



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

**ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗ ΣΕ ΚΥΨΕΛΩΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΙΝΗΤΩΝ
ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ
ΜΕΘΟΔΩΝ ΔΙΑΔΟΣΗΣ**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ευστράτιος Γ. Παπκέλης

Αθήνα, Ιούλιος 2007



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

**ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗ ΣΕ ΚΥΨΕΛΩΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΙΝΗΤΩΝ
ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ
ΜΕΘΟΔΩΝ ΔΙΑΔΟΣΗΣ**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ευστράτιος Γ. Παπκέλης

Συμβουλευτική Επιτροπή: Καθ. Παναγιώτης Φράγκος (Επιβλέπων Καθηγητής)
Καθ. Νικόλαος Ουζούνογλου
Καθ. Φίλιππος Κωνσταντίνου

Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την 6^η Ιουλίου 2007.

.....
Π. Φράγκος
Καθηγητής Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ

.....
Ν. Ουζούνογλου
Καθηγητής Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ

.....
Φ. Κωνσταντίνου
Καθηγητής Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ

.....
Κ. Νικήτα
Καθηγήτρια Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ

.....
Μ. Θεολόγου
Καθηγητής Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ

.....
Γ. Φικιώρης
Επικ. Καθ. Ε.Μ.Π., ΣΗΜΜΥ

.....
Ν. Νικητάκος
Καθηγητής Πανεπ. Αιγαίου

Αθήνα, Ιούλιος 2007

.....
Ευστράτιος Γ. Παπκέλης
Διδάκτωρ Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών ΕΜΠ

Copyright © Ευστράτιος Γ. Παπκέλης, 2007
Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Αφιερώνεται στους γονείς μου για τη
στήριξή τους σε κάθε μου προσπάθεια

Αντικείμενο της παρούσας διατριβής αποτελεί η μελέτη, μοντελοποίηση σε φυσικό επίπεδο και προσομοίωση της ραδιοδιάδοσης σε συστήματα ασυρμάτων και κινητών επικοινωνιών. Για την ανάλυση αυτή πραγματοποιείται αρχικά εκτενής μελέτη των μηχανισμών διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών (H/M) κυμάτων στην περιοχή των υψηλών συχνοτήτων με χρήση κατάλληλων ασυμπτωτικών μεθόδων υπολογισμού. Στη συνέχεια υλοποιείται πρόγραμμα προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε τυπικά μικροκυβελωτά περιβάλλοντα εξωτερικών χώρων. Οι εκτεταμένες ερευνητικές προσπάθειες των τελευταίων ετών στον τομέα αυτό πηγάζουν από την επιτακτική ανάγκη ύπαρξης αποτελεσματικών υπολογιστικών εργαλείων πρόβλεψης τόσο της κατανομής της μέσης ηλεκτρομαγνητικής ισχύος, όσο και της στατιστικής συμπεριφοράς της, ώστε να μπορούν να εκτιμηθούν η επάρκεια της στάθμης ισχύος για την εξυπηρέτηση της ζητούμενης ζεύξης, καθώς και οι παρεμβολές που προκαλούνται σε ζεύξεις γειτονικών κυβελών που λειτουργούν στην ίδια συχνότητα.

Αρχικά περιγράφονται συνοπτικά τα κύρια χαρακτηριστικά και οι αρχές λειτουργίας των εμπειρικών και θεωρητικών μεθόδων πρόβλεψης της διάδοσης σήματος στις ασύρματες ζεύξεις μικρής απόστασης και στα ασύρματα τοπικά δίκτυα που έχουν προταθεί κατά καιρούς στη διεθνή βιβλιογραφία. Για κάθε μεθοδολογία υπογραμμίζονται οι προσεγγίσεις και οι προϋποθέσεις αποτελεσματικής εφαρμογής της. Έμφαση δίνεται στις αρχές της Φυσικής Οπτικής (Physical Optics - PO) και της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης (Physical Theory of Diffraction - PTD), που είναι και οι μεθοδολογίες που ακολουθούνται στο υπό ανάπτυξη μοντέλο ραδιοκάλυψης για τον υπολογισμό των σκεδαζόμενων και περιθλώμενων πεδίων στην περιοχή του μακρινού πεδίου. Ωστόσο, επειδή σε ένα τυπικό αστικό περιβάλλον λόγω των μεγάλων διαστάσεων των τοίχων των κτιρίων και των διάφορων άλλων εμποδίων που συνθέτουν το περιβάλλον διάδοσης, το σκεδαζόμενο πεδίο πρώτης και ανώτερης τάξης δεν ικανοποιεί τις συνθήκες μακρινού πεδίου στο μεγαλύτερο μέρος της περιοχής κάλυψης, προτείνεται μία μέθοδος υπολογισμού του πεδίου σκέδασης στην περιοχή του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel. Η μεθοδολογία αυτή στηρίζεται στον ακριβή υπολογισμό των όρων που εισάγει η θεωρία της Φυσικής Οπτικής με χρήση αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης. Ο υπολογισμός της συμβολής των όρων του κοντινού πεδίου και η σύγκριση με άλλες μεθόδους και πειραματικά αποτελέσματα, επιβεβαιώνουν τη σημαντικότητα ενσωμάτωσης της προτεινόμενης μεθόδου στον υπολογισμό του πεδίου λήψης, ιδιαίτερα κοντά στις ηλεκτρικά μεγάλες επιφάνειες των σκεδαστών, όπου δεν ισχύουν οι συνθήκες του μακρινού πεδίου.

Στη συνέχεια περιγράφεται ο αλγόριθμος προσομοίωσης για την περίπτωση του δισδιάστατου προβλήματος, μια πρώτη ικανοποιητική προσέγγιση του πραγματικού τρισδιάστατου προβλήματος, με την προϋπόθεση ο σταθμός βάσης του μικροκυβελωτού συστήματος και ο δέκτης να βρίσκονται στο ίδιο περίπου ύψος και αρκετά χαμηλότερα από το επίπεδο οροφής των κτιρίων. Ιδιαίτερη αναφορά γίνεται στη μοντελοποίηση των γεωμετρικών και ηλεκτρικών παραμέτρων του περιβάλλοντος ραδιοδιάδοσης και στον προτεινόμενο αλγόριθμο εύρεσης των περιοχών σκίασης από πρωτογενείς και δευτερογενείς πηγές εκπομπής. Επιπροσθέτως, αξιολογείται η συμβολή των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης στο συνολικά λαμβανόμενο πεδίο και εξετάζεται η επίδραση των ηλεκτρομαγνητικών παραμέτρων του πεδίου εκπομπής. Τα παραγόμενα διαγράμματα

ραδιοκάλυψης δίνονται στη μορφή του πλάτους του λαμβανόμενου πεδίου, της πυκνότητας ισχύος και των απωλειών διαδρομής και συγκρίνονται με αντίστοιχα αποτελέσματα άλλων δημοσιευμένων προγραμμάτων ραδιοκάλυψης και πειραματικών μετρήσεων.

Ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα των προγραμμάτων προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε σύνθετα αστικά περιβάλλοντα, είναι οι μεγάλοι χρόνοι υπολογισμού. Στο προτεινόμενο μοντέλο, η κύρια αιτία αύξησης του χρόνου προσομοίωσης είναι οι χρονοβόρες διαδικασίες της αριθμητικής ολοκλήρωσης. Για την επιτάχυνση της διαδικασίας, εισάγεται μία τεχνική υπολογισμού του σκεδαζόμενου πεδίου, η οποία βασίζεται στη διαίρεση του σκεδαστή σε μικρές κυψέλες ('Near to Far Field Transformation' method). Η ενσωμάτωση της τεχνικής αυτής στο πρόγραμμα προσομοίωσης, βελτιώνει δραστικά τους χρόνους υπολογισμού, παρέχοντας μάλιστα επιπλέον βελτίωση στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Ολοκληρώνοντας τη μελέτη των μηχανισμών διάδοσης για τις ανάγκες του προβλήματος της ραδιοκάλυψης, μελετώνται αναλυτικά όλες οι γνωστές μέθοδοι υπολογισμού του (μακρινού) πεδίου περίθλασης και εξετάζονται διεξοδικά η ακρίβεια τους στις φωτιζόμενες και σκιαζόμενες περιοχές, καθώς και τα προβλήματα ασυνεχειών στις περιοχές μετάβασης. Τέλος, εισάγεται μία μέθοδος υπολογισμού του πεδίου περίθλασης στις περιοχές του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel, που βασίζεται στην τρισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης και στην υπέρθεση των συνεισφορών (κατάλληλα επιλεγμένου αριθμού) μικρότερων τομέων, στους οποίους διακριτοποιείται η περιθλώσα ακμή.

Λέξεις Κλειδιά:

Πρόγραμμα Προσομοίωσης της Ραδιοκάλυψης, Φυσική Οπτική, Φυσική Θεωρία της Περίθλασης, Κοντινό Πεδίο Σκέδασης, Αριθμητικές Μέθοδοι Υπολογισμού, Κοντινό Πεδίο Περίθλασης, Μέθοδοι Επιτάχυνσης της Προσομοίωσης, Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό.

The subject of this thesis is the study, modeling and simulation of the radio-propagation in various wireless and mobile communications systems. In the beginning, an extensive study of all the propagation mechanisms of electromagnetic waves (EW), in the high frequency area, is presented, which is based on appropriate asymptotic methods of calculation. Then a radiocoverage simulation program in typical outdoor microcellular environments is developed. The extensive research during last years in this area of communications is the result of imperative necessity for efficient prediction tools that can provide accurate results both for the distribution of the electromagnetic power and its statistical variation in the entire coverage scene. These computing applications are essential for the estimation of the signal level sufficiency for satisfactory services of the required telecommunication connection as well as for the reduction of unwanted interferences appeared at neighbouring cells operating at the same frequency.

First, reference is made to the main characteristics and operation principles of the most widely used empirical and deterministic methods, previously published in the literature. For each proposed method we underline its approximations and the circumstances under which it can provide accurate results. Emphasis is given on the concepts of Physical Optics and the Physical Theory of Diffraction as they are applied to the proposed model for the calculation of the scattered and diffracted fields in the far-field area. Since in typical urban environments, the scattered near or Fresnel zone field occupies a large percentage of the study area, a new calculation method in the near and Fresnel zone field area is described. This methodology is based on the exact calculation of the terms introduced by the well-known theory of Physical Optics, using numerical integration methods. The calculation of the near-field terms' contribution along with comparisons of the final results with already published data (either simulated or experimental) validate the importance of the inclusion of the near field components in the total received power.

Furthermore, the algorithm of the simulation program for the two-dimensional (2-D) case is described analytically. This 2-D approach of the real three-dimensional (3-D) problem of urban electromagnetic (EM) wave propagation appears to be reasonably accurate in the case where both the transmitter and the receiver are well above the ground level and below the rooftop level. Emphasis is given on the geometrical and electrical modeling of the radio channel and the proposed shadowing algorithm. Moreover, the contribution of each propagation mechanism and the influence of the electromagnetic parameters of the emitted field to the total received power are examined. The produced radiocoverage diagrams are given in the form of distribution of power density, electric field strength and path loss factor and they are compared with the corresponding results based on different electromagnetic methods and published measurements. This comparison proves the efficiency and accuracy of the proposed simulation procedure.

Since one of the most important problems of such simulation programs is the computing time, mainly due to the time-consuming routines of numerical integration in our model, a new acceleration method for the calculation of the scattered fields is introduced. This technique, called 'Near to Far Field Transformation' method, is based on the division of the scatterer into small cells. The incorporation of this method into the simulation code, by replacing the numerical integration functions, decreases drastically the simulation time and at

the same time yields even more accurate results. In addition, we examined, for completeness, all the well-known far field diffraction methods, as well as their accuracy in the illuminated and shadow regions and their discontinuities at the transition boundaries. Finally, a new method for the calculation of the diffracted field in the near and Fresnel-zone field areas is introduced, which is based on the three-dimensional (3-D) Physical Theory of Diffraction and the division of the diffracted edges into an appropriate number of smaller segments.

Keywords:

Radiocoverage Simulation Program, Physical Optics, Physical Theory of Diffraction, Near Scattered Field, Numerical Integration Methods, Near Diffracted Field, Accelerating Simulation Methods, 'Near to Far Field Transformation' Method.

Η ραγδαία εξάπλωση των συστημάτων κινητών ραδιοεπικοινωνιών τις τελευταίες δεκαετίες σε συνδυασμό με τον περιορισμό του φάσματος, έχει οδηγήσει στην ανάγκη για σχεδιασμό αποτελεσματικών κυψελωτών δομών, ικανών να εξυπηρετήσουν μεγάλο αριθμό χρηστών με περιορισμένο αριθμό ραδιοδιαύλων. Για την υποστήριξη μεγαλύτερης χωρητικότητας, επαναχρησιμοποιούνται οι διάυλοι και μειώνεται ταυτόχρονα η ισχύς εκπομπής από τους σταθμούς βάσης. Αποτέλεσμα των παραπάνω είναι να οδηγηθούμε από τις αρχικές κυψέλες που εκτείνονταν σε ακτίνα της τάξης μερικών δεκάδων χιλιομέτρων (μακροκυψέλες), σε μικρότερες σε έκταση κυψέλες (μικροκυψέλες) ακτίνας μέχρι 1 km για πυκνοκατοικημένες αστικές περιοχές και σε ακόμα μικρότερες (πικοκυψέλες) για περιπτώσεις κάλυψης εσωτερικών χώρων και περιοχών με πολύ υψηλή πυκνότητα τηλεπικοινωνιακής κίνησης.

Η απαίτηση για καλή ποιότητα υπηρεσιών σε συνδυασμό με λύσεις χαμηλού κόστους καθιστούν προφανές το γεγονός ότι ένα νέο ραδιοσύστημα θα πρέπει να σχεδιασθεί σωστά από το ξεκίνημα. Το πρώτο βήμα στη διαδικασία σχεδιασμού είναι να καθοριστούν με σαφήνεια τόσο η θέση και τα χαρακτηριστικά του σταθμού βάσης, όσο και ένα σχέδιο κατανομής συχνοτήτων. Για το σκοπό αυτό, η γνώση της ραδιοκάλυψης και της απόδοσης των καναλιών πρέπει να είναι εξαρχής όσο το δυνατόν ακριβέστερη για την αποτελεσματικότερη απόδοση και επαναχρησιμοποίηση των συχνοτήτων στην περιοχή κάλυψης και εφαρμογής του συστήματος, ώστε να αποφεύγονται προβλήματα ανεπιθύμητων παρεμβολών.

Στην παρούσα διατριβή υλοποιείται πρόγραμμα πρόβλεψης της ραδιοκάλυψης σε αστικά μικροκυψελωτά περιβάλλοντα, το οποίο βασίζεται σε ντετερμινιστικές μεθόδους υπολογισμού των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης σήματος. Συγκριτικά με αντίστοιχα δημοσιευμένα προγράμματα, το παρόν εργαλείο προσομοίωσης ενσωματώνει αλγορίθμους υπολογισμού των πεδίων σκέδασης στις περιοχές του κοντινού πεδίου και της ζώνη Fresnel και παράγει υψηλής ανάλυσης διαγράμματα που απεικονίζουν τη στάθμη του σήματος παντού στο χώρο και όχι σε συγκεκριμένες διαδρομές του κινητού δέκτη. Έμφαση δίνεται επίσης στη βελτιστοποίηση των χρόνων προσομοίωσης, που είναι ένα από τα βασικά μειονεκτήματα των θεωρητικών μοντέλων σε σχέση με τα αντίστοιχα πειραματικά και έχει απασχολήσει αρκετές ερευνητικές ομάδες την τελευταία δεκαετία. Τα παραπάνω στάδια της έρευνας αναπτύσσονται εκτενώς στα κεφάλαια της διατριβής, το περιεχόμενο των οποίων παρουσιάζεται συνοπτικά στις επόμενες παραγράφους.

Στο πρώτο (εισαγωγικό) κεφάλαιο παρουσιάζονται συνοπτικά οι βασικές έννοιες και τα κύρια χαρακτηριστικά της ραδιοδιάδοσης και των μεθόδων πρόβλεψης αυτής, για το σχεδιασμό μικρού εύρους τηλεπικοινωνιακών συστημάτων εξωτερικών χώρων και τοπικών δικτύων στο εύρος συχνοτήτων 300MHz-100GHz, όπως καταγράφονται σε σχετικές συστάσεις του τμήματος ραδιοεπικοινωνιών της Διεθνούς Επιτροπής Τηλεπικοινωνιών. Καταρχάς, γίνεται κατηγοριοποίηση των μεθόδων μοντελοποίησης της ραδιοδιάδοσης σε εμπειρικά, ημιντετερμινιστικά (ή ημιεμπειρικά) και τέλος ντετερμινιστικά (ή θεωρητικά) μοντέλα, στα οποία ανήκει και η προτεινόμενη μεθοδολογία προσομοίωσης. Ακολούθως, περιγράφονται ενδεικτικά τα σημαντικότερα εμπειρικά και ημιεμπειρικά μοντέλα με ιδιαίτερη έμφαση στις προϋποθέσεις εφαρμογής και γενίκευσης τους. Ακολουθεί η περιγραφή των βασικών θεωρητικών μοντέλων με έμφαση στις αρχές της Φυσικής Οπτικής

(Physical Optics - PO) και της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης (Physical Theory of Diffraction - PTD), που είναι και οι μεθοδολογίες που ακολουθούνται στο υπό ανάπτυξη μοντέλο ραδιοκάλυψης. Τέλος γίνεται αξιολόγηση και σύγκριση των περιγραφόμενων μεθόδων τόσο σε ακρίβεια όσο και σε ταχύτητα, ανάλογα με τις απαιτήσεις ποικίλων τηλεπικοινωνιακών εφαρμογών, και επεξηγούνται οι λόγοι επιλογής των μεθόδων PO και PTD για τις ανάγκες του προτεινόμενου προγράμματος ραδιοκάλυψης.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφεται αναλυτικά η μελέτη για το πεδίο σκέδασης από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων στις περιοχές του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel. Η μεθοδολογία που προτείνεται στηρίζεται στη μέθοδο της Φυσικής Οπτικής και τον ακριβή υπολογισμό των όρων που αυτή εισάγει με χρήση αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης. Παρουσιάζεται η μέθοδος επίλυσης με χρήση δύο διαφορετικών μεθόδων αριθμητικής ολοκλήρωσης, τόσο για την τρισδιάστατη όσο και τη δισδιάστατη περίπτωση και δίνονται διαγράμματα του διανυσματικού δυναμικού και του πεδίου λήψης συναρτήσεων της συχνότητας και της απόστασης του δέκτη από το κέντρο της πλάκας. Ειδικότερα για το λαμβανόμενο πεδίο, μελετάται αναλυτικά η συμβολή των όρων του κοντινού πεδίου, ανάλογα με την απόσταση του δέκτη, οι οποίοι δεν συνυπολογίζονται στα ως τώρα αντίστοιχα προτεινόμενα θεωρητικά μοντέλα. Τα αποτελέσματα για αποστάσεις στο εύρος του μακρινού πεδίου συγκρίνονται για επαλήθευση με τα αντίστοιχα που προκύπτουν λαμβάνοντας τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου. Τα αποτελέσματα στην περιοχή του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel συγκρίνονται καταρχάς με τα αντίστοιχα που προκύπτουν με χρήση της αναλυτικής μεθόδου της Στάσιμης Φάσης (Stationary Phase Method), η οποία αναπτύσσεται από την ερευνητική ομάδα του εργαστηρίου. Η παραπάνω σύγκριση επιβεβαιώνει τόσο την ακρίβεια της μεθόδου όσο και τη σημαντικότητα ενσωμάτωσης των όρων του κοντινού πεδίου στις περιοχές του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel, όπου σε αντίθεση με την περιοχή του μακρινού πεδίου, η συμβολή τους δεν μπορεί να αμεληθεί. Η προτεινόμενη μεθοδολογία υπολογισμού ενσωματώνεται στο μοντέλο ραδιοκάλυψης καθώς σε τυπικά αστικά περιβάλλοντα και για τις συχνότητες των κινητών τηλεπικοινωνιών, το εγγύς πεδίο σκέδασης από τοίχους και εμπόδια καλύπτει περιοχές αρκετών τετραγωνικών μέτρων, όπου οι προσεγγίσεις του μακρινού πεδίου παύουν να ισχύουν.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται αναλυτικά η μαθηματική μοντελοποίηση για όλους τους μηχανισμούς διάδοσης, καθώς και ο αλγόριθμος προσομοίωσης για την περίπτωση του δισδιάστατου (2-D) προβλήματος ραδιοδιάδοσης, μια πρώτη ικανοποιητική προσέγγιση του πραγματικού τρισδιάστατου (3-D) προβλήματος, με την προϋπόθεση ο σταθμός βάσης του μικροκυψελωτού συστήματος και η κεραία του δέκτη να βρίσκονται στο ίδιο περίπου ύψος και αρκετά χαμηλότερα από το επίπεδο οροφής των κτιρίων. Παρουσιάζεται το λειτουργικό διάγραμμα του προγράμματος, το οποίο χωρίζεται σε τέσσερα κύρια διακριτά τμήματα, και περιγράφονται οι επιμέρους αλγόριθμοι καθώς και οι συναρτήσεις υλοποίησής τους. Έμφαση δίνεται στον αλγόριθμο εύρεσης των περιοχών σκιάς από πρωτογενείς και δευτερογενείς πηγές εκπομπής καθώς και στην περιγραφή των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των κτιρίων και των εμποδίων του περιβάλλοντος χώρου. Η εισαγωγή όλων των παραμέτρων της προσομοίωσης, καθώς και η επιθυμητή μορφή των αποτελεσμάτων, γίνονται από το χρήστη μέσω ειδικά διαμορφωμένου γραφικού

περιβάλλοντος διασύνδεσης (GUI). Στη συνέχεια, παρατίθενται τα παραγόμενα διαγράμματα ραδιοκάλυψης για διάφορα σενάρια ραδιοδιάδοσης και αξιολογείται η συμβολή όλων των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, καθώς και η επίδραση των ηλεκτρομαγνητικών χαρακτηριστικών του πεδίου εκπομπής. Η αξιολόγηση αυτή είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για την πρόταση αποτελεσματικών μεθόδων αξιοποίησης και επιτάχυνσης του προγράμματος, όπως μελετώνται εκτενώς στο επόμενο κεφάλαιο. Τέλος παρατίθενται συγκρίσεις αποτελεσμάτων με αντίστοιχα σενάρια που έχουν δημοσιευτεί κατά καιρούς στη διεθνή βιβλιογραφία, για τα οποία μάλιστα υπάρχουν και πειραματικές μετρήσεις.

Το τέταρτο κεφάλαιο πραγματεύεται την εξέταση μεθόδων βέλτιστης αξιοποίησης και επιτάχυνσης του προγράμματος. Όπως και στο σύνολο των κατά καιρούς δημοσιευμένων προγραμμάτων πρόβλεψης της ραδιοδιάδοσης, ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα που αντιμετωπίζονται είναι οι μεγάλοι χρόνοι προσομοίωσης. Το πρόβλημα αυτό στο παρόν μοντέλο ραδιοκάλυψης οφείλεται κυρίως στις χρονοβόρες συναρτήσεις υλοποίησης της αριθμητικής ολοκλήρωσης που αναφέρθηκαν αμέσως παραπάνω. Για το σκοπό αυτό, εξετάζεται η σχέση ανάμεσα στο σφάλμα της αριθμητικής ολοκλήρωσης και στους χρόνους υπολογισμού και προτείνεται μία βέλτιστη λύση. Έπειτα προτείνεται μία τεχνική υπολογισμού του κοντινού πεδίου και του πεδίου της ζώνης Fresnel, η οποία βασίζεται στη διαίρεση του σκεδαστή σε μικρούς τομείς ('Near to Far Field Transformation' method). Η εισαγωγή της μεθόδου αυτής στο πρόγραμμα προσομοίωσης, αντικαθιστώντας τις χρονοβόρες ρουτίνες της αριθμητικής ολοκλήρωσης, βελτιώνει δραστικά τους χρόνους υπολογισμού και ταυτόχρονα εξασφαλίζει μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων, καθώς αποφεύγονται αριθμητικά σφάλματα λόγω των συναρτήσεων αριθμητικής διαφόρισης που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των όρων κοντινού πεδίου με βάση την αριθμητική μέθοδο. Ολοκληρώνοντας τις μεθόδους επιτάχυνσης, προτείνονται αλγόριθμοι βέλτιστης αξιοποίησης του προγράμματος που προκύπτουν από την αξιολόγηση του βαθμού συμβολής των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης στις διάφορες περιοχές κάλυψης.

Στο πέμπτο κεφάλαιο μελετάται διεξοδικά το πεδίο περίθλασης από ορθογώνιες ακμές-σφήνες πεπερασμένου ύψους με βάση τις γνωστές θεωρίες περίθλασης και κυρίως σύμφωνα με την τρισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης. Καταρχήν εξετάζεται το μακρινό πεδίο περίθλασης σύμφωνα με την τρισδιάστατη θεώρηση του Mitzner, η οποία εισάγει τους Incremental Length Diffraction Coefficients (ILDC) για την περιγραφή της συνεισφοράς των άκρων του σκεδαστή και επεκτείνει την αντίστοιχη δισδιάστατη θεωρία του Ufimtsev για τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης. Το περιθλώμενο πεδίο στη μακρινή περιοχή συγκρίνεται με την εξίσου ικανοποιητική θεώρηση των ισοδυνάμων ρευμάτων του Michaeli και μελετώνται οι μεταβολές στις περιοχές μετάβασης, καθώς και η εξάρτηση από την πόλωση του προσπίπτοντος πεδίου. Ακολούθως προτείνεται μία μέθοδος υπολογισμού για τις περιπτώσεις του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel, η οποία βασίζεται στη διαίρεση της περιθλώσας ακμής σε κατάλληλο αριθμό μικρότερων τομέων. Κατόπιν επαληθεύεται η σύγκλιση της προτεινόμενης μεθόδου στην περιοχή του μακρινού πεδίου με τις αντίστοιχες μεθόδους μακρινού πεδίου και δίνονται διαγράμματα ραδιοκάλυψης παντού στο χώρο λόγω του πεδίου περίθλασης από ορθογώνιες ακμές κτιρίων (τρειςδιάστατη περίπτωση).

Η παρούσα διατριβή εκπονήθηκε στον τομέα Συστημάτων Μετάδοσης Πληροφορίας και Τεχνολογίας Υλικών της Σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Η/Υ του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Ολοκληρώνοντας, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή του Ε.Μ.Π. και επιβλέποντα της διατριβής μου κ. Παναγιώτη Φράγκο για την καθοριστική καθοδήγηση και τις πολύτιμες συμβολές του καθ' όλη την πορεία της ερευνητικής μου προσπάθειας, καθώς και για την εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπό μου. Θα ήθελα ακόμη να ευχαριστήσω τον Δρ. Χρήστο Αναστασίου για τη συνεργασία και τις πολύτιμες παρατηρήσεις του σε θέματα ραδιοδιάδοσης. Ευχαριστώ ακόμη όλους τους συναδέλφους και φίλους του εργαστηρίου για τη συνεργασία και τη σημαντική βοήθειά τους σε πολλά προβλήματα που συνάντησα. Επίσης ευχαριστώ τους προπτυχιακούς φοιτητές, στους οποίους είχα την τιμή να είμαι επιβλέπων, για τις ιδέες τους σε πολλά προβλήματα ραδιοκάλυψης που ασχολήθηκαν, καθώς και για το πολύ καλό αποτέλεσμα της συνεργασίας μας. Τέλος θα ήθελα να εκφράσω τη βαθιά μου ευγνωμοσύνη προς την οικογένειά μου γιατί ήταν πάντα δίπλα μου και μου συμπαραστάθηκε για να φέρω εις πέρας την παρούσα διατριβή.

Ε. Γ. Παπκέλης
Αθήνα, Ιούλιος 2007

ΠΕΡΙΛΗΨΗ	7
ABSTRACT	9
ΠΡΟΛΟΓΟΣ	11
ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	15
ΕΥΡΕΤΗΡΙΟ ΣΧΗΜΑΤΩΝ	20
ΕΥΡΕΤΗΡΙΟ ΠΙΝΑΚΩΝ	24
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	25
1.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΩΝ ΡΑΔΙΟΚΥΜΑΤΩΝ....	25
1.2 ΣΥΣΤΑΣΗ ΤΗΣ ΙΤU ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΡΑΔΙΟΔΙΑΔΟΣΗΣ ΣΕ ΕΞΩΤΕΡΙΚΑ ΜΙΚΡΟΚΥΨΕΛΩΤΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ.....	26
1.3 ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΔΙΑΔΡΟΜΗΣ	28
1.4 ΜΟΝΤΕΛΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ.....	29
1.4.1 Εμπειρικά Μοντέλα Διάδοσης.....	30
1.4.1.1 Μοντέλο της σύστασης ΙΤU-R Ρ.1411	30
1.4.1.1.1 Τυπικές περιπτώσεις σχετικής θέσης πομπού-δέκτη	30
1.4.1.1.2 Διάδοση LOS μέσα από στενά περάσματα δρόμων	30
1.4.1.1.3 Περιπτώσεις NLOS διάδοσης.....	31
1.4.1.1.4 Τυπικές τιμές παραμέτρων για υπολογισμούς σε εξωτερικούς χώρους	33
1.4.2 Ημιεμπειρικά Μοντέλα Διάδοσης	33
1.4.2.1 Μοντέλο COST-231	33
1.4.3 Ντετερμινιστικά Μοντέλα Διάδοσης.....	34
1.4.3.1 Γεωμετρική Οπτική (GO).....	35
1.4.3.2 Φυσική Οπτική (PO)	37
1.4.3.3 Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD).....	40
1.4.3.4 Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD) και Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία (UAT)	41
1.4.3.5 Μέθοδος των Ισοδυνάμων Ρευμάτων (MEC)	42
1.4.3.6 Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD).....	43
1.5 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΝΤΕΤΕΡΜΙΝΙΣΤΙΚΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	45
1.6 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 1	47

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΑΠΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΟ ΣΚΕΔΑΣΤΗ ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΧΡΗΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ	49
2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	49
2.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΣΚΕΔΑΖΟΜΕΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΑΠΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΑ	
ΠΛΑΚΑ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ (ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ)	49
2.2.1 Υπολογισμός (3-D) Διανυσματικού Δυναμικού	49
2.2.2 Υπολογισμός (3-D) Μακρινού Πεδίου Σκέδασης	51
2.2.3 Υπολογισμός (3-D) Πεδίου Σκέδασης στην Κοντινή Περιοχή και στην Περιοχή της Ζώνης Fresnel	53
2.2.3.1 Η προσαρμοστική μέθοδος αριθμητικής ολοκλήρωσης Simpson.....	53
2.2.3.2 Η αριθμητική μέθοδος ολοκλήρωσης Gauss - Lobatto	55
2.2.3.3 Υπολογισμός των όρων κοντινού και μακρινού πεδίου στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel.....	57
2.2.4 Αποτελέσματα Αριθμητικής Μεθόδου για το Πεδίο Σκέδασης από Ορθογώνια Πλάκα.....	57
2.2.4.1 Μελέτη διαγραμμάτων (3-D) διανυσματικού δυναμικού	58
2.2.4.2 Μελέτη διαγραμμάτων (3-D) έντασης ηλεκτρικού πεδίου	60
2.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΑΠΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΑ ΛΩΡΙΔΑ ΑΠΕΙΡΟΥ ΜΗΚΟΥΣ (ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ)	62
2.3.1 Υπολογισμός (2-D) Διανυσματικού Δυναμικού	62
2.3.1.1 Περίπτωση Οριζόντιας (TM) Πόλωσης	63
2.3.1.2 Περίπτωση Κατακόρυφης (TE) Πόλωσης	64
2.3.1.3 Υπολογισμός διανυσματικού δυναμικού για συνδυασμό πολώσεων.....	65
2.3.2 Υπολογισμός (2-D) Μακρινού Πεδίου Σκέδασης	65
2.3.3 Υπολογισμός (2-D) Πεδίου Σκέδασης στην Κοντινή Περιοχή και στην Περιοχή της Ζώνης Fresnel	66
2.3.4 Αποτελέσματα Αριθμητικής Μεθόδου για το Πεδίο Σκέδασης από Ορθογώνια Λωρίδα Απείρου Μήκους.....	68
2.3.4.1 Μελέτη διαγραμμάτων (2-D) διανυσματικού δυναμικού	68
2.3.4.2 Μελέτη διαγραμμάτων (2-D) έντασης ηλεκτρικού πεδίου	69

2.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΜΕ ΑΛΛΕΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ	72
2.5 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2.....	74
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΤΗΣ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΣΕ ΤΥΠΙΚΑ ΜΙΚΡΟΚΥΨΕΛΩΤΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ.....	75
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	75
3.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ-ΠΑΡΑΔΟΧΕΣ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ	76
3.3 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΑΝΑΛΥΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ.....	77
3.3.1 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Απ’ Ευθείας Διαδιδόμενου Πεδίου	77
3.3.2 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Σκεδαζόμενου Πεδίου Πρώτης Τάξης	78
3.3.3 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Περιθλώμενου Πεδίου Πρώτης Τάξης.....	80
3.3.4 Μεθοδολογία Υπολογισμού Μηχανισμών Διάδοσης Δεύτερης Τάξης	82
3.3.5 Συνολικά Λαμβανόμενο Πεδίο - Χρήσιμα Μεγέθη Περιγραφής της Ραδιοκάλυψης... ..	85
3.4 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ ‘MICRORACOP’	86
3.4.1 Δομή του Αλγορίθμου Προσομοίωσης	87
3.4.2 Γραφικό Περιβάλλον Διασύνδεσης (G.U.I)	88
3.4.3 Ανάλυση Δισδιάστατου Αλγορίθμου Σκιάσεων	89
3.4.4 Ανάλυση Δομής Συναρτήσεων Υπολογισμού των Πεδίων Πρώτης και Δεύτερης Τάξης.....	90
3.4.5 Περιγραφή Παραγόμενων Αποτελεσμάτων-Διαγραμμάτων	92
3.5 ΧΡΟΝΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΙ ΒΕΛΤΙΣΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ	92
3.6 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ ΤΗΣ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΣΕ ΣΥΝΘΕΤΑ ΑΣΤΙΚΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ	94
3.7 ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ ΜΕ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΛΛΩΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	97
3.8 ΣΥΝΟΨΗ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	101
3.9 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3	101
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΣΕ ΜΑΚΡΙΝΟ - ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗΣ ΤΟΥ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ .	103
4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	103

