγματικές μετρήσεις υπαίθρου. Σ' αμ-



Σχήμα 6.11. Σύγκριση φαινόμενης αντίστασης ύστερου χρόνου (μαύροι κύκλοι) και πραγματικής φαινόμενης αντίστασης (συνεχής γραμμή) για δεδομένα πραγματικών βαθοσκοπήσεων. Στους ύστερους χρόνους, η φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου συγκλίνει και ταυτίζεται με την πραγματική φαινόμενη αντίσταση.

φότερα τα γραφήματα, η διακριτή καμπύλη (μαύροι κύκλοι) παριστά την φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου και η συνεχής γραμμή την πραγματική φαινόμεν αντίσταση. Στο γράφημα δεξιά, είναι αρκετά σαφές ότι λόγω της παραμόρφωσής της, η $\rho_{a,late}$ 'αποκρύπτει' από τον αναλυτή (αν και όχι από τον ερμηνευτικό αλγόριθμο), ένα σχετικά αντιστατικό στρώμα με μικρή αντίθεση αγωγιμότητας, το οποίο εμφανίζεται μεταξύ 10⁻⁵ - 5×10⁻⁵ s. Το φαινόμενο αυτό είναι αρκετά σπάνιο, αλλά καταδεικνύει τους περιορισμούς της προσέγγισης $\rho_{a,late}$. Παρ' όλα αυτά, δεδομένου ότι ο υπολογισμός της πραγματικής φαινόμενης αντίστασης είναι, από υπολογιστική άποψη, δαπανηρός τουλάχιστον κατά την διάρκεια τω εργασιών υπαίθρου, η φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου προκύπτει ως ένας αποδεκτός συμβιβασμός και προσφέρει πολύτιμη κανονικοποίηση των δεδομένων σε σχέση με την πηγή και την διάταξη μέτρησης.

6.4. ΒΑΣΙΚΕΣ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

6.4.1. Μέτρηση παροδικών πεδίων

Οι μέθοδοι ΤΕΜ χρησιμοποιούν παλμικό ρεύμα, το οποίο διοχετεύεται σε μη γειωμένο βρόχο. Το ρεύμα με τη σειρά του διακόπτεται απότομα και ο ρυθμός μεταβολής του δευτερεύοντος πεδίου λόγω του επαγόμενου υπεδαφικού ρεύματος μετράται με ένα επαγωγικό πηνίο. Τονίζεται ότι το πρωτεύον πεδίο απουσιάζει παντελώς κατά την μέτρηση. Η Εικόνα 6.12 συνοψίζει τη βασική διαδικασία μέτρησης.

Η καταγραφή των δεδομένων γίνεται σε χρόνο-παράθυρα γνωστά και ως πύλες (gates) ή κανάλια (channels). Οι πύλες είναι διατεταγμένες με λογαριθμικά αυξανόμενο μήκος σε σχέση με το χρόνο, διότι με αυτόν τον τρόπο βελτιώνεται η αναλογία σήματος προς θόρυβο (S/N) στους ύστερους χρόνους. Η αρχή αυτή καλείται log-gating. Συνήθως χρησιμοποιούνται 8-10 πύλες ανά δεκάδα. Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 6.12 η πολικότητα του ρεύματος εναλλάσσεται για διαδοχικούς παλμούς, αν και αυτό δεν αποτελεί απαράβατο κανόνα. Η αλλαγή της πολικότητας χρησιμεύει για να καταστείλει, 1) τα ανεπιθύμητα σήματα από το δίκτυο διανομής ενέργειας, αν



Εικόνα 6.12. Διαδικασία μέτρησης ΤΕΜ. (Α) είναι το ρεύμα στον βρόχο του πομπού. (Β) είναι η επαγόμενη ΗΕΔ στο υπέδαφος και (Γ) το δευτερεύον μαγνητικό πεδίο στον δέκτη. Υποτίθεται ότι ο δέκτης είναι πηνίο τοποθετημένο στο γεωμετρικό κέντρο του πομπού.

η συχνότητα επανάληψης έχει επιλεγεί να είναι υποαρμονική της βασικής συχνότητας του δικτύου (στην Ευρώπη 50 Hz), και, 2) την στατική ολίσθηση στους ενισχυτές του οργάνου μέτρησης. Αυτό καλείται συγχρονισμένη avíχνευση (synchronous detection). Τυπικές συχνότητες επανάληψης των παλμών για δίκτυα 50 Hz, είναι γύρω στα 25 Hz. Όταν χρησιμοποιούνται υψηλότερη συχνότητα επανάληψης, αυτή πρέπει να ρυθμίζεται έτσι ώστε να αντισταθμίζει τη βασική συχνότητα του δικτύου διανομής ενέργειας. Μία τυπική βαθοσκόπηση αποτελείται από υπέρθεση της απόκρισης 1000-10000 ξεχωριστών παλμών (transients).

Τα χαρακτηριστικά της εκπεμπόμενης κυματομορφής, συμπεριλαμβανομένου του ακριβούς χρόνου διακοπής (turn off), της διάρκειας της ράμπας και συγχρονισμού μεταξύ πομπού και δέκτη πρέπει να είναι γνωστά και να εισάγονται στον αλγόριθμο προσομοίωσης και/ή αντιστροφής των δεδομένων προκειμένου κατασκευαστεί επαρκής ερμηνεία των βαθοσκοπήσεων. Οι παράμετροι συγχρονισμού πρέπει να είναι γνωστοί με ακρίβεια 100ns, εξαιτίας του αντίκτυπου που έχουν στα δεδομένα των πρώιμων χρόνων.



Σχήμα 6.13α. Μετρητικές Διατάξεις: 1. Απλός Βρόχος· 2. Ταυτοί Βρόχοι· 3. Κεντρικός Βρόχος.

6.4.2. Μετρητικές διατάξεις

Οι πομποί και δέκτες που χρησιμοποιούνται στην μέθοδο ΤΕΜ είναι τετραγωνικοί ή ορθογώνιοι βρόχοι αναπτυσσόμενοι σε αρκετές διαφορετικές διαμορφώσεις (βλ. Εικόνα 6.13):

1. <u>Απλός βρόχος (Single-Loop)</u>.

Αποτελείται από έναν μόνο βρόχο, ο οποίος λειτουργεί και ως πομπός και ως δέκτης ευθύς μόλις διακοπεί το ρεύμα). Το μέγεθος της πλευράς του βρόχου ποικίλει από μερικά μέτρα ως μερικές εκατοντάδες μέτρα και είναι συνήθως τετραγωνικός ή ορθογώνιος. Η διαμόρφωση αυτή είναι από τις δημοφιλέστερες και πλέον αποτελεσματικές τεχνικές ΗΜ βαθοσκόπησης.

2. <u>Ταυτοί ή Συμπίπτοντες Βρόχοι (Coincident Loops)</u>.

Ο πομπός και ο δέκτης είναι χωριστοί υπερτιθέμενοι βρόχοι με τα αυτά γεωμετρικά χαρακτηριστικά. Η γεωμετρία της διαμόρφωσης αυτής είναι η ίδια με αυτή του απλού βρόχου.

3. Έσω- ή Κεντρικός Βρόχος. (In- or Central Loop)

Παραλλαγή της προηγούμενης, στην οποία ο δέκτης είναι απλός ή πολύσπειρος βρόχος σημαντικά μικρότερος του πομπού και τοποθετούμενος στο γεωμετρικό κέντρο πομπού. Στις περισσότερες περιπτώσεις η διάμετρος του δέκτη είναι 1 – 2m, όταν το μέγεθος της πλυράς του πομπού μεταβάλλεται από 30 – 200m.

4. Διακριτοί Βρόγοι (Διαμόρφωση τύπου Slingram)

Δυο βρόχοι ιδίων διαστάσεων (20 έως 100 μέτρων) μετακινούνται σε σταθερή μεταξύ τους απόσταση κατά μήκος μίας όδευσης μετρήσεων. Το λαμβανόμενο στον δέκτη σήμα είναι ασθενέστερο από αυτό των προηγουμένων διαμορφώσεων αφού ο δέκτης είναι μακριά από το κέντρο του πομπού όπου παρατηρείται η μέγιστη ένταση του δευτερεύοντος. Τα αποτελέσματα ερμηνεύονται συνήθως ποιοτικά και οι ανωμαλίες μοιάζουν με αυτές της μεθόδου πεδίου συ-



Σχήμα 6.13β. Μετρητικές Διατάξεις: 4. Διακριτοί βρόχοι σταθερού αναπτύγματος (τύπος Slingram)· 5. Διακριτοί βρόχοι μεταβλητού αναπτύγματος (offset). 6. Μεγάλη πηγή – Περιπλανώμενος Δέκτης (τύπος Turam).

χνότητας Slingram. Η διαμόρφωση τύπου Slingram μπορεί να χρησιμοποιηθεί και εναέρια· προς τούτο απαιτείται, είτε ανάρτηση των πομπού και δέκτη σε ειδικά εξαρτήματα της ατράκτου αεροσκαφών (κυρίως) ή ελικοπτέρων, είτε ρυμούλκηση πομπού και δέκτη σε ειδικά διαμορφωμένο ανεμούριο.

5. Διακριτοί βρόχοι μεταβλητού αναπτύγματος (offset).

Ο βρόχος του πομπού παραμένει σταθερός και ο βρόχος του δέκτη, με διαστάσεις ίσες ή (συνήθως) μικρότερες του πομπού μετακινείται κατά μήκος της όδευσης. Η διάταξη αυτή χρησιμοποιείται για γεωμετρική βαθοσκόπηση.

6. <u>Μεγάλος πηγαίος βρόχος – περιπλανώμενος δέκτης</u>. (Large Fixed Transmitter - Roving Receiver: Διαμόρφωση τύπου Turam)

Πρόκειται για διάταξη μεταβλητού αναπτύγματος στην οποία υλοποιείται ένας πολύ μεγάλος βρόχος-πομπός που παραμένει σταθερός και ένας πολύ μικρότερος βρόχος-δέκτης χρησιμοποιείται κατά μήκος οδεύσεων που είναι παράλληλες προς μια πλευρά του πομπού. Το μήκος της πλευράς του πομπού είναι της τάξης μερικών εκατοντάδων μέτρων (σε πολλές περιπτώσεις φτάνει μέχρι και πέντε χιλιόμετρα).

6.4.3. Αξιολόγηση μετρητικών διατάξεων

Τα συστήματα TEM που χρησιμοποιούν υψηλή ροπή πομπού, συνήθως εφαρμόζονται με βρόχο πλευράς 40-200m. Τα πλεονεκτήματα του μεγάλου βρόχου είναι ότι οι μετρήσεις μπορούν να γίνονται και μέσα σε αυτόν, ενώ η μαγνητική ροπή είναι μεγάλη. Τα μειονεκτήματα είναι η σχετικά χαμηλή επίδοση σε συνθήκες ασθενούς πηγαίου πεδίου και η εύκολη ζεύξη με τεχνητούς αγωγούς. Ένας μικρός βρόχος πομπού με υψηλό ρεύμα είναι πολύ αποδοτικός στην ύπαιθρο εφόσον ληφθούν υπόψη τα κάτωθι:

- Η χρήση κεντρικού βρόχου με μικρό βρόχο πομπού και υψηλή ένταση ρεύματος I₀ προκαλεί κορεσμό των ενισχυτών του δέκτη λόγω των υψηλών τάσεων που διεγείρονται κατά την διακοπή του πρωτεύοντος πεδίου. Μετά τον κορεσμό, οι ενισχυτές παράγουν παραμορφωμένα σήματα για εκατοντάδες μικροδευτερολέπτων. Επιπλέον, ρεύματα της τάξης του nA, διαρρέουν από τον πομπό αμέσως μετά την διακοπή του ρεύματος και παραμορφώνουν τα δεδομένα. Αμφότερα αυτά τα φαινόμενα εξαφανίζονται λόγω γεωμετρίας, όταν χρησιμοποιείται είτε μικρής έντασης ρεύμα με μεγάλο βρόχο πομπού είτε μεγάλο ανάπτυγμα πομπού – δέκτη (offset). Σε γενικές γραμμές, είναι σωστότερο να χρησιμοποιείται ρεύμα υψηλής έντασης με διατάξεις offset και ρεύμα χαμηλής έντασης με διατάξεις απλού βρόχου, ταυτών βρόχων και κεντρικού βρόχου.
- Το φαινόμενο της επαγόμενης πόλωσης (IP) εμφανίζεται σε μερικά ιζηματογενή περιβάλλοντα (βλ. §6.5.1-γ). Είναι εντονότερο στην διάταξη κεντρικού βρόχου και μετατοπίζεται προς τους ύστερους χρόνους καθώς αυξάνεται η απόσταση πομπού - δέκτη.
- Σε πρώιμους χρόνους, η διάταξη offset είναι υπερβολικά ευαίσθητη σε μικρές αποκλίσεις της αντίστασης κοντά στην επιφάνεια, οι οποίες έχει δειχθεί ότι επηρεάζουν σημαντικά τα μετρούμενα πεδία πριν το σύστημα δινορευμάτων περάσει κάτω από τον δέκτη. Σε πολλές περιπτώσεις αυτά τα δεδομένα δεν είναι ερμηνεύσιμα με μονοδιάστατο μοντέλο, ακόμα και όταν η γεωηλεκτρική δομή είναι περίπου μονοδιάστατη. Σε ύστερους χρόνους αφού το σύστημα ρεύματος έχει σβήσει, η παραμόρφωση εξασθενίζει. Η διάταξη κεντρικού βρόχου είναι λιγότερο ευαίσθητη σε τέτοιες παραεπιφανειακές μεταβολές της ειδικής αντίστασης.
- Η διάταξη offset είναι πολύ ευαίσθητη σε μικρές αποκλίσεις της γεωμετρίας πομπού δέκτη.
 Η διάταξη κεντρικού βρόχου δεν επηρεάζεται από την γεωμετρία του δέκτη σε σχέση με την γεωμετρία του πομπού.
- Ένας καλός συμβιβασμός είναι η χρήση του συστήματος υψηλής ενέργειας, όπου πρώιμοι χρόνοι μετρούνται με κεντρικό βρόχο και ρεύμα έντασης 1-3A και οι ύστεροι χρόνοι μετρούνται με διάταξη offset και ρεύμα υψηλής έντασης Με αυτό τον τρόπο διευθετούνται αρκετά προβλήματα και η παραγωγικότητα μπορεί να παραμείνει υψηλή.