4.2 ΕΞΕΤΑΣΗ ΤΟΥ ΧΡΟΝΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΟΥ ΟΡΙΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ ΤΩΝ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΟΛΟΚΛΗΡΩΣΗΣ	103
4.2.1 Αποτελέσματα Σκεδαζόμενου Πεδίου από Ορθογώνιο Σκεδαστή Συναρτήσε του Ορίου Σφάλματος της Αριθμητικής Μεθόδου Gauss-Lobatto.....	104
4.2.2 Χρόνος Προσομοίωσης της Ραδιοκάλυψης σε Αστικά Περιβάλλοντα Συναρτήσε του... Ορίου Σφάλματος της Αριθμητικής Μεθόδου Gauss-Lobatto.....	107
4.3 ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΣΕ ΜΑΚΡΙΝΟ	109
4.3.1 Ανάλυση-Αξιολόγηση Μεθοδολογίας.....	109
4.3.2 Αποτελέσματα-Συγκρίσεις (3-D) Σκεδαζόμενου Πεδίου από Ορθογώνια Πλάκα με..... Βάση τη Μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	111
4.3.3 Αποτελέσματα-Συγκρίσεις (2-D) Σκεδαζόμενου Πεδίου από Ορθογώνια Λωρίδα Απείρου Μήκους με Βάση τη Μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	114
4.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΣΕ ΣΥΝΘΕΤΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ‘ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΕ ΜΑΚΡΙΝΟ’	116
4.5 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 4.....	118
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΑΠΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΑ ΣΦΗΝΑ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΥΨΟΥΣ	121
5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	121
5.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ-ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΟΥ MITZNER (PTD-ILDC) ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΤΟΥ ΜΑΚΡΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ	122
5.3 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΜΕ ΤΗΝ ΟΜΟΙΟ- ΜΟΡΦΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΚΑΙ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΙΣΟΔΥΝΑΜΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ	125
5.3.1 Σύγκριση των Συντελεστών Περίθλασης του Mitzner με τη Θεωρία των Ισοδυνάμων Ρευμάτων του Michaeli και την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης.....	125
5.3.2 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Περιθλώμενου Πεδίου από Ορθογώνια Σφήνα με Βάση τις Θεωρίες του Mitzner και του Michaeli.....	128
5.4 ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΣΕ ΜΑΚΡΙΝΟ ...	131
5.4.1 Ανάλυση-Αξιολόγηση Μεθοδολογίας.....	131
5.4.2 Διαγράμματα-Συγκρίσεις Περιθλώμενου Πεδίου από Ορθογώνια Σφήνα στις Περιοχές του Εγγύς Πεδίου και της Ζώνης Fresnel.....	131

5.4.3 Εξέταση της Συμβολής των Τομέων στο Συνολικό Κοντινό Πεδίο Περίθλασης από Ορθογώνια Σφήνα	135
5.5 ΣΥΝΟΨΗ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	136
5.6 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 5	137
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6. ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ - ΣΗΜΕΙΑ ΠΟΥ ΠΡΟΑΓΕΤΑΙ Η ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΠΕΚΤΑΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ.....	139
6.1 ΣΥΝΟΨΗ	139
6.2 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΕΠΕΚΤΑΣΗΣ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ.....	141
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΩΝ ΕΙΔΩΛΩΝ ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙ- ΣΜΟ ΤΗΣ ΣΥΝΕΙΣΦΟΡΑΣ ΤΟΥ ΕΛΑΦΟΥΣ ΜΕΣΩ ΑΠΛΩΝ ΚΑΙ ΔΙΠΛΩΝ ΑΝΑΚΛΑ- ΣΕΩΝ ΣΕ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ ΜΟΝΤΕΛΑ ΡΑΔΙΟΔΙΑΔΟΣΗΣ	143
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β. ΛΙΣΤΑ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΩΝ	147
B.1 ΔΙΕΘΝΗ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΑ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ	147
B.2 ΔΙΕΘΝΗ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΑ ΣΥΝΕΔΡΙΑ	147

Σχήμα 1.1. Μηχανισμοί διάδοσης ραδιοκυμάτων	25
Σχήμα 1.2. Τυπικές περιπτώσεις σχετικής θέσης πομπού-δέκτη με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411	30
Σχήμα 1.3. Καθορισμός παραμέτρων για την περίπτωση NLOS1 πάνω από οροφές κτιρίων με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411.....	31
Σχήμα 1.4. Καθορισμός παραμέτρων για την περίπτωση NLOS2 με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411	32
Σχήμα 1.5. Σωλήνας ροής ακτινών	36
Σχήμα 1.6. Γεωμετρία περίθλασης από σφήνα	44
Σχήμα 2.1. Γεωμετρία σκέδασης από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων	50
Σχήμα 2.2. Διαγράμματα διανυσματικού δυναμικού σκέδασης από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή μακρινού πεδίου για συχνότητες: $f=900\text{MHz}$ (a) και $f=1800\text{MHz}$ (b) .	58
Σχήμα 2.3. Διαγράμματα διανυσματικού δυναμικού συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο της πλάκας για συχνότητα $f=1800\text{MHz}$	59
Σχήμα 2.4. Διαγράμματα συνιστωσών έντασης ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του μακρινού πεδίου.....	60
Σχήμα 2.5. Διαγράμματα συνιστωσών έντασης ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή της ζώνης Fresnel.....	61
Σχήμα 2.6. Διαγράμματα συνιστωσών έντασης ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του κοντινού πεδίου.....	61
Σχήμα 2.7. Γεωμετρία σκέδασης από λωρίδα απείρου μήκους-Οριζόντια Πόλωση.....	63
Σχήμα 2.8. Γεωμετρία σκέδασης από λωρίδα απείρου μήκους - Κατακόρυφη Πόλωση	64
Σχήμα 2.9. Διαγράμματα διανυσματικού δυναμικού σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους και πλάτους 10λ συναρτήσει της πόλωσης του προσπίπτοντος πεδίου	68
Σχήμα 2.10. Διαγράμματα συνιστωσών έντασης ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του μακρινού πεδίου (2-D).....	69
Σχήμα 2.11. Διαγράμματα συνιστωσών έντασης ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή της ζώνης Fresnel (2-D)	70
Σχήμα 2.12. Διαγράμματα συνιστωσών έντασης ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του κοντινού πεδίου (2-D).....	70
Σχήμα 2.13. Σύγκριση αποτελεσμάτων αριθμητικής μεθόδου με τα αντίστοιχα της μεθόδου της Στάσιμης Φάσης	73
Σχήμα 3.1. Γεωμετρίες 2-D (a) και 3-D (b) μοντέλων ραδιοδιάδοσης σε τυπικά μικροκυβελωτά περιβάλλοντα	75

Σχήμα 3.2. Διάγραμμα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος σε σενάριο γεωμετρίας 2 κτιρίων λόγω του απ' ευθείας διαδιδόμενου πεδίου	78
Σχήμα 3.3. Διάγραμμα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος λόγω του πεδίου σκέδασης υπολογιζόμενου με βάση την προτεινόμενη μεθοδολογία (a) και με βάση τις συνθήκες μακρινού πεδίου (b).....	80
Σχήμα 3.4. Διάγραμμα περιθλώμενου πεδίου λήψης από ορθογώνια ακμή για οριζόντια (a) και κατακόρυφα (b) πολωμένο πεδίο εκπομπής.....	81
Σχήμα 3.5. Γεωμετρία διπλών ανακλάσεων	82
Σχήμα 3.6. Διαγράμματα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος σε σενάριο γεωμετρίας 2 κτιρίων λόγω των διπλών ανακλάσεων (a), των διπλών περιθλάσεων (b), των ανακλάσεων-περιθλάσεων (c) και των περιθλάσεων-ανακλάσεων (d).....	83
Σχήμα 3.7. Λειτουργικό διάγραμμα του προγράμματος 'MICRORACOP'	87
Σχήμα 3.8. Κεντρική σελίδα του γραφικού περιβάλλοντος διασύνδεσης του προγράμματος προσομοίωσης 'MICRORACOP'	88
Σχήμα 3.9. Διάγραμμα περιοχών σκίασης από το σταθμό βάσης T σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων	90
Σχήμα 3.10. Μπλοκ διάγραμμα διασύνδεσης συναρτήσεων υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου.....	91
Σχήμα 3.11. Διάγραμμα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος (dBm), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.....	94
Σχήμα 3.12. Διάγραμμα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος (dBm), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.....	95
Σχήμα 3.13. Διάγραμμα απωλειών διαδρομής (dB), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.....	95
Σχήμα 3.14. Διάγραμμα απωλειών διαδρομής (dB), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων	96
Σχήμα 3.15. Πρώτη περιοχή μελέτης (κέντρο Αθήνας), που χρησιμοποιείται για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων ραδιοκάλυψης του προγράμματος 'MicroRaCoP' με αντίστοιχα δημοσιευμένα θεωρητικά αποτελέσματα και μετρήσεις.....	98
Σχήμα 3.16. Σύγκριση των υπολογιζόμενων απωλειών διαδρομής με βάση το πρόγραμμα 'MicroRaCoP', με αντίστοιχα δημοσιευμένα θεωρητικά αποτελέσματα και πειραματικά δεδομένα, για την πρώτη περιοχή μελέτης	98
Σχήμα 3.17. Δεύτερη περιοχή μελέτης (κέντρο Manhattan), που χρησιμοποιείται για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων ραδιοκάλυψης του προγράμματος 'MicroRaCoP' με αντίστοιχα δημοσιευμένα θεωρητικά αποτελέσματα και μετρήσεις	100

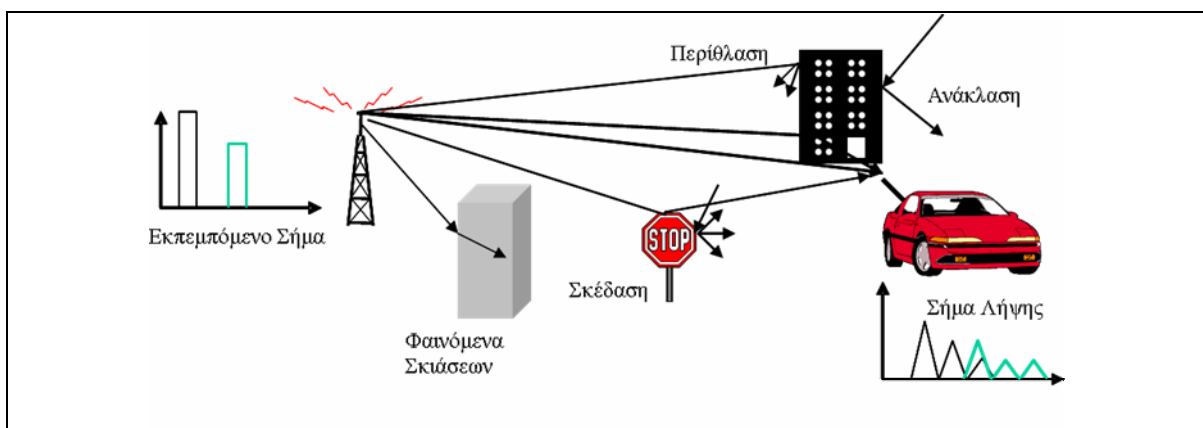
Σχήμα 3.18. Σύγκριση των υπολογιζόμενων απωλειών διαδρομής με βάση το πρόγραμμα ‘MicroRaCoP’ με αντίστοιχα δημοσιευμένα θεωρητικά αποτελέσματα και πειραματικά δεδομένα για τη δεύτερη περιοχή μελέτης.....	100
Σχήμα 4.1. Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή της ζώνης Fresnel συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.....	104
Σχήμα 4.2. Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή του εγγύς πεδίου συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.....	105
Σχήμα 4.3. Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή της ζώνης Fresnel συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.....	106
Σχήμα 4.4. Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή του εγγύς πεδίου συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.....	106
Σχήμα 4.5. Λαμβανόμενη πυκνότητα ισχύος (dBm) σε σενάριο γεωμετρίας 2 κτιρίων, λαμβάνοντας το όριο σφάλματος ε της αριθμητικής μεθόδου για τον υπολογισμό των σκεδαζόμενων πεδίων πρώτης και δεύτερης τάξης ίσο με 10^{-6} (a) και 10^{-3} (b)	108
Σχήμα 4.6. Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή του μακράν πεδίου, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.	112
Σχήμα 4.7. Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή της ζώνης Fresnel, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.	112
Σχήμα 4.8. Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή του εγγύς πεδίου, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.	113
Σχήμα 4.9. Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή του μακράν πεδίου, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού	115
Σχήμα 4.10. Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή της ζώνης Fresnel, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού	115
Σχήμα 4.11. Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή του εγγύς πεδίου, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού	116

Σχήμα 4.12. Λαμβανόμενη πυκνότητα ισχύος (dBm), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων με ενσωμάτωση της τεχνικής ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	117
Σχήμα 4.13. Σύγκριση των απωλειών διαδρομής (για τη διαδρομή του δέκτη από τη θέση Α. στη θέση Β στο σενάριο γεωμετρίας του σχήματος 4.12), υπολογιζόμενων με.... βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχημα- τισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	118
Σχήμα 5.1. Σύγκριση των συντελεστών περίθλασης της GTD και της UTD για γωνία πρόσπτωσης 60^0 σε ημιεπίπεδο	125
Σχήμα 5.2. Γωνιακοί σχηματισμοί που υιοθετούνται από τον Mitzner και τον Michaeli ..	126
Σχήμα 5.3. Σύγκριση των αποτελεσμάτων περιθλώμενου πεδίου (μακρινής περιοχής) από ορθογώνια σφήνα με βάση τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (a) και του Michaeli (b, c), για την περίπτωση που φωτίζεται η μία πλευρά της σφήνας	129
Σχήμα 5.4. Σύγκριση των αποτελεσμάτων περιθλώμενου πεδίου (μακρινής περιοχής) από ορθογώνια σφήνα με βάση τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (a) και του Michaeli (b, c), για την περίπτωση που φωτίζονται και οι δύο πλευρές της σφήνας	130
Σχήμα 5.5. Υπολογισμός περιθλώμενου πεδίου παντού στο χώρο από την ορθογώνια ακμή Α με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’, λαμβάνοντας διάφορες υποδιαιρέσεις της ακμής σε τομείς, για την περίπτωση που φωτίζεται η μία πλευρά της σφήνας	132
Σχήμα 5.6. Υπολογισμός περιθλώμενου πεδίου παντού στο χώρο από την ορθογώνια ακμή Α με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε..... Μακρινό’, λαμβάνοντας διάφορες υποδιαιρέσεις της ακμής σε τομείς, για την περίπτωση που φωτίζονται και οι δύο πλευρές της σφήνας	133
Σχήμα 5.7. Εξέταση της συμβολής των τομέων στο συνολικό περιθλώμενο πεδίο από ορθογώνια σφήνα με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’	136
Σχήμα Α.1. Γεωμετρία ανάκλασης πρώτης τάξης από το έδαφος	143
Σχήμα Α.2. Γεωμετρία πρώτης περίπτωσης διπλών ανακλάσεων μεταξύ του εδάφους και επιφανειακού στοιχείου ΕΣ (Πομπός->ΕΣ->Έδαφος->Δέκτης).....	145
Σχήμα Α.3. Γεωμετρία δεύτερης περίπτωσης διπλών ανακλάσεων μεταξύ του εδάφους και επιφανειακού στοιχείου ΕΣ (Πομπός-> Έδαφος -> ΕΣ ->Δέκτης).....	145

Πίνακας 1.1. Περιγραφή και εξασθενήσεις της διάδοσης ανάλογα με τον τύπο του περιβάλλοντος	27
Πίνακας 1.2. Τυπικές ταχύτητες κινούμενων χρηστών ανάλογα με τον τύπο του περιβάλλοντος	27
Πίνακας 1.3. Καθορισμός τύπων κυψελών με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411	28
Πίνακας 2.1. Χαρακτηριστικές συναρτήσεις βάρους της αριθμητικής μεθόδου ολοκλήρωσης Gauss.....	55
Πίνακας 3.1. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης του σχήματος 3.2.....	78
Πίνακας 3.2. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης του σχήματος 3.3.....	80
Πίνακας 3.3. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης του σχήματος 3.4.....	81
Πίνακας 3.4. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης του σχήματος 3.6.....	83
Πίνακας 4.1. Χρόνος προσομοίωσης για 90 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια πλάκα(3-D) συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto	105
Πίνακας 4.2. Χρόνος προσομοίωσης για 180 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (2-D) συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto	106
Πίνακας 4.3. Χρόνος προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε σενάριο γεωμετρίας 2 κτιρίων (Σχήμα 4.5) συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto.....	108
Πίνακας 4.4. Χρόνος προσομοίωσης για 90 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια πλάκα (3-D) με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	113
Πίνακας 4.5. Χρόνος προσομοίωσης για 180 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (2-D) με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	116
Πίνακας 4.6. Χρόνος προσομοίωσης, ανά θέση του δέκτη (pixel), για τον υπολογισμό της ραδιοκάλυψης στο σενάριο της γεωμετρίας του σχήματος 4.12, με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’	117
Πίνακας 5.1. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης των σχημάτων 5.3 και 5.4 ...	129
Πίνακας 5.2. Όρια μακρινού πεδίου για κάθε τομέα στους οποίους διαιρείται η ακμή των σχημάτων 5.5 και 5.6, με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’	134

1.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΩΝ ΡΑΔΙΟΚΥΜΑΤΩΝ

Τα εκπεμπόμενα ραδιοκύματα στην περιοχή συχνοτήτων της κινητής τηλεπικοινωνίας, οδεύοντας μέσα στο πολυσύνθετο περιβάλλον διάδοσης, υπόκεινται σε ταχύτατες και μεγάλου πλάτους μεταβολές που επιδρούν στην κατάσταση του συστήματος [1]. Αυτό οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι η κεραία του δέκτη είναι κοντά στο έδαφος και συνήθως σε κίνηση, με αποτέλεσμα η πλειονηφία των λαμβανόμενων σημάτων να προέρχεται από ανακλάσεις, περιθλάσεις και σκεδάσεις σε διάφορα εμπόδια που περιβάλλουν τον κινητό δέκτη, όπως απεικονίζεται χαρακτηριστικά στο παρακάτω σχήμα 1.1:



Σχήμα 1.1. Μηχανισμοί διάδοσης ραδιοκυμάτων.

Συνεπώς κάθε μεταβολή του περιβάλλοντος που περιβάλλει το δέκτη, επηρεάζει σημαντικά το τελικό σήμα λήψης το οποίο προκύπτει από υπέρθεση όλων των λαμβανόμενων σημάτων. Κατά τη μετακίνηση του δέκτη, το λαμβανόμενο σήμα παρουσιάζει μια ταχεία μεταβολή του πλάτους εξαιτίας των πολλαπλών διαφορετικών οδών που ακολουθεί έως τη λήψη. Αυτές οι μεταβολές στο πλάτος του ραδιοσήματος αναφέρονται σαν ταχεία εξασθένηση ('fast fading') ή πολυοδική εξασθένηση ('multipath fading'). Ταυτόχρονα με το φαινόμενο της ταχείας εξασθένησης, συμβαίνει και μια δεύτερη βραδεία μεταβολή του πλάτους του ραδιοσήματος κατά τη μετακίνηση του δέκτη από περιοχή σε περιοχή. Μια μετακίνηση της τάξης μόλις ενός κλάσματος του μήκους κύματος, μπορεί να προκαλέσει μεταβολή του επιπέδου του σήματος πάνω από 30 ή 40 dB. Η μεταβολή αυτή αναφέρεται σαν βραδεία μεταβολή εξασθένησης ('slow fading') και είναι αποτέλεσμα φαινόμενων κυρίως ανακλάσεων του εκπεμπόμενου ραδιοσήματος από μεγάλο μεγέθους εμπόδια. Το πλάτος του ραδιοσήματος κατά τη βραδεία μεταβολή εξασθένησης ακολουθεί το μοντέλο της ορθοκανονικής κατανομής, ενώ κατά την ταχεία εξασθένηση ακολουθείται συνήθως κατανομή τύπου Rayleigh. Ως μέση ισχύς των ραδιοσημάτων λήψης στα συστήματα κινητών τηλεπικοινωνιών, θεωρείται η ισχύς που προκύπτει αν αγνοηθεί η ταχεία εξασθένηση και ληφθεί υπόψη η βραδεία μεταβολή της εξασθένησης.

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω (βλ. Σχήμα 1.1), οι βασικοί μηχανισμοί που διέπουν τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στην περιοχή συχνοτήτων: 900MHz -2GHz, και συνεπώς επιδρούν στην κατάσταση του συστήματος είναι οι εξής:

(α) Διάδοση ελεύθερου χώρου (Line Of Sight - LOS): Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα διαδίδονται ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις ως σφαιρικά κύματα. Η ισχύς του ραδιοσήματος είναι συνήθως αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της απόστασης από την κεραία εκπομπής.

(β) Ανάκλαση (Reflection): Εμφανίζεται όταν ένα διαδιδόμενο ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσπίπτει σε εμπόδιο με διαστάσεις πολύ μεγαλύτερες συγκριτικά με το μήκος κύματος. Ανακλώμενα κύματα παράγονται ύστερα από πρόσπτωση των διαδιδόμενων κυμάτων στην επιφάνεια του εδάφους και στα κτίρια και λαμβάνονται από την κεραία του δέκτη με διαφορετικά πλάτη και φάσεις.

(γ) Περίθλαση (Diffraction): Εμφανίζεται όταν παρεμβάλλεται ένα αδιαπέραστο σώμα, με διαστάσεις μεγαλύτερες από το μήκος κύματος του ραδιοκύματος, στη διαδρομή του σήματος από τον πομπό στο δέκτη. Με βάση την αρχή του Huygens παράγονται δευτερογενή κύματα πίσω από το εμπόδιο, τα οποία φτάνουν στο δέκτη. Η περίθλαση συμβαίνει στις γωνίες του εμποδίου, όπου το κύμα σκεδάζεται, με συνέπεια η ισχύς του σήματος να ελαττώνεται. Με βάση την περίθλαση εξηγείται η διάδοση RF ενέργειας σε περιοχές όπου δεν υπάρχει οπτική επαφή μεταξύ πομπού και δέκτη.

(δ) Σκέδαση (Scattering): Εμφανίζεται όταν στη διαδρομή του ραδιοκύματος παρεμβάλλονται αντικείμενα με διαστάσεις ίσες ή μικρότερες από το μήκος κύματος. Η σκέδαση ακολουθεί τους ίδιους νόμους με τη διάχυση και έχει ως αποτέλεσμα την επανεκπομπή του σήματος προς πολλές διαφορετικές κατευθύνσεις. Σημειώνεται ότι η σκέδαση είναι ο πιο δύσκολα προβλέψιμος μηχανισμός διάδοσης.

Καθώς λοιπόν ο δέκτης μετακινείται σε μια περιοχή, οι μηχανισμοί διάδοσης συνεισφέρουν κάθε στιγμή στο λαμβανόμενο σήμα επικοινωνιακά ή όχι. Για την περίπτωση της οπτικής επαφής πομπού-δέκτη, το απ' ευθείας διαδιδόμενο κύμα είναι συνήθως αυτό που καθορίζει το πεδίο λήψης και τα περιθλώμενα και ανακλώμενα πεδία ενδέχεται να μην επηρεάζουν σημαντικά τη διάδοση. Αντίθετα σε περίπτωση μη οπτικής επαφής πομπού-δέκτη (Non Line Of Sight - NLOS), η περίθλαση, η σκέδαση καθώς και τα φαινόμενα ανώτερης τάξης κυριαρχούν στη διάδοση.

1.2. ΣΥΣΤΑΣΗ ΤΗΣ ITU ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΡΑΔΙΟΔΙΑΔΟΣΗΣ ΣΕ ΕΞΩΤΕΡΙΚΑ ΜΙΚΡΟΚΥΨΕΛΩΤΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ

Το τμήμα ραδιοεπικοινωνιών της ITU (Διεθνής Ένωση Τηλεπικοινωνιών) έχει προβεί στην έκδοση σύστασης [2], με την οποία καθορίζει τα χαρακτηριστικά της ραδιοδιάδοσης και τις μεθόδους πρόβλεψης αυτής, για το σχεδιασμό μικρού εύρους τηλεπικοινωνιακών συστημάτων εξωτερικών χώρων και τοπικών δικτύων στο εύρος συχνοτήτων 300MHz-100GHz.

Παρακάτω παρατίθεται συνοπτικά η κατηγοριοποίηση των κυψελών με βάση τα χαρακτηριστικά του περιβάλλοντος διάδοσης καθώς και οι αιτίες της εξασθένησης σήματος που θα μας απασχολήσουν στη συνέχεια. Στα μοντέλα πρόβλεψης της διάδοσης γίνεται εκτενής αναφορά στην επόμενη ενότητα.

Η διάδοση σε αποστάσεις μικρότερες από 1km επηρεάζεται περισσότερο από τη θέση των κτιρίων και των λοιπών εμποδίων και λιγότερο από τη διακύμανση της ανύψωσης του

εδάφους. Η επίδραση των κτιρίων υπερέχει καθώς οι περισσότερες ζεύξεις αναφέρονται σε αστικές και ημιαστικές περιοχές. Ο κινητός δέκτης συνήθως λαμβάνεται είτε πεζός είτε πάνω σε όχημα. Ο διαχωρισμός των περιβαλλόντων ραδιοδιάδοσης γίνεται με βάση κυρίως τη δομή και το ύψος των κτιρίων, την πυκνότητα των κινητών τερματικών και τη θέση των σταθμών βάσης. Εξαιρώντας τις λοφώδεις περιοχές διότι δεν απαντώνται σε αστικά περιβάλλοντα, τέσσερις είναι οι βασικές κατηγορίες, όπως περιγράφονται στον ακόλουθο πίνακα:

Τύπος Περιβάλλοντος	Περιγραφή και Εξασθενήσεις Διάδοσης
Αστικό υψηλής κίνησης ('urban high-rise')	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Μεγάλοι στενοί οδοί με ψηλά κτίρια πολλών ορόφων. ➤ Το ύψος των κτιρίων δημιουργεί συνεισφορές περίθλασης από τις κορυφές τους. ➤ Οι συστοιχίες των ψηλών κτιρίων προκαλούν σημαντικές απώλειες διαδρομών ('long path delays'). ➤ Ο μεγάλος αριθμός των κινούμενων οχημάτων έχει ως αποτέλεσμα να συμπεριφέρονται ως ανακλαστές που προσθέτουν ανακλώμενα κύματα με ολίσθηση Doppler.
Αστικό/ημιαστικό χαμηλής κίνησης ('urban/suburban low-rise')	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Χαρακτηρίζονται από πλατύς δρόμους. ➤ Το ύψος των κτιρίων είναι γενικά χαμηλό, συνήθως τριώροφα κτίρια, και το φαινόμενο των περιθλάσεων από τις οροφές είναι έντονο. ➤ Ανακλάσεις και σκιάσεις από κινούμενα οχήματα μερικές φορές μπορεί να συμβούν. ➤ Τα κυρίαρχα φαινόμενα είναι οι εξασθενήσεις διαδρομής, και λιγότερο οι μικρές ολισθήσεις Doppler.
Αραιοκατοικημένο-Ανοιχτή περιοχή ('residential')	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Μονώροφα και διώροφα κτίρια. ➤ Δρόμοι δύο κατευθύνσεων με αυτοκίνητα παρκαρισμένα κατά μήκος τους. ➤ Χαμηλή κίνηση οχημάτων.
Υπαίθριο ('rural')	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Μικρά κτίρια με μεγάλους κήπους. ➤ Επηρεασμός της διάδοσης από το ύψος του εδάφους. ➤ Η κίνηση των οχημάτων είναι μερικές φορές υψηλή.
Πίνακας 1.1. Περιγραφή και εξασθενήσεις της διάδοσης ανάλογα με τον τύπο του περιβάλλοντος.	

Τύπος Περιβάλλοντος	Ταχύτητα πεζών χρηστών (m/s)	Ταχύτητα χρηστών με όχημα
Αστικό υψηλής κίνησης ('urban high-rise')	1.5	Τυπική ταχύτητα σε κέντρο πόλης: 50 km/h
Αστικό /ημιαστικό χαμηλής κίνησης ('urban/suburban low-rise')	1.5	Περίπου 50 km/h
Ανοιχτό περιβάλλον ('residential')	1.5	Περίπου 40 km/h
Υπαίθριο ('rural')	1.5	80-100 km/h
Πίνακας 1.2. Τυπικές ταχύτητες κινούμενων χρηστών ανάλογα με τον τύπο του περιβάλλοντος.		

Για κάθε μία από τις περιπτώσεις του πίνακα 1.1, οι χρήστες διαχωρίζονται σε πεζούς και κινούμενους με οχήματα, και οι τυπικές ταχύτητές τους, που προκαλούν φαινόμενα Doppler, καταγράφονται στον παραπάνω πίνακα 1.2.

Ο τύπος των μηχανισμών διάδοσης που κυριαρχεί σε κάθε περίπτωση, εξαρτάται επίσης και από το ύψος της κεραίας των σταθμών βάσης σε σχέση με το ύψος των κτιρίων. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζονται οι τυπικές κατηγορίες κυψελών για μικρού εύρους διάδοση σε εξωτερικούς χώρους:

Τύπος κυψέλης	Ακτίνα κυψέλης	Τυπική θέση σταθμών βάσης
Μικρή μακροκυψέλη ('small macro-cell')	0.3-3 km	Εξωτερικό περιβάλλον, κεραία στην οροφή των κτιρίων, το ύψος ορισμένων κτιρίων ενδέχεται να είναι μεγαλύτερο από το ύψος της κεραίας.
Μικροκυψέλη ('micro-cell')	100-500m	Εξωτερικό περιβάλλον, κεραία κάτω από το επίπεδο που ορίζουν οι οροφές των κτιρίων.
Πικοκυψέλη ('pico-cell')	μέχρι 100m	Εξωτερικό ή εσωτερικό περιβάλλον, η κεραία κάτω από το επίπεδο που ορίζουν οι οροφές των κτιρίων.

Πίνακας 1.3. Καθορισμός τύπων κυψελών με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-RP.1411.

Το προτεινόμενο μοντέλο ραδιοκάλυψης, όπως θα παρουσιαστεί λεπτομερώς στο τρίτο κεφάλαιο, αναφέρεται στην κατηγορία των μικροκυψελωτών συστημάτων σε αστικές περιοχές διάδοσης, με την κεραία του σταθμού βάσης κάτω από το επίπεδο που ορίζουν οι κορυφές των κτιρίων. Η γεωμετρία του περιβάλλοντος και οι εξασθενήσεις της διάδοσης λαμβάνονται υπόψη όπως περιγράφονται στην παραπάνω σύσταση. Αγνοούνται ωστόσο οι ανακλάσεις και οι σκιάσεις από κινούμενα οχήματα, καθώς και φαινόμενα Doppler.

1.3 ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΔΙΑΔΡΟΜΗΣ

Σημαντικό ρόλο κατά την ανάλυση της διάδοσης των ραδιοσημάτων, κατέχει ο υπολογισμός των απωλειών διαδρομής ('path loss factor') των ραδιοσημάτων σαν συνάρτηση της απόστασης μεταξύ πομπού και δέκτη. Εκφράζεται ως η σχέση μεταξύ της εκπεμπόμενης ισχύος (P_t) από την κεραία του πομπού και της λαμβανόμενης ισχύος (P_r) από την κεραία του δέκτη. Εκφράζεται συνήθως σε dB ως εξής:

$$L=10\log\left(\frac{P_t}{P_r}\right)=P_t(\text{dB})-P_r(\text{dB}) \quad (1.1)$$

Ο ακριβής υπολογισμός των απωλειών διαδρομής είναι απαραίτητος για τη σωστή επιλογή τόσο της θέσης του σταθμού βάσης, όσο και του καθορισμού του σχεδίου συχνοτήτων. Για το λόγο αυτό είναι ο παράγοντας που εξετάζεται διεξοδικά στα περισσότερα δημοσιευμένα μοντέλα διάδοσης, όπως παρατίθενται αμέσως παρακάτω.

1.4 ΜΟΝΤΕΛΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ

Τα μοντέλα διάδοσης, όπως αναφέρθηκε, μπορούν να χωριστούν στις εξής βασικές κατηγορίες:

- ❖ Εμπειρικά μοντέλα,
- ❖ Ημιεμπειρικά ή ημιντετερμινιστικά μοντέλα,
- ❖ Ντετερμινιστικά, αναλυτικά ή θεωρητικά μοντέλα.

Τα εμπειρικά μοντέλα περιγράφονται με εξισώσεις που προκύπτουν από τη στατιστική ανάλυση μεγάλου αριθμού μετρήσεων. Είναι απλά και δεν απαιτούν λεπτομερείς πληροφορίες για το περιβάλλον διάδοσης. Επίσης είναι γρήγορα στην εφαρμογή τους διότι οι υπολογισμοί προκύπτουν συνήθως από κλειστές εκφράσεις. Ωστόσο υστερούν στον ακριβή υπολογισμό των απωλειών διαδρομής και γενικά η ακρίβεια των μοντέλων αυτών εξαρτάται όχι μόνο από την ακρίβεια των μετρήσεων, αλλά κυρίως από την ομοιότητα του προς ανάλυση περιβάλλοντος με το περιβάλλον στο οποίο διεξήχθησαν οι μετρήσεις.

Τα ντετερμινιστικά μοντέλα βασίζονται στην εφαρμογή γνωστών ηλεκτρομαγνητικών τεχνικών σε οποιοδήποτε περιβάλλον διάδοσης, αρκεί αυτό να περιγράφεται λεπτομερώς. Η περιγραφή των χαρακτηριστικών του περιβάλλοντος διάδοσης προκύπτει συνήθως από μια μεγάλη βάση δεδομένων που περιέχει πληροφορίες κυρίως για τα κτίρια και το έδαφος. Από τα δεδομένα αυτά προκύπτει κάθε φορά η περιγραφή του σεναρίου διάδοσης με μορφή διακριτών αντικειμένων στα οποία εφαρμόζεται κατάλληλα η ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Γενικά τα μοντέλα αυτά χρησιμοποιούν πολύπλοκους αλγορίθμους προσομοίωσης και η περιγραφή του περιβάλλοντος είναι προσεγγιστική. Ωστόσο μπορούν να προσομοιώσουν οποιοδήποτε καλά ορισμένο περιβάλλον ραδιοδιάδοσης, και ειδικά για τα μικροκυβελωτά συστήματα που μας ενδιαφέρουν, τις περισσότερες φορές αποδεικνύεται ικανοποιητική σύγκλιση με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα.

Τέλος τα ημιεμπειρικά ή ημιντετερμινιστικά μοντέλα βασίζονται σε εξισώσεις που προκύπτουν από την εφαρμογή ντετερμινιστικών μεθόδων σε πρότυπα μοντέλα εξωτερικών και εσωτερικών χώρων. Μερικές φορές στις εξισώσεις υπεισέρχονται διορθώσεις με βάση πειραματικά αποτελέσματα για την επίτευξη συμφωνίας με τις μετρήσεις. Οι τελικές εξισώσεις είναι συναρτήσεις εξαρτώμενες τόσο από τα χαρακτηριστικά της περιοχής που περιβάλλει την κεραία, όσο και από τα ειδικά χαρακτηριστικά του σεναρίου που εξετάζεται. Οι μέθοδοι αυτές απαιτούν περισσότερη ακρίβεια περιγραφής του περιβάλλοντος απ' ό,τι τα εμπειρικά μοντέλα αλλά όχι στο βαθμό που απαιτείται από τα θεωρητικά μοντέλα. Είναι σχετικά εύκολα και γρήγορα στην εφαρμογή τους γιατί, όπως και στην περίπτωση των εμπειρικών μοντέλων, τα αποτελέσματα προκύπτουν από κλειστές εκφράσεις.