6.4.4. Σχεδιασμός έρευνας

Πριν από κάθε γεωφυσική έρευνα, γίνεται ένας αρχικός σχεδιασμός για τον τρόπο με τον οποίο θα διεξαχθεί ώστε να ελαχιστοποιηθεί ο λόγος κόστους προς αποτέλεσμα (cost effectiveness), και ο οποίος βασίζεται σε συν-αξιολόγηση αρκετών διαφορετικών παραγόντων όπως τα χαρακτηριστικά των ερευνώμενων στόχων (βάθος, σχήμα, ιδιότητες), η μορφολογία του εδάφους, οι δυνατότητες των διαθέσιμων οργάνων, η επιθυμητή διακριτική ανάλυση (resolution), ο διαθέσιμος χρόνος, ο αριθμός και ποιότητα του προσωπικού κ.α.

Στην περίπτωση της μεθόδου TEM, πρωταρχικό ρόλο διαδραματίζει η διαμόρφωση πομπού – δέκτη και το μέγεθος του βρόχου του πομπού. Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά των πιθανών στόχων, λαμβάνονται και οι καταλληλότερες αποφάσεις.

Η διεισδυτική ικανότητα της μεθόδου εξαρτάται από την ισχύ και μέγεθος του βρόχου εκπομπής και το γεωλογικό περιβάλλον του στόχου, συγκεκριμένα δε από την δραστική αγωγιμότητα του υπεδάφους και, κυρίως, την αγωγιμότητα του επιφανειακού στρώματος. Η ενέργεια του πρωτεύοντος μαγνητικού πεδίου είναι ανάλογη της μαγνητικής ροπής του πομπού, ήτοι ανάλογη του γινομένου nIA, όπου I είναι το ρεύμα, n ο αριθμός σπειρών και A η επιφάνεια του εκπέμποντος βρόχου. Με βάση αυτή την ιδιότητα μπορεί να αποδειχθεί θεωρητικά ότι ο ρυθμός απόσβεσης του πρωτεύοντος μαγνητικού πεδίου είναι ανάλογος της αντίστροφης απόστασης (L ¹) από τον στόχο για πολύ μεγάλους βρόχους και ανάλογος του αντιστρόφου κύβου (L³) της απόστασης για πολύ μικρούς (Nabighian and McNae, 1994). Αυτό σημαίνει ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο βρόγος του πομπού, τόσο μεγαλύτερη η διεισδυτική ικανότητα. Το γεωλογικό περιβάλλον είναι επίσης πολύ σημαντικό: στην περίπτωση που το πρώτο (ανώτατο) στρώμα είναι πολύ αγώγιμο, η απορρόφηση της ενέργειας σε αυτό είναι μεγαλύτερη, πράγμα που ελαττώνει το βάθος διείσδυσης. Ένας γενικός κανόνας για την διάταξη απλού βρόγου, είναι πως το μέγεθος της πλευράς του βρόγου πρέπει να είναι περίπου της ίδιας τάξης μεγέθους με το βάθος του στόχου. Αν π.χ. ο στόχος αναμένεται στα 100 μέτρα βάθος, το μέγεθος της πλευράς του βρόχου θα πρέπει να είναι μεταξύ 80 και 120 μέτρων.

Η απόσταση μεταξύ των σταθμών μετρήσεων και μεταξύ οδεύσεων, εξαρτάται από τον τύπο της έρευνας (λεπτομερής ή αναγνωριστικός). Παραδείγματος χάριν, για αναγνωριστική έρευνα και με τη διάταξη απλού βρόχου, προκειμένου να επιτευχθεί ικανοποιητική ανίχνευση του στόχου η απόσταση μεταξύ διαδοχικών σταθμών θα πρέπει να είναι τέτοια, ώστε να εντοπίζει τα όρια και γενικά γεωμετρικά χαρακτηριστικά του στόχου. Η απόσταση μεταξύ διαδοχικών οδεύσεων θα πρέπει να είναι ανάλογη του αναπτύγματος του στόχου. Για τη διεξαγωγή λεπτομερούς έρευνας το βήμα δειγματοληψίας θα πρέπει να είναι αρκετά μικρότερο.

6.5 ΘΟΡΥΒΟΣ ΚΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ

6.5.1. Πηγές σφαλμάτων

Τα γεωφυσικά δεδομένα πάντοτε αποτελούνται από δύο μεγέθη: τις ίδιες τις μετρήσεις και τις αβεβαιότητες (σφάλματα) επί των μετρήσεων. Μία μέτρηση δεν είναι ποτέ 100% ακριβής διότι σχεδόν πάντοτε, στην μέτρηση της απόκρισης της Γης παρεμβάλλεται ο πανταχού παρών, περιβάλλων ηλεκτρομαγνητικός και γεωλογικός θόρυβος. Τα σφάλματα που μπορεί να υπεισέλθουν στις μετρήσεις λόγω θορύβου οφείλονται σε πολλά διαφορετικά αίτια, τα σημαντικότερα εκ των οποίων είναι:

α) <u>Ανθρωπογενής θόρυβος</u>. Παράγεται είτε από γειωμένα μεταλλικά σώματα (παθητική επαγωγή), είτε από εκπομπές του δικτύου μεταφοράς ενέργειας και ηλεκτρικών/ ηλεκτρονικών μηχανημάτων.

Στην πρώτη κατηγορία εντάσσονται όλοι οι μεταλλικοί αγωγοί οι οποίοι βρίσκονται στην άμεση γειτονία της μετρητικής διάταξης και στους οποίους μπορεί να επαχθεί ρεύμα λόγω του πρωτεύοντος πεδίου του πομπού. Οι γειωμένοι αγωγοί προκαλούν παραμόρφωση γαλβανικού τύπου, η οποία είναι πολύ δύσκολο να αναγνωρισθεί. Οι θαμμένοι και μονωμένοι αγωγοί προκαλούν παραμόρφωση χωρητικού τύπου, η οποία έχει έντονα κυμαινόμενο χαρακτήρα και αναγνωρίζεται σχετικά εύκολα. Περισσότερες λεπτομέρειες για τις παραμορφώσεις αυτού του τύπου δίδονται στο §6.5.5. Στην δεύτερη κατηγορία εντάσσεται αρμονικός θόρυβος ο οποίος προέρχεται από τις γραμμές μεταφοράς ενέργειας (50 ή 60 Hz και αρμονικές ανώτερης τάξης) και τηλεπικοινωνιακές εκπομπές: Οι ραδιοφωνικοί σταθμοί πολύ χαμηλής συχνότητας (VLF) παράγουν μεγαλύτερης συχνότητας θόρυβο (10 με 25 kHz) ενώ οι ραδιοφωνικές, τηλεοπτικές και τηλεφωνικές εκπομπές υψηλών συχνοτήτων (VHF –UHF) παράγουν υποαρμονικές που επίσης μπορούν να μολύνουν τις μετρήσεις. Ένα ισορροπημένο δίκτυο διανομής ενέργειας παράγει διακριτές φασματικές κορυφές, οι οποίες είναι εύκολο να απομακρυνθούν με εναλλαγή της πολικότητας των εκπεμπόμενων παλμών, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ή με εφαρμογή ειδικών τεχνικών (notch filters delay-line filters). Ένα ασταθές δίκτυο παράγει κυματική διαμόρφωση πλάτους και ευρυζωνικές παρεμβολές οι οποίες είναι αρκετά δύσκολο να αντιμετωπισθούν. Σποραδικός παροδικός θόρυβος παράγεται από την διακοπτόμενη ή ασύμφωνη λειτουργία πολλαπλών, κακώς γειωμένων ηλεκτρικών συσκευών και από την διακοπτόμενη ασύμφωνη λειτουργία τηλεπικοινωνιακών συσκευών. Ο θόρυβος αυτός εμφανίζεται με την μορφή παλμών, οξέων ή ευρέων συναρτήσεων -δ, αποσβενόμενων ημιτονοειδών κ.α. Η αντιμετώπιση ανθρωπογενούς θορύβου τέτοιων μορφών περιγράφεται διεξοδικότερα στο §6.5.2.

β) <u>Φυσικός θόρυβος</u>. Προέρχεται από φυσικά μαγνητικά πεδία σε συχνότητες ELF-VLF, λόγω μαγνητοσφαιρικής/ ιονοσφαιρικής δραστηριότητας (π.χ. συριγμοί, chirps, κ.ά), και από ατμοσφαιρική ηλεκτρική δραστηριότητα (κεραυνοί – συντονισμοί Schumann). Ο θόρυβος αυτός έχει αρμονική και σποραδική συνιστώσα και αντιμετωπίζεται όπως και ο σποραδικός ανθρωπογενής θόρυβος (βλ. §6.5.2).

γ) <u>Γεωλογικός θόρυβος</u>. Οφείλεται κυρίως σε φαινόμενα επαγόμενης πόλωσης και υπερπαραμαγνητικής απόκρισης.

Φαινόμενα επαγόμενης πόλωσης παρουσιάζονται σε περιπτώσεις ύπαρξης σχηματισμών με συχνοτικά εξαρτώμενη μεταβολή της συνθετικής αγωγιμότητας, οι οποίοι προκαλούν έντονη διασπορά στην διάδοση του ΗΜ πεδίου. Τέτοιο παράδειγμα είναι πολύ λεπτά στρώματα αργίλων με ειδική αντίσταση < 20-40 Ωm, υπερκείμενα αντιστατικών σχηματισμών (>200-300 Ωm). Όταν η πολωσιμότητα των στρωμάτων αυτών είναι της τάξης 1-3%, οι ύστεροι χρόνοι θα παραμορφωθούν από φαινόμενα επαγόμενης πόλωσης. Παρόμοια επίδραση εμφανίζεται και σε περιπτώσεις επιφανειακών στρωμάτων μολυσμένων με βιομηχανικά απόβλητα (περιλαμβανομένων και των υδρογονανθράκων), φαινόμενα διάβρωσης στην επιφάνεια κρυσταλλικών πετρωμάτων, λεπτές παρα-επιφανειακές διαρρήξεις κ.λ.π. Τα φαινόμενα επαγόμενης πόλωσης αναγνωρίζονται από απότομες μεταβολές στην αναμενόμενη μονοτονικότητα ή αιφνίδιες αλλαγές στην πολικότητα της μετρούμενης παλμικής απόκρισης, ή από σημαντικές μεταβολές της μορφής της συναρτήσει του μεγέθους του πομπού. Σε γενικές γραμμές είναι μικρά για τις διαμορφώσεις απλών και ταυτών βρόχων, ενώ ελαχιστοποιούνται αυξανομένου του μεγέθους του βρόχου και/ή της απόστασής του από το έδαφος.

Η υπερπαραμαγνητική απόκριση οφείλεται σε φαινόμενα μαζικού προσανατολισμού/ αποπροσανατολισμού των μαγνητικών ροπών λεπτών σιδηρομαγνητικών ορυκτών κατά τους πρώιμους χρόνους (π.χ. σωματίδια μαγνητίτη και μαγκεμίτη διαμέτρου $10^{-9} - 10^{-7}$ m), η παρουσία των οποίων προκαλεί διασπορά λόγω συχνοτικής εξάρτησης της μαγνητικής επιδεκτικότητας. Εμφανίζονται σε ηφαιστειακούς ή ιζηματογενείς σχηματισμούς πλουσίους σε τέτοια υλικά, συμπεριλαμβανομένης της μόλυνσης με σιδηρούχα βιομηχανικά απόβλητα. Σε γενικές γραμμές αναγνωρίζονται από το ότι επιφέρουν απόσβεση της μετρούμενης HEΔ ~1/t στους ύστερους χρόνους με ταυτόχρονη μονοτονική ελάττωση της φαινόμενης ειδικής αντίστασης σε εξαιρετικά μικρές τιμές, και παράλληλη μετατόπιση των καμπυλών φαινόμενης αντίστασης για διαφορετικά μεγέθη βρόχων. Αντιμετωπίζονται με ελάττωση της αμοιβαίας επαγωγής πομπού – δέκτη, αύξηση του μεγέθους του βρόχου για διαμορφώσεις απλών ή ταυτών βρόχων και/ή υπερύψωση



Σχήμα 6.15. Βαθοσκόπηση ΤΕΜ με σώρευση 50 παροδικών μετρήσεων (τεφρό χρώμα) και 5,000 παροδικών (μαύρη γραμμή). Τροποποιημένη από Christiansen et al, (2006)

του πομπού (προκειμένου για μικρούς βρόχους).

δ) <u>Τοπογραφία</u>. Η έλλειψη οριζοντιότητας στον βρόχο του πομπού έχει μικρή επίδραση, διότι μετά το πρώιμο στάδιο η διάδοση των κυμάτων συμπεριφέρεται έτσι, ως εάν ήταν η επιφάνεια του εδάφους απολύτως επίπεδη.