Εξαιτίας της ανομοιομορφίας των περιβαλλόντων ραδιοδιάδοσης, κάθε μοντέλο αναφέρεται σε συγκεκριμένο τύπο περιβάλλοντος και σε συγκεκριμένο σενάριο. Τα εμπειρικά και ημιεμπειρικά μοντέλα είναι καταλληλότερα για μακροκυβέλες με ομοιογενή χαρακτηριστικά. Τα ημιεμπειρικά μοντέλα επίσης εφαρμόζονται και σε μικροκυβέλες, αρκεί οι παράμετροι περιγραφής, που λαμβάνονται υπόψη στην εκάστοτε μέθοδο, να είναι καλά ορισμένες. Αντίθετα τα αναλυτικά μοντέλα κρίνονται καταλληλότερα για μικροκυβελωτά

και πικοκυψελωτά περιβάλλοντα, ανεξάρτητα από το σχήμα τους. Η εφαρμογή των τελευταίων σε μακροκυψέλες δεν συνίσταται γιατί το υπολογιστικό κόστος είναι τεράστιο.

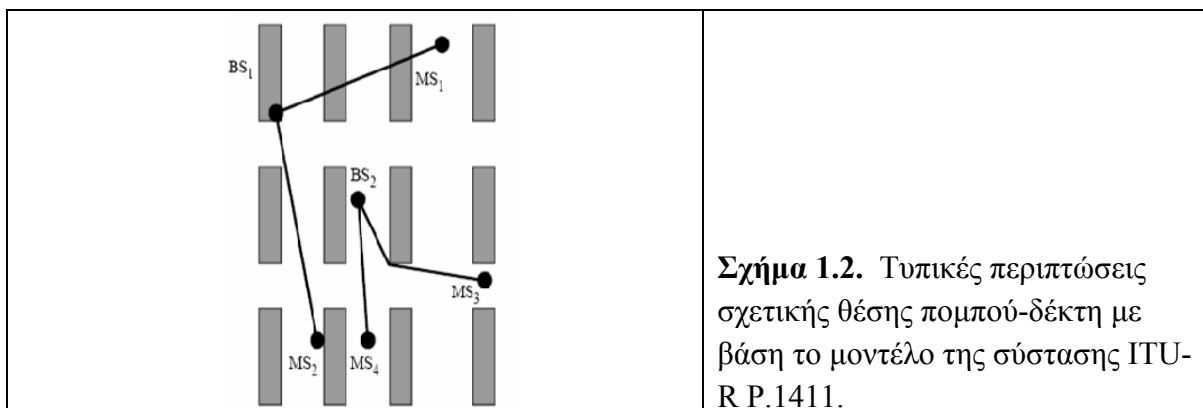
Παρακάτω παρατίθενται ενδεικτικά ορισμένες χαρακτηριστικές περιπτώσεις μοντέλων για μικροκυψελωτά περιβάλλοντα εξωτερικών χώρων στην περιοχή συχνοτήτων της κινητής τηλεφωνίας, στην οποία κατηγορία ανήκει και το προτεινόμενο μοντέλο προσομοίωσης (βλ. Κεφάλαιο 3).

1.4.1 Εμπειρικά Μοντέλα Διάδοσης

1.4.1.1 Μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411

Για τις περιπτώσεις UHF διάδοσης στα μικροκυψελωτά περιβάλλοντα που μας ενδιαφέρουν, στο μοντέλο της ITU [2-3] γίνεται διαχωρισμός για περιπτώσεις LOS και NLOS, και χρησιμοποιούνται κλειστοί εμπειρικοί τύποι υπολογισμού των απωλειών διάδοσης σε κάθε περίπτωση.

1.4.1.1.1 Τυπικές περιπτώσεις σχετικής θέσης πομπού-δέκτη.



Οι περιπτώσεις (LOS και NLOS) για τη σχετική θέση του σταθμού βάσης (BS) και του δέκτη (MS) περιγράφονται στο παραπάνω σχήμα. Ο σταθμός βάσης BS1 βρίσκεται πάνω από την οροφή των κτιρίων. Πρόκειται για την περίπτωση μικρής μακροκυψέλης ('small macro-cell'). Ο βασικός μηχανισμός διάδοσης για την περίπτωση αυτή προέρχεται από τις οροφές των κτιρίων. Ο σταθμός βάσης BS2 βρίσκεται κάτω από την οροφή των κτιρίων και καθορίζει τον τύπο του μικροκυψελωτού ή πικοκυψελωτού περιβάλλοντος. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η διάδοση γίνεται κυρίως από τα στενά περάσματα δρόμων.

1.4.1.1.2 Διάδοση LOS μέσα από στενά περάσματα δρόμων.

Στο εύρος συχνοτήτων 300MHz - 3GHz, οι βασικές απώλειες διάδοσης, όπως αυτές περιγράφονται στη σχετική σύσταση της ITU [2], χαρακτηρίζονται από δύο καμπύλες και ένα σημείο μετάβασης ('breakpoint'). Το σημείο αυτό καθορίζει την απόσταση ανάμεσα στον πομπό και στο δέκτη όπου γίνεται η αλλαγή της κλίσης και δείχνει τη φυσική θέση στην οποία παρεμποδίζεται η πρώτη ζώνη Fresnel από τα εμπόδια ή το έδαφος. Το σημείο

μετάβασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον ορισμό των διαστάσεων της μικροκυψέλης επειδή το σήμα μειώνεται πολύ γρηγορότερα μετά από αυτήν την απόσταση αναφοράς.

Ένα προσεγγιστικό κάτω όριο για τις απώλειες διαδρομής δίνεται από τη σχέση:

$$L_{LoS,l} = L_{bp} + \begin{cases} 20 \log_{10}(d/R_{bp}) & d \leq R_{bp} \\ 40 \log_{10}(d/R_{bp}) & d > R_{bp} \end{cases} \quad (1.2)$$

όπου R_{bp} είναι η απόσταση του σημείου μετάβασης: $R_{bp} \approx 4h_b h_m / \lambda$, L_{bp} είναι οι βασικές απώλειες μετάδοσης ως το σημείο αυτό: $L = \left| 20 \log_{10}(\lambda^2 / 8\pi h_b h_m) \right|$, h_b, h_m είναι τα ύψη των κεραιών του σταθμού βάσης (BS) και του κινητού δέκτη (MS) αντίστοιχα, και τέλος d είναι η απόσταση MS-BS.

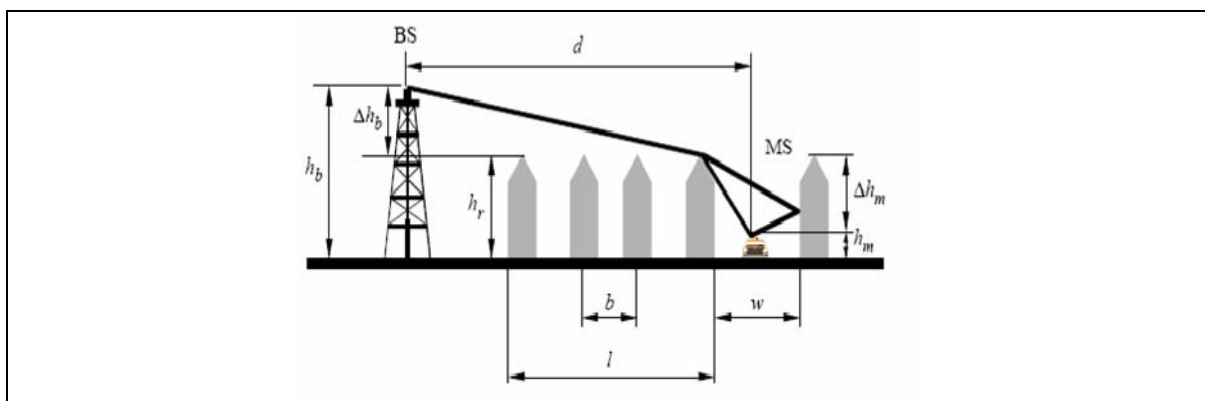
Αντίστοιχα για το άνω όριο των απωλειών ισχύει:

$$L_{LoS,u} = L_{bp} + 20 + \begin{cases} 25 \log_{10}(d/R_{bp}) & d \leq R_{bp} \\ 40 \log_{10}(d/R_{bp}) & d > R_{bp} \end{cases} \quad (1.3)$$

1.4.1.1.3 Περίπτώσεις NLOS διάδοσης.

Τα NLOS σήματα μπορούν να φτάσουν στον κινητό δέκτη λόγω των φαινομένων περίθλασης ή της πολυδοικής διάδοσης που μπορεί να είναι συνδυασμός περιθλώμενων και ανακλώμενων κυμάτων. Στη σύσταση της ITU εξετάζονται μοντέλα, αναφορικά με τους μηχανισμούς περίθλασης, για το εύρος συχνοτήτων 800MHz-2GHz, τα οποία είναι συμβατά για τις εξής παραμέτρους: αποστάσεις από 20m έως 5km, ύψος σταθμού βάσης από 4m έως 50m και ύψος κινητού δέκτη από 1m έως 3m.

Καταρχήν, εξετάζεται η περίπτωση NLOS (περίπτωση NLOS1) διάδοσης (ζεύξη BS1-MS1 στο Σχήμα 1.2) πάνω από το ύψος των κτιρίων, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα 1.3:



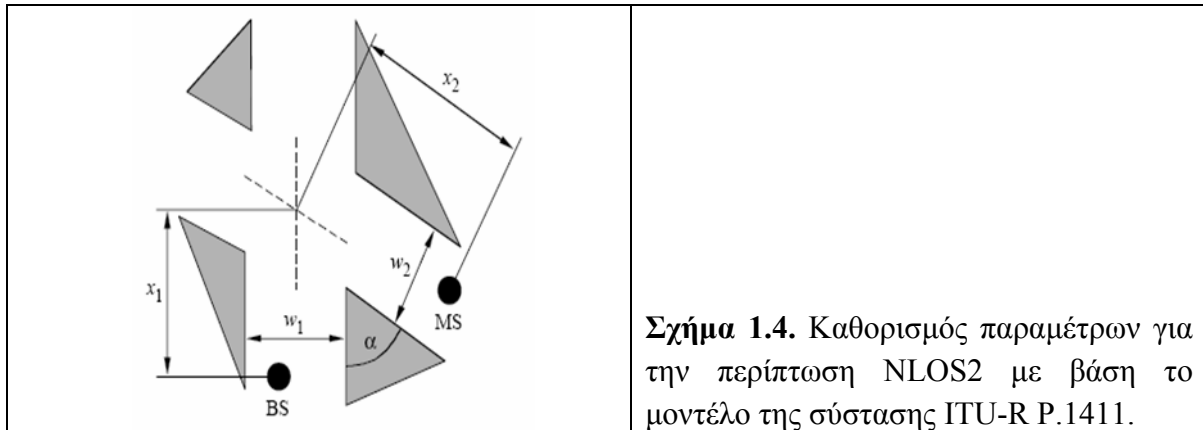
Σχήμα 1.3. Καθορισμός παραμέτρων για την περίπτωση NLOS1 πάνω από οροφές κτιρίων με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411.

Η περίπτωση αυτή απαντάται συχνά σε ανοιχτούς χώρους για όλους τους τύπους κυψελών και είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός σε αστικά και ημιαστικά περιβάλλοντα μικρών μακροκυψελών. Το μοντέλο αυτό της ITU ('multiscreen diffraction model') είναι συμβατό

όταν τα ύψη των κτιρίων είναι περίπου ίσα ή η διαφορά τους είναι μικρότερη από την ακτίνα της πρώτης ζώνης Fresnel. Στην αντίθετη περίπτωση, μια βελτιωμένη μέθοδος χρησιμοποιείται [2] για τον υπολογισμό των περιθλάσεων από τα ψηλότερα κτίρια ('knife-edge diffraction').

Οι απώλειες διάδοσης, υποθέτοντας ιστροπικές κεραιές πομπού και δέκτη, εκφράζονται ως άθροισμα των απωλειών διάδοσης ελεύθερου χώρου L_{bf} , των απωλειών λόγω περιθλάσεων από τις οροφές στο δρόμο L_{rst} , και της μείωσης εξαιτίας των πολλαπλών περιθλάσεων από τα κτίρια L_{msd} .

Για την περίπτωση NLOS διάδοσης (περίπτωση NLOS2) κατά μήκος στενών περασμάτων δρόμων (ζεύξη BS2-MS3 στο Σχήμα 1.2), που είναι και η περίπτωση που απαντάται και στο δικό μας μοντέλο, οι κεραιές του σταθμού βάσης και του δέκτη λαμβάνονται κάτω από το ύψος των κτιρίων και ως κυρίαρχος μηχανισμός διάδοσης, θεωρούνται τα ανακλώμενα και περιθλώμενα κύματα από τις γωνίες των δρόμων, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω Σχήμα 1.4:



Σχήμα 1.4. Καθορισμός παραμέτρων για την περίπτωση NLOS2 με βάση το μοντέλο της σύστασης ITU-R P.1411.

Οι παράμετροι που αναφέρονται στο παραπάνω σχήμα είναι:

- w_1 : πλάτος του δρόμου στη θέση του σταθμού βάσης BS (m),
- w_2 : πλάτος του δρόμου στη θέση του κινητού δέκτη MS (m),
- x_1 : απόσταση από το BS ως το δρόμο διασταύρωσης (m),
- x_2 : απόσταση από το MS ως το δρόμο διασταύρωσης (m),
- α : γωνία (rad).

Οι συνολικές απώλειες διαδρομής δίνονται από την ακόλουθη σχέση:

$$L_{NLoS2} = -10 \log_{10}(10^{L_r/10} + 10^{L_d/10}) \quad (\text{dB}) \quad (1.4)$$

Ο συντελεστής L_r , εκφράζει τις απώλειες διάδοσης λόγω ανακλάσεων και δίδεται από τη σχέση:

$$L_r(\text{dB}) = 20 \log_{10}(x_1 + x_2) + x_1 x_2 \frac{f(a)}{w_1 w_2} + 20 \log_{10}(4\pi/\lambda) \quad (1.5)$$

$$\text{όπου: } f(\alpha) = \begin{cases} -41 + 110a & \text{για } a \leq 0.33 \\ -13.94 + 28a & \text{για } 0.33 \leq a \leq 0.42 \\ -5.33 + 7.51a & \text{για } 0.42 \leq a \leq 0.71 \\ 0 & \text{για } a \geq 0.71 \end{cases} \quad (1.6)$$

Ο συντελεστής L_r εκφράζει τις απώλειες διάδοσης λόγω περιθλάσεων και δίνεται από τη σχέση:

$$L_d(\text{dB}) = 10 \log_{10}[x_1 x_2 (x_1 + x_2)] + 2D_a - 0.1(90 - a \cdot (180/\pi)) + 20 \log_{10}(4\pi/\lambda) \quad (1.7)$$

$$\text{όπου: } D_a \approx (40/2\pi) \cdot [\arctan(x_2/w_2) + \arctan(x_1/w_1) - (\pi/2)] \quad (1.8)$$

Η περίπτωση NLOS2 είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός διάδοσης σε αστικά περιβάλλοντα υψηλής κίνησης για όλους τους τύπους κυψελών και απαντάται συχνά και σε περιπτώσεις μικροκυψελών και πικοκυψελών σε αστικά περιβάλλοντα χαμηλής κίνησης. Ο καθορισμός όλων των παραμέτρων για τη NLOS διάδοση απαιτεί διεξοδική ανάλυση της περιοχής γύρω από τον κινητό δέκτη.

1.4.1.1.4 Τυπικές τιμές παραμέτρων για υπολογισμούς σε εξωτερικούς χώρους

Σε γενικές περιπτώσεις υπολογισμών, όπου η δομή των κτιρίων και των δρόμων δεν ορίζονται με σαφήνεια, το μοντέλο της ITU υιοθετεί τις ακόλουθες τιμές για τα μικροκυψελωτά περιβάλλοντα διάδοσης που αναφέρθηκαν παραπάνω (βλ. Σχήμα 1.3):

➤ Μέσο ύψος κτιρίων = 3*(αριθμός ορόφων) + ύψος οροφής (m)

Το ύψος οροφής λαμβάνεται ίσο με 0m ή 3m για επίπεδες ή υπερυψωμένες οροφές αντίστοιχα. Οι αποστάσεις b και w (βλ. Σχήμα 1.3) λαμβάνονται: b=20-50m και w=b/2.

1.4.2 Ημ εμπειρικά Μοντέλα Διάδοσης

1.4.2.1 Μοντέλο COST-231

Πρόκειται για ένα ημιντετερμινιστικό μοντέλο κατάλληλο για αστικές περιοχές [5]-[8]. Βασίζεται στα μοντέλα Ikerami [4] και Walfisch-Bertoni [5] και ενσωματώνει διορθωτικούς συντελεστές από πειραματικά δεδομένα με σκοπό να περιγράψει καλύτερα το περιβάλλον διάδοσης ευρωπαϊκών πόλεων. Δεν υπάρχει περιορισμός όσον αφορά τη θέση του πομπού σε σχέση με το ύψος των κτιρίων και όπως και στο μοντέλο Walfisch-Bertoni [5], οι απώλειες διάδοσης υπολογίζονται ως άθροισμα τριών όρων:

$$L = L_0 + L_1 + L_2 \quad (1.9)$$

όπου: L_0 είναι οι απώλειες ελευθέρου χώρου, L_1 είναι οι απώλειες εξαιτίας της τελευταίας περιθλάσης κάτω από τις οροφές των κτιρίων και L_2 είναι οι απώλειες λόγω των πολλαπλών περιθλάσεων από τις οροφές. Ο όρος L_1 δίνεται από τη σχέση:

$$L_1 = -16,9 - 10 \cdot \log(w) + 10 \cdot \log(f_{\text{MHz}}) + 20 \cdot \log(h_R + h_m) + L_{11}(\phi) \quad (1.10)$$

όπου: w είναι το πλάτος του δρόμου που βρίσκεται ο δέκτης, h_R είναι το μέσο ύψος των κτιρίων, h_m είναι το ύψος της κεραίας του δέκτη και:

$$L_{11}(\phi) = \begin{cases} -10 + 0.354\phi & 0^{\circ} \leq \phi \leq 35^{\circ} \\ 2.5 + 0.075(\phi - 35^{\circ}) & 35^{\circ} \leq \phi \leq 55^{\circ} \\ 4 - 0.114(\phi - 55^{\circ}) & 55^{\circ} \leq \phi \leq 90^{\circ} \end{cases} \quad (1.11)$$

όπου: ϕ είναι η γωνία που σχηματίζεται από τη διεύθυνση του δρόμου και την ευθεία που ενώνει τις κεραίες πομπού και δέκτη.

Ο όρος L_2 δίδεται από τη σχέση:

$$L_2 = L_{21} + k_a + k_d \cdot \log(d) + k_f \cdot \log(f) - 9 \log(b) \quad (1.12)$$

όπου:

$$L_{12} = \begin{cases} -18 \log(1 + h_B + h_R) & h_B \geq h_R \\ 0 & h_B < h_R \end{cases}$$

$$k_a = \begin{cases} 54 & h_B \geq h_R \\ 54 + 0.8(h_B - h_R) & (h_B < h_R) \wedge (d \geq 0.5m) \\ 54 - 0.4d(h_B - h_R) & (h_B < h_R) \wedge (d < 0.5m) \end{cases}$$

$$k_d = \begin{cases} 18 & h_B \geq h_R \\ 18 + 15(h_B - h_R / h_B) & h_B < h_R \end{cases}$$

$$k_f = -4 + k_{f1}((f/925) - 1),$$

όπου: h_B είναι το ύψος της κεραίας του δέκτη, b είναι η απόσταση των κέντρων διαδοχικών σειρών κτιρίων και ο συντελεστής k_{f1} είναι ίσος με 1.5 για μητροπολιτικά κέντρα και 0.7 αλλού. Το μοντέλο είναι συμβατό για τις ακόλουθες τιμές παραμέτρων:

$$800MHz \leq f \leq 2000MHz, \quad 4m \leq h_B \leq 50m, \quad 1m \leq h_b \leq 3m, \quad 0.02km \leq h_B \leq 5km$$

Οι παραπάνω εξισώσεις είναι συμβατές για την NLOS περίπτωση. Για διάδοση LOS, οι απώλειες υπολογίζονται από μία έκφραση παρόμοια με την εξίσωση απωλειών ελευθέρου χώρου, αλλά με διαφορετικούς συντελεστές, οι οποίοι προέκυψαν από στατιστική ανάλυση μετρήσεων:

$$L = 42.6 + 26 \cdot \log(d) + 20 \cdot \log(f) \quad (1.13)$$

όπου η απόσταση d πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 0.02km.

1.4.3 Ντετερμινιστικά Μοντέλα Διάδοσης

Η ντετερμινιστική πρόβλεψη των χαρακτηριστικών ραδιοδιάδοσης σε εξωτερικούς και εσωτερικούς χώρους είναι ένα πολύπλοκο ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα, που στις περισσότερες περιπτώσεις μάλιστα οδηγεί στην πρόβλεψη των χαρακτηριστικών διάδοσης με περιορισμένη ακρίβεια. Οι κυριότερες θεωρίες που χρησιμοποιούνται στα διάφορα προτεινόμενα αναλυτικά μοντέλα στη διεθνή βιβλιογραφία είναι: η Γεωμετρική Οπτική (GO), η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD), η Ομοιόμορφη Θεωρία της

Περίθλασης (UTD), η Ασυμπτωτική Θεωρία της Περίθλασης (ATD), η Θεωρία της Φυσικής Οπτικής (PO), η Μέθοδος των Ισοδυνάμων Ρευμάτων (MEC) και η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD). Πρόκειται για τις κυριότερες ασυμπτωτικές μεθόδους υπολογισμού της έντασης του σκεδαζόμενου και περιθλώμενου πεδίου στις υψηλές συχνότητες και βασίζονται είτε σε μοντελοποίηση της διάδοσης του πεδίου με μορφή ακτινών ('ray-tracing techniques'), είτε σε υπολογισμό των πεδίων βάσει των ρευματικών κατανομών που αναπτύσσονται στις σκεδαζόμενες επιφάνειες και τις περιθλώμενες γωνίες.

Υπάρχουν και αυστηρότερες μέθοδοι υπολογισμού, όπως είναι η μέθοδος των ολοκληρωτικών εξισώσεων (IE) και η 'Finite Difference Time Domain' (FDTD). Ωστόσο οι μέθοδοι αυτές εφαρμόζονται υπερβολικά δύσκολα γιατί απαιτούν τη διαίρεση των αντικειμένων του περιβάλλοντος σε στοιχεία με διαστάσεις μικρότερες από το μήκος κύματος (συνήθως $\lambda/8$). Επειδή ο αριθμός των στοιχείων που απαιτούνται να διαιρεθούν τα αντικείμενα ενός τυπικού εσωτερικού ή εξωτερικού περιβάλλοντος είναι τεράστιος, οι απαιτήσεις τόσο σε μνήμη όσο και σε υπολογιστικό χρόνο επεξεργασίας αυτών των τεχνικών σε έναν τυπικό υπολογιστή, καθιστούν σχεδόν αδύνατη τη λήψη αποτελεσμάτων για τρισδιάστατα περιβάλλοντα. Συνεπώς αυτές οι τεχνικές μπορούν να εφαρμοστούν μόνο σε μικρές πικοκυψέλες ή για την πρόβλεψη της συμπεριφοράς ορισμένων ηλεκτρικά μικρών αντικειμένων του περιβάλλοντος. Ωστόσο αρκετές ερευνητικές μελέτες έχουν γίνει με βάση τη μέθοδο των ολοκληρωτικών εξισώσεων για δισδιάστατα μοντέλα διάδοσης.

Παρακάτω παραθέτουμε τις αρχές που διέπουν τις παραπάνω μεθόδους, με ιδιαίτερη έμφαση στα πλεονεκτήματα και μειονεκτήματά τους, καθώς και τις προϋποθέσεις αποτελεσματικής εφαρμογής τους.

1.4.3.1 Γεωμετρική Οπτική (GO)

Η θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής είναι η βασικότερη τεχνική παρακολούθησης ακτινών και βασίζεται στις παρακάτω αρχές [9]:

1. Τα διαδιδόμενα κύματα θεωρούνται παντού τοπικά επίπεδα: Η επίπεδη θεώρηση διάδοσης των κυμάτων προϋποθέτει ότι οι ανακλώσες επιφάνειες βρίσκονται στην περιοχή του μακρινού πεδίου των πηγών και ότι η ακτίνα καμπυλότητας των σκεδαστών είναι πολύ μεγαλύτερη του μήκους κύματος.

2. Η κατεύθυνση του κύματος καθορίζεται από το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα ισοφασικών επιφανειών (μέτωπα κύματος). Οι ισοφασικές επιφάνειες αναφέρονται και σαν εικονικές επιφάνειες και μπορεί να είναι είτε σφαιρικές για ισοτροπικές πηγές εκπομπής, είτε επίπεδες για την περίπτωση επιπέδων κυμάτων.

3. Οι ακτίνες διαδίδονται με μορφή ευθειών γραμμών. Μέσα σε ομοιογενές υλικό η διάδοση των κυμάτων γίνεται σε ευθεία διεύθυνση.

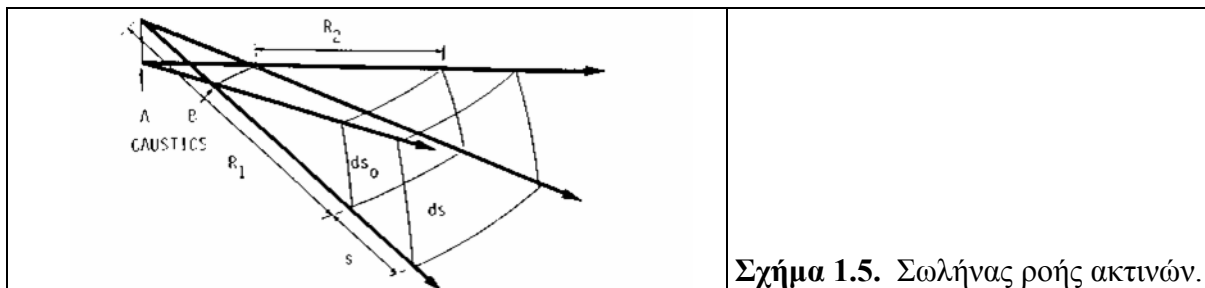
4. Η πόλωση είναι σταθερή καθ' όλη τη διαδρομή της ακτίνας. Αλλαγή της πόλωσης του κύματος μπορεί να συμβεί μόνο σε περίπτωση ανάκλασης ή διάθλασης. Ωστόσο, στην περίπτωση της ανάκλασης, η πόλωση του κύματος δεν αλλάζει εάν το μέσο είναι ισοτροπικό.

5. Η ισχύς του κύματος διατηρείται κατά μήκος των σωλήνων ροής. Η ενέργεια θεωρείται ότι διαδίδεται κατά μήκος λεπτών σωλήνων (δέσμη ακτινών). Κάθε δέσμη ακτινών έχει τις ακόλουθες ιδιότητες:

- Οι εικονικές επιφάνειες που αναφέρθηκαν παραπάνω είναι κάθετες σε όλες τις ακτίνες του σωλήνα.
- Δεν υπάρχει ροή ενέργειας από τις πλευρές του σωλήνα ακτινών.
- Η διατομή του σωλήνα χαρακτηρίζεται από την ακτίνα καμπυλότητας ανάμεσα σε δύο βασικά επίπεδα.

Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται ένα μέτωπο κύματος με διαφορετικές ακτίνες καμπυλότητας σε δύο επίπεδα. Η πυκνότητα ισχύος κατά μήκος των σημείων του σωλήνα ροής εξαρτάται από το άνοιγμα του τομέα καθώς ισχύει η διατήρηση της συνολικής ισχύος:

$$|\vec{W}_0| \cdot ds_0 = |\vec{W}| \cdot ds \quad (1.14)$$



Σχήμα 1.5. Σωλήνας ροής ακτινών.

Για το ηλεκτρικό πεδίο ισχύει:

$$|\vec{E}| = |\vec{E}_0| \cdot \sqrt{ds_0/ds} \quad (1.15)$$

Η τετραγωνική ρίζα εκφράζει τον παράγοντα διάδοσης και με την ενσωμάτωση της καθυστέρησης φάσης, που αντιστοιχεί στην απόσταση \$s\$ (βλ. Σχήμα 1.5), προκύπτει:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \sqrt{\frac{R_1 \cdot R_2}{(R_1 + s)(R_2 + s)}} \cdot e^{-jks} = \vec{E}_0 \cdot A(s) \cdot e^{-jks} \quad (1.16)$$

Ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι εξής περιπτώσεις:

- Σφαιρικό κύμα, \$R_1 = R_2 = R\$ και \$s \geq R\$:

$$\frac{R}{R+s} \cdot e^{-jks} \rightarrow \frac{e^{-jks}}{s} \quad (1.17)$$

- Επίπεδο κύμα, \$R_1 = R_2 = \infty\$: Οι παράγοντες διάδοσης και φάσης γίνονται: \$e^{-jks}\$.

- Κυλινδρικό κύμα, \$R_1 = \infty\$ και \$R_2 = \rho\$:

$$\frac{\rho}{\rho+s} \cdot e^{-jks} \rightarrow \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (1.18)$$

6. Η ανάκλαση των ακτινών ικανοποιεί το νόμο του Snell: Κάθε ακτίνα του θεωρούμενου σωλήνα ακτινών ικανοποιεί το νόμο του Snell επί της επιφάνειας ανάκλασης. Ο νόμος του Snell είναι συνέπεια της αρχής του Fermat, σύμφωνα με την οποία κάθε ακτίνα από μία πηγή ως τον παρατηρητή είναι μία καμπύλη με μήκος το οποίο είναι στατικό σε σχέση με τις απειροστές διακυμάνσεις στο μονοπάτι διάδοσης.

Υποθέτοντας ότι οι συντεταγμένες της πηγής και του παρατηρητή είναι: (x', y', z') και (x, y, z) αντίστοιχα, και οι συντεταγμένες των σημείων ανάκλασης είναι: (x_s, y_s, z_s) , οι αποστάσεις του σημείου παρατήρησης και της πηγής εκπομπής από τα σημεία ανάκλασης αντίστοιχα είναι:

$$r_1 = \sqrt{(x_s - x)^2 + (y_s - y)^2 + (z_s - z)^2}, \quad r_2 = \sqrt{(x_s - x')^2 + (y_s - y')^2 + (z_s - z')^2} \quad (1.19)$$

Η αρχή του Fermat απαιτεί:

$$\frac{\partial}{\partial(x_s)}(r_1 + r_2) = 0 \quad \text{και} \quad \frac{\partial}{\partial(y_s)}(r_1 + r_2) = 0$$

ή σε διανυσματική μορφή: $\hat{k}_i \times \hat{n} = \hat{k}_r \times \hat{n}$.

Για να ισχύει η θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής, οι ακτίνες καμπυλότητας του σώματος θα πρέπει να είναι συγκρίσιμες με το μήκος κύματος. Επίσης μια άλλη προσέγγιση είναι ότι τα διηλεκτρικά σώματα χαρακτηρίζονται από ακτίνες που εισχωρούν στο σώμα, όπως και από αυτές που ανακλώνται στην επιφάνειά του, και μία πιο λεπτομερής ανάλυση θα έπρεπε να περιλαμβάνει κάποιες πολλαπλές εσωτερικές ανακλάσεις. Τέλος στη μεθοδολογία αυτή είναι φανερό ότι θα πρέπει πρώτα να βρεθεί το σημείο κατοπτρικής ανάκλασης στο σώμα ('specular point'), όπου συμβαίνει η ανάκλαση, γιατί από εκεί υπολογίζεται η κύρια ακτίνα η οποία καθορίζει το διασκορπισμό των ακτινών μακριά από το σώμα. Αυτό το σημείο δεν πρέπει να είναι πολύ κοντά σε μία ακμή γιατί τότε η υπόθεση που γίνεται για τη δομή του πεδίου δεν ικανοποιεί τις υποθέσεις της μεθόδου. Επιπλέον, το σημείο ανάκλασης πρέπει να κείται επί της επιφάνειας, καθώς σε διαφορετική περίπτωση η προσπίπτουσα ακτίνα χάνει εντελώς το σώμα και δεν ανακλάται ποτέ. Με βάση την ικανοποίηση των παραδοχών αυτών, η θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα και για τη μονοστατική και για τη διστατική περίπτωση που μας ενδιαφέρει.

1.4.3.2 Φυσική Οπτική (PO)

Η θεωρία της Φυσικής Οπτικής ξεπερνά τα προβλήματα των απειρισμών στην περίπτωση επίπεδων και καμπύλων επιφανειών με την προσεγγιστική θεώρηση των επαγόμενων ρευματικών κατανομών επάνω στην επιφάνεια και τον υπολογισμό του σκεδαζόμενου πεδίου με ολοκλήρωση αυτών. Επειδή τα επαγόμενα ρεύματα παραμένουν πεπερασμένα και το σκεδαζόμενο πεδίο παραμένει επίσης πεπερασμένο. Παρακάτω παρατίθεται συνοπτικά η σχετική ηλεκτρομαγνητική θεωρία για τον υπολογισμό του σκεδαζόμενου πεδίου:

Για τις περιπτώσεις στις οποίες εξετάζεται το πεδίο σε μια περιοχή I που δημιουργείται από πηγές σε μια άλλη περιοχή II, μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις του Maxwell σε συνδυασμό με το διανυσματικό θεώρημα Green για την εξαγωγή των εξισώσεων του πεδίου [10-11]. Το πεδίο παντού στην περιοχή I δίδεται παρακάτω από τις εξισώσεις των Stratton-Chu [12] ως άθροισμα ενός χωρικού ολοκληρώματος πάνω στις πηγές της περιοχής I και ενός επιφανειακού ολοκληρώματος πάνω στην επιφάνεια S που περικλείει την περιοχή I και προκαλείται από τις πηγές στην περιοχή II:

$$E_S = \int_V \left(-i\omega\mu J\psi - M \times \nabla\psi + \frac{\rho}{\varepsilon} \nabla\psi \right) \cdot dV + \oint_S \left[-i\omega\mu (\hat{n} \times H) \cdot \psi + (\hat{n} \times E) \nabla\psi + (\hat{n} \cdot E) \nabla\psi \right] \cdot dS \quad (1.20)$$

και για το αντίστοιχο μαγνητικό πεδίο:

$$H_S = \int_V \left(-i\omega\varepsilon M\psi + J \times \nabla\psi + \frac{\rho^*}{\mu} \nabla\psi \right) \cdot dV + \oint_S \left[-i\omega\varepsilon (\hat{n} \times E) \cdot \psi - (\hat{n} \times H) \times \nabla\psi - (\hat{n} \cdot H) \nabla\psi \right] \cdot dS \quad (1.21)$$

Το επιφανειακό ολοκλήρωμα δίνει τα πεδία στην περιοχή I λόγω των πηγών στην περιοχή II, οπότε δεν είναι απαραίτητη η γνώση των πηγών στην περιοχή II, παρά μόνο τα πεδία που αυτές οι πηγές δημιουργούν στην επιφάνεια S. Το χωρικό ολοκλήρωμα επί των πηγών της κλειστής περιοχής I δίνει το σκεδαζόμενο πεδίο λόγω των πηγών εντός της επιφάνειας S.

Από την εξίσωση Green ελευθέρου χώρου: $\psi = e^{-ikR_{fs}}/4\pi R_{fs}$, προκύπτει καθυστέρηση φάσης και απώλειες $1/R$ μεταξύ της πηγής και των σημείων του πεδίου, όπου: $R = |r_f - r_s|$. Αυτές οι εξισώσεις αποτελούν την ολοκληρωματική μορφή των εξισώσεων Maxwell και είναι ακριβείς για κάθε συχνότητα. Ωστόσο η επίλυσή τους αναλυτικά είναι πολύ δύσκολη. Η ακριβής αριθμητική μέθοδος των ροπών χρησιμοποιεί αυτές τις εξισώσεις ως αρχική υπόθεση επίλυσης του προβλήματος.

Η ερμηνεία ότι τα πεδία στην επιφάνεια είναι οι πηγές με τη μορφή ρευμάτων, περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

$$J = \hat{n} \times H, \quad \rho/\varepsilon = \hat{n} \cdot E \quad (1.22)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις των Stratton-Chu περιγράφουν τη γενική περίπτωση για μια κλειστή επιφάνεια. Ο Stratton έδειξε ότι αν η επιφάνεια δεν είναι κλειστή, πρέπει να προστεθεί ακόμα ένας όρος (ένα γραμμικό ολοκλήρωμα γύρω από την οριακή ακμή). Ο Ruck [13] απλοποιεί αυτόν τον όρο για την περίπτωση του μακρινού πεδίου (όλες οι διαστάσεις του σκεδαστή είναι σημαντικά μικρότερες από την απόσταση R του σκεδαστή από το σημείο παρατήρησης) και τον περιλαμβάνει στο επιφανειακό ολοκλήρωμα. Η προσέγγιση για το μακράν πεδίο της κλίσης της συνάρτησης Green είναι:

$$\nabla\psi \approx ik\hat{s}\psi \quad (1.23)$$

όπου \hat{s} , είναι ένα μοναδιαίο διάνυσμα που ορίζει την κατεύθυνση σκέδασης. Με βάση την προσέγγιση του μακρινού πεδίου, τα γραμμικά ολοκληρώματα μπορούν να εκφραστούν ως επιφανειακά ολοκληρώματα και οι εξισώσεις των Stratton-Chu γράφονται ως εξής:

$$\vec{E}_s = ik\psi_0 \cdot \int_s \hat{s} \times \left[\hat{n} \times \vec{E} - Z_0 \cdot \hat{s} \times (\hat{n} \times \vec{H}) \right] \cdot e^{ik\vec{r}(\hat{i}-\hat{s})} \cdot dS \quad (1.24)$$

$$\vec{H}_s = ik\psi_0 \cdot \int_s \hat{s} \times \left[\hat{n} \times \vec{H} + Y_0 \cdot \hat{s} \times (\hat{n} \times \vec{E}) \right] \cdot e^{ik\vec{r}(\hat{i}-\hat{s})} \cdot dS \quad (1.25)$$

όπου: \hat{i} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της κατεύθυνσης πρόσπτωσης, \hat{r} είναι το διάνυσμα θέσης από το τοπικό σύστημα συντεταγμένων στο στοιχειώδες κομμάτι της επιφάνειας, $Y_0 = 1/Z_0$ είναι η αγωγιμότητα ελευθέρου χώρου και $\psi_0 = \exp(ikR)/4\pi R$ είναι η

συνάρτηση Green μακρινού πεδίου. Και οι δύο εξισώσεις μπορούν να εφαρμοστούν για τον υπολογισμό του μακρινού πεδίου βάσει της σχέσης: $\vec{H}_s = Y_0 \cdot \hat{s} \times \vec{E}_s$.

Τα συνολικά πεδία μέσα στα ολοκληρώματα μπορούν να προσεγγιστούν θεωρώντας την προσέγγιση του εφαπτόμενου πεδίου, σύμφωνα με την οποία στα επαγόμενα επιφανειακά πεδία εκχωρούνται οι τιμές που θα υπήρχαν εάν το σώμα ήταν επίπεδο και άπειρο ως προς τον αριθμό των στοιχειωδών επιφανειών που ολοκληρώνονται. Αυτή η υπόθεση μπορεί να γίνει για κάθε υλικό αλλά αρχικά υποθέτουμε ότι το σώμα είναι τέλειος αγωγός. Σε αυτή την περίπτωση, οι εφαπτόμενες συνιστώσες των επαγόμενων πεδίων είναι:

$$\hat{n} \times \vec{E} = 0 \quad (1.26)$$

$$\hat{n} \times \vec{H} = 2\hat{n} \times \vec{H}_i = J_s \quad (1.27)$$

όπου: \vec{H}_i είναι η ένταση του προσπίπτοντος μαγνητικού πεδίου στο επιφανειακό στοιχείο. Εάν το προσπίπτον κύμα διαδίδεται σε μία κατεύθυνση \hat{i} με ένταση μαγνητικού πεδίου H_0 και πόλωση κατά μήκος του μοναδιαίου διανύσματος \hat{h}_i , το σκεδαζόμενο πεδίο σύμφωνα με τη Φυσική Οπτική δίνεται από το ολοκλήρωμα:

$$\vec{E}_s = -i2kZ_0H_0\psi_0 \cdot \int_S \hat{s} \times \left[\hat{s} \times (\hat{n} \times \vec{h}_i) \right] \cdot e^{ik\vec{r}(\hat{i}-\hat{s})} \cdot dS \quad (1.28)$$

όπου η επιφάνεια S είναι το φωτιζόμενο τμήμα του σώματος. Δηλαδή τα εφαπτομενικά πεδία στα όρια των σκιαζόμενων περιοχών θεωρούνται μηδενικά. Για την περίπτωση της οπισθοσκέδασης, η κατεύθυνση σκέδασης είναι αντίθετη της κατεύθυνσης πρόσπτωσης: $\hat{s} = -\hat{i}$.

Το ολοκλήρωμα μπορεί να υπολογιστεί ακριβώς μόνο σε συγκεκριμένο αριθμό σωμάτων που περιέχουν επίπεδες επιφάνειες, κυλίνδρους και σφαιρικά μέρη. Στις περιπτώσεις που το ολοκλήρωμα είναι δύσχρηστο, η μέθοδος της σταθερής φάσης μπορεί πολύ συχνά να χρησιμοποιηθεί, με αποτέλεσμα η σκέδαση να προέρχεται από τα σημεία σταθερής φάσης, από τα σημεία δηλαδή ισχυρής ανάκλασης.

Όταν η Φυσική Οπτική χρησιμοποιείται για υπολογισμό της ραδιοτομής για τη μονοστατική περίπτωση, δεν μπορεί να παρέχει κάποιες εκτιμήσεις για την αλλαγή πόλωσης εξαιτίας του σώματος [11], αφού η πόλωση του σκεδαζόμενου κύματος είναι ακριβώς η ίδια με αυτή του προσπίπτοντος κύματος. Επιπλέον, δεν υπάρχει αμοιβαιότητα για τη σκέδαση στη διστατική περίπτωση και η θεωρία δίνει διαφορετικά αποτελέσματα όταν ο δέκτης και ο πομπός ανταλλάζουν θέσεις. Όταν η θεωρία εφαρμοστεί σε διπλά καμπύλα σώματα, η Φυσική Οπτική διορθώνει κατά ένα παράγοντα το αποτέλεσμα της Γεωμετρικής Οπτικής, αλλά μπορεί να εισάγει απότομες μεταβολές στα όρια σκίασης, επειδή τα πραγματικά επιφανειακά πεδία δεν μηδενίζονται απότομα στις περιοχές αυτές [14].

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η Φυσική Οπτική είναι ακριβής σε αποδεκτό βαθμό για επίπεδες και ελαφρώς καμπύλες επιφάνειες, εφόσον η κατεύθυνση σκέδασης παραμένει εντός της περιοχής μερικών μόνο πλευρικών λοβών εκατέρωθεν της κατοπτρικής κατεύθυνσης. Όταν η κατεύθυνση σκέδασης αποκλίνει κατά πολύ από την κατοπτρική κατεύθυνση, η μέθοδος εισάγει σοβαρά σφάλματα γιατί αγνοείται η συνεισφορά των άκρων της επιφάνειας.

1.4.3.3 Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD)

Ο Keller αναγνωρίζοντας το σφάλμα της Φυσικής Οπτικής για γωνίες σκέδασης που αποκλίνουν από την κατοπτρική κατεύθυνση, εισήγαγε τη δική του θεώρηση της Γεωμετρικής Θεωρίας της Περίθλασης [15], ως μέθοδο υπολογισμού των σκεδαζόμενων πεδίων με ικανοποιητική ακρίβεια μακριά από τις κατοπτρικές διευθύνσεις. Νωρίτερα, είχε αποδειχθεί ότι εάν μία ακτίνα ή ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσκρούσει σε επίπεδη άπειρη επιφάνεια, μέρος της ακτίνας ή του κύματος ανακλάται και μέρος διαδίδεται δια μέσου της επιφάνειας. Εάν η επιφάνεια είναι διηλεκτρική ή τέλειος αγωγός, η ανακλώμενη ακτίνα μπορεί να διαδοθεί σε μία μόνο διεύθυνση στο χώρο, η οποία διεύθυνση ανήκει στο επίπεδο που ορίζεται από τη διεύθυνση της προσπίπτουσας ακτίνας και το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα της επιφάνειας, και σε ίδια γωνία με αυτή που σχηματίζει η προσπίπτουσα ακτίνα με το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα της επιφάνειας. Αυτή η μοναδική κατοπτρική κατεύθυνση της ανακλώμενης ακτίνας είναι συνέπεια του άπειρου μεγέθους της επιφάνειας.

Εάν η άπειρη επιφάνεια κοπεί δημιουργώντας ακμή, τα σκεδαζόμενα πεδία θα πρέπει να υπολογιστούν με υπέρθεση δύο θεωρούμενων πηγών: της συνεισφοράς της επιφάνειας και της συνεισφοράς της ακμής. Αγνοώντας τη συνεισφορά της επιφάνειας, οι ανακλώμενες ακτίνες κατά μήκος της ακμής θα έπρεπε πρώτον να ανακλώνται σε μοναδική κατεύθυνση εξαιτίας των άπειρων διαστάσεων της ακμής και δεύτερον να διαδίδονται σε κάθετες διευθύνσεις σε σχέση με τον άξονα της ακμής, γιατί οι εγκάρσιες διαστάσεις της ακμής είναι μηδενικές. Παρόλα αυτά, οι σκεδαζόμενες από την ακμή ακτίνες μπορεί να κείτονται οπουδήποτε κατά μήκος ενός κώνου του οποίου η γωνία είναι διπλάσια από εκείνη που σχηματίζει η προσπίπτουσα ακτίνα με την ακμή. Ο κώνος αυτός είναι ο γνωστός κώνος του Keller, ο οποίος εκφράζει την επέκταση της αρχής του Fermat για την περίπτωση της περίθλασης από ακμή.

Το βασικό στοιχείο της θεωρίας του Keller είναι οι συντελεστές περίθλασης, που εξαρτώνται από την πόλωση της προσπίπτουσας ακτίνας, για τον υπολογισμό του πλάτους και της φάσης της περιθλώμενης ακτίνας μέσα στον κώνο. Άλλα σημαντικά στοιχεία της θεώρησης, είναι η ενσωμάτωση της εξασθένησης της έντασης και η μεταβολή της φάσης του πεδίου μακριά από την ακμή περίθλασης. Η ένταση της περιθλώμενης ακτίνας έχει τη μορφή:

$$u = \frac{De^{iks}}{\left[s(1+s/\rho_1)\right]^{1/2}} Ae^{ik\psi} \quad (1.29)$$

όπου: D είναι ένας συντελεστής περίθλασης εξαρτώμενος από την πόλωση, τη γωνία πρόσπτωσης στην ακμή και τη γωνία της περιθλώμενης ακτίνας, s είναι η απόσταση από την ακμή μέχρι το σημείο παρατήρησης στο μακράν πεδίο, A και ψ είναι το πλάτος και η φάση αντίστοιχα της προσπίπτουσας ακτίνας, και ρ_1 είναι η απόσταση από το σημείο περίθλασης πάνω στην ακμή μέχρι το σημείο μετάβασης των περιθλώμενων ακτινών από τη φωτιζόμενη στη σκιερή περιοχή ('caustic of diffracted rays').

Όταν η (1.29) χρησιμοποιείται για τις συνιστώσες του περιθλώμενου ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του μακρινού πεδίου, το περιθλώμενο πεδίο μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\vec{E}_d = -\frac{\Gamma e^{iks}}{\sin^3 \beta} \left\{ (\hat{t} \cdot \vec{E}_i)(X - Y) \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + Z_0 (\hat{t} \cdot \vec{H}_i)(X + Y) \hat{s} \times \hat{t} \right\} \quad (1.30)$$

όπου Γ είναι ένας παράγοντας απόκλισης που χρησιμοποιείται για το διασκορπισμό των περιθλώμενων ακτινών μακριά από το σημείο περίθλασης, β είναι η γωνία μεταξύ της προσπίπτουσας ακτίνας και της ακμής, \hat{t} είναι ένα μοναδιαίο διάνυσμα με κατεύθυνση ίδια με αυτή της ακμής και οι συντελεστές περίθλασης δίνονται από τις σχέσεις:

$$X = \frac{(1/n) \cdot \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos[(\psi_s - \psi_i)/n]}, \quad Y = \frac{(1/n) \cdot \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos[(\psi_s + \psi_i)/n]} \quad (1.31)$$

όπου: n είναι η εξωτερική γωνία (κανονικοποιημένη ως προς π) και ψ_i, ψ_s είναι οι γωνίες των εγκάρσιων συνιστωσών του προσπίπτοντος και περιθλώμενου πεδίου αντίστοιχα σε σχέση με μία επιφάνεια που ορίζει την ακμή.

Η θεωρία αυτή δίνει ακριβή αποτελέσματα για την πτώση της έντασης, όσο οι περιθλώμενες ακτίνες εξαπλώνονται μακριά από το σημείο περίθλασης και είναι μία διαδικασία ιχνηλάτισης ακτινών, όπως και η Γεωμετρική Οπτική. Όπως στη Γεωμετρική Οπτική, αυτό που χρειάζεται είναι απλώς να αθροίσουμε όλες τις ακτίνες που φτάνουν στο σημείο παρατήρησης για τον υπολογισμό του συνολικού πεδίου. Ωστόσο η θεωρία παρουσιάζει τρία μειονεκτήματα:

- Οι συντελεστές περίθλασης X και Y δεν είναι συνεχείς κατά μήκος των ορίων σκίασης και ανάκλασης αντίστοιχα.
- Η θεωρία προβλέπει άπειρα πεδία στα σημεία μετάβασης από τη σκιαζόμενη στη φωτεινή περιοχή.
- Όπως και στη Γεωμετρική Οπτική, η θεωρία παράγει μηδενικό αποτέλεσμα εάν καμία γεννήτρια στον κώνο του Keller δεν περνά από το σημείο παρατήρησης.

Από την άλλη πλευρά, η Γεωμετρική Θεωρία Περίθλασης (GTD) δεν επιχειρεί να υπολογίσει επιφανειακά ρεύματα ή ρεύματα στις ακμές και σχετίζει άμεσα το περιθλώμενο πεδίο με το προσπίπτον πεδίο χωρίς κανένα ενδιάμεσο υπολογισμό.

1.4.3.4 Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD) και Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία (UAT)

Η Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης διαμορφώθηκε από τους Kouyoumjian και Pathak [16] και η Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία από τους Lee και Depschamps [17-18]. Και οι δύο θεωρίες προσπαθούν να αναπαραστήσουν με ακρίβεια το περιθλώμενο πεδίο χρησιμοποιώντας διαφορετικές παραδοχές.

Οι ασυνέχειες στους συντελεστές περίθλασης ξεπεράστηκαν στο πλαίσιο της UTD με τον πολλαπλασιασμό των συντελεστών περίθλασης με ένα ολοκλήρωμα Fresnel. Στα όρια των περιοχών σκιάς και στο όριο της ανάκλασης (διεύθυνση που ορίζει την κατοπτρική ανάκλαση), το τροποποιημένο ολοκλήρωμα Fresnel είναι μηδενικό όπου απειρίζονται οι συντελεστές ανάκλασης, αλλά το γινόμενο τους παραμένει πεπερασμένο. Οι συντελεστές όπως δόθηκαν από τους Kouyoumjian και Pathak είναι:

$$X = \frac{1}{2} \left[\cot \frac{\pi + (\psi_s - \psi_i)}{2n} \cdot F[kLa^+ \cdot (\psi_s - \psi_i)] + \cot \frac{\pi - (\psi_s - \psi_i)}{2n} \cdot F[kLa^- \cdot (\psi_s - \psi_i)] \right] \quad (1.32)$$

$$Y = \frac{1}{2} \left[\cot \frac{\pi + (\psi_s + \psi_i)}{2n} \cdot F[kLa^+ \cdot (\psi_s + \psi_i)] + \cot \frac{\pi - (\psi_s + \psi_i)}{2n} \cdot F[kLa^- \cdot (\psi_s + \psi_i)] \right] \quad (1.33)$$

όπου: L είναι μία συνάρτηση που εξαρτάται από τη φύση της πηγής του προσπίπτοντος κύματος (επίπεδο, σφαιρικό κ.τ.λ.) και καθορίζεται με ακρίβεια στο [16]. Η συνάρτηση F είναι το ολοκλήρωμα Fresnel:

$$F(Q) = -i \cdot 2 \cdot \sqrt{Q} \cdot e^{-iQ} \cdot \int_{\sqrt{Q}}^{\infty} e^{iZ^2} dz \quad (1.34)$$

Για τη συνάρτηση $a^\pm(n)$ ισχύει: $a^\pm(n) = 2 \cos^2 \left[\frac{1}{2} \cdot (2n\pi N^\pm - n) \right]$, όπου οι ακέραιοι N

είναι αυτοί που απαντώνται συχνότερα: $2n\pi N^+ - n = \pi$, $2n\pi N^- - n = -\pi$.

Στις περιοχές μετάβασης, οι συναρτήσεις των συντελεστών τείνουν στο άπειρο και τα ολοκληρώματα Fresnel στο μηδέν, με τέτοιο τρόπο ώστε το γινόμενο τους να παραμένει πεπερασμένο, όπως φαίνεται παρακάτω:

$$\cot \left(\frac{\pi \pm \varepsilon}{2n} \right) \cdot F[kLa^\pm(\varepsilon)] \approx n \left[\sqrt{2\pi kL} \cdot \text{sgn} \varepsilon - 2kL\varepsilon \cdot e^{-i\pi/4} \right] \cdot e^{-i\pi/4} \quad (1.35)$$

όπου: ε είναι η μικρή γωνία μετρούμενη από το φωτιζόμενο μέρος των συνόρων σκιάς και ανάκλασης. Το πλάτος της συνάρτησης είναι το ίδιο και από τα δύο μέρη των συνόρων και με τον τρόπο αυτό αποφεύγεται η ασυνέχεια των συντελεστών περίθλασης επάνω στα σύνορα.

Η παραπάνω θεώρηση, αν και βελτιώνει τη συμπεριφορά των συντελεστών περίθλασης, δεν περιορίζει τις δυσκολίες των ασυνεχειών της GTD στην περίπτωση των σωμάτων που απαρτίζονται από διαφορετικές επιφάνειες που ενώνονται μεταξύ τους (π.χ. ένωση μεταξύ κυλινδρικής επιφάνειας και κώνου). Στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιείται η Μέθοδος των Ισοδυνάμων Ρευμάτων.

1.4.3.5 Μέθοδος Ισοδυνάμων Ρευμάτων (MEC)

Η Μέθοδος των Ισοδυνάμων Ρευμάτων βασίζεται στην αρχή ότι κάθε πεπερασμένη κατανομή ρεύματος προκαλεί πεπερασμένο αποτέλεσμα στο περιθλώμενο μακρινό πεδίο όταν η κατανομή αθροίζεται στο ολοκλήρωμα ακτινοβολίας. Όταν είναι δυνατή η εύρεση της σωστής κατανομής, οι ασυνέχειες της θεωρίας GTD μπορούν να αποφευχθούν. Επιπροσθέτως, με τη μέθοδο αυτή είναι δυνατόν τα περιθλώμενα πεδία να υπολογιστούν σε διευθύνσεις και εκτός του κώνου του Keller, μια σημαντική επέκταση της Γεωμετρικής Θεωρίας της Περίθλασης.

Η βασική υπόθεση της μεθόδου αυτής είναι η θεώρηση ύπαρξης γραμμικών ηλεκτρικών και μαγνητικών ρευμάτων I_e και I_m που προκαλούνται από το προσπίπτον κύμα σε κάθε σημείο γύρω από μία ασυνέχεια. Όταν υπεισέρχονται στο ολοκλήρωμα ακτινοβολίας του μακρινού πεδίου γύρω από την περιοχή C της ακμής προκύπτει [19-20]:

$$\vec{E}_d = ik\psi_0 \int_c \left[Z_0 I_e \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + I_m \cdot (\hat{s} \times \hat{t}) \right] \cdot \phi_0 \cdot dt \quad (1.36)$$

όπου: ϕ_0 είναι η συνάρτηση Green ελευθέρου χώρου και \hat{t} το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της ακμής. Τα αποτελέσματα που δόθηκαν από τους Ryan και Peters [20] είναι:

$$I_e = i2(X - Y)(\hat{t} \cdot \vec{E}_i) / kZ_0, \quad I_m = i2(X + Y)(\hat{t} \cdot \vec{H}_i) / kY_0 \quad (1.37)$$

Επειδή οι συντελεστές περίθλασης συμπεριλαμβάνουν την κατεύθυνση σκέδασης, όπως επίσης και την κατεύθυνση πρόσπτωσης, τα ρεύματα εξαρτώνται από την κατεύθυνση παρατήρησης. Για το λόγο αυτό, είναι φανταστικά καθώς τα πραγματικά ρεύματα εξαρτώνται μόνο από την πηγή και όχι από την κατεύθυνση παρατήρησης. Όταν τα ρεύματα αντικατασταθούν στην (1.36), μπορεί να υπολογιστεί το σκεδαζόμενο πεδίο παντού στο χώρο και όχι μόνο σε διευθύνσεις εντός του κώνου του Keller.

1.4.3.6 Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD)

Ο Ufimtsev [21] αναγνώρισε ότι η θεωρία της Φυσικής Οπτικής δεν είναι κατάλληλη σε πολλές περιπτώσεις, ειδικά όταν η κατεύθυνση σκέδασης είναι πολύ μακριά από την κατοπτρική κατεύθυνση, και έθεσε ως αξίωμα την ύπαρξη ενός μη ομοιόμορφου ρεύματος ακμής, επιπροσθέτως του ομοιόμορφου επιφανειακού ρεύματος. Παρόλα αυτά, ο Ufimtsev δεν ορίζει ρητά τα ρεύματα στην ακμή αλλά αναφέρεται στην ακριβή λύση ενός δισδιάστατου προβλήματος, όπως αυτό του Sommerfield για το ημιεπίπεδο ή για τη σφήνα [22-23]. Η τεχνική είναι να αναπαραστήσουμε το ολικό πεδίο ως ένα άπειρο άθροισμα επίπεδων κυμάτων και τότε η λύση έχει τη μορφή:

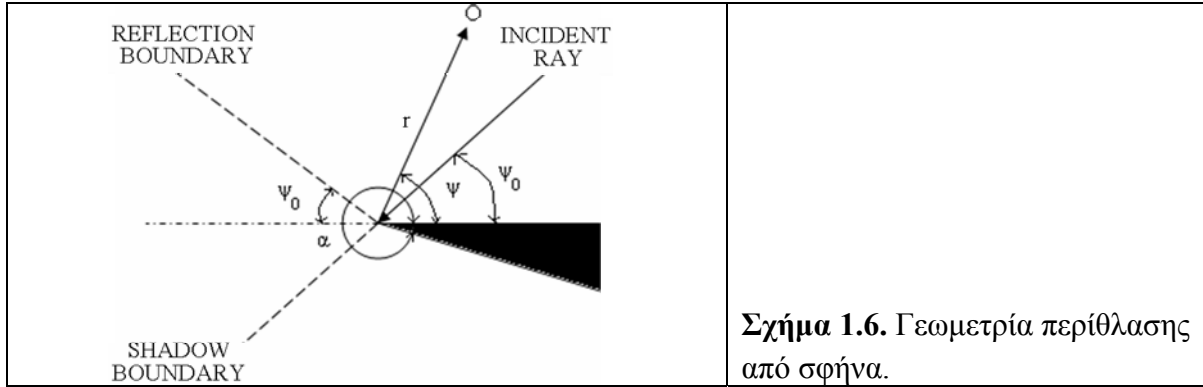
$$u(r, \psi - \psi_0) \mp u(r, \psi + \psi_0) \quad (1.38)$$

όπου u είναι το ολοκλήρωμα:

$$u(r, \phi) = \frac{1}{2a} \cdot \int_C \left[\frac{e^{-ikr \cos \beta}}{1 - \exp(i\pi(\beta + \phi)/\alpha)} \right] d\beta \quad (1.39)$$

και η διαδρομή C είναι η διαδρομή του Sommerfield στο μιγαδικό επίπεδο. Το άνω πρόσημο (-) στην (1.38) χρησιμοποιείται όταν το διάνυσμα της έντασης του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου είναι παράλληλο στην ακμή, ενώ το κάτω πρόσημο (+) όταν το διάνυσμα της έντασης του μαγνητικού πεδίου είναι παράλληλο στην ακμή. Για την περίθλαση από σφήνα (βλ. Σχήμα 1.6), r είναι η απόσταση της κορυφής της σφήνας από το σημείο παρατήρησης O , ψ είναι η γωνιακή συντεταγμένη του σημείου αυτού μετρημένη από τη μία πλευρά της σφήνας, ψ_0 είναι η γωνία του προσπίπτοντος κύματος και a η εξωτερική γωνία της σφήνας.

Ο Ufimtsev αναπαριστά το συνολικό πεδίο με το άθροισμα τριών παραγόντων: το προσπίπτον κύμα, τη συνεισφορά του μηχανισμού της Φυσικής Οπτικής και τη συνεισφορά της ακμής. Εφόσον το άθροισμα των τριών αυτών παραγόντων πρέπει να δίνει ακριβώς τη λύση, ο όρος της ακμής μπορεί να εξαχθεί αφαιρώντας το προσπίπτον πεδίο και το πεδίο Φυσικής Οπτικής από την ακριβή λύση. Έτσι στην εφαρμογή της θεωρίας για σκέδαση από συγκεκριμένο εμπόδιο πρέπει πρώτα να υπολογιστεί η συνεισφορά της Φυσικής Οπτικής και στη συνέχεια να προστεθούν οι συνεισφορές στο πεδίο εξαιτίας των ακμών.



Σχήμα 1.6. Γεωμετρία περίθλασης από σφήνα.

Δύο προσεγγίσεις χρησιμοποιούνται για την εξαγωγή των ρευμάτων στην ακμή. Πρώτα υπολογίζεται η συνεισφορά του πεδίου της Φυσικής Οπτικής για τις φωτιζόμενες πλευρές της σφήνας, οι οποίες μπορεί να είναι είτε μία είτε δύο ανάλογα με τη γωνία άφιξης του προσπίπτοντος κύματος. Εφόσον το ολοκλήρωμα που εμφανίζεται στον υπολογισμό του πεδίου με τη μέθοδο της Φυσικής Οπτικής είναι ένα επιφανειακό ολοκλήρωμα και εφόσον το ένα από τα όριά του τείνει στο άπειρο (το άλλο όριο είναι η ίδια η ακμή), η συνεισφορά αυτή αγνοείται. Έτσι φαίνεται ότι η συνεισφορά της συνιστώσας του ομοιόμορφου επαγόμενου ρεύματος προκύπτει από την ακμή, όπως ακριβώς προκύπτει το περιθλώμενο πεδίο στην ακμή. Αποδεικνύεται ότι η συνιστώσα της Φυσικής Οπτικής είναι αυτή που παράγει τις ανωμαλίες στη Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Όταν εφαρμοστεί η μέθοδος σε πεπερασμένη επίπεδη επιφάνεια, οι ανωμαλίες στην ακμή, λόγω της μεθόδου της Φυσικής Οπτικής, γύρω από την περίμετρο της επιφάνειας, ακυρώνουν ακριβώς η μία την άλλη, ανεξαρτήτως του σχήματος της επιφάνειας. Η άλλη προσέγγιση είναι να χρησιμοποιηθεί η μέθοδος της σταθερής φάσης για να υπολογίσουμε το γωνιακό ολοκλήρωμα (1.39), θεωρώντας μία λύση ευρείας γωνίας για την οποία η κατεύθυνση σκέδασης δεν είναι ούτε κοντά στα όρια της ανάκλασης, ούτε κοντά στα όρια της σκιάς: $\psi = \pi - \psi_0$, $\psi = \pi + \psi_0$, αντίστοιχα.

Τα αποτελέσματα του Ufimtsev έχουν τη μορφή:

$$E_z^s(r, \psi) = E_{0z} \cdot f \cdot \frac{e^{j(kr + \pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}}, \quad H_z^s(r, \psi) = H_{0z} \cdot g \cdot \frac{e^{j(kr + \pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}} \quad (1.40)$$

όπου το προσπίπτον πεδίο αναπαραστάθηκε σε συνάρτηση με την ηλεκτρική και τη μαγνητική συνιστώσα E_{0z} και H_{0z} αντίστοιχα, κατά μήκος της ακμής, και οι συντελεστές περίθλασης είναι:

$$f = \begin{cases} (X - Y) - (X_1 - Y_1) & 0 \leq \psi_0 \leq \alpha - \pi \\ (X - Y) - (X_1 - Y_1) - (X_2 - Y_2) & \alpha - \pi \leq \psi_0 \leq \pi \\ (X - Y) - (X_2 - Y_2) & \pi \leq \psi_0 \leq \alpha \end{cases} \quad (1.41)$$

$$g = \begin{cases} (X + Y) - (X_1 + Y_1) & 0 \leq \psi_0 \leq \alpha - \pi \\ (X + Y) - (X_1 + Y_1) - (X_2 + Y_2) & \alpha - \pi \leq \psi_0 \leq \pi \\ (X + Y) - (X_2 + Y_2) & \pi \leq \psi_0 \leq \alpha \end{cases} \quad (1.42)$$

όπου:

$$X = \frac{(1/n) \cdot \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos((\psi - \psi_0)/n)}, \quad Y = \frac{(1/n) \cdot \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos((\psi + \psi_0)/n)} \quad (1.43)$$

όπου η κανονικοποιημένη εξωτερική γωνία είναι: $n = a/\pi$. Οι συντελεστές που παρατίθενται στη συνέχεια αναπαριστούν τις συνεισφορές της μεθόδου της Φυσικής Οπτικής, εξαιτίας των ομοιόμορφων επαγόμενων ρευμάτων:

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= -\frac{1}{2} \tan[(\psi - \psi_0)/2], & X_2 &= -\frac{1}{2} \tan[(\psi + \psi_0)/2] \\ X_2 &= \frac{1}{2} \tan[(\psi - \psi_0)/2], & Y_2 &= -\frac{1}{2} \tan[a - (\psi + \psi_0)/2] \end{aligned} \right\} \quad (1.44)$$

Όπως γίνεται φανερό από την (1.40), οι συντελεστές f και g χαρακτηρίζουν τις λύσεις για τις περιπτώσεις προσπίπτοντος ηλεκτρικού (οριζόντια πόλωση) και προσπίπτοντος μαγνητικού πεδίου (κατακόρυφη πόλωση), παράλληλου στην ακμή αντίστοιχα.

Όταν ο Ufimtsev εφάρμοσε αυτά τα αποτελέσματα στη σκέδαση από ταινία, έκανε υπέρθεση δύο λύσεων, μία για κάθε ακμή της ταινίας, σαν να μην υπήρχαν οι άλλες ακμές. Αργότερα βελτίωσε τη λύση αυτή κάνοντας υπολογισμούς για φαινόμενα αλληλεπίδρασης δεύτερης τάξης μεταξύ των ακμών. Χρησιμοποίησε τα αποτελέσματα επίσης για να υπολογίσει τη σκέδαση από ένα δίσκο αναγνωρίζοντας τα σημεία ισχυρής σκέδασης ('flash points') στο χείλος του δίσκου και προσαρμόζοντας τις τιμές της συνεισφοράς της ακμής κατάλληλα στις αντίστοιχες για ημιεπίπεδα εφαπτόμενα στις ακμές στα σημεία ισχυρής σκέδασης [24]. Είναι εντυπωσιακό ότι ο Ufimtsev ποτέ δεν δίνει τον τύπο των ρευμάτων στις ακμές αλλά προχωράει απ' ευθείας στη λύση σαν αποτέλεσμα του τύπου της λύσης για το κανονικό πρόβλημα.

1.5 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΝΤΕΤΕΡΜΙΝΙΣΤΙΚΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ-ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στις παραπάνω ενότητες παρατέθηκαν οι αρχές των σημαντικότερων ηλεκτρομαγνητικών μεθόδων υψηλών συχνοτήτων για τον υπολογισμό των πεδίων σκέδασης και περίθλασης. Κάποια συνοπτικά συμπεράσματα για τη χρήση των παραπάνω μεθόδων είναι:

➤ Η απλούστερη από τις μεθόδους ανάκλασης είναι η Θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής (GO), η οποία δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για διπλά καμπύλες επιφάνειες. Περιγράφεται με απλή μαθηματική σχέση τόσο για τη μονοστατική όσο και τη διστατική περίπτωση. Ωστόσο αποτυγχάνει όταν η μία ή και οι δύο ακτίνες καμπυλότητας του σώματος είναι άπειρες, όπως συμβαίνει στις επίπεδες και μεμονωμένα κυρτές επιφάνειες, και δίνει λανθασμένα αποτελέσματα εάν το σημείο κατοπτρικής ανάκλασης δεν ανήκει στην επιφάνεια του σκεδαστή.

➤ Η Θεωρία της Φυσικής Οπτικής (PO) χρησιμοποιεί την επίπεδη εφαπτομενική προσέγγιση των παραγόμενων επιφανειακών ρευμάτων και ξεπερνά τις παραπάνω δύο ατέλειες της Γεωμετρικής Οπτικής. Τα παραγόμενα ρεύματα ολοκληρώνονται σε όλο το ορατό τμήμα του σκεδαστή για τον υπολογισμό του σκεδαζόμενου πεδίου στο μακρινό πεδίο. Ωστόσο η μέθοδος αποτυγχάνει προοδευτικά όταν η κατεύθυνση σκέδασης απομακρύνεται από την κατοπτρική κατεύθυνση. Αυτό συμβαίνει γιατί αρχίζουν να

επιηρεάζουν τα άκρα της επιφάνειας και η συνεισφορά αυτή των άκρων δεν μοντελοποιείται σωστά στη Φυσική Οπτική.