ε) <u>Γεωμετρικός θόρυβος</u>. Σε αυτόν συμπεριλαμβάνονται όλες οι πηγές παραμορφώσεων που οφείλονται στην κακή γεωμετρία της μετρητικής διάταξης. Αντιμετωπίζεται με προσεκτική κατασκευή των βρόχων πομπού και δέκτη. Πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι σε. αντίθεση με τις ηλεκτρομαγνητικές μεθόδους πεδίου συχνότητας όπου είναι δύσκολο να απομονωθεί η εν φάσει συνιστώσα του δευτερεύοντος πεδίου από το γεωμετρικά εξαρτώμενο πρωτεύον πεδίο, τα γεωμετρικά λάθη είναι μικρά γιατί οι μετρήσεις λαμβάνονται κατά την απουσία του πρωτεύοντος πεδίου.

6.5.2. Σποραδικός θόρυβος

Η καμπύλη διασκόπησης που προκύπτει από έναν μόνο παλμό (παροδικό σήμα), συνήθως επηρεάζεται σημαντικά από τον θόρυβο. Επαναλαμβάνοντας την εκπομπή πολλές φορές, αθροίζοντας τις προκύπτουσες καμπύλες διασκόπησης και υπολογίζοντας αναμενόμενες (μέσες) τιμές, ο θόρυβος ελαχιστοποιείται και το σήμα ενισχύεται. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται σώρευση (stacking) και μία τυπική βαθοσκόπηση ΤΕΜ αποτελείται από σώρευση 1000 έως 10000 παροδικών. Χαρακτηριστικό παράδειγμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.15, όπου φαίνεται το αποτέλεσμα στους σώρευσης 50 και 5000 απλών παροδικών αντίστοιχα. Είναι προφανές ότι μία διασκόπηση με 50 σωρευμένα παροδικά θα ήταν δυσκολότερο να ερμηνευτεί συγκρινόμενη με την αντίστοιχη των 5000 παροδικών. Αν χρησιμοποιείται τεχνική log-gating και με την προϋπόθεση



Εικόνα 6.16: Βαθοσκόπηση ΤΕΜ και μετρήσεις θορύβου. Οι τεφρές καμπύλες αντιπροσωπεύουν μετρήσεις θορύβου και η διακεκομμένη τεφρή γραμμή με κλίση t^{-1/2} την τάση (γενική μεταβολή) της ενέργειας του θορύβου. Η απόκριση της γης)ομογενής ημιχώρος) αντιπροσωπεύεται με μαύρες καμπύλες κλίσης t^{-5/2}. Η μαύρη στικτή γραμμή αντιπροσωπεύει την μέτρηση που αναμένεται όταν η πηγή (βρόχος) αναπτύξει 10 φορές υψηλότερη ροπή. Τροποποιημένη από Christiansen, et al, (2006).

ότι ο θόρυβος ακολουθεί κανονική (Γκαουσσιανή) κατανομή, ο λόγος σήματος προς θόρυβο (S/N) είναι ανάλογος της $N^{1/2}$, όπου N είναι ο αριθμός των σωρευμένων παροδικών. Ως εκ τούτου, διπλασιάζοντας τον αριθμό των σωρεύσεων, ο λόγος S/N βελτιώνεται κατά ένα παράγοντα 1,41.

Ο τυχαίος (κανονικά κατανεμημένος) θόρυβος ο οποίος καταγράφεται όταν οι μετρήσεις γίνονται με τεχνική log-gating συνήθως αποσβένεται συναρτήσει του χρόνου με ρυθμό ~ $t^{1/2}$ και συνήθως κυμαίνεται σε επίπεδα ολίγων, έως ολίγων εκατοντάδων nV/m²*s. Σε πραγματικές μετρήσεις, μετά την σώρευση ο θόρυβος συμπιέζεται σε επίπεδα της τάξης μερικών nV/m²*s. Για παράδειγμα, στο Σχήμα 6.16 και στον χρόνο 1ms, το επίπεδο θορύβου είναι περίπου 3nV/m²*s. Στη ίδιο γράφημα, με τεφρό χρώμα παρουσιάζεται ένα σύνολο μετρήσεων (καμπυλών) καθαρού τυχαίου θορύβου δηλ. χωρίς να λειτουργεί ο πομπός. Η τάση των μετρήσεων θορύβου είναι πολύ κοντά στην αναμενόμενη μεταβολή $t^{1/2}$ και στο Σχήμα 6.16 εικονίζεται με διακεκομμένη τεφρή γραμμή.

Είναι σαφές ότι στους αρχικούς χρόνους, οι μετρήσεις είναι αρκετές φορές ισχυρότερες από το επίπεδο του θορύβου (ο λόγος S/N είναι υψηλός). Λόγω όμως της ταχείας απόσβεσης του σήματος, (κατά τον χρόνο κατά τον οποίο το πλάτος του μετρούμενου σήματος πίπτει στο επίπεδο του θορύβου, συνήθως αποσβένεται με ρυθμό ανάλογο του $t^{-5/2}$), η μετάβαση από ένα καλό λόγο S/N σε ένα πολύ χαμηλό λόγο S/N συμβαίνει σχεδόν ξαφνικά.

Όπως είναι προφανές, υπάρχουν δύο τρόποι για να μετρηθούν αξιόπιστα δεδομένα σε ύστερους χρόνους και να αποληφθεί πληροφορία για μεγαλύτερα βάθη: 1) Να ελαττωθεί ο θόρυβος με σώρευση, και, 2) να αυξηθεί την ροπή του πομπού. Όπως προαναφέρθηκε, η σώρευση περιστέλλει τον θόρυβο κατά παράγοντα $N^{1/2}$. Η επίδραση στους αύξησης στους ροπής εικονίζεται φαίνεται στο Σχήμα 6.16 με μαύρη στικτή γραμμή: Η καμπύλη αυτή δείχνει το επίπεδο των μετρήσεων στην ίδια θέση, αλλά δεκαπλάσια ροπή πομπού και είναι φανερό ότι ο λόγος S/N είναι πολύ μεγαλύτερος στους ύστερους χρόνους.

6.5.3. Βάθος διείσδυσης

Όπως σε όλες τις γεωφυσικές μεθόδους, έτσι και την TEM, είναι δύσκολο να αποφανθούμε ποσοτικά και αναμφίβολα για το βάθος διείσδυσης. Στην συζήτηση που ακολουθεί θα παραυεθούν μόνο ορισμένοι βασικοί κανόνες.

Κατ' αναλογία προς τον ορισμό του γνωστού από την ανάλυση στο πεδίο συχνότητας επιδερμικού βάθους, (βλ.§3.2), ορίζομε ως μήκος ή βάθος διάχυσης την απόσταση στην οποία το πλάτος της παροδικής απόκρισης έχει ελαττωθεί κατά 1/e. Το βάθος διάχυσης δίδεται από την σχέση

$$z_d = \sqrt{\frac{2t}{\mu_0 \sigma}} \approx 1.26\sqrt{\rho t} \tag{6.19}$$

και εκφράζεται σε m όταν η ειδική αντίσταση εκφράζεται σε Ωm και ο χρόνος σε μs. Αυτή η έκφραση είναι ακριβής μόνο για επίπεδα κύματα. Για πηγές κυκλικού ή τετραγωνικού βρόχου, το βάθος διάχυσης είναι περίπου 1,8 φορές μικρότερο από αυτό που υπολογίζεται με την εξίσωση (6.19).

Ο χρόνος διάχυσης, δηλ.
ο χρόνος στον οποίο το ρεύμα έχει διαχυθεί μέχρι του βάθου
ς z_d δί-δεται από την σχέση :

$$t_d = \frac{\mu_0 \sigma z_d^2}{2} \approx 0.628 \frac{z_d^2}{\rho} , \qquad 6.20$$

και εκφράζεται σε μ
s όταν η ειδική αντίσταση εκφράζεται σε Ω m και το βάθος σε m.

Όπως φαίνεται και στην Εικόνα 6.9 (αριστερά), το σήμα αποσβένεται σε ομογενή ημιχώρο με ρυθμό $\sim t^{-5/2}$ και από την στιγμή που διέρχεται το επίπεδο του φυσικού θορύβου οι μετρήσεις δεν μπορούν πλέον να χρησιμοποιηθούν. Κατά συνέπεια, το επίπεδο του φυσικού θορύβου ορίζει τα όρια του πόσο ύστερα μπορούν να γίνουν μετρήσεις και, επί πλέον, πόσο βαθιά μέσα στο υπέδαφος μπορούν να διαχυθούν οι δακτύλιοι καπνού. Χρησιμοποιώντας την έκφραση (6.17) για την παλμική απόκριση, η σχέση μεταξύ του επιπέδου του θορύβου V_{θ} και του υστερότερου χρόνου t_l στον οποίο μπορούν να γίνουν μετρήσεις είναι

$$V_{\theta} = \frac{\partial \mathbf{b}_{z}(t=t_{l})}{\partial t} = \left(\frac{M}{20}\right) \left(\frac{\sigma}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu}{t_{l}}\right)^{\frac{3}{2}} \tag{6.21a}$$

από όπου

$$t_l = \mu \left(\frac{M}{20V_{\theta}}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{\sigma}{\pi}\right)^{\frac{3}{5}}.$$
6.21 β

Όταν ο χρόνος t_l είναι ίσος με τον χρόνο διάχυσης t_d , είναι εύκολο να δειχθεί ότι



Εικόνα 6.17: Ισοδυναμία αντιστάσεων. Η ειδική αντίσταση του δεύτερου στρώματος μεταβάλλεται από 60 Ωm σε 1000 Ωm. Η βασική δομή τριών στρωμάτων αποτελείται από ένα ανώτερο στρώμα 30Ωμ, ένα αντιστατικό μεσαίο στρώμα (60-1000Ωm) και ημιχώρο 10Ωm. Το πάχος του πρώτου και δεύτερου στρώματος

$$z_d = \left(\frac{2}{25\pi^3}\right)^{\frac{1}{10}} \left(\frac{M}{\sigma V_\theta}\right)^{\frac{1}{5}} = 0.551 \left(\frac{M}{\sigma V_\theta}\right)^{\frac{1}{5}}$$

$$6.22$$

Από τις παραπάνω εκφράσεις φαίνεται ότι το μέγιστο βάθος διάχυσης το οποίο είναι ένα μέτρο του βάθους διείσδυσης, είναι ανάλογο της 5^{ης} ρίζας του λόγου μεταξύ της ροπής της πηγής και του γινομένου της αγωγιμότητας επί το επιπέδου του θορύβου. Ο μοναδικός τρόπος για να αυξηθεί το βάθος διείσδυσης είναι να αυξηθεί η ροπή του πομπού ή να ελαττωθεί το δραστικό επίπεδο θορύβου. Ο περιβάλλων θόρυβος έχει σχετικά σταθερό μέγεθος, αλλά ό τρόπος με τον οποίο συλλέγονται και ανάγονται τα δεδομένα, με υπέρθεση πολλών μετρήσεων, περιστέλλει το δραστικό επίπεδο θορύβου, όπως περιγράφηκε στο §6.5.2. Από την εξίσωση 6.22 προκύπτει επίσης ότι για να διπλασιασθεί το βάθος διείσδυσης, πρέπει να ελαττωθεί ο ενεργός θόρυβος ή να αυξηθεί η ροπή του πομπού κατά ένα παράγοντα 32.

6.5.4. Ισοδυναμία

Γεωηλεκτρικές δομές οι οποίες, εντός των ορίων του σφάλματος μέτρησης, παράγουν σχεδόν ίσες αποκρίσεις ορίζονται ως *ισοδύναμες*. Μερικές φορές οι ισοδυναμίες μπορούν να είναι ιδιαίτερα έντονες, υπό την έννοια ότι πολύ διαφορετικές δομές δίνουν σχεδόν πανομοιότυπες αποκρίσεις. Η μέθοδος ΤΕΜ εμφανίζει ισοδυναμίες σε περιορισμένο βαθμό και σε τρεις περιπτώσεις:

- Δομή αποτελούμενη από αγώγιμο στρώμα μεταξύ δύο αντιστατικών (ισοδυναμία χαμηλής αντίστασης).
- Δομή αποτελούμενη από αντιστατικό στρώμα μεταξύ δύο αγωγίμων (ισοδυναμία υψηλής αντίστασης) και,
- 3) Στρώματα με κατιούσα ηλεκτρική βαθμίδα (βαθμιαία ελάττωση της ειδικής αντίστασης).

Στο §6.1.2.4 είδαμε ότι η μέθοδος ΤΕΜ έχει περιορισμένη ευαισθησία σε αντιστατικές δομές. Αυτό όπως είναι φυσικό έχει σημασία όταν επιχειρείται ερμηνεία δεδομένων που έχουν μετρηθεί πάνω από αντιστατικά στρώματα. Στην Εικόνα 6.17 εικονίζεται ένα τέτοιο σύνολο τέτοιων ισοδύναμων (συνθετικών) αποκρίσεων: όπως είναι προφανές στο Σχήμα 6.17 δεξιά, οι φαινόμενες αντιστάσεις ύστερου χρόνου δεν διακρίνονται μεταξύ τους για ειδικές αντιστάσεις του δεύτερου στρώματος μεγαλύτερες των 250 Ωm και μόνον όταν αυτές πέσουν κάτω των 125 Ωm υπάρχει σαφής ποιοτική διαφοροποίηση των καμπυλών διασκόπησης. Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι το στρώμα υψηλής αντίστασης στρώμα δεν έχει σπουδαία συμβολή στην συγκρότηση της συνολικής απόκρισης της γεωηλεκτρικής δομής, πράγμα που δυσκολεύει σημαντικά την δυνατότητα εξαγωγής συμπερασμάτων για την ποιότητά του. Παρ' όλα αυτά το πάχος του δεύτερου στρώματος μπορεί να προσδιοριστεί αρκετά καλά δεδομένου ότι το πάχος του πρώτου στρώματος και η οροφή του τρίτου είναι ευδιάκριτες εφόσον τα στρώματα αυτά αποκρίνονται ικανοποιητικά λόγω της χαμηλής τους ειδικής αντίστασης.