➤ Η συνεισφορά των άκρων μπορεί να υπολογιστεί με βάση τη Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD), η οποία περιγράφεται σχετικά εύκολα με ένα ζεύγος συντελεστών περίθλασης. Ωστόσο οι συντελεστές αυτοί παρουσιάζουν ασυνέχειες στα όρια των περιοχών σκιάς και στο όριο ανάκλασης και περιορίζουν τις επιτρεπτές διευθύνσεις σκέδασης εντός του κώνου του Keller. Το πρώτο πρόβλημα ξεπερνιέται με την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD) και τη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων (MEC), η οποία επιτρέπει το περιθλώμενο πεδίο να είναι και εκτός του κώνου του Keller.

➤ Η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD), όπως εκφράζεται με τους συντελεστές περίθλασης του Ufimtsev για τη δισδιάστατη περίπτωση, βελτιώνει τα αποτελέσματα της Φυσικής Οπτικής, λαμβάνοντας υπόψη τη συνεισφορά των άκρων μέσω της θεώρησης των μη ομοιόμορφων ρευμάτων κατά μήκος των ακμών, πλέον των ομοιόμορφων ρευμάτων της Φυσικής Οπτικής. Περιγράφεται από ένα ζεύγος συντελεστών περίθλασης, οι οποίοι δεν εμφανίζουν τις ασυνέχειες της Γεωμετρικής Θεωρίας της Περίθλασης και παραμένουν πεπερασμένοι κατά μήκος των περιοχών μετάβασης (σκιάς και ανάκλασης).

Το προτεινόμενο δισδιάστατο θεωρητικό μοντέλο πρόβλεψης της ραδιοκάλυψης βασίζεται στις θεωρίες της Φυσικής Οπτικής και της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης για τον υπολογισμό των σκεδαζόμενων και περιθλώμενων πεδίων πρώτης και δεύτερης τάξης. Η επιλογή των μεθόδων αυτών έγινε για τους εξής βασικούς λόγους:

❖ Πρώτον, για το εύρος συχνοτήτων των κινητών ραδιοεπικοινωνιών που μελετάται (900MHz - 2GHz) και για τις διαστάσεις των κυριότερων σκεδαστών, που είναι οι τοίχοι των κτιρίων, οι προσεγγίσεις των τεχνικών ιχνηλάτισης ακτινών εισάγουν σημαντικά σφάλματα με βασικότερο τη μη λήψη της συνεισφοράς του σκεδαζόμενου πεδίου από επιφάνειες για τις οποίες δεν ικανοποιείται ο νόμος του Snell (ανάλογα με τη σχετική θέση πομπού-δέκτη). Επιπλέον, στις περιπτώσεις ικανοποίησης του νόμου του Snell, το αποτέλεσμα των τεχνικών ιχνηλάτισης ακτινών είναι ιδιαίτερα προσεγγιστικό αφού δεν συνυπολογίζει τις διαστάσεις της ανακλώσας επιφάνειας. Αντίθετα, η θεώρηση της Φυσικής Οπτικής δίνει καλύτερα αποτελέσματα για όλες τις σχετικές θέσεις πομπού-δέκτη, λαμβάνοντας υπόψη τις ακριβείς διαστάσεις των σκεδαστών. Ωστόσο θα πρέπει να αναφερθεί ότι η μέθοδος της Φυσικής Οπτικής είναι υπολογιστικά χρονοβόρα και για το λόγο αυτό σπάνια εφαρμόζεται για φαινόμενα ανώτερης τάξης σε αντίστοιχα δημοσιευμένα προγράμματα ραδιοκάλυψης.

❖ Δεύτερον, σε μικροκυψελωτά αστικά περιβάλλοντα, οι κυριότεροι σκεδαστές που απαντώνται, είναι οι επίπεδες επιφάνειες των κτιρίων, για τις οποίες η ενσωμάτωση της συμβολής των άκρων είναι σημαντική. Στις περιπτώσεις αυτές, η δισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης δίνει ιδιαίτερα ικανοποιητικά αποτελέσματα για τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης (χωρίς την ύπαρξη ασυνεχειών στις περιοχές μετάβασης), διορθώνοντας τις ατέλειες της Φυσικής Οπτικής για διευθύνσεις μακριά από την κατοπτρική κατεύθυνση, όπως αναφέρθηκε παραπάνω.

Η εφαρμογή της Φυσικής Οπτικής, έγινε τόσο για την περίπτωση του μακρινού πεδίου όσο και για τον υπολογισμό των πεδίων στην κοντινή περιοχή και στη ζώνη Fresnel, όπως θα αναφερθούμε εκτενώς στο αμέσως επόμενο κεφάλαιο. Η τρισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης, όπως και η προτεινόμενη μεθοδολογία για την επέκταση της εφαρμογής της στις περιοχές του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel, παρατίθενται αναλυτικά στο πέμπτο κεφάλαιο της διατριβής.

1.6 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 1

- [1] Recommendation ITU-R P.1407-1, *Multipath Propagation and Parameterization of its Characteristics*, 1999-2003.
- [2] Recommendation ITU-R P.1411-3, *Propagation Data and Prediction Methods for the Planning of Short Range Radio-Communication Systems and Radio Local Area Networks in the Frequency Range 300MHz to 100 GHz*, 1999-2001.
- [3] Recommendation ITU-R P.341-5, *The Concept of Transmission Loss for Radio Links*, 1999.
- [4] F. Ikegami, S. Yoshida, T. Takeuchi, and M. Umehira, "Propagation Factors Controlling Mean Field Strength on Urban Streets," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 32, pp. 822-829, 1984.
- [5] J. Walfisch and H. L. Bertoni, "A Theoretical Model of UHF Propagation in Urban Environments," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, pp. 1788-1796, October 1988.
- [6] EURO - COST 231, *Urban Transmission Loss Models for Mobile Radio in the 900 and 1800 MHz Bands*, Propagation Models Report, no. COST 231 TD (91) 73, September 1991.
- [7] M. F. Catedra and J. P. Arriaga, *Cell Planning for Wireless Communications*, Artech House, Boston-London, 1999.
- [8] T. S. Rappaport, *Wireless Communications Principles & Practice*, Prentice Hall PTR, New Jersey, 1996.
- [9] D. C. Jenn, *Radar and Laser Cross Section Engineering*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. Washington, pp. 29-32, 1995.
- [10] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley, *Radar Cross Section, Second Edition*, Artech House, Boston - London, pp. 189-199, 1993.
- [11] E. F. Knott, "A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques," *Proceedings IEEE*, vol. 73, pp. 252-264, 1985.
- [12] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, New York and London, McGraw-Hill, pp. 464-470, 1941.
- [13] G. T. Ruck, D. E. Barrick, W. D. Stuart, and C. K. Krichbaum, *Radar Cross Section Handbook*, vol. 1, New York and London, Plenum, pp. 50-59, 1970.
- [14] T. B. A. Senior, "A Survey of Analytical Techniques for Cross-Section Estimation," *Proc. IEEE*, vol. 53, no. 8, pp. 822-833, August 1965.
- [15] J. B. Keller, "Diffraction by an Aperture," *J. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 4, pp. 426-444, April 1957.

-
- [16] R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak, "A Uniform Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface," *Proc. IEEE*, vol. 62, no.11, pp. 1448-1461, November 1974.
- [17] S. W. Lee and G. A. Deschamps, "A Uniform Asymptotic Theory of Electromagnetic Diffraction by a Curved Edge," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-24, no. 1, pp. 25-34, January 1976.
- [18] G. A. Deschamps, J. Boesma, and S. W. Lee, "Three-Dimensional Half-Plane Diffraction: Exact Solution and Testing of Uniform Theories," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-32, no. 3, pp. 264-271, March 1984.
- [19] R. F. Millar, "An approximate Theory of the Diffraction of an Electromagnetic Wave by an Aperture in a Plane Screen," *Proc. IEEE*, vol. 103, Part C, pp. 177-185, March 1956.
- [20] C. E. Ryan and L. Peters, "Evaluation of Edge-Diffracted Fields Including Equivalent Currents for Caustics Region," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-17, no. 3, pp. 292-299, May 1969.
- [21] P. Ia. Ufimtsev, "Approximate Computation of the Diffraction of Plane Electromagnetic Waves at Certain Metal Bodies: Pt. I. Diffraction Patterns at a Wedge and a Ribbon," *Zh. Tekhn. Fiz. (USSR)*, vol.27, no. 8, pp. 1708 - 1718, 1957.
- [22] A. Sommerfeld, "Mathematische Theorie der Diffraction," *Math. Ann.*, vol. 47, pp. 317-374, 1896.
- [23] "Lectures on Theoretical Physics in Optics", vol. 4, New York: Academic Press, 1964.
- [24] P. Ia. Ufimtsev, "Approximate Computation of the Diffraction of Plane Electromagnetic Waves at Certain Metal Bodies: II. The Diffraction by a Disk and by a Finite Cylinder," *Zh. Tekhn. Fiz. (USSR)*, vol. 28, no.11, pp. 2604-2616, 1958.

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο μελετάται αναλυτικά το πεδίο σκέδασης από ορθογώνιο σκεδαστή στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, τόσο για την τρισδιάστατη περίπτωση (σκέδαση από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων) όσο και τη δισδιάστατη περίπτωση (σκέδαση από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους). Η προτεινόμενη μέθοδος στηρίζεται στη θεωρία της Φυσικής Οπτικής και στην εφαρμογή κατάλληλων αριθμητικών μεθόδου υπολογισμού των ολοκληρωμάτων που αυτή εισάγει, για τον υπολογισμό του διανυσματικού δυναμικού και του ηλεκτρικού πεδίου κατ' επέκταση παντού στο χώρο, χωρίς να λαμβάνονται οι προσεγγιστικές συνθήκες του μακρινού πεδίου. Παρουσιάζεται η μεθοδολογία επίλυσης με χρήση δύο διαφορετικών μεθόδων αριθμητικής ολοκλήρωσης, για λόγους επαλήθευσης των αποτελεσμάτων, και δίνονται διαγράμματα του διανυσματικού δυναμικού και του πεδίου σκέδασης συναρτήσει της συχνότητας, της πόλωσης του προσπίπτοντος πεδίου και της απόστασης του δέκτη από το κέντρο της πλάκας. Έμφαση δίνεται στην εξέταση της συμβολής των όρων του κοντινού πεδίου (που δεν συνυπολογίζονται στα ως τώρα αντίστοιχα θεωρητικά μοντέλα ραδιοκάλυψης [1]) στο συνολικό πεδίο λήψης, συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του σκεδαστή. Για την εξέταση της ακρίβειας των αποτελεσμάτων που προκύπτουν, γίνεται σύγκριση τόσο με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προκύπτουν λαμβάνοντας τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου, όσο και με τα αντίστοιχα που προκύπτουν με χρήση της αναλυτικής μεθόδου της Στάσιμης Φάσης ('Stationary Phase Method') [6] στις περιοχές του μακρινού πεδίου, της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου.

2.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΣΚΕΔΑΖΟΜΕΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΑΠΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΑ ΠΛΑΚΑ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΤΑΣΕΩΝ (ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ)

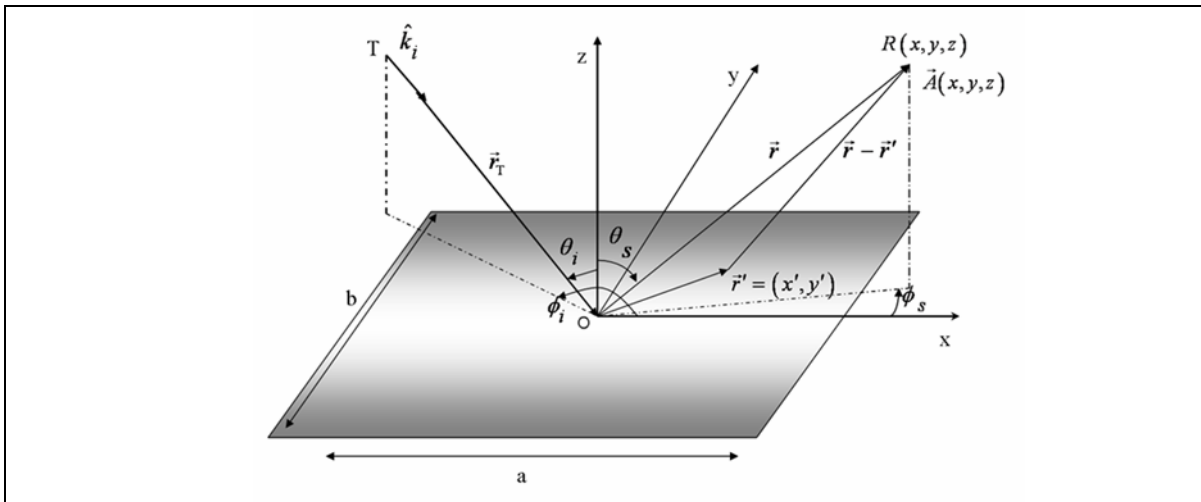
2.2.1 Υπολογισμός (3-D) Διανυσματικού Δυναμικού

Στη διάταξη του παρακάτω σχήματος απεικονίζεται μια τέλεια ηλεκτρικά αγωγίμη ορθογώνια πλάκα διαστάσεων a , b και αμελητέου πάχους, στην οποία προσπίπτει ηλεκτρομαγνητικό κύμα κατά τη διεύθυνση πρόσπτωσης που ορίζεται από το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{k}_i . Η κατεύθυνση πρόσπτωσης ορίζεται επίσης από το ζεύγος των γωνιών πρόσπτωσης: θ_i και ϕ_i .

Για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} σε ένα σημείο παρατήρησης $R(x, y, z)$ που ορίζεται από το διάνυσμα θέσης \vec{r} και τις γωνίες σκέδασης θ_s και ϕ_s , εφαρμόζεται η μέθοδος της Φυσικής Οπτικής για τον υπολογισμό της ρευματικής κατανομής επάνω στην πλάκα. Ο υπολογισμός του πεδίου θα γίνει για τη γενική περίπτωση, καλύπτοντας τις συνθήκες κοντινού και μακρινού πεδίου.

Θεωρούμε ότι το προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο περιγράφεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$\vec{E}_i = (E_{o\theta} \cdot \hat{\theta} + E_{o\phi} \cdot \hat{\phi}) \cdot e^{-j\hat{k}_i \vec{r}} \quad (2.1)$$



Σχήμα 2.1. Γεωμετρία σκέδασης από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων.

Ο όρος $E_{o\theta}$, αντιστοιχεί στην κατακόρυφα πολωμένη συνιστώσα (V) και ο όρος $E_{o\phi}$, στην οριζόντια πολωμένη συνιστώσα (H) του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου. Σημειώνεται ότι παντού λαμβάνεται χρονική εξάρτηση $e^{+j\omega t}$.

Το αντίστοιχο προσπίπτον μαγνητικό πεδίο δίνεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$\vec{H}_i = \frac{-\hat{r} \times \vec{E}_i}{n} = -\left(E_{o\theta} \cdot \hat{\phi} - E_{o\phi} \cdot \hat{\theta}\right) \cdot \frac{e^{-jk_i \vec{r}}}{n} \quad (2.2)$$

Στην πλάκα επάγεται επιφανειακό ρεύμα, το οποίο σύμφωνα με τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής περιγράφεται από την εξίσωση [2-5]:

$$J_s^{PO} = \frac{-2 \cdot e^{j \cdot k \cdot h}}{\eta} \left[\hat{x} \cdot (E_{o\theta} \cdot \cos \phi_i - E_{o\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \phi_i) + \hat{y} \cdot (E_{o\theta} \cdot \sin \phi_i + E_{o\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \cos \phi_i) \right] \quad (2.3)$$

όπου: $\eta = \mu_0 / \epsilon_0 = 120\pi \Omega = 377 \Omega$ είναι η κυματική αντίσταση του ελευθέρου χώρου.

Ο παράγοντας h ισούται με:

$$h = x' \sin \theta_i \cos \phi_i + y' \sin \theta_i \sin \phi_i \quad (2.4)$$

$$\text{ή } h = x' \cdot K + y' \cdot L \quad (2.5)$$

όπου: $K = \sin \theta_i \cdot \cos \phi_i \quad (2.5.1)$

$$L = \sin \theta_i \cdot \sin \phi_i \quad (2.5.2)$$

Το διανυσματικό δυναμικό $\vec{A}(x, y, z)$ στο τυχαίο σημείο παρατήρησης $R(x, y, z)$ δίνεται από την παρακάτω σχέση [2-5]:

$$\vec{A}(x, y, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{y'=-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{J_s^{PO}(x', y') \cdot e^{-jk \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dx' dy' \quad (2.6)$$

όπου: $|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2} \quad (2.7)$

Από τις σχέσεις (2.3)-(2.6) προκύπτει:

$$\begin{aligned} \vec{A}(x, y, z) = & \frac{-\mu_0}{2\pi\eta} \cdot \left[\hat{x} \cdot (E_{0\theta} \cdot \cos \phi_i - E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \phi_i) + \hat{y} \cdot (E_{0\theta} \cdot \sin \phi_i + E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \cos \phi_i) \right] \cdot \\ & \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{y'=-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{e^{j \cdot k \cdot (x' \cdot K + y' \cdot L)} \cdot e^{-j \cdot k \cdot \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}} dx' dy' \end{aligned} \quad (2.8)$$

Τέλος, το λαμβανόμενο ηλεκτρικό πεδίο παντού στο χώρο περιγράφεται από τη γνωστή σχέση:

$$\vec{E}(x, y, z) = -j\omega\vec{A} - j\frac{\omega}{k^2} \text{grad}(\text{div}(\vec{A})) \quad (2.9)$$

Ο πρώτος όρος στην παραπάνω σχέση, υπερτερεί από το δεύτερο στο μακρινό πεδίο. Δηλαδή για το μακράν πεδίο μπορεί να θεωρηθεί προσεγγιστικά:

$$\vec{E}(x, y, z)_{\text{μακράν πεδίο}} \approx -j\omega\vec{A} \quad (2.10)$$

2.2.2 Υπολογισμός (3-D) Μακρινού Πεδίου Σκέδασης

Στην περιοχή του μακρινού πεδίου λαμβάνονται οι ακόλουθες προσεγγίσεις [2]:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2} \cong \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = r \quad (\text{σταθερό}) \quad (2.11a)$$

για τον παράγοντα της απόστασης: $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ (παρονομαστής του ολοκληρώματος της σχέσης 2.8) και:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2} \cong r - \frac{x \cdot x' + y \cdot y'}{r} \quad (2.11b)$$

για τον παράγοντα της φάσης της σχέσης (2.8).

Με βάση τις παραπάνω δύο προσεγγίσεις, ο τύπος (2.8) του διανυσματικού δυναμικού γράφεται ως εξής:

$$\begin{aligned} \vec{A}(x, y, z) = & \frac{-\mu_0}{2\pi\eta} \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} \cdot \left[\hat{x} \cdot (E_{0\theta} \cdot \cos \phi_i - E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \phi_i) + \hat{y} \cdot (E_{0\theta} \cdot \sin \phi_i + E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \cos \phi_i) \right] \cdot \\ & \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{y'=-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{j \cdot k \cdot (x' \cdot \sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + y' \cdot \sin \theta_i \cdot \sin \phi_i)} \cdot e^{j \cdot k \cdot \frac{x}{r} \cdot x' - j \cdot k \cdot \frac{y}{r} \cdot y'} dx' dy' \end{aligned} \quad (2.12)$$

Επιπλέον για τους όρους: $\frac{x}{r}$ και $\frac{y}{r}$ ισχύουν:

$$\frac{x}{r} = \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s \quad \text{και} \quad \frac{y}{r} = \sin \theta_s \cdot \sin \phi_s \quad (2.13)$$

Οπότε το ολοκλήρωμα της σχέσης (2.12) γράφεται ως εξής:

$$I \cong \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j \cdot k \cdot x' \cdot (\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)} dx'$$

$$\cdot \int_{y'=-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{j \cdot k \cdot y' \cdot (\sin \theta_i \cdot \sin \phi_i + \sin \theta_s \cdot \sin \phi_s)} dy' = I_1 \cdot I_2 \quad (2.14)$$

Με βάση τη σχέση [5]: $\int_{-\frac{c}{2}}^{\frac{c}{2}} e^{j \cdot a \cdot z} dz = c \left[\frac{\sin\left(\frac{a}{2} \cdot c\right)}{\frac{a}{2} \cdot c} \right]$, τα παραπάνω δύο ολοκληρώματα

γράφονται ως εξής:

$$I_1 = \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \dots = a \cdot \left\{ \frac{\sin\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)\right]}{\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)\right]} \right\} =$$

$$= a \cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)\right]$$

όπου: $\sin c(x) \triangleq \sin(x)/x$. Όμοια υπολογίζεται και το δεύτερο ολοκλήρωμα: I_2 .

Με βάση τις παραπάνω σχέσεις, το ολοκλήρωμα I της σχέσης (2.14) γράφεται :

$$I = (a \cdot b) \cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right) \cdot (\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)\right] \cdot \sin c\left[\left(\frac{kb}{2}\right)(\sin \theta_i \cdot \sin \phi_i + \sin \theta_s \cdot \sin \phi_s)\right] \quad (2.15)$$

Τελικά από τις σχέσεις (2.12) και (2.15), το διανυσματικό δυναμικό για την περίπτωση του μακρινού πεδίου γράφεται:

$$\vec{A}(x, y, z) = \frac{-\mu_0 \cdot a \cdot b}{2\pi\eta} \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} \cdot \left\{ \hat{x} \cdot (E_{0\theta} \cdot \cos \phi_i - E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \phi_i) + \hat{y} \cdot (E_{0\theta} \cdot \sin \phi_i + E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \cos \phi_i) \right\} \cdot$$

$$\cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right) \cdot (\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)\right] \cdot \sin c\left[\left(\frac{kb}{2}\right) \cdot (\sin \theta_i \cdot \sin \phi_i + \sin \theta_s \cdot \sin \phi_s)\right] \quad (2.16)$$

Τέλος το ηλεκτρικό πεδίο στη μακρινή περιοχή, δίνεται από την παρακάτω προσεγγιστική σχέση όπως αναφέρθηκε παραπάνω:

$$\vec{E}(x, y, z)_{\text{μακράν πεδίο}} \approx -j\omega \vec{A}(x, y, z) =$$

$$= j \cdot \frac{a \cdot b}{\lambda} \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{r} \cdot \left\{ \hat{x} \cdot (E_{0\theta} \cdot \cos \phi_i - E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \phi_i) + \hat{y} \cdot (E_{0\theta} \cdot \sin \phi_i + E_{0\phi} \cdot \cos \theta_i \cdot \cos \phi_i) \right\} \cdot$$

$$\cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right) \cdot (\sin \theta_i \cdot \cos \phi_i + \sin \theta_s \cdot \cos \phi_s)\right] \cdot \sin c\left[\left(\frac{kb}{2}\right) \cdot (\sin \theta_i \cdot \sin \phi_i + \sin \theta_s \cdot \sin \phi_s)\right] \quad (2.17)$$

επειδή ισχύει:

$$\frac{\omega \mu_0}{2\pi \cdot n} = \frac{\omega \mu_0}{2\pi \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}} = \frac{\omega}{2\pi} \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0} = \frac{(\omega \cdot c)}{2\pi} = \frac{k}{2\pi} = \frac{2\pi/\lambda}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.18)$$

2.2.3 Υπολογισμός (3-D) Πεδίου Σκέδασης στην Κοντινή Περιοχή και στην Περιοχή της Ζώνης Fresnel

Για τον υπολογισμό του διανυσματικού δυναμικού \vec{A} στην περιοχή του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, όπου δεν ισχύουν οι προαναφερθείσες προσεγγίσεις μακρινού πεδίου για τους παράγοντες του πλάτους και της φάσης, το ολοκλήρωμα της σχέσης (2.8) υπολογίζεται με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης. Συγκεκριμένα για λόγους επαλήθευσης της ακρίβειας των αποτελεσμάτων, γίνεται εφαρμογή δύο διαφορετικών μεθόδων αριθμητικής ολοκλήρωσης που κρίθηκαν καταλληλότερες για τη συγκεκριμένη μορφή του ολοκληρώματος: της μεθόδου Simpson στην προσαρμοστική της μορφή, και της προσαρμοστικής μεθόδου Gauss-Lobatto, όπως περιγράφονται συνοπτικά αμέσως παρακάτω.

2.2.3.1 Η προσαρμοστική μέθοδος αριθμητικής ολοκλήρωσης Simpson

Η απλούστερη αριθμητική μέθοδος ολοκλήρωσης Simpson [8-10], στηρίζεται στο γνωστό κανόνα Simpson, σύμφωνα με τον οποίο για τον υπολογισμό του πεπερασμένου ολοκληρώματος: $\int_a^b f(x)dx$, η συνάρτηση $f(x)$ προσεγγίζεται από το πολυώνυμο δεύτερης τάξης $P(x)$, το οποίο λαμβάνει τις ίδιες τιμές με τη συνάρτηση $f(x)$ στα άκρα του διαστήματος $[a, b]$ και στο μέσο του διαστήματος $m = (a+b)/2$. Για την εύρεση του πολυωνύμου αυτού χρησιμοποιείται το πολυώνυμο παρεμβολής Lagrange ως εξής:

$$P(x) = f(a) \frac{(x-m) \cdot (x-b)}{(a-m) \cdot (a-b)} + f(m) \frac{(x-a) \cdot (x-b)}{(m-a) \cdot (m-b)} + f(b) \frac{(x-a) \cdot (x-m)}{(b-a) \cdot (b-m)} \quad (2.19)$$

Στη συνέχεια, ο κανόνας του Simpson λαμβάνει την ακόλουθη απλή προσέγγιση:

$$\int_a^b f(x)dx \approx \int_a^b P(x)dx = \frac{b-a}{6} \cdot \left[f(a) + 4 \cdot f\left(\frac{a+b}{2}\right) + f(b) \right] \quad (2.20)$$

Το σφάλμα της προσέγγισης του ολοκληρώματος σύμφωνα με τον απλό κανόνα του Simpson είναι:

$$-\frac{h^5}{90} f^{(4)}(\xi) \quad (2.21)$$

όπου: $h = (b-a)/2$ και $a < \xi < b$.

Στις περιπτώσεις όπου η συνάρτηση $f(x)$ δεν μεταβάλλεται ομαλά, είτε στο σύνολο του διαστήματος ολοκλήρωσης, είτε σε επιμέρους τμήματα αυτού, η εφαρμογή του παραπάνω απλού κανόνα Simpson δεν δίνει αποτελέσματα ικανοποιητικής ακρίβειας. Στις περιπτώσεις αυτές χρησιμοποιείται ο σύνθετος κανόνας Simpson, σύμφωνα με τον οποίο το συνολικό διάστημα ολοκλήρωσης διαιρείται σε κατάλληλο αριθμό υποδιαστημάτων στα οποία εφαρμόζεται επιμέρους ο απλός κανόνας Simpson. Στη συνέχεια το συνολικό ολοκλήρωμα υπολογίζεται ως άθροισμα των αποτελεσμάτων του απλού κανόνα Simpson στα επιμέρους υποδιαστήματα:

$$\int_a^b f(x)dx \approx \frac{h}{3} \left[f(x_0) + 2 \cdot \sum_{j=1}^{\frac{n-1}{2}} f(x_{2j}) + 4 \cdot \sum_{j=1}^{\frac{n}{2}} f(x_{2j-1}) + f(x_n) \right] \quad (2.22)$$

όπου n είναι ο περιττός αριθμός των υποδιαστημάτων στα οποία διαιρείται το συνολικό διάστημα $[a, b]$, και: $x_i = a + i \cdot h$, με: $i = 0, 1, \dots, n-1, n$, $x_0 = a$ και $x_n = b$.

Στην περίπτωση του σύνθετου κανόνα Simpson το μέγιστο σφάλμα της προσέγγισης του ολοκληρώματος είναι:

$$-\frac{h^4}{180}(b-a)f^{(4)}(\xi) \quad (2.23)$$

όπου: $h = (b-a)/n$ και $a < \xi < b$.

Ωστόσο ο απαιτούμενος αριθμός των υποδιαστημάτων n εξακολουθεί να εξαρτάται από τη μορφή της συνάρτησης $f(x)$. Για το σκοπό αυτό εφαρμόζεται η προσαρμοστική μέθοδος Simpson, σύμφωνα με την οποία ορίζεται ένα όριο σφάλματος για τον υπολογισμό πεπερασμένου ολοκληρώματος με την απλή μέθοδο Simpson. Συγκεκριμένα εάν το σφάλμα υπερβαίνει το προκαθορισμένο όριο σφάλματος σε ένα υποδιάστημα του συνολικού διαστήματος $[a, b]$, τότε το υποδιάστημα αυτό διαιρείται στα δύο και εφαρμόζεται η προσαρμοστική μέθοδος Simpson σε καθένα από τα δύο νέα υποδιαστήματα κ.τ.λ. Η τεχνική αυτή είναι πιο αποτελεσματική και συγκλίνει γρηγορότερα από το σύνθετο κανόνα Simpson γιατί απαιτεί λιγότερους υπολογισμούς, καθώς η υποδιαίρεση σε μικρότερα τμήματα του συνολικού διαστήματος ολοκλήρωσης, γίνεται μόνο στις περιοχές όπου η συνάρτηση ολοκλήρωσης δεν μεταβάλλεται ομαλά. Το όριο σφάλματος ε για τη διακοπή της διαδικασίας υποδιαίρεσης είναι:

$$|S(a',c') + S(c',b') - S(a',b')|/15 < \varepsilon \quad (2.24)$$

όπου: $[a', b']$ είναι ένα υποδιάστημα με μέσο το σημείο c' , $S(a',c')$, $S(c',b')$, $S(a',b')$ είναι τα αποτελέσματα της εφαρμογής του απλού κανόνα Simpson στα αντίστοιχα υποδιαστήματα και ε είναι το επιθυμητό όριο σφάλματος.

Η εφαρμογή της προσαρμοστικής μεθόδου Simpson για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος της σχέσης (2.8), υλοποιήθηκε με χρήση της εσωτερικής συνάρτησης του Matlab “dblquad”. Η συνάρτηση αυτή δέχεται ως όρισμα τη συνάρτηση εντός του ολοκληρώματος της (2.8) και υπολογίζει το ολοκλήρωμα ανάμεσα στα όρια $(x_{\min} - x_{\max})$ και $(y_{\min} - y_{\max})$, τα οποία στην προκειμένη περίπτωση είναι τα όρια της πλάκας, κάνοντας χρήση της τετραγωνικής συνάρτησης “quad”. Η συνάρτηση “quad” υλοποιεί τον προσαρμοστικό κανόνα Simpson με προκαθορισμένο όριο σφάλματος: $\varepsilon = 10^{-6}$. Η επιλογή μικρότερου ορίου σφάλματος δοκιμάστηκε, αλλά αύξησε υπερβολικά τον ήδη μεγάλο υπολογιστικό χρόνο, χωρίς ουσιαστική επίδραση στα αποτελέσματα. Η εξέταση της δυνατότητας αύξησης του ορίου σφάλματος (άρα και μείωσης του χρόνου υπολογισμού), χωρίς να εισάγεται σημαντικό σφάλμα στα αποτελέσματα του διανυσματικού δυναμικού, θα εξεταστεί σε παρακάτω κεφάλαιο στο οποίο εξετάζονται αναλυτικά οι μέθοδοι επιτάχυνσης του προγράμματος προσομοίωσης.

2.2.3.2 Η αριθμητική μέθοδος ολοκλήρωσης Gauss - Lobatto

Σύμφωνα με τον κανόνα ολοκλήρωσης Gauss [11-13], η τιμή του πεπερασμένου ολοκληρώματος της συνάρτησης $f(x)$ στο διάστημα ολοκλήρωσης $[a, b]$, προσεγγίζεται από το άθροισμα των γινομένων των τιμών της συνάρτησης $f(x)$ σε m συγκεκριμένα σημεία x_i εντός του διαστήματος ολοκλήρωσης, επί τις τιμές κατάλληλης συνάρτησης βάρους στα σημεία αυτά. Η βασική θεώρηση είναι ότι τα βέλτιστα σημεία x_i της m -βαθμού μεθόδου ολοκλήρωσης, είναι οι ρίζες ορθογωνίου πολυωνύμου για το ίδιο διάστημα με τη συνάρτηση βάρους. Με βάση τη μέθοδο Gauss, μπορούν να προσεγγιστούν επακριβώς πολυώνυμα μέχρι και $(2m-1)$ βαθμού.

W(x)	Διάστημα	Τα x_i είναι ρίζες του:
1	$(-1, 1)$	$P_n(x)$
e^{-t}	$(0, \infty)$	$L_n(x)$
e^{-t^2}	$(-\infty, \infty)$	$H_n(x)$
$(1-t^2)^{-1/2}$	$(-1, 1)$	$T_n(x)$
$(1-t^2)^{1/2}$	$(-1, 1)$	$U_n(x)$
$x^{1/2}$	$(0, 1)$	$x^{-1/2}P_{2n+1}(\sqrt{x})$
$x^{-1/2}$	$(0, 1)$	$P_{2n}(\sqrt{x})$

Πίνακας 2.1. Χαρακτηριστικές συναρτήσεις βάρους της αριθμητικής μεθόδου ολοκλήρωσης Gauss.

Για το σκοπό αυτό υπολογίζεται αρχικά το πολυώνυμο παρεμβολής Lagrange ως εξής:

$$\pi(x) \equiv \prod_{j=1}^m (x - x_j) \tag{2.25}$$

Από την προσαρμογή του παραπάνω πολυωνύμου συναρτήσεων των m σημείων προκύπτει:

$$\phi(x) = \sum_{j=1}^m \frac{\pi(x)}{(x - x_j) \cdot \pi'(x_j)} \cdot f(x_j) \tag{2.26}$$

όπου: $\pi'(x) \equiv \prod_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^m (x_j - x_i)$.

Συνεπώς αναζητείται το σύνολο των σημείων x_j και των βαρών w_j , ώστε για τη συνάρτηση βάρους $W(x)$ να ισχύει:

$$\int_a^b \phi(x) \cdot W(x) dx = \int_a^b \sum_{j=1}^m \frac{\pi(x) \cdot W(x)}{(x - x_j) \cdot \pi'(x_j)} \cdot f(x_j) \equiv \sum_{j=1}^m w_j \cdot f(x_j) \tag{2.27}$$

όπου: $w_j = \frac{1}{\pi'(x_j)} \int_a^b \frac{\pi(x) \cdot W(x)}{(x - x_j)} dx$.