Στην Εικόνα 6.18 παρουσιάζονται συνθετικές καμπύλες απόκρισης για δομές της περίπτωσης (3) ανωτέρω. Στην προκειμένη περίπτωση, το γινόμενο πάχους – αγωγιμότητας για το δεύτερο στρώμα είναι σταθερό και ίσο προς 0,25 S. Η ποιοτική διάκριση μεταξύ των εικονιζόμενων, πολύ διαφορετικών δομών δεν είναι ευχερής και η ποσοτική ερμηνεία τους θα απαιτούσε δεδομένα υψηλής ακρίβειας. Η δυσχέρεια οφείλεται σε χαμηλή ευαισθησία στην μεταβολή του βάθους της οροφής του τερματικού, σχετικά αντιστατικού ημιχώρου.

Σε γενικές γραμμές, αντιστατικές δομές, ή δομές που περιλαμβάνουν στρώματα με πού υψηλές ειδικές αντιστάσεις είναι δύσκολο να ερμηνευθούν με την μέθοδο ΤΕΜ. Σαν γενικός κανόνας αναφέρεται ότι η μέθοδος δεν μπορεί να διακρίνει ευχερώς στρώματα με ειδικές αντιστάσεις μεγαλύτερες των 200 Ωm.

Ισοδυναμίες προκύπτουν και στην περίπτωση που υπάρχουν σημαντικές αβεβαιότητες στα δεδομένα (σφάλματα μέτρησης) λόγω θορύβου, ο οποίος είναι αναπόφευκτος σε πραγματικές συνθήκες εργασίας. Δεδομένου ότι το μέγεθος των σφαλμάτων μέτρησης ορίζει και τα όρια μέσα στα οποία μπορεί να κυμαίνεται η μέτρηση, είναι σαφές ότι σε περίπτωση σημαντικών σφαλμάτων, είναι δυνατόν να υπάρξουν πολλές διαφορετικά (ισοδύναμα) προσομοιώματα γεωηλεκτρικών δομών που ερμηνεύουν τα δεδομένα εντός των ορίων σφάλματος. Με άλλα λόγια η όποια ερμηνευτική λύση δοθεί, δεν θα είναι μοναδική. Όσο μικρότερα είναι τα σφάλματα, τόσο λιγότερες είναι οι πιθανές εναλλακτικές ερμηνείες, πράγμα που τονίζει την ανάγκη για προσεκτικές μετρήσεις και ακριβή δεδομένα. Στην ιδανική περίπτωση κατά την οποία δεν υπάρχουν σφάλματα μέτρησης ισοδυναμίες δεν υφίστανται, πράγμα που σημαίνει ότι συγκεκριμένα δεδομένα μετρήσεων μπορούν να ερμηνευτούν με ένα και μοναδικό τρόπο. Το πρόβλημα της μοναδικότητας της ερμηνείας είναι γευικότερο πρόβλημα της Γεωφυσικής και της Επιστήμης εν γένει, και θα εξειδικευθεί αλλού.





Εικόνα 6.18: Καταστολή στρώματος για διαφορετικές γεωηλεκτρικές δομές. Η ειδική αντίσταση του δεύτερου στρώματος μεταβάλλεται από 60Ωm σε 250Ωm και τα πάχη από 15 σε 60m κρατώντας το γινόμενο αγωγιμότητας – πάχους περίπου σταθερό. Η ειδική αντίσταση του πρώτου στρώματος είναι 30Ωm και το πάχος 20m. Η αντίσταση τού τρίτου στρώματος είναι 500Ωm. Η μαύρη γραμμή είναι το μοντέλο 2 στρωμάτων με την ίδια περίπου συνολική αγωγιμότητα πάνω από τον τερματικό 'κακό' αγωγό (ημιχώρο), όπως στις δομές με 3 στρώματα.



Εικόνα 6.19. Σχηματικό διάγραμμα (α) γαλβανικής ζεύξης και (β) χωρητικής ζεύξης με αντίστοιχες τυπικές μορφές παραμορφώσεων (δεξιά). Τροποποιημένη από Westergaard, (2003)

6.5.5. Παραμορφώσεις από ζεύξη με τεχνητούς αγωγούς

Ο θόρυβος από HM ζεύξη δεν έχει την φύση και εμφάνιση των σποραδικών διαταραχών τυχαίου πλάτους που περιεγράφησαν στο §6.5.2. Στην πραγματικότητα πρόκειται για παραμόρφωση της καμπύλης απόκρισης της Γης λόγω φαινομένων επαγωγής σε τεχνητούς ηλεκτρικούς αγωγούς που υπάρχουν μέσα στον χώρο όπου διαδίδεται το πρωτεύον πεδίο. Η παραμόρφωση είναι ντετερμινιστική και εμφανίζεται με τον ίδιο τρόπο σε όλες τις μετρήσεις σε μία δεδομένη θέση. Οι επιδράσεις της HM ζεύξης δεν μπορούν να αφαιρεθούν με ακρίβεια από τα δεδομένα, έτσι ώστε να εξασφαλιστεί αξιόπιστη ερμηνεία. Γι' αυτό τον λόγο, μετρήσεις που γίνονται κοντά σε σωλήνες, καλώδια, σιδηροτροχιές και μεταλλικούς φράκτες, ενίοτε δεν μπορούν να ερμηνευθούν και πρέπει να απορρίπτονται. Η ασφαλής απόσταση, η οποία ορίζεται ως η ελάχιστη απόσταση όπου μπορούν να μετρηθούν σωστά (ασύζευκτα) δεδομένα ορίζεται ως η απόσταση μεταξύ οιουδήποτε σημείου του συστήματος πομπού-δέκτη και του τεχνητού αγωγού. Η ασφαλής απόσταση από οιονδήποτε τεχνητό αγωγό είναι τουλάχιστον 100m για έδαφος με μέση ειδική αντίσταση 40-60Ωm και αυξάνεται συναρτήσει της αντιστάσεων του εδάφους.



Εικόνα 6.20: Παραμορφωμένα (συζευγμένα) και ασύζευκτα δεδομένα. Ο χάρτης (α) δείχνει την θέση δύο μετρήσεων ΤΕΜ από τις οποίες η S1 είναι καθαρή, ενώ η S2 γαλβανικά παραμορφωμένη λόγω των εγγύς οικοδομημάτων. Στο διάγραμμα (β) φαίνονται καμπύλες db_z/dt για τις δυο μετρήσεις και στο (γ) οι αυτές μετρήσεις μετασχηματισθείσες σε φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου. Το διάγραμμα (δ) δείχνει τις αντίστοιχες μονοδιάστατες ερμηνείες (προσομοιώματα) για τις δύο αποκρίσεις. Η μορφολογία της περιοχής είναι επίπεδη και η γεωλογική δομή στρωματοειδής με βραδείες πλευρικές μεταβολές.

Γενικά διακρίνονται δύο τύποι ζεύξεων, ο γαλβανικός και ο χωρητικός, αμφότεροι εκ των οποίων μπορούν να εξομοιωθούν και περιγραφούν με ισοδύναμα κυκλώματα, όπως σχηματικά παρίσταται στην Εικόνα 6.19.

Ο γαλβανικός τύπος ζεύξης προϋποθέτει την ύπαρξη γειωμένων αγωγών (π.χ. μεταλλικοί φράκτες, γραμμές μεσαίας και υψηλής τάσης γειωμένες σε κάθε πυλώνα, μεταλλικά στηθαία οδών), στους οποίους μπορεί να επαχθεί ρεύμα λόγω του πρωτεύοντος πεδίου του πομπού. Οι τεχνητοί αγωγοί σχηματίζουν, μέσω των γειώσεων, βρόχο (L) και το ρεύμα ρέει μέσω της Γης (R), έχει δηλαδή γαλβανική διαδρομή επιστροφής όπως φαίνεται στην Εικόνα 6.19α. Η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί σε κύκλωμα L-R με εκθετική απόσβεση και η διαταραχή εξαρτάται από την σταθερά χρόνου του κυκλώματος. Η ζεύξη γαλβανικού τύπου είναι πολύ δύσκολο να αναγνωριστεί σε σποραδικά κατανεμημένες ή μεμονωμένες θέσεις μέτρησης, επειδή η παραμόρφωση της απόκρισης μπορεί εύκολα μπορεί να εκληφθεί ως ένδειξη αγώγιμου στρώματος σε μικρό βάθος (βλ. Εικόνα 19α, δεξιά). Αντιθέτως, μπορεί ευκολότερα να ταυτοποιηθεί σε μετρήσεις επί

Η ζεύξη χωρητικού τύπου προϋποθέτει την ύπαρξη θαμμένων και μονωμένων αγωγών, όπως για παράδειγμα είναι τα τηλεφωνικά ή ηλεκτρικά καλώδια με μόνωση πολυουραιθάνης (βλ. Εικόνα 6.19β). Όταν οι αγωγοί αυτοί διεγερθούν από το πρωτεύον μαγνητικό πεδίο, προκαλούν δευτερογενή διέγερση της Γης (R) και ρεύμα επιστροφής, μέσω της μόνωσης (C), αποκαθιστώντας έτσι ένα βρόχο μεταξύ του ρεύματος στον αγωγό και του ρεύματος επιστροφής (L). Έτσι σχηματίζεται ένα επαγωγικό κύκλωμα L-C-R που διεγείρει έντονα κυμαινόμενο δευτερεύον μαγνητικό πεδίο και ως εκ τούτου, είναι εύκολο να αναγνωρισθεί (β λ. Εικόνα 6.19 β , δεξιά).

6.5.6. Διαχείριση παραμορφωμένων μετρήσεων

Οι εργασίες πεδίου που διεξάγονται σε αναπτυγμένες περιοχές, πάντοτε θα περιλαμβάνουν βαθοσκοπήσεις με ζεύξη, ακόμα και όταν ασκείται μεγάλη προσοχή και τήρηση της ασφαλούς απόστασης. Αυτό σημαίνει ότι όλες οι βαθοσκοπήσεις θα πρέπει να αξιολογούνται χωριστά ώστε να είναι δυνατός η εύρεση πιθανών φαινομένων ζεύξης. Δεδομένα που έχουν αναγνωριστεί ως παραμορφωμένα από τέτοια φαινόμενα θα πρέπει να αποκλείονται από την ερμηνεία. Αν αυτά τα δεδομένα δεν αναγνωριστούν, αλλά υποτεθεί ότι είναι προϊόντα πραγματικών υπεδαφικών δομών, θα οδηγήσουν σε εσφαλμένη ερμηνεία κατά το παράδειγμα της Εικόνας 20.

Στην Εικόνα 20 είναι φανερό ότι η (γαλβανικά) παραμορφωμένη απόκριση S2 μπορεί να ερμηνευθεί ωσάν να ήταν αδιατάρακτη απόκριση της Γης. Υποθέτοντας ότι το σύνολο των δεδομένων είναι αδιατάρακτο, μπορούμε να καταλήξουμε σε συνολικά εσφαλμένη ερμηνεία της γεωηλεκτρικής δομής (βλ. Εικόνα 18δ). Στην προκειμένη περίπτωση, η γνώση της ύπαρξης οικοδομημάτων στην περιοχή έρευνας και η μικρή απόσταση μεταξύ των θέσεων μέτρησης άρκεσε ώστε να αναγνωριστούν τα παραμορφωμένα δεδομένα. Συχνότερα όμως, ο μοναδικός τρόπος να αναγνωρίσουμε ζεύξεις είναι να μετρούμε επί επιμήκων οδεύσεων (μηκοτομών).

6.6. ΕΦΑΡΜΟΓΗ: ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΥΦΑΛΜΥΡΙΝΣΗΣ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΚΑΤΩ ΣΟΥΛΙΟΥ ΜΑΡΑΘΩΝΑ (ΒΑ ΑΤΤΙΚΗ)

6.6.1. Γεωλογία – Τεκτονική - Υδρογεωλογία

6.6.1.1 Γεωλογία

Η πεδιάδα του Μαραθώνα καλύπτεται σχεδόν εξ' ολοκλήρου από αλλουβιακές αποθέσεις ποικίλης σύστασης και κοκκομετρίας, με ποικίλο πάχος, το οποίο σε γενικές γραμμές είναι μικρότερο στα κράσπεδα της πεδιάδας και μεγαλύτερο στο κέντρο της και προς την παράκτια ζώνη. Μέχρι πρόσφατα θεωρείτο ότι το μέγιστο πάχος των αλλουβιακών αποθέσεων ήταν 100 m (Κούνης, 1985), ενώ αναφέρθηκε και ένα πάχος 50 m (Τζούκα, 2003), στην περιοχή του υψώματος «Δρακονέρα» με βάση ερμηνείες γεωφυσικών διασκοπήσεων. Ωστόσο, με βάση την ανάλυση βαρυτομετρικών δεδομένων (Chailas et al, 2007), το πάχος των μεταλπικών αποθέσεων αναμένεται να είναι σημαντικά μεγαλύτερο, φτάνοντας ακόμη και τα 500 m.

Στο μεγαλύτερο τμήμα της πεδιάδας οι αλλουβιακές αποθέσεις είναι τυπικά προσχωματικές. Σύμφωνα με τους Pavlopoulos et al. (2003), το ανώτερο τμήμα των αποθέσεων αυτών δηλώνει προοδευτική χέρσευση της περιοχής κατά τα τελευταία ~6.000 χρόνια, με μέσο ρυθμό ανύψωσης 0.4-0.5 cm/έτος. Στην παράκτια ζώνη (Σχινιάς) αναπτύσσονται θίνες. Στις υπώρειες των ορεινών – ημιορεινών όγκων που οριοθετούν την πεδιάδα αναπτύσσονται ζώνες πλευρικών κορημάτων και κώνοι κορημάτων μικρής έως μέτριας συνεκτικότητας.



Εικόνα 6.21. Απλοποιημένος γεωλογικός χάρτης της περιοχής μελέτης (τροποποιημένος από Λόζιο, (1993) και ΕΚΘΕ (1989) για το θαλάσσιο χώρο).

Αποθέσεις του Νεογενούς – Πλειοτεταρτογενούς δεν εμφανίζονται επιφανειακά στην πεδιάδα του Μαραθώνα. Η πλησιέστερη γεωγραφικά εμφάνιση μεταλπικών αποθέσεων βρίσκεται στην περιοχή του Λοιμικού, βόρεια της πεδιάδας. Πρόκειται για αμμούχες μάργες και ψαμμίτες, με κροκαλοπαγείς ενδιαστρώσεις, πιθανόν πλειοκαινικής ηλικίας (Κατσικάτσος, 1990) και πάχος πιθανόν μεγαλύτερο των 50 m. Το ότι δεν εμφανίζονται επιφανειακά στην πεδιάδα του Μαραθώνα, δεν αποκλείει την πιθανότητα να υπάρχουν και εκεί, καλυμμένες από τα Τεταρτογενή ιζήματα. Είναι λοιπόν πιθανόν να έχουν αποτεθεί σε θαμμένα τεκτονικά βυθίσματα, όπου το αλπικό υπόβαθρο βρίσκεται σήμερα σε απόλυτα υψόμετρα χαμηλότερα των -200 m, όπως βόρεια του Κάτω Σουλίου (περιοχή Φούσκα – Αγ. Μόδεστος) και βόρεια του Σχινιά (περιοχή Βάλτος), αλλά και δυτικά του νέου κωπηλατοδρομίου.

Το υπόβαθρο των μεταλπικών αποθέσεων στην περιοχή μελέτης αποτελείται από σχηματισμούς που ανήκουν στην Αυτόχθονη Ενότητα της Αττικής. Ειδικά για την περιοχή Κάτω Σουλίου, - Αγ. Μαρίνας, ο Λόζιος (1993) αναφέρει ότι την εξής στρωματογραφική διάρθρωση:

Ο κατώτερος σχηματισμός είναι οι Σχιστόλιθοι Ραμνούντας. Πρόκειται για χλωριτικούς, μαρμαρυγιακούς σχιστόλιθους αρκέτα έως πολύ εξαλλοιωμένους και οι οποίοι συνοδεύονται από θραύσματα υπερβασικών πετρωμάτων και σιπολονομάρμαρα στα ανώτερα τμήματά τους. Το πάχος τους δεν είναι εύκολο να εκτιμηθεί, ούτε φαίνεται ότι παραμένει σταθερό. Ο Κατσικάτσος (1990) εκτίμησε ότι είναι περί τα 400 m. Σύμφωνα με τον Λόζιο (1993) αποτελεί την ηφαιστειοιζηματογενή ακολουθία που υπόκειται των ανθρακικών πετρωμάτων. Υπερκείμενα των σχιστολίθων βρίσκονται μάρμαρα, τα οποία, στην περιοχή μελέτης φαίνονται να αποτελούν στρωματογραφική εξέλιξη των υποκείμενών τους σχηματισμών. Πρόκειται για τα ανωκρητιδικά «Μαρμαρά Αγ. Μαρίνας» και τα «Μάρμαρα Αγ. Δημητρίου – Τεροκορυφής», κατά Λόζιο (1993), ο οποίος τα θεωρεί ομόλογους σχηματισμούς. Ο Κατσικάτσος (1990) αναφέρεται αντίστοιχα σε «Μάρμαρα Αγ. Μαρίνας» (Εικόνα 2.21) και «Μάρμαρα Μαραθώνα». Το πάχος τους είναι γενικά σημαντικό και ενδέχεται να υπερβαίνει τα 800 m. Τέλος, βόρεια της περιοχής μελέτης (Ραμνούντα) εντοπίζονται υπολειμματικές εμφανίσεις σχιστολίθων, που ενδέχεται να αποτελούν την κορυφή της στρωματογραφικής στήλης της περιοχής.

6.6.1.2 Τεκτονική

Το σύνολο των σχηματισμών υποβάθρου είναι μεταμορφωμένα πετρώματα, τα οποία έχουν υποστεί τρεις παραμορφωτικές φάσεις, δύο πλαστικού τύπου (πτυχές) και μία θραυσιγενούς (Λόζιος, 1993). Στη μεγάλη κλίμακα παρατήρησης παρατηρούνται ισοκλινείς, αλλά και ανοιχτές πτυχές με άξονες BA-NΔ οι μεν και BΔ-NA οι δε. Οι πτυχές αυτές είναι αποτέλεσμα των δύο πρώτων παραμορφωτικών φάσεων. Αποτέλεσμα αυτών είναι ότι στενή περιοχή ενδιαφέροντος και συγκεκριμένα βόρεια της περιοχής Φούσκα Κάτω Σουλίου εμφανίζονται οι υποκείμενοι των μαρμάρων Αγίας Μαρίνας σχιστόλιθοι Ραμνούντας στον πυρήνα ενός αντικλίνου με γενική διεύθυνση BBA-NNΔ, στον αυχένα «Αύρα», μεταξύ των υψωμάτων «Αγριλιά» και «Μεγάλη Κορυφή – Μαλιμάθι». Αυτή είναι και η μόνη θέση κοντά στην περιοχή ενδιαφέροντος όπου υπάρχει επιφανειακή εμφάνιση των σχιστολίθων Ραμνούντας. Σε όλες τις άλλες λοφώδεις περιοχές που οριοθετούν την πεδιάδα από τα Βόρεια και τα Ανατολικά επικρατεί ο ανώτερος σχηματισμός των μαρμάρων Αγίας Μαρίνας.

Η θραυσιγενής τεκτονική, που αποτελεί και την νεότερη παραμορφωτική φάση, εκδηλώνεται στην ευρύτερη περιοχή με ρήγματα διαφορετικού βαθμού ενεργότητας. Σε γενικές γραμμές, η νεότερη γενεά ρηγμάτων εκφράζεται με κανονικές διαρρήξεις διεύθυνσης ΔΒΔ-ΑΝΑ έως ΒΔ-ΝΑ που εντοπίζονται τόσο νότια όσο και βόρεια της πεδιάδας του Μαραθώνα. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν η ρηξιγενής ζώνη του Διονύσου, που αποτελεί και το βόρειο όριο της Πεντέλης και τα υποθαλάσσια ενεργά ρήγματα Καλάμου – Αγ. Αποστόλων, στο Νότιο Ευβοϊκό κόλπο. Στην ξηρά, δομές τέτοιας διεύθυνσης εντοπίζονται στα βορειοανατολικά της πεδιάδας, (ρήγματα Μεγάλης Κορυφής και Μισοβάρδιας), τα οποία έχουν ορατό μήκος τουλάχιστον 8 km και πιθανότατα προεκτείνονται εντός του θαλάσσιου χώρου.

Η μελέτη του ρηξιγενούς ιστού της ευρύτερης περιοχής έδειξε ότι υπάρχουν νεοτεκτονικά ρήγματα με διευθύνσεις BA-NΔ και BBΔ-NNA έως B-N, τα οποία δεν θεωρούνται πλέον ενεργά. Ωστόσο, στην περίπτωση της πεδιάδας του Μαραθώνα και των κρασπέδων της, και ειδικότερα όσον αφορά τη διαμόρφωση των υδρογεωλογικών συνθηκών, η παλαιότερη γενεά (ή γενεές) ρηγμάτων φαίνεται ότι εξακολουθεί να διαδραματίζει σημαντικό ρόλο διότι, ανεξάρτητα από την ενεργότητά τους ή μη, οι ασυνέχειες που έχουν δημιουργήσει εξακολουθούν να αποτελούν αγωγούς προτιμητέας ροής του υπόγειου νερού.

Αφορμή για τον προβληματισμό αυτό στάθηκε η εξέταση της μορφολογίας του αλπικού υποβάθρου της πεδιάδας (Chailas et al, 2007), το οποίο παρουσιάζει τοπικά εξάρματα και ταπεινώσεις που δύσκολα μπορούν να αποδοθούν αποκλειστικά σε εξωγενείς παράγοντες όπως η διάβρωση. Φαίνεται λοιπόν, ότι οι μεταλπικές αποθέσεις της περιοχής έχουν καλύψει ένα παλαιοανάγλυφο, το οποίο ήταν σε μεγάλο βαθμό, τεκτονικά ελεγχόμενο. Η αποτύπωση της μορφολογίας του υποβάθρου της πεδιάδας με την αντιστροφή των βαρυτομετρικών δεδομένων έδειξε επίσης ότι στο ανατολικό όριο της (Δρακονέρα), το υπόβαθρο έχει ισχυρές κλίσεις (της τάξης των 35-40°) και βυθίζεται μέχρι το απόλυτο υψόμετρο των -300 m. Στο ανατολικό κράσπεδο της πεδιάδας δεν υπάρχουν, ωστόσο επιφανειακές ενδείξεις διέλευσης ρηξιγενούς ζώνης. Από την άλλη μεριά, η εξέταση του υποθαλάσσιου νεοτεκτονικού χάρτη του Νότιου Ευβοϊκού κόλπου (ΕΚΘΕ, 1989) έδειξε την ύπαρξη ρηγμάτων διεύθυνσης BBΔ-NNA εντός του κόλπου του Μαραθώνα, η προέκταση ενός από τα οποία ταυτίζεται με το ανατολικό όριο της πεδιάδας και κατ' επέκταση με το κράσπεδο της Δρακονέρας.

6.6.1.3. Υδρογεωλογία

Με βάση αρκετές μελέτες όπως αυτή των Κουμαντάκη κ.α. (1994), την υδρογεωλογική μελέτη της πεδιάδας του Μαραθώνα (Μελισσάρης και Σταυρόπουλος, 1999) και της Διαχειριστικής Μελέτης του βιότοπου του Σχινιά (Παπαγρηγορίου κ.α., 2001), φαίνεται ότι τα μάρμαρα των παρυφών της πεδιάδας τροφοδοτούν πλευρικά τις προσχώσεις, οι οποίες χαρακτηρίζονται ως ημιπερατοί και κατά θέσεις ελάχιστα διαπερατοί σχηματισμοί. Επιπλέον, εικάζεται ότι υπάρχει ροή υπόγειου νερού και προς τη θάλασσα μέσω του καρστικού συστήματος των μαρμάρων. Στις προσχώσεις αναπτύσσεται υδροφόρος, ο οποίος είναι σε άμεση υδραυλική επικοινωνία με τη θάλασσα σε ένα μέτωπο μήκους περί τα 8 km.

Η ποιοτική υποβάθμιση του υπογείου νερού στην περιοχή βασικά οφείλεται σε αύξηση των χλωριόντων λόγω διείσδυσης του θαλασσινού νερού. Σε παλαιότερες αναλύσεις (Κούνης, 1985) η συγκέντρωση των χλωριόντων στο ανατολικό τμήμα της πεδιάδας, όπου και η περιοχή ενδιαφέροντος έφτανε τα 1600 mg/lt, ενώ οι τιμές κατά τις μετρήσεις του Σεπτεμβρίου 1991 ξεπέρασαν τα 2000 mg/lt στην ίδια περιοχή (Κουμαντάκης κ.α., 1994). Επιπλέον, τα νιτρικά είναι επίσης αυξημένα, εξαιτίας των λυμάτων από τις κατοικίες και των λιπασμάτων που χρησιμοποιούνται. Είναι γνωστό ότι η περιοχή καλλιεργείται συστηματικά, κατά κύριο λόγο για κηπευτικά προϊόντα. Σύμφωνα πάντα με τους Κουμαντάκη κ.α. (1994), η διείσδυση της θάλασσας στον προσχωματικό υδροφόρο διευκολύνθηκε από την κατακράτηση των επιφανειακά απορρέοντων υδάτων στην τεχνητή λίμνη του Μαραθώνα. Ειδικότερα, στο Κάτω Σούλι – Φούσκα, οι συγκεντρώσεις ιόντων Cl, NA, K και SO₂, NO₃ και Ca είναι ιδιαίτερα υψηλές και οι πηγές στο Κάτω Σούλι έχουν πολύ υψηλές συγκεντρώσεις Cl, K και Na.

6.6.2. Γεωφυσικές εργασίες υπαίθρου και επεξεργασία μετρήσεων

Το μεγαλύτερο μέρος των μετρήσεων υπαίθρου έγινε με το σύστημα TEM-FAST 48 HPC της AEMR Inc. (AEMR, 2007. Barsukov et al, 2007), ενώ μερικοί σταθμοί (S1, S2, S6, S7 και S8) μετρήθηκαν με το σύστημα TerraTEM της Alpha GeoScience, το οποίο παραχωρήθηκε από την Διεύθυνση Γεωφυσικής του ΙΓΜΕ.