Η μέθοδος Lobatto που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος (2.8), ανήκει στην κατηγορία των μεθόδων αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss με συνάρτηση βάρους: $W(x)=1$. Επιπλέον το διάστημα ολοκλήρωσης $[a, b]$ αντικαθίσταται από το διάστημα $[-1, 1]$ πριν την εφαρμογή του κανόνα Gauss-Lobatto ως εξής:

$$\int_a^b f(x)dx = \frac{b-a}{2} \cdot \int_{-1}^1 f\left(\frac{b-a}{2}t + \frac{a+b}{2}\right)dt \quad (2.28)$$

Σημειώνεται ότι τα άκρα του νέου διαστήματος ολοκλήρωσης συμπεριλαμβάνονται στο σύνολο των m σημείων x_i και συνεπώς αναζητούνται: $r=m-2$ σημεία εντός του διαστήματος $[-1, 1]$. Τα σημεία x_i λαμβάνονται συμμετρικά και η γενική έκφραση της μεθόδου είναι:

$$\int_{-1}^1 f(x)dx = w_1 \cdot f(-1) + w_m \cdot f(1) + \sum_{i=2}^{m-1} w_i \cdot f(x_i) \quad (2.29)$$

Τα r -σημεία x_i για $i=2, \dots, m-1$, είναι οι ρίζες του πολυωνύμου $P'_{m-1}(x)$, όπου $P(x)$ είναι το πολυώνυμο Legendre. Τα βάρη των r -σημείων αυτών είναι:

$$w_i = -\frac{2m}{(1-x_i^2) \cdot P'_{m-1}(x_i) \cdot P'_m(x_i)} = \frac{2}{m \cdot (m-1) \cdot [P'_{m-1}(x_i)]^2} \quad (2.30)$$

Ενώ για τα ακραία σημεία -1 και 1 , τα αντίστοιχα βάρη είναι: $w_{1,m} = \frac{2}{m \cdot (m-1)}$.

Το σφάλμα της μεθόδου Gauss-Lobatto δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\varepsilon = -\frac{m \cdot (m-1)^3 \cdot 2^{2m-1} \cdot [(m-2)!]^4}{(2m-1) \cdot [(2m-2)!]^3} \cdot f^{(2m-2)}(\xi) \quad (2.31)$$

Σε αντιστοιχία με την προσαρμοστική μέθοδο Simpson, όπως ορίστηκε αμέσως παραπάνω, ορίζεται και η προσαρμοστική μορφή της μεθόδου Gauss-Lobatto, σύμφωνα με την οποία ορίζεται ένα όριο σφάλματος ε για τον υπολογισμό πεπερασμένου ολοκληρώματος με βάση την απλή μέθοδο Gauss-Lobatto. Συγκεκριμένα εάν το σφάλμα υπερβαίνει το προκαθορισμένο όριο σφάλματος σε ένα υποδιάστημα του συνολικού διαστήματος $[-1, 1]$, τότε το υποδιάστημα αυτό διαιρείται στα δύο και εφαρμόζεται η προσαρμοστική μέθοδος Gauss-Lobatto σε καθένα από τα δύο νέα υποδιαστήματα κ.τ.λ. Η τεχνική αυτή είναι πιο αποτελεσματική και συγκλίνει γρηγορότερα γιατί απαιτεί λιγότερους υπολογισμούς, καθώς η υποδιαίρεση σε μικρότερα τμήματα του συνολικού διαστήματος ολοκλήρωσης γίνεται μόνο στις περιοχές όπου η συνάρτηση ολοκλήρωσης δεν μεταβάλλεται ομαλά.

Η εφαρμογή της προσαρμοστικής μεθόδου Gauss-Lobatto για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος της σχέσης (2.8), υλοποιήθηκε με χρήση της εσωτερικής συνάρτησης του Matlab “dblquad”. Η συνάρτηση αυτή δέχεται ως όρισμα τη συνάρτηση εντός του ολοκληρώματος της (2.8), και υπολογίζει το ολοκλήρωμα ανάμεσα στα όρια $(x_{\min} - x_{\max})$ και $(y_{\min} - y_{\max})$, που στην προκειμένη περίπτωση είναι τα όρια της πλάκας, κάνοντας χρήση στην περίπτωση αυτή της συνάρτησης “quadl”. Η συνάρτηση “quadl” υλοποιεί την προσαρμοστική μορφή της μεθόδου Gauss-Lobatto με προκαθορισμένο όριο σφάλματος $\varepsilon=10^{-6}$.

2.2.3.3 Υπολογισμός των όρων κοντινού και μακρινού πεδίου στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel.

Μετά τον υπολογισμό του διανυσματικού δυναμικού $\vec{A} = A_x \cdot \hat{x} + A_y \cdot \hat{y} + A_z \cdot \hat{z}$, με βάση τις αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης που αναφέρθηκαν αμέσως παραπάνω, υπολογίζεται ο όρος $grad(div(\vec{A}))$, άρα και η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} σύμφωνα με τη σχέση (2.9).

Ο υπολογισμός του όρου $grad(div(\vec{A}))$ γίνεται ως εξής: Υπολογίζεται καταρχάς ο όρος $div(\vec{A}) = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = D\vec{A}$, με χρήση της εσωτερικής συνάρτησης του Matlab “diff” που υπολογίζει αριθμητικά την παράγωγο συνάρτησης (‘difference and approximate derivative function’) για κάθε όρο του παραπάνω αθροίσματος.

Υπολογίζεται στη συνέχεια η κάθε συνιστώσα του όρου $grad(D\vec{A})$ πάλι με χρήση της εσωτερικής συνάρτησης “diff”:

$$\left[grad(D\vec{A}) \right]_x = \frac{\partial(D\vec{A})}{\partial x}, \quad \left[grad(D\vec{A}) \right]_y = \frac{\partial(D\vec{A})}{\partial y}, \quad \left[grad(D\vec{A}) \right]_z = \frac{\partial(D\vec{A})}{\partial z}$$

Για τον υπολογισμό του όρου $grad(D\vec{A})$, χρησιμοποιήθηκε εναλλακτικά και η εσωτερική συνάρτηση “gradient” (‘approximate gradient function’) που υπολογίζει αριθμητικά την κλίση μιας συνάρτησης, για επαλήθευση των αποτελεσμάτων της διπλής παραγωγίσης του παραπάνω βήματος.

Τέλος, έχοντας υπολογίσει τις συνιστώσες του διανυσματικού δυναμικού \vec{A} και του όρου $grad(div(\vec{A}))$ σε κοινό καρτεσιανό σύστημα, από τη σχέση (2.9) υπολογίζεται η ένταση του πεδίου \vec{E} παντού στο χώρο.

Ιδιαίτερη έμφαση δίνεται παρακάτω στην συμπεριφορά του όρου “ $-j \frac{\omega}{k^2} grad(div(\vec{A}))$ ” (όρος κοντινού πεδίου), ο οποίος αναμένεται να τείνει στο μηδέν στην περιοχή του μακρινού πεδίου ($|\vec{r}| > R_2 = 2D^2/\lambda$, όπου D είναι η μεγαλύτερη διάσταση του σκεδαστή), όπου κυριαρχεί ο όρος “ $-j\omega\vec{A}$ ” (όρος μακρινού πεδίου). Αντιθέτως στην περιοχή του εγγύς πεδίου ($|\vec{r}| < R_1 = 0.62(D^3/\lambda)^{1/2}$) και στη ζώνη Fresnel ($R_1 < |\vec{r}| < R_2$), η συνεισφορά του όρου του κοντινού πεδίου είναι σημαντική στη διαμόρφωση τόσο του μέτρου όσο και της κυματομορφής του συνολικού σκεδαζόμενου πεδίου, όπως προκύπτει από τα παρακάτω αποτελέσματα προσομοιώσεων.

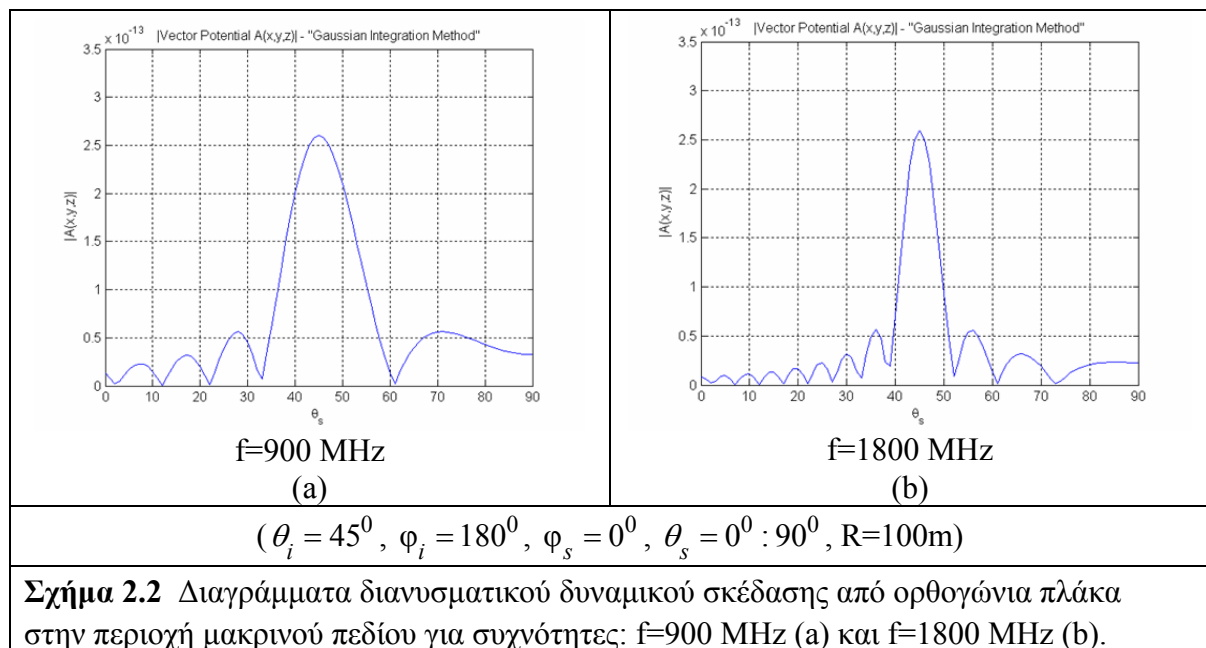
2.2.4 Αποτελέσματα Αριθμητικής Μεθόδου για το Πεδίο Σκέδασης από Ορθογώνια Πλάκα

Στην παρούσα παράγραφο μελετάται η σκέδαση από ορθογώνια πλάκα διαστάσεων a, b, με a=2m και b=2m (βλ. Σχήμα 2.1) για τις συχνότητες λειτουργίας των κινητών τηλεπικοινωνιών που ενδιαφέρουν στην παρούσα μελέτη: f=900MHz και f=1800MHz. Για

την πρώτη συχνότητα (το μήκος κύματος είναι $\lambda=0.333\text{m}$) τα όρια κοντινού και μακρινού πεδίου, όπως ορίστηκαν αμέσως παραπάνω, είναι: $R_1 = 5.12\text{m}$ και $R_2 = 48\text{m}$ αντίστοιχα (η μεγαλύτερη διάσταση του σκεδαστή είναι η διαγώνιος της πλάκας: $D=2.828\text{m}$). Τα αντίστοιχα όρια για τη δεύτερη συχνότητα (το μήκος κύματος είναι $\lambda=0.167\text{m}$) είναι: $R_1 = 7.22\text{m}$ και $R_2 = 96\text{m}$. Το προσπίπτον πεδίο λαμβάνεται με συνιστώσες οριζόντιας και κατακόρυφης πόλωσης: $E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 \text{ V/m}$.

2.2.4.1 Μελέτη διαγραμμάτων (3-D) διανυσματικού δυναμικού

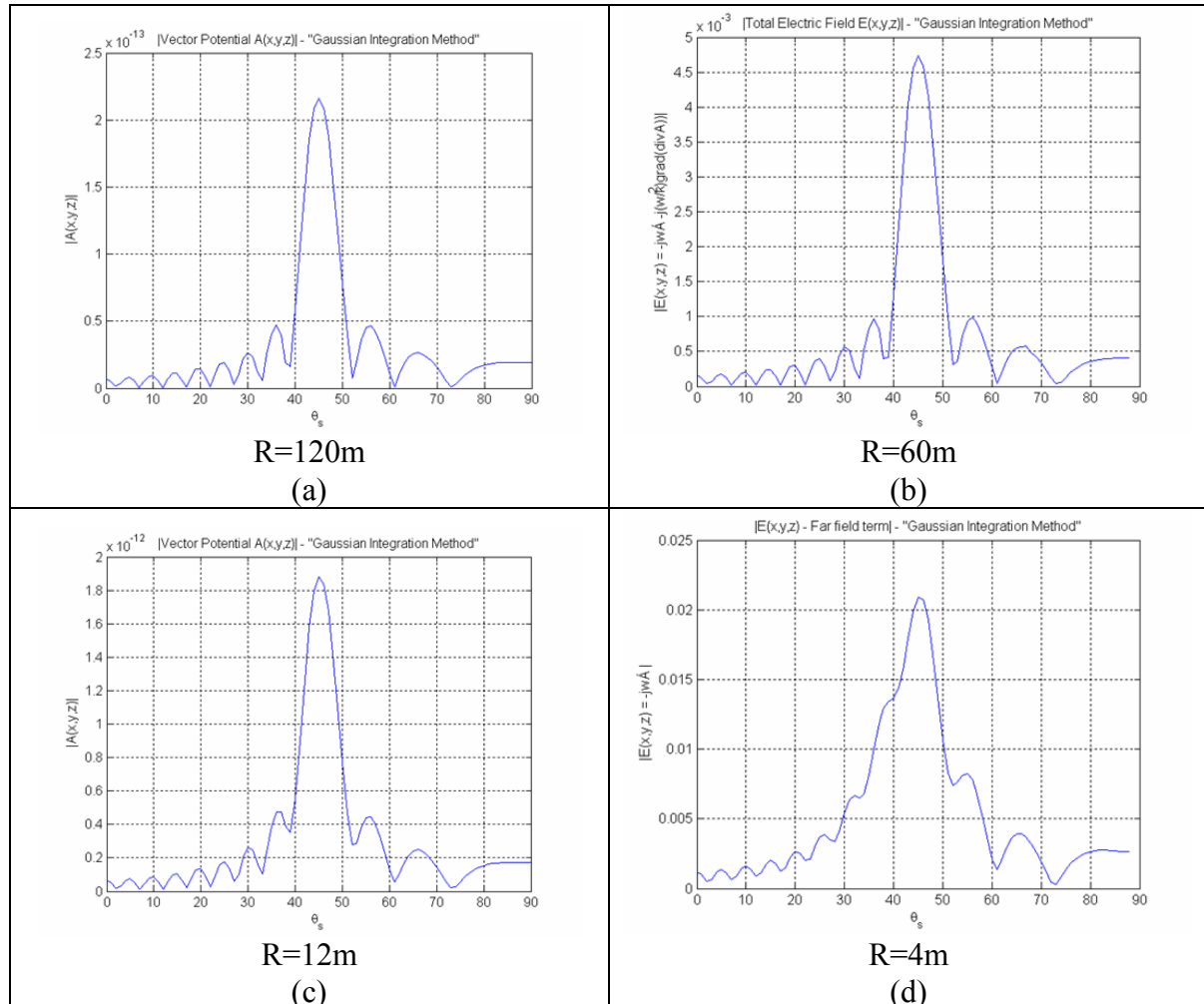
Στο παρακάτω σχήμα 2.2 απεικονίζονται οι γραφικές παραστάσεις του διανυσματικού δυναμικού \vec{A} για την περίπτωση πρόσπτωσης στην πλάκα υπό γωνία $\theta_i = \pi/4$ και $\phi_i = \pi$, γωνίες παρατήρησης: $\phi_s = 0$ και $\theta_s = 0 : \pi/2$, απόσταση του πομπού από το κέντρο της πλάκας ίση με 100m και συχνότητες: $f=900 \text{ MHz}$ (1) και $f=1800 \text{ MHz}$ (2). Η απόσταση R του δέκτη από το κέντρο της πλάκας λαμβάνεται ίση με 100m , ώστε ο δέκτης να βρίσκεται στην περιοχή μακρινού πεδίου και για τις δύο συχνότητες. Ο οριζόντιος άξονας αντιστοιχεί στη γωνία θ_s που κυμαίνεται μεταξύ 0 και $\pi/2$ ($\pi/2$ αντιστοιχεί σε οριζόντια διεύθυνση με την πλάκα) και ο κάθετος άξονας στο μέτρο του διανυσματικού δυναμικού \vec{A} .



Από τα παραπάνω διαγράμματα παρατηρούμε ότι η κυματομορφή του διανυσματικού δυναμικού ακολουθεί τη μορφή της γνωστής συνάρτησης ‘sinc’ και παρουσιάζει μέγιστη τιμή στην κατοπτρική κατεύθυνση (γωνία σκέδασης = γωνία πρόσπτωσης). Μάλιστα, όπως αναμενόταν, ο αριθμός των λοβών για κάθε συχνότητα είναι ίσος με τις διαστάσεις της πλάκας σε μήκη κύματος. Συγκεκριμένα, για συχνότητα λειτουργίας $f=900 \text{ MHz}$, το μήκος της πλάκας είναι $L=2\text{m}=6\lambda$ και στο διάγραμμα (a) απεικονίζονται 6 λοβοί, ενώ για $f=1800\text{MHz}$, το μήκος της πλάκας είναι $L=2\text{m}=12\lambda$ και στο διάγραμμα (b) απεικονίζονται 12 λοβοί.

Σημειώνεται ότι τα ανωτέρω διαγράμματα ταυτίζονται με τα αντίστοιχα που λαμβάνονται από την εφαρμογή της σχέσης (2.16) που προκύπτει με εφαρμογή των συνθηκών μακρινού πεδίου, γεγονός που επαληθεύει σε πρώτο στάδιο την ακρίβεια της αριθμητικής μεθόδου ολοκλήρωσης στη μακρινή περιοχή.

Στα παρακάτω διαγράμματα (Σχήμα 2.3) μελετάται η εξάρτηση του διανυσματικού δυναμικού από την απόσταση R του δέκτη από το σημείο σκέδασης:



$$(\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 180^\circ, \varphi_s = 0^\circ, \theta_s = 0^\circ : 90^\circ, f=1800\text{MHz})$$

Σχήμα 2.3 Διαγράμματα διανυσματικού δυναμικού συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο της πλάκας για συχνότητα $f=1800\text{MHz}$.

Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτουν τα εξής:

1. Όταν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στην περιοχή μακρινού πεδίου, η μορφή της παράστασης του διανυσματικού δυναμικού παρουσιάζει την αναμενόμενη μορφή της συνάρτησης ‘*sinc*’ με μέγιστο στην κατοπτρική γωνία σκέδασης, όπως αναφέρθηκε παραπάνω.

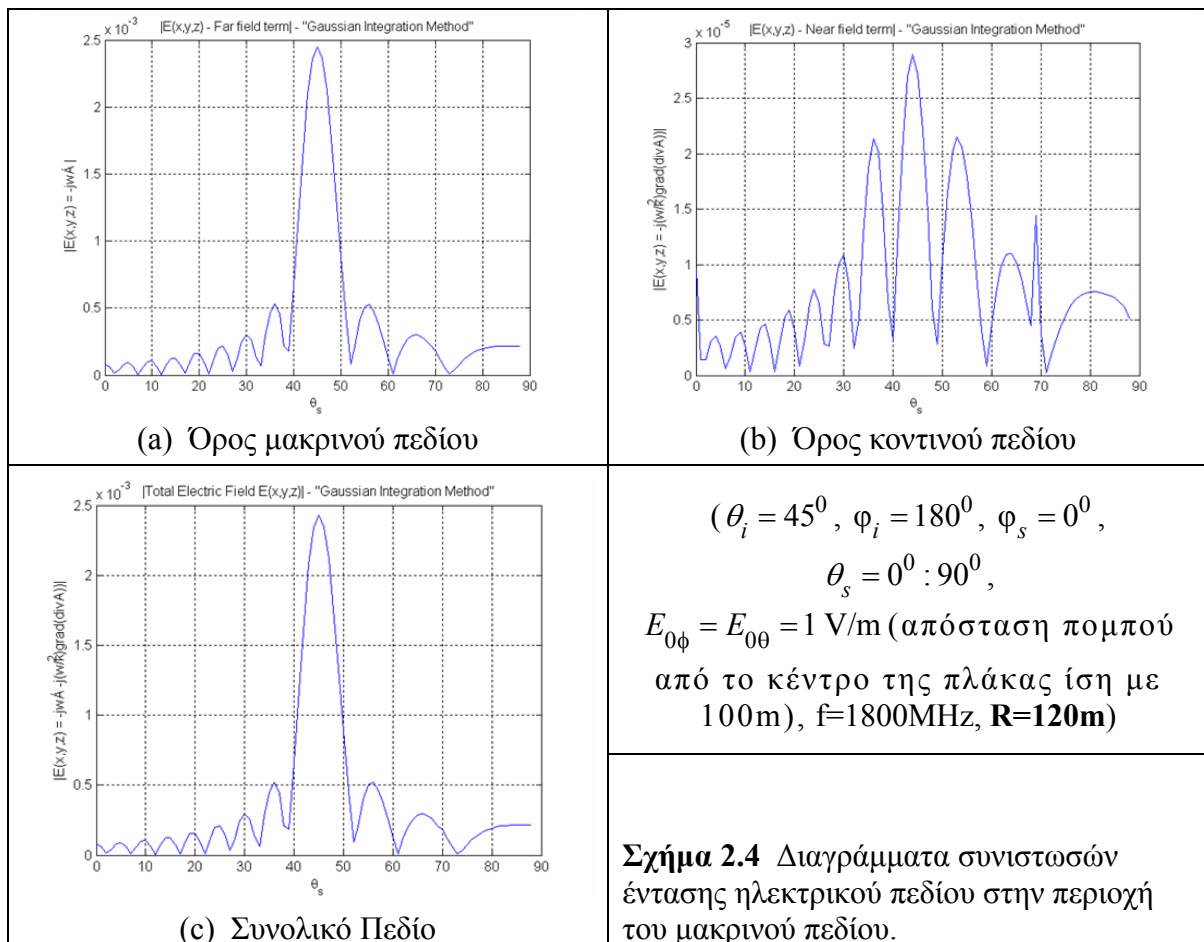
2. Όσο πλησιάζουμε στην πλάκα, η μορφή αυτή αλλοιώνεται και η τιμή του διανυσματικού δυναμικού, ως αναμενόμεν, αυξάνεται καθώς λόγω της θεωρούμενης διάδοσης ελευθέρου χώρου(3-D), το πλάτος της έντασης του πεδίου μεταβάλλεται

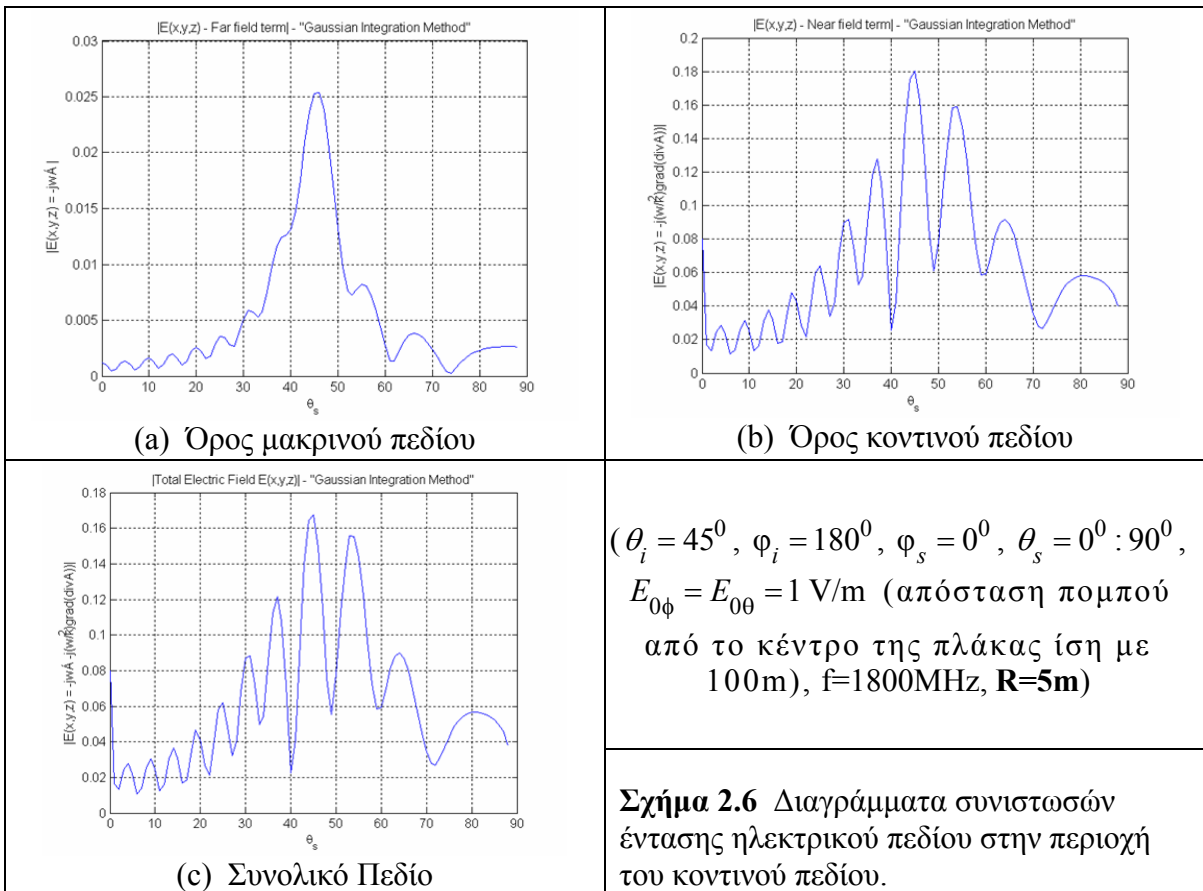
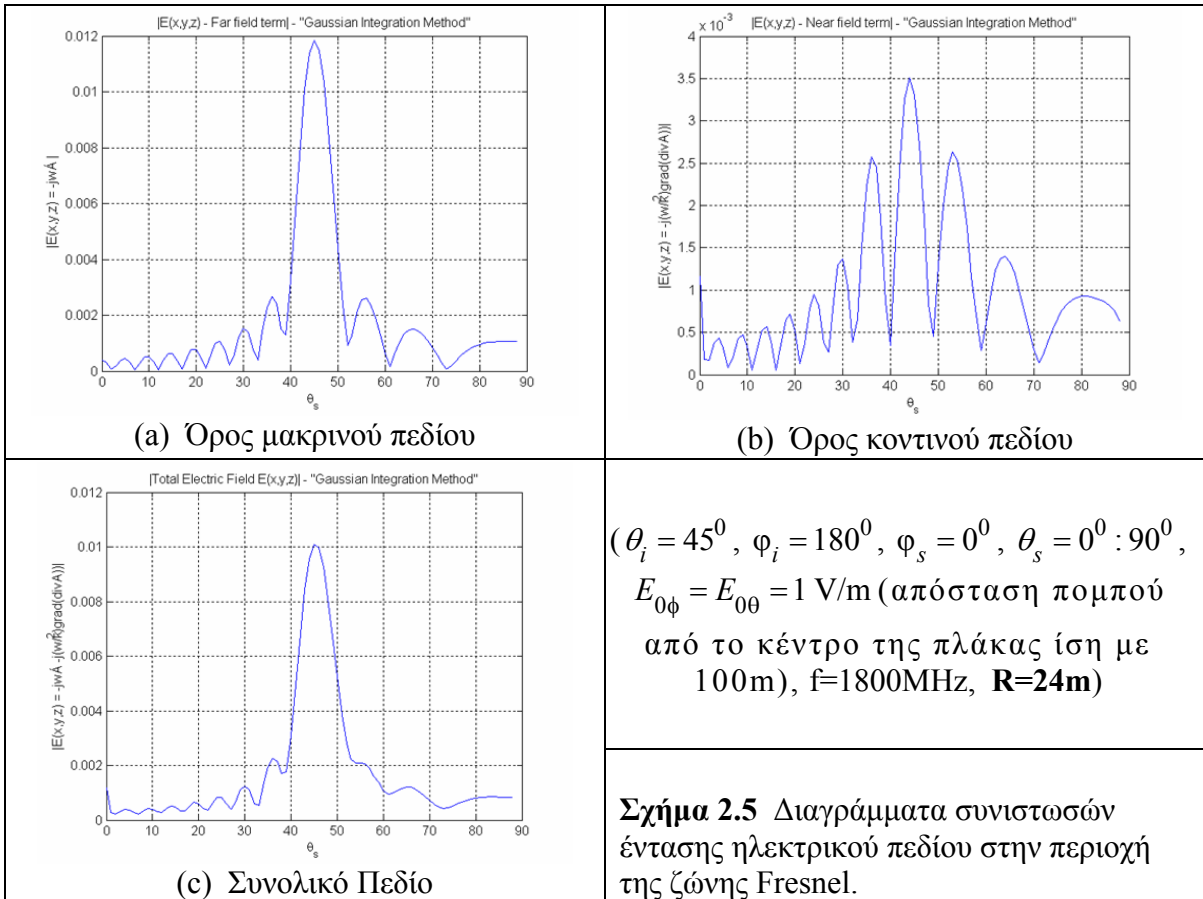
αντιστρόφως ανάλογα με την απόσταση του δέκτη. Η μορφή ‘sinc’ του διανυσματικού δυναμικού αρχίζει να παρουσιάζει αλλοιώσεις όσο πλησιάζουμε στην πλάκα και ιδιαίτερα κοντά στις οριακές γωνίες (άκρα πλάκας). Αυτή η συμπεριφορά που παρατηρείται στην περιοχή του εγγύς πεδίου και στη ζώνη Fresnel οφείλεται κυρίως στη συμβολή των πλησιέστερων στο δέκτη ακραίων τμημάτων της πλάκας, τα οποία στις περιοχές αυτές συμβάλλουν ισχυρά στη διαμόρφωση του συνολικού διανυσματικού δυναμικού.

3. Ωστόσο, παρατηρούμε ότι η αλλοίωση στη μορφή του διανυσματικού δυναμικού παρουσιάζεται πολύ πιο κάτω από το όριο των 96m του μακρινού πεδίου (το ίδιο συμβαίνει και για συχνότητα λειτουργίας $f=900\text{MHz}$).

2.2.4.2 Μελέτη διαγραμμάτων (3-D) έντασης ηλεκτρικού πεδίου

Στα παρακάτω σχήματα εξετάζονται οι τιμές και οι μεταβολές των συνιστωσών (όροι μακρινού και κοντινού πεδίου) της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, καθώς και ο βαθμός συμβολής τους στη συνδιαμόρφωση του τελικού πεδίου λήψης, συναρτήσει της απόστασης του σημείου παρατήρησης από το κέντρο του σκεδαστή (ορθογώνια πλάκα διαστάσεων: $2\text{m} \times 2\text{m}$), για συχνότητα προσπίπτοντος κύματος: $f=1800\text{MHz}$.





Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτουν τα εξής :

1. Η τιμή της συνολικής έντασης του ηλεκτρικού πεδίου: $\vec{E}_{total} = -j\omega\vec{A} - j(\omega/k^2)\text{grad}(\text{div}(\vec{A}))$, όταν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στο μακρινό πεδίο (βλ. Σχήμα 2.4c), παρουσιάζει την αναμενόμενη μορφή της συνάρτησης ‘*sinc*’ με μέγιστο στην κατοπτρική γωνία σκέδασης [2-5]. Ο όρος του κοντινού πεδίου $-j(\omega/k^2)\text{grad}(\text{div}(\vec{A}))$ (βλ. Σχήμα 2.4b), ελάχιστα συνεισφέρει στη μακρινή περιοχή και μάλιστα για μεγαλύτερες αποστάσεις από το σκεδαστή τείνει στο μηδέν. Το συνολικό πεδίο διαμορφώνεται σχεδόν αποκλειστικά από τον όρο του μακρινού πεδίου (βλ. Σχήμα 2.4a), ο οποίος μπορεί να υπολογιστεί χωρίς σημαντικό σφάλμα και με βάση τη σχέση (2.17) που προκύπτει με εφαρμογή των συνθηκών του μακρινού πεδίου.

2. Στην περιοχή της ζώνης Fresnel, οι τιμές του όρου του κοντινού πεδίου αυξάνονται και αρχίζουν να συνεισφέρουν ολοένα και περισσότερο στη διαμόρφωση του τελικού πεδίου λήψης, καθώς ο δέκτης πλησιάζει στο όριο κοντινού πεδίου, και κατά συνέπεια ο όρος αυτός δεν μπορεί να αμεληθεί. Στην περιοχή του εγγύς πεδίου, η συμβολή αυτή γίνεται καθοριστική τόσο στις τιμές της έντασης του πεδίου όσο και στη μορφή (παύει να έχει τη μορφή ‘*sinc*’) της κυματομορφής, όπως απεικονίζεται χαρακτηριστικά στο παραπάνω σχήμα 2.6. Το φαινόμενο γίνεται εντονότερο όσο πλησιάζουμε στην πλάκα, με τον όρο του κοντινού πεδίου να οδηγεί σε σημαντική αύξηση των τιμών της έντασης του πεδίου και σε τυχαία μορφή της παράστασης αυτής.

3. Ο υπολογισμός του όρου του κοντινού πεδίου μέσω της διπλής παραγωγής του διανυσματικού δυναμικού με χρήση της συνάρτησης ‘diff’ του MATLAB, σε περιορισμένο αριθμό γωνιών παρατήρησης οδηγεί σε έντονες ασυνέχειες λόγω αριθμητικών προβλημάτων (πολύ μικρές μεταβολές σε γειτονικές τιμές στα παραγωγιζόμενα μεγέθη). Για το σκοπό αυτό, η συνάρτηση υπολογισμού του όρου του κοντινού πεδίου υλοποιήθηκε κατάλληλα, ώστε στις γωνίες παρατήρησης που παρατηρούνται απειρισμοί ή ασυνέχειες, να μεταβάλλεται το διάστημα (περί της συγκεκριμένης γωνίας παρατήρησης) στο οποίο εκτελείται η διαδικασία της διπλής παραγωγής.

4. Για τους παραπάνω λόγους, στην περίπτωση του μακρινού πεδίου σκέδασης μπορούμε να θεωρήσουμε χωρίς σημαντικό σφάλμα ότι ισχύει: $\vec{E}_{total}(x, y, z)_{\text{μακρύν πεδίο}} \approx -j\omega\vec{A}$ ή και να υπολογίσουμε την ένταση του πεδίου απ’ ευθείας από τη σχέση (2.17) που προκύπτει με εφαρμογή των συνθηκών μακρινού πεδίου, αποφεύγοντας τη χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης για τον υπολογισμό του διανυσματικού δυναμικού. Αντίθετα για αποστάσεις στη ζώνη Fresnel και κυρίως στην περιοχή του εγγύς πεδίου, ο υπολογισμός του διανυσματικού δυναμικού με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης και η ενσωμάτωση του όρου του κοντινού πεδίου στο τελικό σκεδαζόμενο πεδίο κρίνεται απαραίτητη.