Πραγματοποιήθηκαν συνολικά 36 βαθοσκοπήσεις κατανεμημένες έτσι, ώστε η μέση μεταξύ τους απόσταση να είναι περί τα 200 m (Εικόνα 6.22). Η τοιαύτη κατανομή των μετρήσεων επιτρέπει την ικανοποιητική αποτύπωση πλευρικά εκτεταμένων δομών, όπως για παράδειγμα είναι οι στόχοι της παρούσας έρευνας (ορίζοντες υφαλμύρινσης και ιζηματογενής υδροφορία σε ενδιάμεσα βάθη). Σε όλες τις περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκε η διάταξη απλού βρόχου με αναπτύγματα 50×50, 50×70, 70×70 και 100×100 m, αναλόγως το διαθέσιμου χώρου. Σε μία μόνο θέση (S23) το ανάπτυγμα ανήλθε σε 200×200m. Χαρακτηριστικά παραδείγματα θέσεων και διάταξης μετρήσεων δίδονται στις Εικόνες 6.23.

Τυπικά παραδείγματα των μετρήσεων και της επεξεργασίας τους δίδονται στα Σχήματα 6.24. Η περιοχή μελέτης είναι ημιαστική με ήπια βιομηχανική/ βιοτεχνική δραστηριότητα και ανάλογο καθεστώς θορύβου, οφειλόμενου κυρίως στις εκπομπές του δικτύου διανομής ρεύματος. Ο θόρυβος αυτού του τύπου επηρεάζει τους ύστερους χρόνους των μετρήσεων. Σε ορισμένες περιπτώσεις εμφανίζονται και παθητικές παραμορφώσεις γαλβανικού τύπου οφειλόμενες σε παρακείμενους γειωμένους μεταλλικούς αγωγούς (κυρίως φράκτες), επίσης επηρεάζουσες κυρίως τους ύστερους χρόνους (π.χ. Σχήματα 6.24, αριστερά). Σε όλα τα διαγράμματα, τα «υγιή» (σχε-



Εικόνα 6.22. Κατανομή βαθοσκοπήσεων ΤΕΜ στην περιοχή Κάτω Σουλίου Μαραθώνα (ΒΑ Αττική). Τ1 – Τ6 είναι οι ερμηνευτικές μηκοτομές ειδικής αντίστασης που παρουσιάζονται στις Εικόνες 2.25α και 2.25β.

τικά ελεύθερα θορύβου) δεδομένα εικονίζονται με κυανούς δίσκους και τα παραμορφωμένα (θορυβώδη) δεδομένα με κυανά ×. Σε γενικές γραμμές, ο θόρυβος είναι εντονότερος σε χρόνους t > 4-5ms, αλλά η επίδρασή του κυμαίνεται από 1ms μέχρι 15ms αναλόγως της θέσης της βαθοσκόπησης. Όπως τελικά αποδείχθηκε, τα χαρακτηριστικά του υδροφορέα (βάθος οροφής, πάχος και διαμόρφωση) είχαν γενικά εντοπισθεί πρίν από τους χρόνους κατά τους οποίους ο θόρυβος άρχιζε να κατισχύει του σήματος. Οι ποιοτικά καλύτερες μετρήσεις ελήφθησαν σε θέσεις εντός του Βάλτου (υδροβιότοπου) του Σχινιά και οι χειρότερες στο ΒΔ τμήμα της περιοχής μελέτης· στην τελευταία περίπτωση ο θόρυβος μπορούσε γενικά να αποδοθεί σε κακώς γειωμένες αντλητικές εγκαταστάσεις.

Η ερμηνεία των μετρήσεων έγινε με κλασσική μέθοδο γραμμικοποιημένης αντιστροφής προς 1-Δ προσομοίωμα (βλ. Σχήματα 6.24, δεξιά). Δεδομένης της γεωλογίας της περιοχής Κάτω Σουίου (υδροφορία σε λεκάνη με σχεδόν ομογενή ιζήματα), τα προσομοιώματα ικανοποίησαν τις μετρήσεις με σχετικά μικρό αριθμό στρωμάτων, 3-5 κατά κανόνα. Εξαίρεση παρατηρήθηκε μόνο στα βόρεια περιθώρια της λεκάνης, όπου η γεωηλεκτρική δομή αποδείχθηκε περισσότερο σύνθετη.

6.6.3. Αποτελέσματα - Ερμηνεία

Τα αποτελέσματα της διακόπησης ΤΕΜ παρουσιάζονται με τρεις τρόπους:

1. Ως (ερμηνευμένες) μηκοτομές ειδικής αντίστασης – βάθους. Για του σκοπούς του παρόντος



Εικόνα 6.23. Χαρακτηριστικά παραδείγματα μετρήσεων υπαίθρου. Αριστερά: Θέση S1, απλός βρόχος 50×50 m σε περιφραγμένο και καλλιεργημένο αγροτεμάχιο. Δεξια: Θέση S11, απλός βρόχος 50×70 m σε ανοικτό ακαλλιέργητο αγροτεμάχιο εντός ημιαστικής οικιστικής ζώνης.

κατασκευάσθηκαν 6 μηκοτομές καλύπτουσες ολόκληρη την πεδινή περιοχή κάτω Σουλίου και με διευθύνσεις περίπου παράλληλες και εγκάρσιες προς την γενική A-BA παράταξή της (βλ. Εικόνα 6.22). Οι (μηκο)τομές κατασκευάστηκαν με διγραμμική παρεμβολή μεταξύ των βέλτιστων μονοδιάστατων προσομοιωμάτων που αντιστοιχούν σε κάθε βαθοσκόπηση και εικονίζονται στις Εικόνες 6.25α και 6.25β με χρωματική κλίμακα τέτοια, ώστε να είναι ευκρινής η διαφορά μεταξύ της υφάλμυρης – αλμυρής υδροφορίας (γενικά $\rho > 20\Omega$ m, ερυθρά χρώματα), και κανονικής υδροφορίας/ αδιαπέρατων σχηματισμών (γενικά $\rho > 20\Omega$ m, ερυθρά χρώματα).

- Ως 3-Δ απεικόνιση ενδεικτικών μηκοτομών (T1, T2, T5 και T6), σε σχέση με την τοπογραφία του αλπικού υποβάθρου, όπως αυτή εικονίσθηκε με την βαρυτομετρική μέθοδο¹⁰⁹ (βλ. Chailas et al., 2007). Παράδειγμα φαίνεται στην Εικόνα 6.26.
- 3. Ως 3-Δ απεικόνιση των οριζόντων υφαλμύρινσης, όπως αυτοί αντιπροσωπεύονται από τις ισοεπιφάνειες που περικλείουν τις ζώνες με ειδική αντίσταση μικρότερη των 10Ωm, επίσης σε σχέση με την τοπογραφία του υποβάθρου που εικονίσθηκε με την βαρυτομετρική μέθοδο. Παραδείγματα φαίνονται στην Εικόνα 6.27. Οι ισοεπιφάνειες των 10Ωm προκύπτουν από τριδιάστατη γραμμική παρεμβολή (τριπλευρισμό) μεταξύ των βέλτιστων μονοδιάστατων που αντιστοιχούν σε κάθε θέση μέτρησης (βαθοσκόπηση).

Αξιοσημείωτη παρατήρηση είναι η καλή ως πολύ καλή σύμπτωση του βάθους στο οποίο εντοπίζεται το υπόβαθρο με την βαρυτομετρική και ΗΜ μέθοδο, ιδιαίτερα στα Δ, Β και Α περιθώρια της περιοχής μελέτης, όπου το υπόβαθρο βρίσκεται πάνω από τον ορίζοντα υφαλμύρινσης! Η καλή αντιστοιχία των βαρυτομετρικών και ΗΜ εκτιμήσεων σε τέτοια σημεία ελέγχου δείχνει ότι οι δύο μέθοδοι προσδιορίζουν επαρκώς την δομή της περιοχής μελέτης.

Η μελέτη των μηκοτομών ειδικής αντίστασης T1 – T6 (Εικόνες 6.25α –6.25β) και των συνδυαστικών απεικονίσεων ειδικής αντίστασης – τοπογραφίας υποβάθρου (Εικόνες 2.26 και 2.27) αποκαλύπτει ότι η διείσδυση θαλασσίου ύδατος είναι προφανής και εκτεταμένη σ' όλη την ερευνηθείσα περιοχή.

Σε γενικές γραμμές, ο ορίζων υφαλμύρινσης, είναι παχύτερος στα νότια και ανατολικά της ερευνηθείσας περιοχής (οικιστική/ καλλιεργούμενη ζώνη και μέχρι το έλος), με ειδική μνεία την ζώνη που προσδιορίζεται από τις τοποθεσίες Κάτω Σούλι, Πάτημα, Φούσκα, Σφακώνα και Βάλ-

¹⁰⁹ Ουσιαστικά, σε σχέση με την ισοεπιφάνεια που αντιστοιχεί σε αντίθεση πυκνότητας 0.5 gr/cm³ μεταξύ ιζημάτων και υποβάθρου.



Σχήμα 6.24. Τυπικά παραδείγματα βαθοσκοπήσεων στο Κάτω Σούλι. **Αριστερά:** Η διακριτή καμπύλη (κυανοί κύκλοι) εικονίζει την μετρηθείσα φαινόμενη αντίσταση ύστερου χρόνου (σε Ωm) συναρτήσει του χρόνου (σε s). Η συνεχής ερυθρά καμπύλη εικονίζει την απόκριση ύστερου χρόνου για το 1-Δ προσομοίωμα που ερμηνεύει την μέτρηση και εικονίζεται δεξιά. Σ' αμφότερες τις περιπτώσεις διακρίνεται φρεάτιος υδροφόρος ορίζοντας ο οποίος στην S16 είναι περίπου αλμυρός ($\rho = 9,5\Omega$ m), ενώ στην S27 υφάλμυρος ($\rho = 16\Omega$ m). Ακολουθεί αντιστατικό στρώμα αδιαπέρατο στην S16 ($\rho > 200\Omega$ m) και ημιπερατό στην S27 ($\rho ~ 73\Omega$ m) και βαθμιαία μετάβαση προς τον ορίζοντα υφαλμύρινσης που εντοπίζεται στα ~32m (S16) και ~31m (S27). Η επιφάνεια του ορίζοντα υφαλμύρινσης εμφανίζει μικρή κλίση προς νότο και το πάχος του διαφέρει σημαντικά μεταξύ των δύο βαθοσκοπήσεων.

τος, όπου εκτείνεται σε απόλυτα υψόμετρα από -30m μέχρι και -100m. Η αλμυρή – υφάλμυρη ζώνη λεπταίνει προς βορρά και BA, εκτεινόμενη από -30m ως -70m, αλλά εξακολουθεί να είναι εμφανής μέσα στα ιζήματα μέχρι και το βόρειο όριο της ερευνηθείσας περιοχής.

Οι σχετικά αντιστατικοί σχηματισμοί (~80 Ω m < ρ < ~250 Ω m) παρατηρούμενοι σε απόλυτα υψόμετρα χαμηλότερα των -80m – -100m:

- Στην τομή Τ1, μεταξύ των θέσεων S8 και S10.
- στην τομή Τ2 μεταξύ S21 και S1.
- στην τομή Τ3 μεταξύ S4 και S16.
- στην τομή Τ4 μεταξύ S21 και S7.
- στην τομή Τ5 μεταξύ S29 και S9-
- στην τομή Τ6 μεταξύ S16 και S11·

δεν αντιστοιχούν στο αλπικό υπόβαθρο, όπως είναι επίσης προφανές από τις Εικόνες 6.26 και 6.27. Το υπόβαθρο κάτω από αυτές τις θέσεις εντοπίζεται σε απόλυτα υψόμετρα μεγαλύτερα των -200m! Δεδομένης της χαμηλής πυκνότητας των αντιστατικών αυτών ζωνών, πράγμα που καθιστά αδύνατη την απόδοσή τους σε μάρμαρα ή σχιστόλιθους, είναι πιθανότερο ότι αυτές οφείλονται σε σχετικά αδιαπέρατα μεταλπικά ιζήματα, όπως για παράδειγμα είναι οι μάργες. Α-ντιθέτως, το αλπικό υπόβαθρο εμφανίζεται:

- Στην τομή Τ1 κάτω από τις θέσεις S8 και S11.
- στην τομή Τ2 κάτω από την θέση S15.
- στην τομή Τ3 κάτω από τις S36 και S33.
- στην τομή Τ4 κάτω από τις S30 και S36·
- στην τομή Τ5 κάτω από τις S26 και S14.
- στην τομή Τ6 κάτω από τις S17 και S11.

Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις (με εξαίρεση την S17) το υπόβαθρο χαρακτηρίζεται από πολύ υψηλές ειδικές αντιστάσεις (>300 Ωm και μέχρι 2 kΩm) οι οποίες φανερώνουν την παρουσία συμπαγών, αδιαπέρατων πετρωμάτων, πιθανόν σχιστολίθων. Η θέση S17 (τομή T6) αποτελεί εξαίρεση διότι εκεί, αν και υπόβαθρο βρίσκεται κοντά στη επιφάνεια (μάρμαρα), σε υψόμετρα από περίπου -18m μέχρι -70m σχετίζεται με αρκετά χαμηλές αντιστάσεις που φαίνεται να οφείλονται στην προς BA προέκταση (μετάβαση) του ορίζοντα υφαλμύρινσης εντός του υποβάθρου (βλ. κατωτέρω).

Στις Εικόνες 6.26 και 6.27 φαίνεται ότι ο ορίζων υφαλμύρινσης (και πράγματι όλοι οι υδροφορείς της περιοχής μελέτης) εντοπίζεται αποκλειστικά μέσα στα μεταλπικά ιζήματα και σε ικανό ύψος από το αλπικό υπόβαθρο (ιζηματογενής υδροφορία).