2.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΑΠΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΑ ΛΩΡΙΔΑ ΑΠΕΙΡΟΥ ΜΗΚΟΥΣ (ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ)

2.3.1 Υπολογισμός (2-D) Διανυσματικού Δυναμικού

Για τον υπολογισμό του διανυσματικού δυναμικού στη δισδιάστατη περίπτωση (βλ. Σχήματα 2.7 - 2.8) χρησιμοποιείται η γνωστή (δισδιάστατη) συνάρτηση Green:

$$G_{2D}(r, r') = -\frac{j}{4} \cdot H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) \quad (2.32)$$

όπου $H_0^{(2)}$, είναι η συνάρτηση Hankel δευτέρου είδους και μηδενικής τάξης (γραμμικός συνδυασμός συναρτήσεων Bessel):

$$H_n^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) = J_n(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) - j \cdot Y_n(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) \quad (2.33)$$

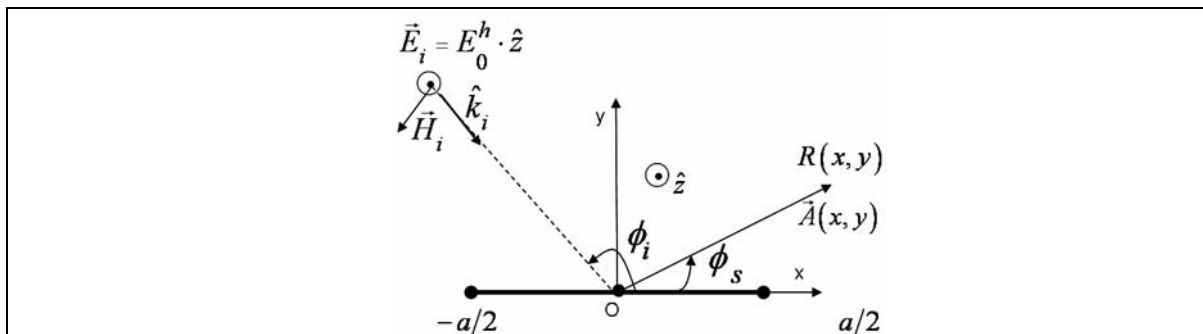
Για αποστάσεις παρατήρησης στο μακρινό πεδίο (όπου $k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow \text{μεγάλο}$), η συνάρτηση Hankel μπορεί να προσεγγιστεί από την ασυμπτωτική της έκφραση για μεγάλα ορίσματα, ως εξής [5, 11]:

$$H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) \stackrel{(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow \text{large})}{\cong} \sqrt{\frac{2j}{\pi \cdot k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|}} \cdot e^{-j \cdot k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (2.34)$$

Για τη γενική περίπτωση, το διανυσματικό δυναμικό $\vec{A}(x, y)$ στο τυχαίο σημείο παρατήρησης $R(x, y)$ δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\vec{A}(x, y) = \mu_0 \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} J_s^{PO}(x') \cdot \left(-\frac{j}{4} \cdot H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) \right) dx' \quad (2.35)$$

2.3.1.1 Περίπτωση Οριζόντιας (TM) Πόλωσης



Σχήμα 2.7 Γεωμετρία σκέδασης από λωρίδα απείρου μήκους - Οριζόντια Πόλωση.

Το προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο για την περίπτωση της οριζόντιας πόλωσης λαμβάνεται ως εξής [5]:

$$\vec{E}_i(x, y) = \vec{E}_i = \hat{z} \cdot E_0 \cdot e^{jk(x \cdot \cos \phi_i + y \cdot \sin \phi_i)} \quad (2.36)$$

(Σημειώνεται ότι θεωρούμε χρονική εξάρτηση : $e^{+j\omega t}$)

Για το αντίστοιχο προσπίπτον μαγνητικό πεδίο ισχύει:

$$\vec{H}_i(x, y) = \vec{H}_i = \frac{E_0}{n} \cdot (-\hat{x} \cdot \sin \phi_i + \hat{y} \cdot \cos \phi_i) \cdot e^{jk(x \cdot \cos \phi_i + y \cdot \sin \phi_i)} \quad (2.37)$$

Το επαγόμενο ρεύμα, σύμφωνα πάντα με τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής είναι:

$$J_s^{PO} = 2 \cdot \hat{n} \times \vec{H}_i \Big|_{y=0, x=x'} = 2 \cdot \hat{y} \times \vec{H}_i \Big|_{y=0, x=x'} = \hat{z} \cdot \frac{2E_0}{n} \cdot \sin \phi_i \cdot e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} = J_s(x') \quad (2.38)$$

Το διανυσματικό δυναμικό $\vec{A}(x, y)$ στο τυχαίο σημείο παρατήρησης $R(x, y)$ δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

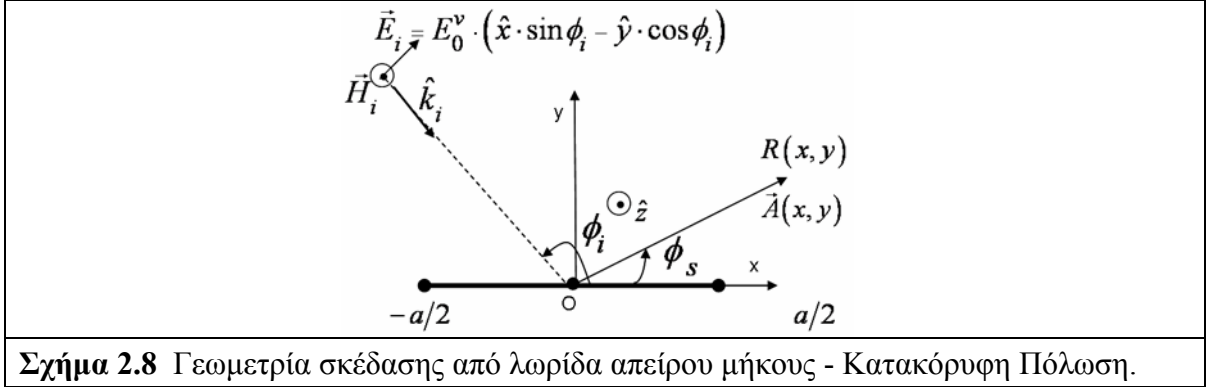
$$\vec{A}(x, y) = \mu_0 \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} J_s^{PO}(x') \cdot \left(-\frac{j}{4} \cdot H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) \right) dx' \quad (2.39)$$

όπου: $|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + y^2}$, γιατί: $\vec{r} = (x, y) = x \cdot \hat{x} + y \cdot \hat{y}$ και $\vec{r}' = x' \cdot \hat{x}$ $\left(-\frac{a}{2} \leq x' \leq \frac{a}{2} \right)$.

Τελικά, όπως προκύπτει από τις παραπάνω σχέσεις, το διανυσματικό δυναμικό για την περίπτωση της οριζόντιας πόλωσης γράφεται ως εξής:

$$\vec{A}^{TM}(x, y) = \hat{z} \cdot \frac{-j \cdot \mu_0}{2 \cdot n} \cdot E_0^h \cdot \sin \phi_i \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} \cdot H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) dx' \quad (2.40)$$

2.3.1.2 Περίπτωση Κατακόρυφης (TE) Πόλωσης



Σχήμα 2.8 Γεωμετρία σκέδασης από λωρίδα απείρου μήκους - Κατακόρυφη Πόλωση.

Το προσπίπτον μαγνητικό πεδίο για την περίπτωση της κατακόρυφης πόλωσης λαμβάνεται ως εξής [5]:

$$\vec{H}_i(x, y) = \vec{H}_i = \hat{z} \cdot H_0 \cdot e^{jk(x \cdot \cos \phi_i + y \cdot \sin \phi_i)} \quad (2.41)$$

Για το αντίστοιχο προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο ισχύει:

$$\vec{E}_i(x, y) = \vec{E}_i = n \cdot H_0 \cdot (\hat{x} \cdot \sin \phi_i - \hat{y} \cdot \cos \phi_i) \cdot e^{jk(x \cdot \cos \phi_i + y \cdot \sin \phi_i)} \quad (2.42)$$

Το επαγόμενο ρεύμα, σύμφωνα με τη θεώρηση της Φυσικής Οπτικής, είναι:

$$J_s^{PO} = 2 \cdot \hat{n} \times \vec{H}_i \Big|_{y=0, x=x'} = 2 \hat{y} \times \vec{H}_i \Big|_{y=0, x=x'} = \hat{x} \cdot 2 \cdot H_z^i \Big|_{y=0, x=x'} \Leftrightarrow$$

$$J_s^{PO}(x') = \hat{x} \cdot 2 H_0 \cdot e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} \quad (2.43)$$

Όποτε το διανυσματικό δυναμικό, όπως προκύπτει από τις παραπάνω σχέσεις, για την περίπτωση της κατακόρυφης πόλωσης δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{A}^{TE}(x, y) = \hat{x} \cdot \frac{-j \cdot \mu_0}{2n} \cdot E_0^v \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} \cdot H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) dx' \quad (2.44)$$

2.3.1.3 Υπολογισμός διανυσματικού δυναμικού για συνδυασμό πολώσεων

Με υπέρθεση των (2.40) και (2.44) προκύπτει το διανυσματικό δυναμικό $\vec{A}(x, y)$, στο τυχαίο σημείο παρατήρησης $R(x, y)$, για συνδυασμό οριζόντια και κατακόρυφα πολωμένου προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου:

$$\begin{aligned} \vec{A}(x, y) &= \vec{A}^{TM}(x, y) + \vec{A}^{TE}(x, y) = \\ &= \frac{-j \cdot \mu_0}{2 \cdot n} \cdot (\hat{z}E_0^h \cdot \sin \phi_i + \hat{x}E_0^v) \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} \cdot H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|) dx' \end{aligned} \quad (2.45)$$

2.3.2 Υπολογισμός (2-D) Μακρινού Πεδίου Σκέδασης

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, στην περιοχή του μακρινού πεδίου η συνάρτηση Hankel προσεγγίζεται από την ασυμπτωτική της έκφραση για μεγάλα ορίσματα [5]. Στην περίπτωση αυτή από τις σχέσεις (2.34) και (2.45) προκύπτει:

$$\vec{A}(x, y) = \frac{-j^{3/2} \cdot \mu_0}{n \sqrt{2 \cdot \pi \cdot k}} \cdot (\hat{z}E_0^h \cdot \sin \phi_i + \hat{x}E_0^v) \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} \cdot e^{-j \cdot k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|}}{\sqrt{|\vec{r} - \vec{r}'|}} dx' \quad (2.46)$$

Στην περιοχή του μακρινού πεδίου λαμβάνονται επιπλέον (σε αντιστοιχία με το τρισδιάστατο πρόβλημα όπως περιγράφηκε παραπάνω) οι ακόλουθες προσεγγίσεις:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + y^2} \cong \sqrt{x^2 + y^2} = r \quad (2.47a)$$

για τον παράγοντα της απόστασης $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ και:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + y^2} \cong r - \frac{x \cdot x'}{r} \quad (2.47b)$$

για τον παράγοντα της φάσης.

Με βάση τις παραπάνω δύο προσεγγίσεις, ο τύπος (2.46) του διανυσματικού δυναμικού μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\vec{A}(x, y) = \frac{-j^{3/2} \cdot \mu_0}{n \sqrt{2 \cdot \pi \cdot k}} \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{\sqrt{r}} \cdot (\hat{z}E_0^h \cdot \sin \phi_i + \hat{x}E_0^v) \cdot \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j \cdot k \cdot x' \cdot \cos \phi_i} \cdot e^{j \cdot k \cdot \frac{x}{r} \cdot x'} dx' \quad (2.48)$$

αλλά για τον όρο: $\frac{x}{r}$ ισχύει: $\frac{x}{r} = \cos \phi_s$. Οπότε το ολοκλήρωμα της σχέσης (2.48)

γράφεται ως εξής:

$$I \cong \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{j \cdot k \cdot x' \cdot (\cos \phi_i + \cos \phi_s)} dx' \quad (2.49)$$

Βάσει της σχέσης: $\int_{-\frac{c}{2}}^{\frac{c}{2}} e^{j \cdot a \cdot z} dz = c \left[\frac{\sin\left(\frac{a}{2} \cdot c\right)}{\frac{a}{2} \cdot c} \right]$, το παραπάνω ολοκλήρωμα γράφεται ως

εξής:

$$I = \int_{x'=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \dots = a \cdot \left\{ \frac{\sin\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\cos\phi_i + \cos\phi_s)\right]}{\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\cos\phi_i + \cos\phi_s)\right]} \right\} = a \cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\cos\phi_i + \cos\phi_s)\right] \quad (2.50)$$

όπου: $\sin c(x) \triangleq \sin(x)/x$.

Τελικά από τις σχέσεις (2.48) και (2.50), το διανυσματικό δυναμικό για την περίπτωση του μακρινού πεδίου δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\bar{A}(x, y) = \frac{-j^{3/2} \cdot \mu_0 \cdot a}{n\sqrt{2} \cdot \pi \cdot k} \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{\sqrt{r}} \cdot (\hat{z}E_0^h \cdot \sin\phi_i + \hat{x}E_0^v) \cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\cos\phi_i + \cos\phi_s)\right] \quad (2.51)$$

Το ηλεκτρικό πεδίο στο μακράν πεδίο περιγράφεται από την παρακάτω προσεγγιστική σχέση:

$$\begin{aligned} \bar{E}(x, y)_{\text{μακράν πεδίο}} &\approx -j\omega\bar{A}(x, y) = \\ &= -j^{1/2} \cdot \frac{a}{\sqrt{\lambda}} \cdot \frac{e^{-j \cdot k \cdot r}}{\sqrt{r}} \cdot (\hat{z}E_0^h \cdot \sin\phi_i + \hat{x}E_0^v) \cdot \sin c\left[\left(\frac{ka}{2}\right)(\cos\phi_i + \cos\phi_s)\right] \end{aligned} \quad (2.52)$$

γιατί ισχύει:

$$\begin{aligned} \frac{\omega \cdot \mu_0}{n\sqrt{2} \cdot \pi \cdot k} &= \frac{\omega \cdot \mu_0}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot k} = \sqrt{\mu_0 \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{\omega}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot k} = \frac{(\omega \cdot c)}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot k} = \\ &= \frac{k}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot k} = \sqrt{\frac{k}{2 \cdot \pi}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi / \lambda}{2 \cdot \pi}} = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \end{aligned}$$

2.3.3 Υπολογισμός (2-D) Πεδίου Σκέδασης στην Κοντινή Περιοχή και στην Περιοχή της Ζώνης Fresnel

Το λαμβανόμενο ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου περιγράφεται από την ακόλουθη σχέση (προστίθεται και ο δεύτερος όρος του κοντινού πεδίου):

$$\bar{E}(x, y) = \bar{E} = -j\omega\bar{A}(x, y) - j \frac{\omega}{k^2} \text{grad}(\text{div}(\bar{A})) \quad (2.53)$$

όπου το διανυσματικό δυναμικό \bar{A} δίνεται από τη σχέση (2.45). Για την περίπτωση της ορθογωνίας λωρίδας επί του επιπέδου xz (βλ. Σχήματα 2.7-2.8) επιπλέον ισχύουν:

$$\text{div}(\bar{A}) = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = \frac{\partial A_x}{\partial x}, \text{ γιατί:}$$

$\bar{A}_y = 0$, όπως προκύπτει από τη σχέση (2.45), άρα και: $\frac{\partial A_y}{\partial y} = 0$,

$\vec{A}_z = \vec{A}_z(x, y)$, δηλαδή δεν υπάρχει εξάρτηση από τη z-συντεταγμένη, άρα: $\frac{\partial A_z}{\partial z} = 0$,

και:

$$\text{grad}(\text{div}(\vec{A})) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \hat{z} \Rightarrow \text{grad}(\text{div}(\vec{A})) = \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} \hat{x} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial y} \hat{y} \quad (2.54)$$

γιατί δεν υπάρχει εξάρτηση του όρου $\frac{\partial A_x}{\partial x}$ από τη z-συντεταγμένη, οπότε: $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) = 0$.

Σημειώνεται ότι, όπως προκύπτει από τις σχέσεις (2.53) και (2.54), το ηλεκτρικό πεδίο $\vec{E}(x, y)$ σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους που κείται επί του επιπέδου xz (βλ. Σχήματα 2.7-2.8), έχει \hat{x} , \hat{y} και \hat{z} συνιστώσες στην περιοχή του εγγύς πεδίου και στη ζώνη Fresnel. Αντίθετα στην περιοχή του μακρινού πεδίου η \hat{y} συνιστώσα τείνει στο μηδέν, όπως προκύπτει από τη σχέση (2.52).

Ο υπολογισμός της συνάρτησης Hankel δευτέρου είδους και μηδενικής τάξης $H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|)$ (εντός του ολοκληρώματος της σχέσης (2.45)) γίνεται με βάση την εσωτερική συνάρτηση του Matlab “besselh” που υπολογίζει αριθμητικά συναρτήσεις Bessel τρίτου είδους. Η συνάρτηση ορίζεται ως εξής: $H = \text{besselh}(\text{Nu}, \text{K}, \text{Z})$, όπου οι μεταβλητές: Nu, K, Z, αναφέρονται αντίστοιχα στην τάξη, στο είδος και στη συνάρτηση. Στην περίπτωση που εξετάζεται ισχύουν: Nu=0, K=2, και $Z = k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'| = k \cdot \sqrt{(x - x')^2 + y^2}$.

Ο υπολογισμός της συνάρτησης “besselh” βασίζεται στον υπολογισμό των συναρτήσεων Bessel πρώτου και δευτέρου είδους ως εξής [11]:

$$\text{besselh}(\text{Nu}, 2, \text{Z}) = \text{besselhj}(\text{Nu}, \text{Z}) - \text{jbesselhy}(\text{Nu}, \text{Z})$$

όπου: “besselj” και “bessely” είναι οι αντίστοιχες συναρτήσεις Bessel πρώτου και δευτέρου είδους αντίστοιχα.

Εν συνεχεία υπολογίζεται το απλό ολοκλήρωμα της (2.45), άρα και το διανυσματικό δυναμικό $\vec{A}(x, y)$ με χρήση αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης. Για το σκοπό αυτό, όπως και στην περίπτωση υπολογισμού του διπλού ολοκληρώματος που περιγράφηκε στην παραπάνω ενότητα 2.2.3, για λόγους επαλήθευσης της ακρίβειας των αποτελεσμάτων, γίνεται εφαρμογή δύο διαφορετικών μεθόδων αριθμητικής ολοκλήρωσης που κρίθηκαν καταλληλότερες για τη συγκεκριμένη μορφή του ολοκληρώματος: της προσαρμοστικής μεθόδου Simpson και της προσαρμοστικής μεθόδου Gauss-Lobatto, όπως περιγράφηκαν σε παραπάνω ενότητα. Η υλοποίηση των δύο αριθμητικών αυτών μεθόδων έγινε με βάση τις εσωτερικές συναρτήσεις “quad” και “quadl” του Matlab αντίστοιχα. Τα ορίσματα και το προκαθορισμένο όριο σφάλματος των δύο αυτών συναρτήσεων είναι ανάλογα με τα αντίστοιχα της διπλής ολοκλήρωσης που αναφέρθηκαν στις ενότητες 2.2.3.1 και 2.2.3.2.

Μετά τον υπολογισμό του $\vec{A}(x, y)$, υπολογίζεται ο όρος $\text{grad}(\text{div}(\vec{A}))$, άρα και το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} από τη σχέση (2.53). Ο υπολογισμός του όρου $\text{grad}(\text{div}(\vec{A}))$ γίνεται όπως και στο τρισδιάστατο πρόβλημα, ως εξής: Υπολογίζεται καταρχάς ο όρος $\text{div}(\vec{A}) = \frac{\partial A_x}{\partial x}$ με χρήση της εσωτερικής συνάρτησης του Matlab “diff” που υπολογίζει

αριθμητικά την παράγωγο συνάρτησης. Έπειτα, υπολογίζεται η κάθε συνιστώσα του $grad(div(\vec{A}))$ πάλι με χρήση της εσωτερικής συνάρτησης “diff”:

$$\left[grad(D\vec{A}) \right]_x = \frac{\partial(D\vec{A})}{\partial x}, \quad \left[grad(D\vec{A}) \right]_y = \frac{\partial(D\vec{A})}{\partial y}$$

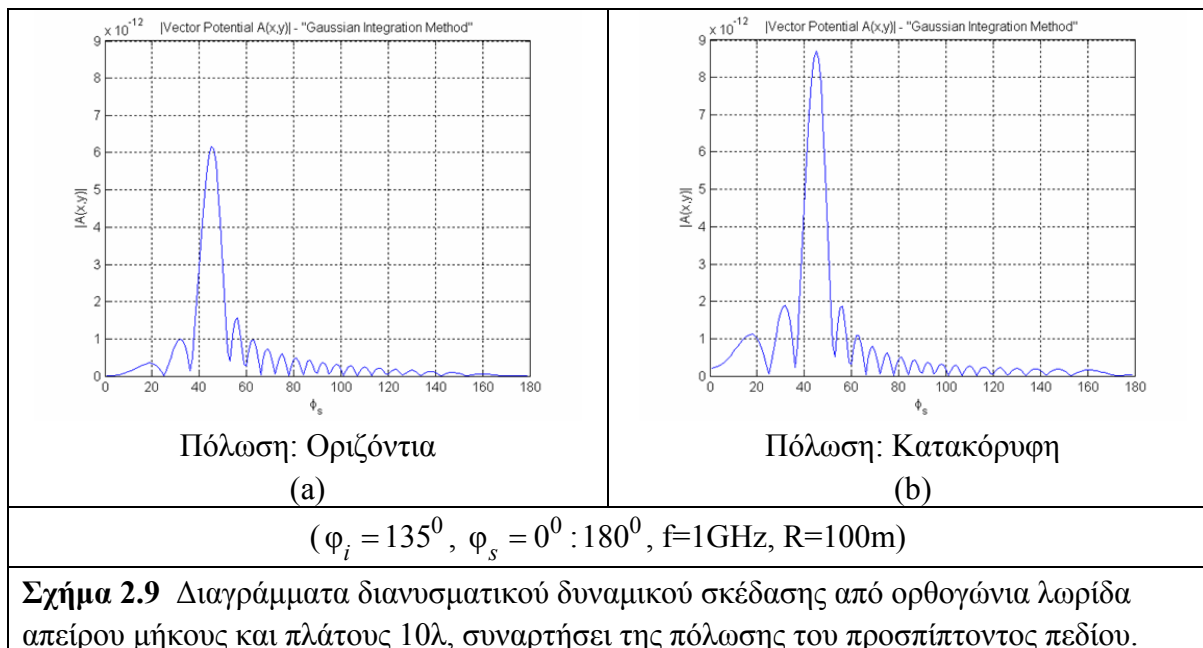
Όπως και στην περίπτωση του τρισδιάστατου προβλήματος, για τον υπολογισμό του όρου $grad(D\vec{A})$, χρησιμοποιήθηκε εναλλακτικά και η εσωτερική συνάρτηση υπολογισμού κλίσης συνάρτησης “gradient”, για επαλήθευση της ακρίβειας των αποτελεσμάτων της διπλής παραγώγισης.

Τέλος, έχοντας υπολογίσει τις συνιστώσες του διανυσματικού δυναμικού \vec{A} και του όρου $grad(div(\vec{A}))$ σε κοινό καρτεσιανό σύστημα, από τη σχέση (2.53) υπολογίζεται η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} παντού στο χώρο.

2.3.4 Αποτελέσματα Αριθμητικής Μεθόδου για το Πεδίο Σκέδασης από Ορθογώνια Λωρίδα Απείρου Μήκους

Στην παρούσα παράγραφο εξετάζονται τα αποτελέσματα σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους και πλάτους $a=3m$, για συχνότητα λειτουργίας $f=1GHz$. Για την συχνότητα αυτή (το μήκος κύματος είναι: $\lambda=0.3m$) το όριο του κοντινού πεδίου είναι: $R_1 = 0.62(D^3/\lambda)^{1/2} = 6m$ και το όριο του μακρινού πεδίου είναι: $R_2 = 2D^2/\lambda = 60m$ ($D=a=3m$).

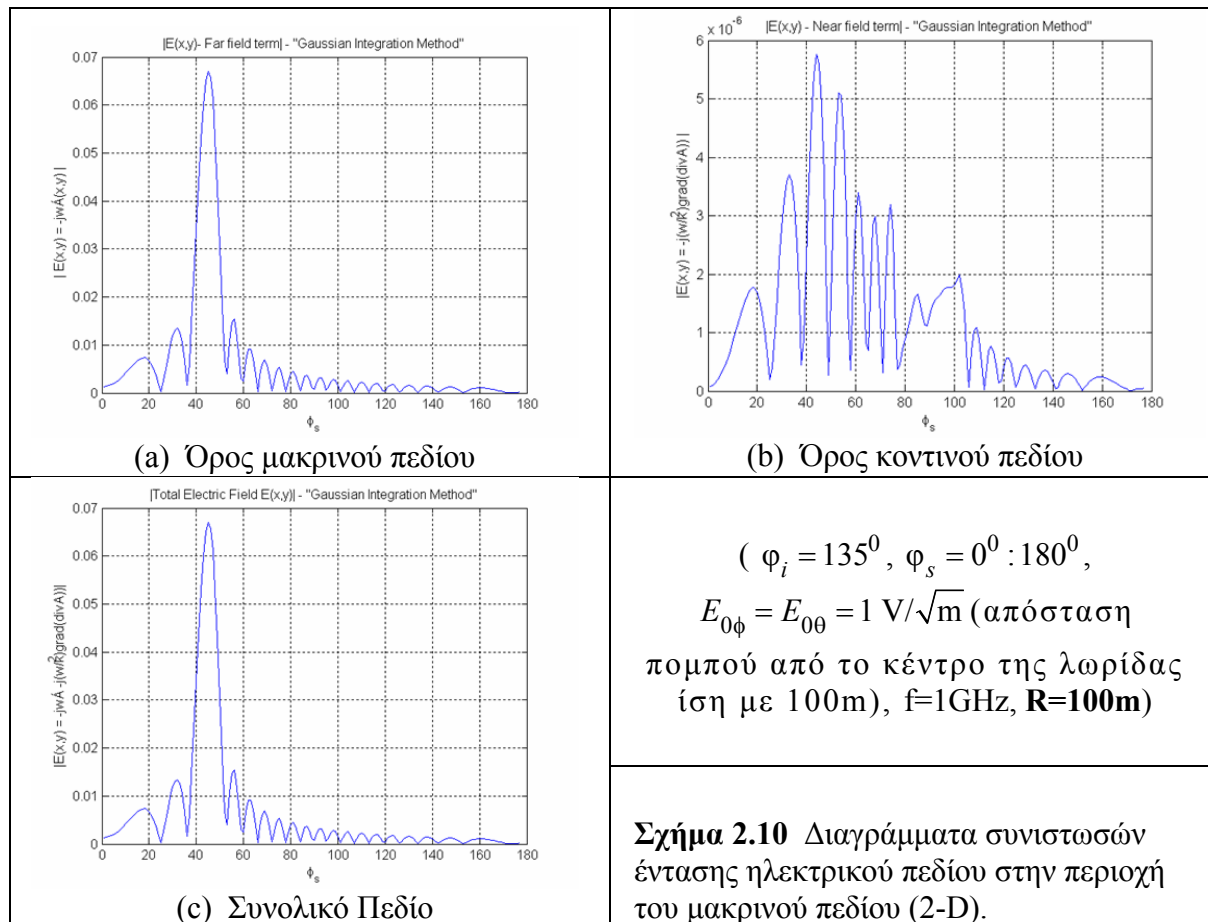
2.3.4.1 Μελέτη διαγραμμάτων (2-D) διανυσματικού δυναμικού συναρτήσει της πόλωσης του προσπίπτοντος πεδίου

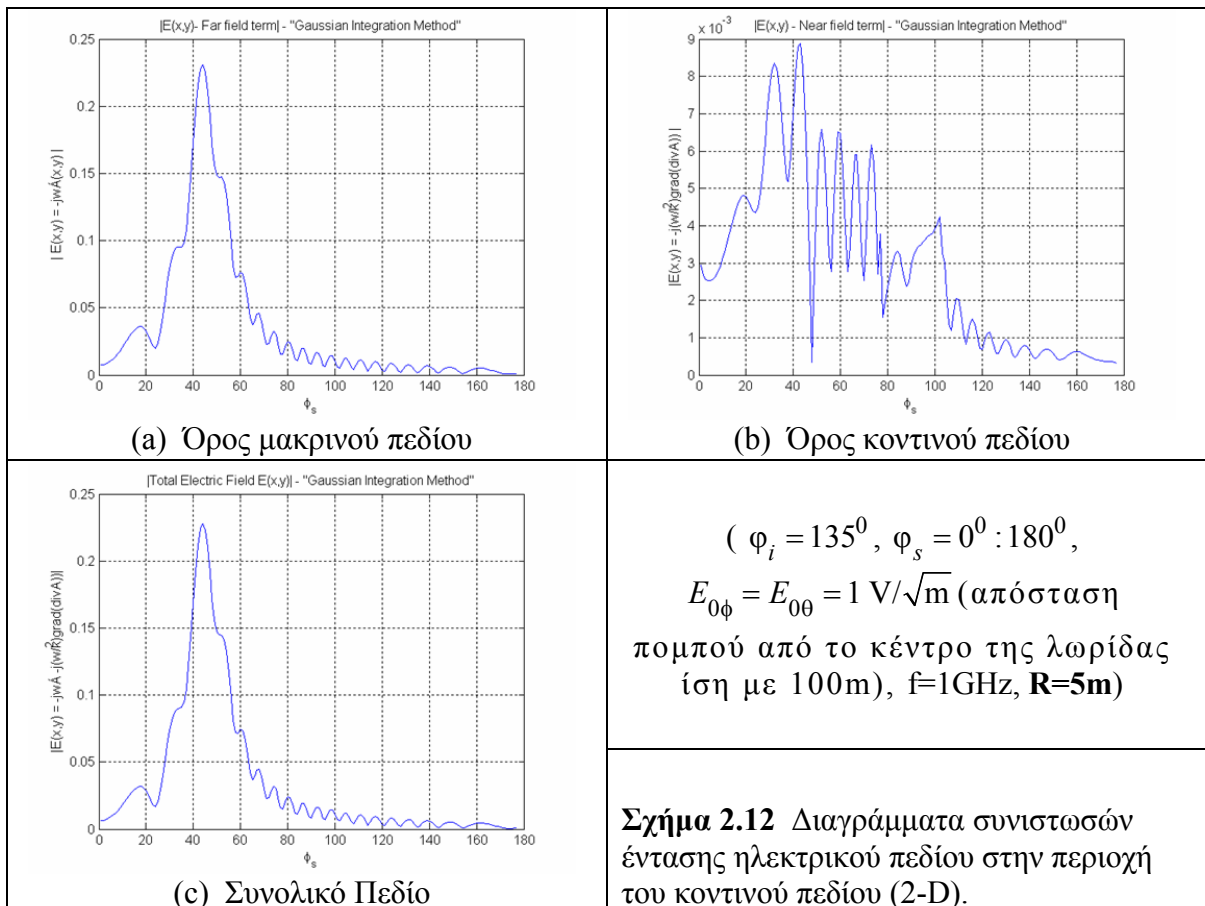
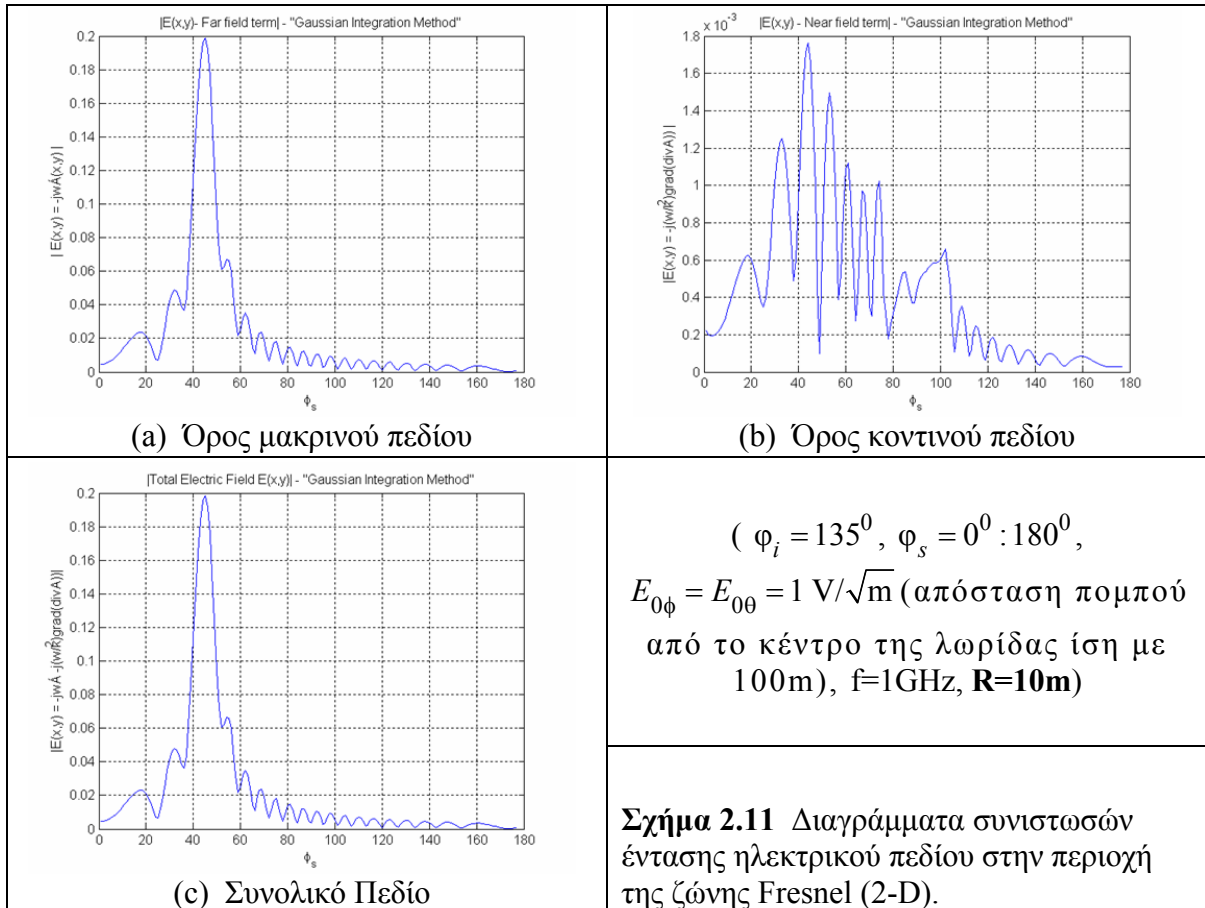


Στο παραπάνω σχήμα 2.9 απεικονίζονται οι γραφικές παραστάσεις του διανυσματικού δυναμικού \vec{A} για την περίπτωση πρόσπτωσης στη λωρίδα υπό γωνία $\varphi_i = 135^0$ (βλ. Σχήματα 2.7 -2.8), απόσταση του πομπού από το κέντρο της λωρίδας ίση με 100m, συχνότητα λειτουργίας ίση με 1GHz, και για περιπτώσεις οριζόντια (α) και κατακόρυφα (β) πολωμένου προσπίπτοντος πεδίου. Η απόσταση R του δέκτη λαμβάνεται ίση με 100m, ώστε ο δέκτης να βρίσκεται στην περιοχή του μακρινού πεδίου.