Είναι σημαντικό όμως το ότι στο B-BA όριο της ερευνηθείσας περιοχής, αυτός εισχωρεί στο υπόβαθρο και φαίνεται να συνεχίζει περαιτέρω προς BA-A, πιθανόν και μέχρι την ακτή. Δεδομένου ότι τα υδροπερατά πετρώματα του αλπικού υποβάθρου αποτελούνται σχεδόν αποκλειστικά από μάρμαρα, φαίνεται να υπάρχει μετάβαση από συνθήκες ιζηματογενούς, σε συνθήκες καρστικής υδροφορίας. Το γεγονός αυτό προσφέρει ένα ακόμη στοιχείο για τον τρόπο με τον μεταφέρεται θαλασσινό νερό μέσα στα ιζήματα της πεδινής περιοχής Μαραθώνα – Κάτω Σουλίου.

Στο Βόρεια-κεντρικά την περιοχής μελέτης η αλμυρή - υφάλμυρη ζώνη δεν εμφανίζεται μικρά βάθη. Όπως όμως φαίνεται στις τομές T2 και T3, καθώς και στις Εικόνες 6.26 και 6.27, ανιχνεύεται δεύτερο υφάλμυρο στρώμα σε βάθη μεγαλύτερα των 120 μέτρων από την επιφάνεια της θάλασσας και εντός του αλπικού υποβάθρου. Αυτό αποδίδεται σε ένα δεύτερο (βαθύτερο) καρστικό υδροφορέα, υπό την προϋπόθεση φυσικά ότι οι διαπερατοί λιθολογικοί σχηματισμοί αποτελούνται από καρστικοποιημένα μάρμαρα.

6.7. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

AEMR Inc., 2007. TEM-FAST 48 Manual, 82pp (http://www.aemr.net).

- Barsukov, P.O., Fainberg, E.B. and Khabensky, E.O., 2007. Shallow investigations by TEM-FAST technique: Methodology and examples, in V.V. Spichak (editor), *Methods in Geochemistry and Geophysics, Volume* 40, 56-77.
- Chailas, S., Tzanis, A. and Lagios, E., 2007. Structure of the Marathon Basin (NE Attica, Greece) based on gravity measurements, Bulletin of the Geological Society of Greece vol. XXXX/3, Proceedings of the 11th International Congress, Athens, May 2007, 1063-1073.

- Christiansen, A.V. Auken, E. and Sørensen, K., 2006. The transient electromagnetic method, in Kirsch, R. (editor), *Groundwater Geophysics: A tool for hydrogeology*. 1[6], 179-224. Springer Verlag, 2006.
- Grant, F.S. and West, G.F., 1965, Interpretaion theory in applied geophysics, McGraw-Hill, New York.
- Nabighian, M. N., 1979. Quasi-static transient response of a conducting half-space: An approximate representation, *Geophysics*, 44, 1700-1705.
- Nabighian, M.N. and Macnae, J.C., 1994, Electromagnetic Methods in Applied Geophysics (SEG).
- Pavlopoulos, K., Karkanas, P., Triantaphyllou, M., Karymbalis, E., 2003. Climate ad sea-level changes during late Holocene in the coastal plain of Marathon, Greece.
- Westergaard, J.A., 2003, Integrated interpretation of transient electromagnetic and seismic data, MSc Thesis, University of Aarhus, Denmark (εικόνα 3.6).
- Εθνικό Κέντρο Θαλασσίων Ερευνών, 1989. Υποθαλάσσιος Νεοτεκτονικός Χάρτης του Νότιου Ευβοϊκού Κόλπου, Αθήνα.
- Κάρμης, Π., 2003. Αυτοματοποιημένη ερμηνεία παροδικών ηλεκτρομαγνητικών διασκοπήσεων, Διδακτορική Διατριβή, Τομέας Γεωφυσικής – Γεωθερμίας, Πανεπιστήμιο Αθηνών.
- Κατσικάτσος, Γ., 1990. Γεωλογικός Χάρτης της Ελλάδας, κλ. 1:50000. Φύλλο «Ραφήνα», ΙΓΜΕ, Αθήνα.
- Κουμαντάκης, Ι., Γεωργαλάς, Λ., Μορφόπουλος Ζ., με τη συνεργ. Σκούντζος Φ., 1994. Ποιοτική υποβάθμιση υπογείων νερών πεδιάδας Μαραθώνα και τάσεις διαφοροποίησής τους. Πρακτ. 2^{ου} Υδρογεωλ. Συν., Πάτρα, 24-28 Νοεμβρίου 1993, 281-297,
- Κούνης, Γ., 1985. Οι υδρογεωλογικές συνθήκες στο Σχινιά Μαραθώνα και το πρόγραμμα αποστράγγισης του έλους. ΙΓΜΕ, Τεχν. Έκθεση, 7σ.
- Λόζιος., Σ., 1993. Τεκτονική ανάλυση μεταμορφωμένων σχηματισμών ΒΑ Αττικής. Διδακτορική διατριβή, Πανεπιστήμιο Αθηνών, Αθήνα, 299 σ.
- Μελισσάρης, Π. & Σταυρόπουλος, Ξ., 1999. Υδρογεωλογική μελέτη του Κάμπου του Μαραθώνα Ν. Αττικής.
- Παπαγρηγορίου κ. συν., 2001. Διαχειριστική Μελέτη του Βιότοπου Σχινιά Μαραθώνα. Οργ. Ρυθμ. Σχεδίου & Προστασίας Περιβάλλοντος Αθήνας.
- Τζούκα Α., 2003. Χαρτογράφηση και υδρογεωλογικές παρατηρήσεις στην περιοχή Κάτω Σούλι - Μαραθώνα στη ΒΑ Αττική. Διπλ. Εργασία, Πανεπιστήμιο Αθηνών, 100 σ.



Εικόνα 6.25α. Οι (μηκο)τομές T1-T3 της Εικόνας 6.22. Η χρωματική κλίμακα επελέγη έτσι, ώστε να διακρίνεται με σαφήνεια η διαφορά μεταξύ της υφάλμυρης – αλμυρής υδροφορίας (γενικά $\rho < 10\Omega$ m, κυανά χρώματα), και κανονικής υδροφορίας/ αδιαπέρατων σχηματισμών (γενικά $\rho > 20\Omega$ m, ερυθρά χρώματα).



Εικόνα 6.25β. Οι (μηκο)τομές T4-T6 της Εικόνας 6.22. Η χρωματική κλίμακα επελέγη έτσι, ώστε να διακρίνεται με σαφήνεια η διαφορά μεταξύ της υφάλμυρης – αλμυρής υδροφορίας (γενικά $\rho < 10\Omega$ m, κυανά χρώματα), και κανονικής υδροφορίας/ αδιαπέρατων σχηματισμών (γενικά $\rho > 20\Omega$ m, ερυθρά χρώματα).



Εικόνα 2.26. 3-Δ απεικόνιση των ερμηνευτικών μηκοτομών T1, T2, T5 και T6, σε σχέση με την τοπογραφία του υποβάθρου, όπως αυτή εικονίσθηκε με την βαρυτομετρική μέθοδο (Chailas et al, 2007).



Εικόνα 2.27. Ο ορίζων υφαλμύρινσης (ισοεπιφάνεια των 10Ωm), σε σχέση με την τοπογραφία του υποβάθρου, όπως αυτή εικονίσθηκε με την βαρυτομετρική μέθοδο (Chailas et al, 2007).

ПАРАРТНМАТА

Π.1. ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΓΕΩ-ΦΥΣΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

Περιοχή Συ-	Ονομα Ζώνης και Όρια Μήκους	Ζώνη Συχνοτήτων		
χνοτήτων	Κύματος / Συχνοτητάς (m / Hz)			
Ραδιο-κύματα	$10^4 - 10^{-2} \text{ m} / 10^4 - 10^{10} \text{ Hz}$			
	Ultra-low frequency (ULF)	3 - 30 Hz	Περιοχή Γεωφυ- σικών Εφαρμο- γών Ερεύνης Υ- πεδάφους.	
	Extremely low frequency (ELF)	30 - 300 Hz		
	Voice frequencies (VF)	300 Hz - 3 kHz		
	Very low frequency (VLF)	3 - 30 kHz		
	Low frequency (LF)	30 - 300 kHz		
	Medium frequency (MF)	300 kHz - 3 MHz	Βραχέα	
	High frequency (HF)	3 - 30 MHz		
	Very high frequency (VHF)	30 - 300 MHz	Τηλεόραση,	
	Ultra high frequency (UHF)	300 MHz - 3 GHz	Ι εω-ΚΑΔΑΚ	
	Super high frequency (SHF)	3 - 30 GHz	Μικροκύματα (30	
	Extremely high frequency (EHF)	30 - 300 GHz	cm - 1 mm/1-300 GHz)	
Υπέρυθρο	$10^{-3} - 10^{-6} \text{ m} / 10^{11} - 10^{14} \text{ Hz}$			
Ορατό	$5 \times 10^{-7} \text{ m} / 2 \times 10^{14} \text{ Hz}$			
Υπεριώδες	10^{-7} - 10^{-8} m / 10^{15} - 10^{16} Hz			
Ακτίνες Χ	$10^{-9} - 10^{-11} \text{ m}/10^{17} - 10^{19} \text{ Hz}$			
Ακτίνες γ	$10^{-11} - 10^{-13} \text{ m} / 10^{19} - 10^{21} \text{ Hz}$			

ΠΙΝΑΚΑΣ Π.1.1

Π.2 ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΣΤΑΘΕΡΕΣ ΠΕΤΡΩΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΓΕΩ-ΛΟΓΙΚΩΝ ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΩΝ

Π.2.1. Ειδικές αντιστάσεις.

Από όλες τις φυσικές ιδιότητες των γεωλογικών μονάδων, η ηλεκτρική αγωγιμότητα είναι αυτή που παρουσιάζει την μεγαλύτερη και πολλές φορές ακραία διακύμανση, ακόμη και για το αυτό υλικό αναλόγως των συνθηκών. Αυτό άλλωστε καθίσταται προφανές από τους πίνακες και εικόνες που ακολουθούν. Αντιθέτως, το δυνατό εύρος μεταβολής ιδιοτήτων όπως η πυκνότητα, ταχύτητα ελαστικών κυμάτων κ.λ.π. είναι μάλλον μικρό.

Ως αγωγός συνήθως ορίζεται ένα υλικό με ειδική αντίσταση μικρότερη των 10^{-5} Ωm, ενώ μονωτής είναι ένα υλικό με ειδική αντίσταση μεγαλύτερη των 10^7 Ωm. Μεταξύ των ορίων αυτών κατανέμονται οι ημιαγωγοί. Σύμφωνα με αυτήν την ταξινόμηση, τα μέταλλα και ο γραφίτης είναι αγωγοί και μάλιστα χαρακτηρίζονται από ηλεκτρονική αγωγιμότητα : φέρουν μεγάλο αριθμό εξαιρετικώς κινητικών ελευθέρων ηλεκτρονίων. Οι ημιαγωγοί επίσης φέρουν ελεύθερα ηλεκτρόνια διά των οποίων άγουν το ηλεκτρικό ρεύμα, αλλά σε σαφώς μικρότερους αριθμούς από τους αγωγούς. Οι μονωτές είναι υλικά που χαρακτηρίζονται από ιονικούς δεσμούς, οι οποίοι δεν επιτρέπουν στα ηλεκτρόνια σθένους να μετακινηθούν. Η γεωφυσική εθιμικά ακολουθεί μία χαλαρότερη μεν, αλλά πιο πρακτική ταξινόμηση σε καλούς, ενδιάμεσους και πτωχούς



Εικόνα Π.2.1 Διακύμανση ειδικών αντιστάσεων των κοινότερων τύπων πετρωμάτων. Ειδικά για τα εκρηξιγενή και μεταμορφωμένα, σημειώσατε ότι οι μικρές τιμές ειδικής αντίστασης συνήθως αναφέρονται σε κεκορεσμένα πετρώματα, ενώ οι μεγαλύτερες σε ξηρά. αγωγούς ως ακολούθως

- α) Καλοί αγωγοί : (Γεωλογικές) μονάδες με ειδική αντίσταση 10^{-8} 1 Ω m
- β) Αγωγοί : Μονάδες με ειδική αντίσταση 1 $10^7 \,\Omega m$

γ) Πτωχοί αγωγοί : Μονάδες με ειδική αντίσταση μεγαλύτερη των 10⁷ Ωm

Η ομάδα (α) περιλαμβάνει τα μέταλλα, τον γραφίτη, τα σουλφίδια εκτός των σφαλερίτη κινναβάρεως και στιβνίτη, όλα τα αρσενίδια και θειο-αρσενίδια εκτός του SbAs₂, τα αντομονιούχα εκτός μερικών ενώσεων του μολύβδου, τα τελλουρίδια και μερικά οξείδια όπως ο μαγνησίτης, μαγγανίτης, πυρολουσίτης και ιλμενίτης. Τα περισσότερα οξείδια, μεταλλεύματα και ένυδρα πορώδη πετρώματα είναι ενδιάμεσοι αγωγοί. Τα κοινότερα πετρογενετικά ορυκτά, πυριτικά, φωσφορικά και τα ανθρακικά, νιτρικά θειικά, βορικά κ.λ.π., είναι πτωχοί αγωγοί.

Η Εικόνα Π.2.1 εμφανίζει τυπικές τιμές διακύμανσης της ειδικής αντίστασης για τους βασικούς τύπους πετρωμάτων και μη διαγεγενημένων γεωλογικών σχηματισμών. Στην τελευταία περίπτωση, οι τιμές της ειδικής αντίστασης κυμαίνονται όπως αυτές των διαφόρων τύπων ρευστής φάσης (ύδατος), το οποίο προφανώς αποτελεί και τον βασικό φορέα αγωγής ηλεκτρικού ρεύματος σ' αυτούς.

Σε γενικές γραμμές, τα εκρηξιγενή - και μάλιστα τα ηφαιστειακά - πετρώματα έχουν τις μεγαλύτερες ειδικές αντιστάσεις και τα ιζηματογενή τις μικρότερες, με τα μεταμορφωμένα να καταλαμβάνουν τον ενδιάμεσο χώρο. Παρατηρήσατε όμως ότι γενικά υπάρχουν σημαντικές αλληλοεπικαλύψεις. Επιπλέον, οι ειδικές αντιστάσεις πολλών τύπων πετρωμάτων μεταβάλλονται σε άμεση συνάρτηση με την ηλικία και λιθολογία τους, αφού το ενεργό πορώδες και η αλατότητα τους εξαρτάται από αμφότερους τους ανωτέρω παράγοντες. Η επίδραση της ρευστής φάσης (άλμες) στην αγωγιμότητα των πετρωμάτων παρουσιάζεται στον Πίνακα Π.2.1. Παρατηρήσατε ότι ακόμη και μικρές μεταβολές στην ποσοστιαία συμμετοχή της ρευστής φάσης μπορούν να έχουν τεράστια επίδραση στην ειδική αντίσταση του πετρώματος.

Πέτρωμα με % Η20	ρ (Ωm)	Πέτρωμα με % Η20	ρ (Ωm)
Χονδρόκοκκος Ψαμμίτης 0.39%	9.6x10 ⁵	Πυροφυλλίτης 0%	10 ¹¹
Χονδρόκοκκος Ψαμμίτης 0.18%	10^{8}	Πυροφυλλίτης 0.7%	$2x10^{8}$
Μεσόκοκκος Ψαμμίτης 0.1%	1.4×10^{8}	Πυροφυλλίτης 0.72%	$5x10^{7}$
Μεσόκοκκος Ψαμμίτης 1%	4.4×10^{3}	Πυροφυλλίτης 0.76%	$6x10^{6}$
Γραουβάκης 0.45%	5.8×10^4	Γρανίτης 0%	10^{10}
Γραουβάκης 1.16%	4.7×10^3	Γρανίτης0.06%	1.3×10^{8}
Αρκόζη 1%	$1.4 \text{x} 10^3$	Γρανίτης 0.19%	1.8×10^{6}
Αρκόζη 1.26%	10^{3}	Γρανίτης 0.31%	4.4×10^3
Ασβεστόλιθος 11%	600	Διορίτης 0%	6x10 ⁶
Δολομίτης 0.96%	8×10^3	Διορίτης 0.02%	5.8×10^5
Δολομίτης 2%	5.3×10^3	Βασάλτης 0%	1.3×10^{8}
Περιδοτίτης 0%	1.8×10^7	Βασάλτης 0.26%	$3x10^{7}$
Περιδοτίτης 0.016%	10^{6}	Βασάλτης 0.49%	9x10 ⁵
Περιδοτίτης 0.03%	$2x10^{4}$	Βασάλτης 0.95%	$4x10^{4}$
Περιδοτίτης 0.1%	$3x10^{3}$	Ολιβίνης 0%	5.6×10^7
		Ολιβίνης 0.014%	$4x10^{5}$
		Ολιβίνης 0.028%	$2x10^{4}$

ΠΙΝΑΚΑΣ Π.2.1¹¹⁰

Μεταβολή της ειδικής αντίστασης κοινών πετρωμάτων συναρτήσει του υγρού κλάσματος. Σημειώσατε ότι οι τιμές είναι ενδεικτικές της τάξης μεγέθους της μεταβολής μόνον. Αναφέρονται σε συγκεκριμένα δείγματα και μπορούν να μεταβάλλονται για άλλα δείγματα της αυτής ή διαφορετικής πετρογραφικής επαρχίας.

¹¹⁰ Από Telford, W.M., Geldart, L.P. and Sheriff, R.E., 1990, *Applied Geophysics*, 2nd Edition, Cambridge Univ. Press, σελ. 290

Π.2.2. Διηλεκτρικές σταθερές.

Όπως ήδη έχει αναφερθεί, η διηλεκτρική σταθερά είναι μέτρο της ηλεκτρικής πόλωσης ενός υλικού λόγω εφαρμοζόμενου εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Αυτή μπορεί να είναι ηλεκτρονική, ιονική ή μοριακή. Το πρώτο είδος χαρακτηρίζει όλους τους μη-αγωγούς. Ιονικά ρεύματα μετατόπισης μπορούν να λάβουν χώρα σε πολλά πετρογενετικά ορυκτά, ενώ το ύδωρ και οι υδρογονάνθρακες είναι τα μόνα κοινά υλικά που εμφανίζουν μοριακή πόλωση, η οποία, σημειωτέον, είναι το ισχυρότερο από τα τρία φαινόμενα. Λόγω της αρκετά χαμηλής κινητικότητας των φορέων φορτίου, η μοριακή και ιονική πολώσεις είναι μάλλον ασήμαντες σε πολύ υψηλές συχνότητες. Έτσι, η διηλεκτρική σταθερά, η οποία είναι ανάλογος του βαθμού πόλωσης μεταβάλλεται αντιστρόφως με την συχνότητα και επιπλέον, είναι ενδεικτική του ποσοστού ύδατος που είναι παρόν στο υλικό εφόσον αυτό έχει σχετική διηλεκτρική σταθερά *K*=80 στις χαμηλές συχνότητες. Ο Πίνακας Π.2.2 εμφανίζει διηλεκτρικές σταθερές για διάφορα ορυκτά και πετρώματα.

ΠΙΝΑΚΑΣ Π.2.2.¹¹¹

Διηλεκτρικές σταθερές ορυκτών και πετρωμάτων. Οι μετρήσεις έχουν γίνει σε συχνότητες άνω των 100kHz. Για πολύ χαμηλές συχνότητες, οι τιμές του Πίνακα θα ήταν αυξημένες κατά 30% περίπου. Σε κάποιες εξαιρετικές περιπτώσεις (πάγος), τα αποτελέσματα είναι αυξημένα κατά αρκετές τάξεις μεγέθους.

Ορυκτό	Διηλεκτρική	Πέτρωμα	Διηλεκτρική
	Σταθερά.		Σταθερά
Γαληνίτης	18	Περιδοτίτες	8.6
Σφαλερίτης	7.9 - 69.7	Νορίτες	61
Κορούνδιο	11-13.2	Χαλαζιακοί Πορφύρες	14-49.3
Κασσιτερίτης	23	Διαβάσες	10.5 - 34.5
Αιματίτης	25	Δακίτες	6.8 - 8.2
Ρουτίλιο	31-170	Γρανίτες (ξηροί)	4.8 - 18.9
Φθορίτης	6.2 - 6.8	Γάββροι	8.5 - 40
Απατίτης	7.4 - 11.7	Διορίτες	6
Βαρύτης	7 - 12.2	Σερπεντινίτες	6.6
Οψιδιανός	5.8 - 10.4	Γνεύσιοι	8.5
Θείο (αυτοφυές)	3.6 - 4.7	Ψαμμίτες (υγροί-ξηροί)	4.7 - 12
Ορυκτό άλας	5.6	Συμπαγείς άμμοι (υγρές ως ξηρές)	2.9 - 105
Ανθρακίτης	5.6 - 6.3	Εδάφη (υγρά ως ξηρά)	3.9 - 29.4
Γύψος	5 - 11.5	Βασάλτες	12
Βήρυλος	5.5 - 11.5	Άργιλοι (υγρές ως ξηρές)	7 - 43
Βιοτίτης	4.7 - 9.3	Πετρέλαια	2.0714
Επίδοτο	7.6 - 15.4	Ύδωρ (20°C)	80.36
Ορθόκλαστα	3 - 58	Πάγος	3 - 4.3
Πλαγιόκλαστα	5.4 - 7.1		
Χαλαζίας	4.2 - 5		
Ζιρκόνιο	8.6 - 12		

¹¹¹ ibid. Telford et al., 1990, 1990, Applied Geophysics, σελ. 290.

Π.2.3. Μαγνητικές διαπερατότητες.

Η μαγνητική διαπερατότητα δεν θεωρείται ηλεκτρική ιδιότητα του υλικού αλλά όπως έχει ήδη συζητηθεί, η τιμή της υπεισέρχεται στην έκφραση για τον κυματαριθμό, ο οποίος αποτελεί θεμελιώδη παράμετρο για την διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου.

Τα περισσότερα γήινα υλικά είναι διαμαγνητικά ή παραμαγνητικά. Σ' αυτά τα υλικά τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων (μαγνητικά δίπολα) αυτοδιευθετούνται σε σχέση με το εφαρμοζόμενο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο (στην περίπτωση που μας ενδιαφέρει, την εναλλασσόμενη μαγνητική συνιστώσα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου). Τα φαινόμενα πόλωσης στα διαμαγνητικά και παραμαγνητικά υλικά είναι εξαιρετικά ταχέα. Επιπλέον, η συμβολή των στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων στο ολικό πεδίο είναι πολύ μικρή. Ως εκ τούτου, η επίδραση της μαγνητικής διαπερατότητας μ στις ηλεκτρικές και ηλεκτρομαγνητικές μετρήσεις είναι επίσης πολύ μικρή και δεν διαφέρει από αυτήν του κενού παρά μόνον μερικές δεκάδες ως μερικές εκατοντάδες μέρη στο εκατομμύριο (βλ. Πίνακα Π.2.3). Εξαίρεση αποτελούν οι περιπτώσεις υψηλών συγκεντρώσεων μαγνητίτη, πυρροτίτη και ιλμενίτη (βλ. Πίνακα Π.2.3).

Ορυκτό	Σχετική Μαγνητική Διαπε- ρατότητα (μ/μ₀)
Μαγνητίτης	5
Πυρροτίτης	2.55
Ιλμενίτης	1.55
Αιματίτης	1.05
Πυρίτες	1.0015
Ρουτίλιο	1.0000035
Ασβεστίτης	0.999987
Χαλαζίας	0.999985
Κεροστίλβη	1.00015

ΠΙΝΑΚΑΣ Π.2.3.¹¹²

Μαγνητικές διαπερατότητες μαγνητικών ορυκτών και μερικών κοινών πετρογενετικών ορυκτών.

¹¹² ibid. Telford et al., 1990, 1990, Applied Geophysics.

Π.3. ΣΧΕΣΗ ΚΑΡΤΕΣΙΑΝΩΝ ΚΑΙ ΣΦΑΙΡΙΚΩΝ ΠΟΛΙΚΩΝ ΣΥΝΤΕΤΑΓ-ΜΕΝΩΝ



Εικόνα Π.3.1

Στην Εικόνα Π.3.1 παρουσιάζεται ένα καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων με τους άξονες x, y και z, καθώς και η θέση ενός σημείου. Το σημείο αυτό μπορεί να περιγραφεί, είτε συναρτήσει των καρτεσιανών του συνιστωσών είται συναρτήσει της ακτίνας r και των γωνιών φ και θ που σχηματίζει με τον άξονα x και τον άξονα z αντίστοιχα (σφαιρικές πολικές συντεταγμένες). Η γωνία φ είναι το αζιμούθιο ή, σε γεωγραφική ορολογία το γεωγραφικό μήκος και μεταβάλλεται στο διάστημα [0, 2π], ενώ η γωνία θ είναι η πολική ή μεσημβρινή και μεταβάλλεται στο διάστημα [0, π] ή, ισοδυνάμως, [-π/2, π/2]. Στις καρτεσιανές συντεταγμένες (x, y, z) ένα άνυσμα **u** θα γράφεται συναρτήσει των συνιστωσών του,

 $\mathbf{u} = \mathbf{u}_{x}\mathbf{i} + \mathbf{u}_{y}\mathbf{j} + \mathbf{u}_{z}\mathbf{k},$

όπου **i**, **j** και **k** είναι ορθογώνια μοναδιαία ανύσματα κατά μήκος των αξόνων *x*, *y* και *z*. Αντιστοίχως, στις σφαιρικές πολικές συντεταγμένες (*r*, φ, θ), το άνυσμα **u** θα γράφεται

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_r \mathbf{r}_0 + \mathbf{u}_\theta \mathbf{\theta}_0 + \mathbf{u}_\varphi \mathbf{\phi}_0$$

όπου \mathbf{r}_0 , $\mathbf{\theta}_0$ και $\mathbf{\varphi}_0$ είναι ορθογώνια μοναδιαία ανύσματα κατά την ακτινική (r), πολική ή μεσημβρινή και αζιμουθιακή διεύθυνση. Όπως εύκολα προκύπτει από την Εικόνα Π.3.1, η σχέση μευαξύ των καρτεσιανών και σφαιρικών πολικών συντεταγμένων θα είναι

$$x = r \sin \theta \cos \phi \qquad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$$
$$y = r \sin \theta \sin \phi \qquad \theta = \cos^{-1} \left(\frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \right)$$
$$z = r \cos \theta \qquad \phi = \tan^{-1} \left(\frac{y}{x} \right)$$

και η σχέση μεταξύ των μοναδιαίων ανυσμάτων (μετασχηματισμός συντεταγμένων) θα είναι $\mathbf{r}_0 = \mathbf{i} \sin \vartheta \cos \varphi + \mathbf{j} \sin \vartheta \sin \varphi + \mathbf{k} \cos \vartheta$ $\vartheta_0 = \mathbf{i} \cos \vartheta \cos \varphi + \mathbf{j} \cos \vartheta \sin \varphi - \mathbf{k} \sin \vartheta$ $\varphi_0 = -\mathbf{i} \sin \varphi + \mathbf{j} \cos \varphi$