Από τα ανωτέρω διαγράμματα, παρατηρούμε καταρχάς ότι η παράσταση του διανυσματικού δυναμικού ακολουθεί για την περιοχή του μακρινού πεδίου, τη μορφή της συνάρτησης ‘sinc’ και παρουσιάζει μέγιστη τιμή στην κατοπτρική κατεύθυνση και για τις δύο περιπτώσεις πόλωσης. Ωστόσο η κυματομορφή του διανυσματικού δυναμικού εξαρτάται άμεσα από την πόλωση του προσπίπτοντος πεδίου και μάλιστα οι λοβοί στην περίπτωση της οριζόντιας πόλωσης είναι περισσότερο πεπλατυσμένοι και εμφανίζουν μικρότερες τιμές κορυφής ([5], Κεφάλαιο 5, Σχήμα 11-7), όπως παρατηρείται χαρακτηριστικά στα παραπάνω διαγράμματα. Σημειώνεται επίσης ότι τα παραπάνω αποτελέσματα ταυτίζονται με τα αντίστοιχα που προκύπτουν με εφαρμογή της σχέσης (2.52) που λαμβάνει τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου. Η σύγκριση αυτή επαληθεύει την ακρίβεια της αριθμητικής μεθόδου υπολογισμού στην περιοχή του μακρινού πεδίου.

2.3.4.2 Μελέτη διαγραμμάτων (2-D) έντασης ηλεκτρικού πεδίου





Στην παράγραφο αυτή μελετώνται οι τιμές και οι μεταβολές τόσο του συνολικού πεδίου σκέδασης όσο και των συνιστωσών αυτού (όροι μακρινού και κοντινού πεδίου) συναρτήσει της απόστασης του δέκτη από το κέντρο της ορθογωνίας λωρίδας, για συνδυαστικά πολωμένο προσπίπτον πεδίο και συχνότητα λειτουργίας 1GHz.

Από τα παραπάνω διαγράμματα των σχημάτων 2.10-2.12, συμπεραίνουμε τα εξής :

1. Όπως και στην περίπτωση του τρισδιάστατου προβλήματος, στην περιοχή του μακρινού πεδίου ο όρος του κοντινού πεδίου συνεισφέρει ελάχιστα στη συνδιαμόρφωση της συνολικής έντασης του πεδίου λήψης και για μεγάλες αποστάσεις από το σκεδαστή τείνει στο μηδέν, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.10b. Στην περίπτωση αυτή, το σκεδαζόμενο πεδίο διαμορφώνεται αποκλειστικά από τον όρο του μακρινού πεδίου (βλ. Σχήμα 2.10a), ο οποίος μπορεί να υπολογιστεί και από τη σχέση (2.52), που λαμβάνει τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου, χωρίς σημαντικό σφάλμα ώστε να αποφεύγεται η υπολογιστικά χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης.

2. Η συνεισφορά του όρου του κοντινού πεδίου αρχίζει να γίνεται εμφανής σε ορισμένες γωνίες παρατήρησης στην περιοχή της ζώνης Fresnel, όμως και στην περίπτωση αυτή εξακολουθεί να κυριαρχεί ο όρος του μακρινού πεδίου (βλ. Σχήμα 2.11). Ωστόσο στην περιοχή αυτή δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί η προσεγγιστική σχέση (2.52) που ενσωματώνει τις συνθήκες μακρινού πεδίου, γιατί όπως προκύπτει από το σχήμα 2.11c, η κυματομορφή παύει να έχει τόσο τις τιμές όσο και τη μορφή της συνάρτησης ‘sinc’ της σχέσης (2.52). Στην περιοχή του εγγύς πεδίου το φαινόμενο αυτό γίνεται εντονότερο και μάλιστα η συνεισφορά του όρου του κοντινού πεδίου γίνεται σημαντικότερη όσο ο δέκτης πλησιάζει στην ορθογώνια λωρίδα.

Επιπλέον από περαιτέρω αποτελέσματα και συγκρίσεις διαγραμμάτων της έντασης του σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνιες λωρίδες ανάλογων διαστάσεων με αυτές που απαντώνται στο δισδιάστατο πρόβλημα ραδιοκάλυψης, όπως παρουσιάζεται στο επόμενο κεφάλαιο, σημειώνονται τα εξής χρήσιμα συμπεράσματα:

➤ Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, στην περιοχή του μακρινού πεδίου η συνάρτηση Hankel $H_0^{(2)}(k \cdot |\vec{r} - \vec{r}'|)$ (βλ. Σχέση 2.45), μπορεί να προσεγγιστεί με ικανοποιητική ακρίβεια από την ασυμπτωτική της έκφραση (βλ. Σχέση 2.34) για μεγάλα ορίσματα [5]. Ωστόσο, από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων της αριθμητικής μεθόδου στην περιοχή του εγγύς πεδίου και κυρίως στην περιοχή της ζώνης Fresnel, με χρήση της ασυμπτωτικής έκφρασης της συνάρτησης Hankel και με υπολογισμό της ακριβούς της τιμής (μέσω της συνάρτησης ‘besselh’), προκύπτουν πολύ μικρές διαφορές. Συνεπώς για τις συχνότητες των κινητών τηλεπικοινωνιών και για τις τυπικές διαστάσεις των τοίχων των κτιρίων του δισδιάστατου προβλήματος, ισχύουν οι προϋποθέσεις για χρησιμοποίηση της ασυμπτωτικής έκφρασης της συνάρτησης Hankel και στην περιοχή Fresnel χωρίς ουσιαστικό σφάλμα. Στην περιοχή του εγγύς πεδίου το σφάλμα που υπεισέρχεται είναι εμφανές μόνο για πολύ μικρές αποστάσεις από το σκεδαστή, όπου επιβάλλεται ο ακριβής υπολογισμός της συνάρτησης, ενώ στην περιοχή περί του ορίου του κοντινού πεδίου μπορεί να χρησιμοποιεί με ικανοποιητική ακρίβεια (για λόγους εξοικονόμησης υπολογιστικού χρόνου) η ασυμπτωτική έκφραση.

➤ Για την περίπτωση σκέδασης από λωρίδα επί του επιπέδου xz (βλ. Σχήματα 2.7-2.8), το λαμβανόμενο διανυσματικό δυναμικό έχει \hat{z} συνιστώσα λόγω της οριζόντιας πόλωσης του προσπίπτοντος πεδίου και \hat{x} συνιστώσα λόγω της κατακόρυφης πόλωσης αυτού (βλ. Σχέση 2.45). Από την εξίσωση υπολογισμού του όρου του κοντινού πεδίου μέσω της διπλής παραγωγίσης του διανυσματικού δυναμικού (βλ. Σχέση 2.54), προκύπτει ότι μόνο η A_x συνιστώσα του διανυσματικού δυναμικού συνεισφέρει, με αποτέλεσμα ο όρος του κοντινού πεδίου λόγω της οριζόντιας πόλωσης του προσπίπτοντος πεδίου να είναι μηδενικός.

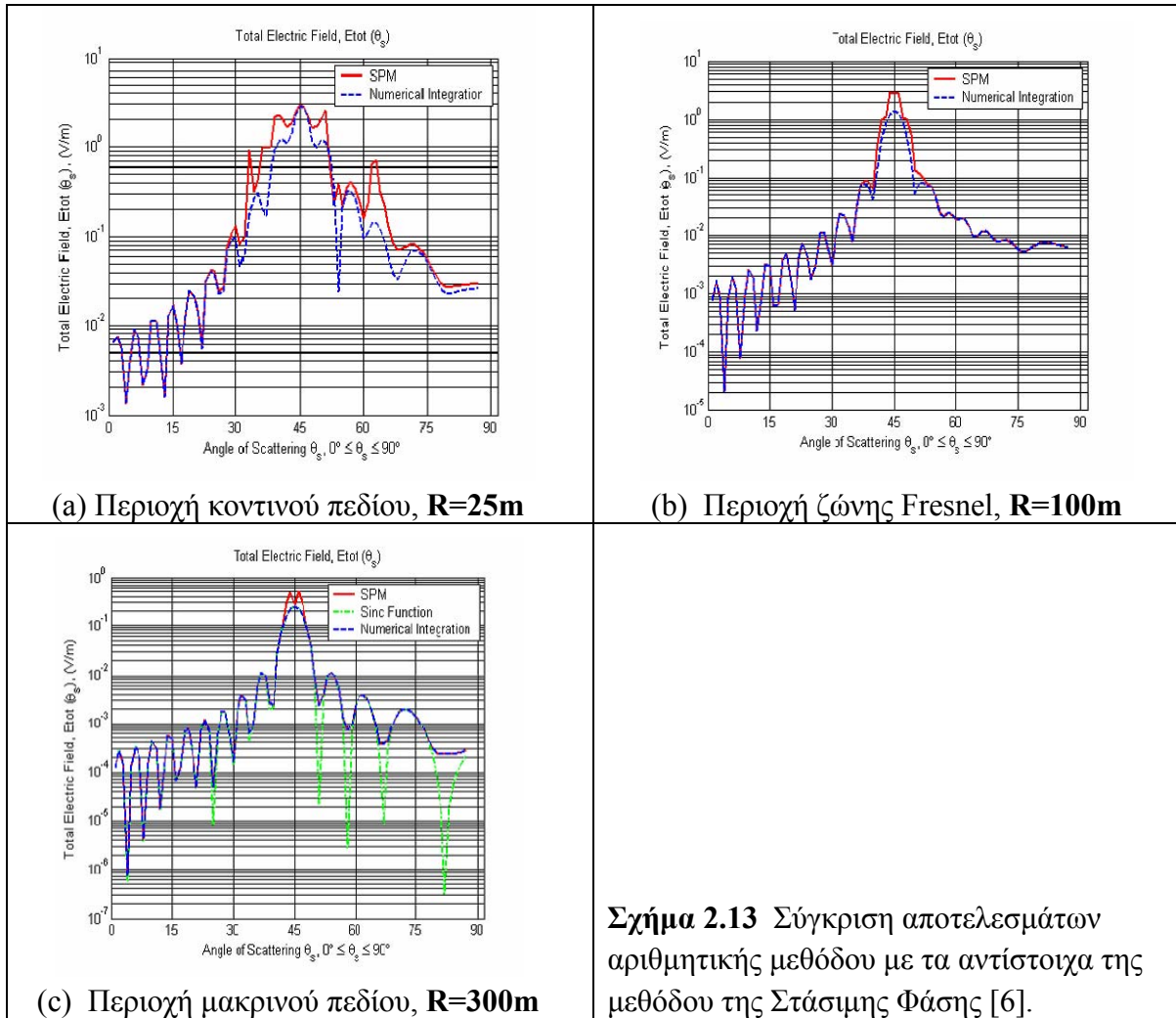
➤ Όπως απεικονίζεται στα διαγράμματα των σχημάτων (2.10b-2.12b), ο όρος του κοντινού πεδίου εμφανίζει έντονες ασυνέχειες σε ορισμένες γωνίες παρατήρησης που οφείλονται σε αριθμητικά προβλήματα των συναρτήσεων του Matlab κατά τη διαδικασία της διπλής παραγωγίσης του διανυσματικού δυναμικού (πολύ μικρές μεταβολές σε γειτονικές τιμές στα παραγωγιζόμενα μεγέθη). Στην προκειμένη περίπτωση, τα προβλήματα αυτά εμφανίζονται στο εύρος των γωνιών 95° - 105° . Όπως και στην περίπτωση του τρισδιάστατου προβλήματος, η αντίστοιχη κεντρική συνάρτηση υπολογισμού, ελέγχει περιπτώσεις απειρισμών και ασυνεχειών στο τελικό πεδίο λήψης, και στις περιπτώσεις προβλημάτων, μεταβάλλει το διάστημα (περί της συγκεκριμένης γωνίας παρατήρησης) στο οποίο εκτελείται η διαδικασία της διπλής παραγωγίσης.

2.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΜΕ ΑΛΛΕΣ ΜΕΘΟΔΟΥΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται συγκρίσεις της μεθόδου υπολογισμού του πεδίου σκέδασης από ορθογώνιο σκεδαστή με χρήση αριθμητικών μεθόδων υπολογισμού με άλλες μεθόδους για την εξέταση της ακρίβειας της προτεινόμενης μεθόδου.

Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται η σύγκριση των αποτελεσμάτων της αριθμητικής ολοκλήρωσης με τα αντίστοιχα της αναλυτικής μεθόδου της Στάσιμης Φάσης [6] για το συνολικό πεδίο σκέδασης από ορθογώνια πλάκα $20\lambda \times 20\lambda$ και συχνότητα λειτουργίας $f=1\text{GHz}$. Τα αποτελέσματα της δεύτερης μεθόδου βασίζονται στον υπολογισμό των ολοκληρωμάτων που εισάγει η μέθοδος της Φυσικής Οπτικής με χρήση αναλυτικών μεθόδων υπολογισμού (κεντρικός λοβός) και στην ενσωμάτωση της συμβολής των άκρων του σκεδαστή (πλευρικοί λοβοί). Αναλυτική περιγραφή της μεθόδου παρατίθεται στο [6].

Από τα παρακάτω αποτελέσματα προκύπτει ικανοποιητική σύγκλιση της αριθμητικής μεθόδου με τα αποτελέσματα της μεθόδου της Στάσιμης Φάσης στο σύνολο των γωνιών θέασης και στις τρεις περιοχές παρατήρησης. Ειδικότερα, στους πλευρικούς λοβούς όπου το πεδίο με βάση τη μέθοδο της Στάσιμης Φάσης διαμορφώνεται από τη συμβολή των άκρων του σκεδαστή, τα αποτελέσματα των δύο μεθόδων είναι σχεδόν ταυτόσημα. Αντίθετα, οι μικρές διαφοροποιήσεις που παρατηρούνται στην περιοχή περί του κεντρικού λοβού, όπως επισημαίνεται και στο [6], οφείλονται σε μικρά σφάλματα κατά τον αναλυτικό υπολογισμό των ολοκληρωμάτων με βάση τη μέθοδο της Στάσιμης Φάσης.



Η ακρίβεια των αποτελεσμάτων της αριθμητικής μεθόδου επαληθεύεται και στο τέταρτο κεφάλαιο, όπου τα αποτελέσματα της μεθόδου συγκρίνονται με τα αντίστοιχα που προκύπτουν από την εφαρμογή της μεθόδου ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’ (‘Near to Far Field Transformation’ method). Η δεύτερη μέθοδος που εισάγεται στο τέταρτο κεφάλαιο (όπου εξετάζονται οι μέθοδοι επιτάχυνσης του προγράμματος προσομοίωσης) βασίζεται στη διαίρεση του σκεδαστή σε μικρούς τομείς, ώστε ο δέκτης να βρίσκεται κάθε φορά στο μακρινό πεδίο του κάθε μικρότερου τομέα, και παρουσιάζει σχεδόν απόλυτη σύγκλιση αποτελεσμάτων με την προτεινόμενη στο κεφάλαιο αυτό αριθμητική μέθοδο υπολογισμού (βλ. Κεφάλαιο 4).

Στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζεται αναλυτικά το πρόγραμμα προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε τυπικά μικροκυβελωτά περιβάλλοντα αστικών χώρων για τη δισδιάστατη περίπτωση. Στις περιπτώσεις αυτές των πυκνοκατοικημένων περιοχών και ιδιαίτερα μέσα στα στενά περάσματα δρόμων, λόγω των μεγάλων διαστάσεων των τοίχων των κτιρίων (συγκρινόμενα με το μήκος κύματος του πεδίου εκπομπής), το πεδίο σκέδασης της κοντινής περιοχής και της ζώνης Fresnel είναι ένας από τους κυρίαρχους μηχανισμούς διάδοσης. Για το λόγο αυτό, ο αλγόριθμος του προτεινόμενου προγράμματος ενσωματώνει υπολογισμούς κοντινού πεδίου και πεδίου στη ζώνη Fresnel, όπως παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο παρόν

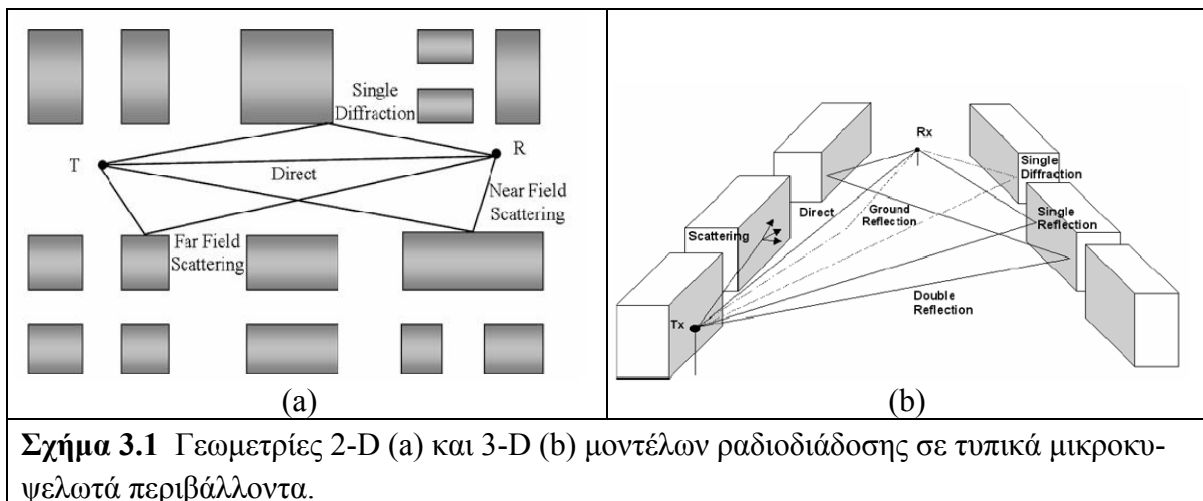
κεφάλαιο, βελτιώνοντας αντίστοιχα δημοσιευμένα μοντέλα ραδιοδιάδοσης που υιοθετούν τις προσεγγίσεις μακρινού πεδίου παντού στο χώρο.

2.5 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2

- [1] A. G. Kanatas and P. Constantinou, “A Propagation Prediction Tool for Urban Mobile Radio Systems,” *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, vol. 49, no. 4, July 2000.
- [2] D. C. Jenn, *Radar and Laser Cross Section Engineering*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. Washington, pp. 29-32, 1995.
- [3] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley, *Radar Cross Section, Second Edition*, Artech House, Boston-London, pp. 189-199, 1993.
- [4] E. F. Knott, “A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques,” *Proceedings IEEE*, vol. 73, pp. 252-264, 1985.
- [5] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley & Sons, NY, pp. 586-594, 1989.
- [6] Ch. G. Moschovitis, E. G. Papkelis, H. T. Anastassiou, K. T. Karakatselos, I. Ch. Ouranos, N. K. Freskas, and P. V. Frangos, “Asymptotic Calculation of the Scattered Electric Field from a Finite Rectangular Plate Using an Enhanced Stationary Phase Method (SPM) Approximation,” *European Conference on Antennas & Propagation*, November 6-10, 2006, Nice, France.
- [7] E. G. Papkelis, I. Ch. Ouranos, Ch. G. Moschovitis, K. T. Karakatselos, and P. Frangos, “A Radio Coverage Prediction Method in Urban Microcellular Environments Using Electromagnetic Techniques,” *Proceedings of International Conference ‘Days on Diffraction*, June 28 - July 1, 2005, St. Petersburg, Russia.
- [8] Richard L. Burden and J. Douglas Faires, *Numerical Analysis (7th Ed)*, Brooks/Cole: ISBN 0-534-38216-9, 2000.
- [9] William M. McKeeman, *Algorithm 145: Adaptive Numerical Integration by Simpson's Rule*, *Commun. ACM* 5(12): 604, 1962.
- [10] David Kincaid and Ward Cheney, *Numerical Analysis: Mathematics of Scientific Computing, Third Edition*, published by Brooks/Cole Third Edition, 2002.
- [11] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, 9th printing*, New York: Dover, pp. 888-890, 1972.
- [12] D. Hunter and G. Nikolov, “On the Error Term of Symmetric Gauss-Lobatto Quadrature Formulae for Analytic Functions”, *Math. Comput.*, pp. 269-282, 2000.
- [13] C. W. Ueberhuber, *Numerical Computation 2: Methods, Software, and Analysis*, Berlin: Springer-Verlag, pp. 105, 1997.

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται το δισδιάστατο μοντέλο προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε τυπικά μικροκυψελωτά και πικοκυψελωτά περιβάλλοντα εξωτερικών χώρων [1-2]. Το προτεινόμενο μοντέλο ραδιοδιάδοσης βασίζεται στις μεθόδους της Φυσικής Οπτικής (PO) και της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης (PTD), για τον υπολογισμό των σκεδαζόμενων και περιθλώμενων πεδίων (πρώτης και δεύτερης τάξης) από τις επιφάνειες και τις ακμές αντίστοιχα των κτιρίων που απαρτίζουν το περιβάλλον διάδοσης. Οι λόγοι επιλογής των συγκεκριμένων ντετερμινιστικών μεθόδων, για τις ανάγκες της μοντελοποίησης της ραδιοδιάδοσης στην περιοχή των συχνοτήτων των κινητών τηλεπικοινωνιών, αναφέρθηκαν λεπτομερώς στην ενότητα 1.5.



Σχήμα 3.1 Γεωμετρίες 2-D (a) και 3-D (b) μοντέλων ραδιοδιάδοσης σε τυπικά μικροκυψελωτά περιβάλλοντα.

Η δισδιάστατη προσέγγιση του πραγματικού τρισδιάστατου προβλήματος (βλ. Σχήμα 3.1) είναι ικανοποιητικά ακριβής για αστικά περιβάλλοντα υψηλής κίνησης, όπου οι συστοιχίες των ψηλών κτιρίων κυριαρχούν στη διαμόρφωση των απωλειών διαδρομής (βλ. Πίνακα 1.1), με την προϋπόθεση ο σταθμός βάσης του μικροκυψελωτού συστήματος και ο δέκτης να βρίσκονται στο ίδιο περίπου ύψος και χαμηλότερα από το μέσο επίπεδο οροφής των κτιρίων [3]. Επιπλέον, όπως προκύπτει από δημοσιευμένα θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα [3-4], για σενάρια διάδοσης σε πυκνοκατοικημένες περιοχές υψηλής κίνησης, οι απώλειες διαδρομής του σήματος παρουσιάζουν μικρή εξάρτηση [3] από το ύψος των κεραιών του σταθμού βάσης και του δέκτη από το επίπεδο του εδάφους. Το γεγονός αυτό καθιστά ικανοποιητικά ακριβή τη δισδιάστατη προσέγγιση του προβλήματος για μικροκυψελωτά και πικοκυψελωτά περιβάλλοντα ραδιοδιάδοσης, στα οποία μάλιστα η διάδοση πάνω από τις οροφές των κτιρίων (η οποία αγνοείται στην παρούσα δισδιάστατη προσέγγιση), δεν επηρεάζει σημαντικά το συνολικό πεδίο λήψης.

Σε αντίθεση με αντίστοιχα δημοσιευμένα μοντέλα ραδιοκάλυψης [5-8], όπου η μελέτη της ραδιοδιάδοσης λαμβάνεται με βάση τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου παντού στο χώρο, το προτεινόμενο μοντέλο ενσωματώνει υπολογισμούς των μηχανισμών σκέδασης στις περιοχές του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel (όπως παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο προηγούμενο κεφάλαιο). Η βελτίωση αυτή είναι ιδιαίτερα σημαντική, καθώς σε τυπικά αστικά περιβάλλοντα το πεδίο σκέδασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της

ζώνης Fresnel, καλύπτει το μεγαλύτερο μέρος της περιοχής κάλυψης (στενά περάσματα δρόμων), κυρίως λόγω των μεγάλων διαστάσεων των τοίχων των κτιρίων (συγκριτικά με το μήκος κύματος του πεδίου εκπομπής).

Στις ενότητες που ακολουθούν παρουσιάζονται αναλυτικά οι παραδοχές, η μαθηματική μοντελοποίηση και το λειτουργικό διάγραμμα του προγράμματος προσομοίωσης, παρατίθενται τα παραγόμενα διαγράμματα ραδιοκάλυψης για χαρακτηριστικά σενάρια ραδιοδιάδοσης, αξιολογείται η συμβολή όλων των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης, και τέλος παρουσιάζονται συγκρίσεις με αντίστοιχα αποτελέσματα που έχουν δημοσιευτεί στη διεθνή βιβλιογραφία.

3.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ-ΠΑΡΑΔΟΧΕΣ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Το γεωμετρικό μοντέλο που χρησιμοποιείται υιοθετεί ένα δισδιάστατο περιβάλλον σύνθετου εξωτερικού χώρου που αποτελείται από συστοιχίες ορθογωνίων παραλληλογράμμων κτιρίων κατά μήκος τυχαίου πλέγματος δρόμων (βλ. Σχήμα 3.1a). Κάθε κτίριο μπορεί να έχει διαφορετικές διαστάσεις, οριζόμενες από το χρήστη, στο επίπεδο αναφοράς xy . Οι ανακλαστικές επιφάνειες των κτιρίων λαμβάνονται επίπεδες, λείες και χαρακτηρίζονται από την ειδική αγωγιμότητα σ και τη σχετική διηλεκτρική τους σταθερά ϵ_r .

Τα τοιχώματα των κτιρίων λαμβάνονται ότι είναι κατασκευασμένα από μπετόν. Οι ιδιότητες του συγκεκριμένου υλικού εξαρτώνται καθοριστικά από το ποσοστό υγρασίας του. Σε γενικές γραμμές, και για την μάλιστα συχνοτήτων 1-20GHz, μπορεί να θεωρηθεί προσεγγιστικά ότι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του υλικού αυτού κυμαίνεται μεταξύ 5 και 7, ενώ η αγωγιμότητα του είναι της τάξης του 10^{-2} S/m [9]. Ο χρήστης είναι σε θέση να επιλέξει την τιμή της αγωγιμότητας και της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς, εκτιμώντας τη μέση τιμή των σταθερών που χαρακτηρίζουν τα υλικά των τοιχωμάτων.

Για τη μοντελοποίηση της κεραίας του σταθμού βάσης, λαμβάνεται το μοντέλο του ιστροπικού ακτινοβολητή με αντίσταση εισόδου ίση με 50 Ohm. Η εκπεμπόμενη πυκνότητα ισχύος είναι ίση με $|\vec{E}|^2 / 120\pi$ (Watt/m²), όπου το πλάτος της έντασης και η πόλωση του εκπεμπόμενου ηλεκτρικού πεδίου καθορίζονται επίσης από το χρήστη.

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, για τον υπολογισμό του πεδίου λήψης παντού στο χώρο λαμβάνονται τα φαινόμενα διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης και αγνοούνται οι μηχανισμοί διάδοσης ανώτερης τάξης, γιατί η συμβολή τους είναι συνήθως μικρή (κάτω από το κατώφλι ευαισθησίας των -110dB των κινητών συσκευών λήψης) και ταυτόχρονα αυξάνουν υπερβολικά τον υπολογιστικό χρόνο της προσομοίωσης. Όσον αφορά τη διάδοση ('transmission') δια μέσου των τοιχωμάτων, για την μάλιστα συχνοτήτων της κινητής τηλεφωνίας, είναι πολύ μικρή και δεν λαμβάνεται υπόψη. Τέλος, αγνοείται η παρεμβολή από άλλα σήματα στο χώρο και κάθε άλλης μορφής θορύβου που μπορεί να επηρεάσει την πληροφορία που φέρει το ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Αυτό εξάλλου αποτελεί πρόβλημα κατάλληλης διαμόρφωσης του σήματος, το οποίο και δεν εξετάζεται στην παρούσα μελέτη, η οποία είναι καθαρά ηλεκτρομαγνητική προσέγγιση.

Ο καθορισμός των ορατών (Line-Of-Sight, LOS) και μη ορατών (Non-Line-Of-Sight, NLOS) περιοχών, είτε από τον πομπό-σταθμό βάσης (πρωτογενής πηγή), είτε από δευτερογενείς πηγές εκπομπής (κέντρα επιφανειών σκέδασης και ακμές περίθλασης), γίνεται με χρήση κατάλληλου δισδιάστατου αλγορίθμου σκιάσεων.

3.3 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΑΝΑΛΥΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

Η παράγραφος αυτή επικεντρώνεται στην παρουσίαση του μαθηματικού μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του συνολικού πεδίου λήψης. Οι μηχανισμοί διάδοσης που λαμβάνονται υπόψη διακρίνονται στις ακόλουθες κατηγορίες:

- Φαινόμενα Πρώτης Τάξης:
 1. Απ' ευθείας κύμα,
 2. Ανακλάσεις από τις επιφάνειες των κτιρίων,
 3. Περιθλάσεις από τις ακμές των κτιρίων.
- Φαινόμενα Δεύτερης Τάξης:
 1. Διπλές ανακλάσεις,
 2. Διπλές περιθλάσεις,
 3. Συνδυασμός μηχανισμών ανάκλασης και περίθλασης.

3.3.1 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Απ' Ευθείας Διαδιδόμενου Πεδίου

Η συνεισφορά του απ' ευθείας διαδιδόμενου κύματος (περιοχή μακρινού πεδίου) στο συνολικό ηλεκτρικό πεδίο, εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ του πομπού και του δέκτη. Για το παρόν δισδιάστατο μοντέλο ελευθέρου χώρου, όπου λαμβάνεται κυλινδρική διάδοση των Η/Μ εκπεμπόμενων κυμάτων, το απ' ευθείας διαδιδόμενο πεδίο δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$E_{LOS-2D} = E_0 \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad (3.1)$$

όπου: k : σταθερά διάδοσης,

r : απόσταση πομπού και δέκτη (m),

E_0 : σταθερά σχετιζόμενη με την εκπεμπόμενη ισχύ (V/\sqrt{m}).

Σημειώνεται ότι παντού λαμβάνεται χρονική εξάρτηση: $e^{+j\omega t}$.

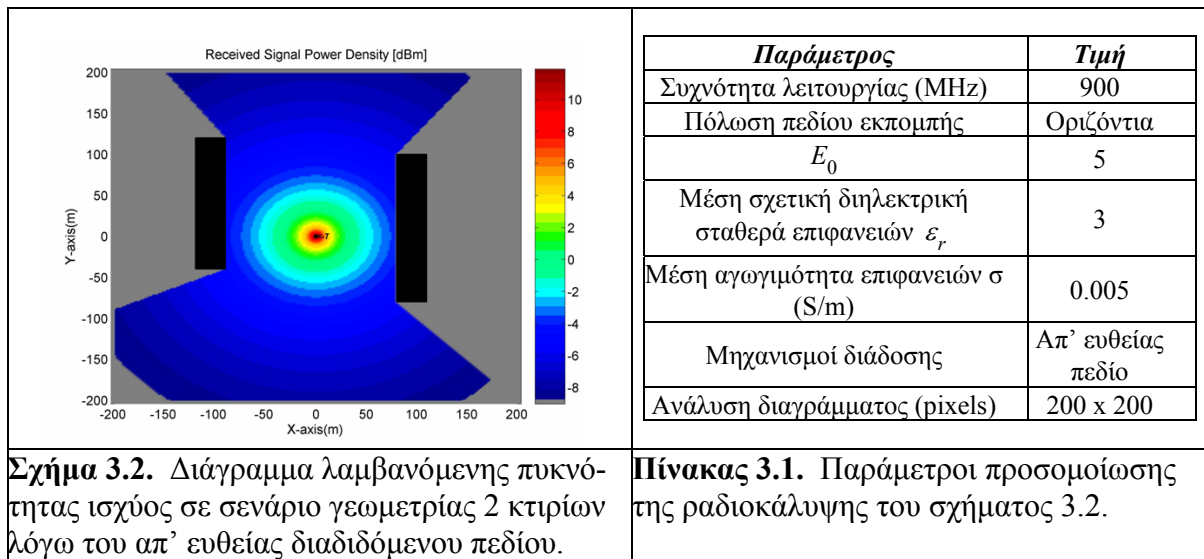
Για το τρισδιάστατο μοντέλο ελευθέρου χώρου, όπου λαμβάνεται σφαιρική διάδοση των Η/Μ εκπεμπόμενων κυμάτων, το ηλεκτρικό πεδίο εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από την απόσταση πομπού-δέκτη ως εξής:

$$E_{LOS-3D} = E_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3.2)$$

όπου το πλάτος E_0 δίνεται σε V/m .

Δηλαδή το μοντέλο του τρισδιάστατου ελευθέρου χώρου θεωρεί εξάρτηση: $1/r^2$ για τη λαμβανόμενη ισχύ. Για σύνθετα περιβάλλοντα διάδοσης (π.χ. στενά περάσματα δρόμων), μια πιο ρεαλιστική προσέγγιση λαμβάνει ότι ο παράγοντας εξασθένησης κυμαίνεται από 1.3

έως 7 για τη λαμβανόμενη ισχύ ή από 0.65 έως 3.5 για το συντελεστή της απόστασης r [10-12].



Στο παραπάνω σχήμα απεικονίζεται το διάγραμμα κατανομής της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος λόγω του πεδίου οπτικής επαφής σε δισδιάστατο σενάριο γεωμετρίας δύο κτιρίων. Από το διάγραμμα αυτό επιβεβαιώνεται καταρχάς η μηδενική τιμή του πεδίου λήψης στις σκιαζόμενες περιοχές από τον πομπό (βλ. αλγόριθμο σκιάσεων παρακάτω), καθώς και η μεταβολή της πυκνότητας ισχύος στις φωτιζόμενες περιοχές, αντιστρόφως ανάλογα με την απόσταση από τον πομπό (η εξάρτηση της λαμβανομένης έντασης του πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογη της ρίζας της απόστασης από τον πομπό σύμφωνα με τη σχέση 3.1).

3.3.2 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Σκεδαζόμενου Πεδίου Πρώτης Τάξης

Το σκεδαζόμενο πεδίο πρώτης τάξης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (βλ. Σχήματα 2.7-2.8), που ενδιαφέρει στο παρόν δισδιάστατο μοντέλο ραδιοκάλυψης, υπολογίζεται σύμφωνα με τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής (βλ. ενότητα 2.3) και ειδικότερα με βάση τη σχέση (2.52) για την περιοχή του μακρινού πεδίου και με βάση τη μεθοδολογία της ενότητας 2.3.3 (μέθοδος υπολογισμού με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης) για τις περιπτώσεις του εγγύς πεδίου και του πεδίου της ζώνης Fresnel. Ο αλγόριθμος του προγράμματος προσομοίωσης ελέγχει κάθε φορά την απόσταση του σημείου παρατήρησης από το κέντρο του σκεδαστή, καλώντας την κατάλληλη υπορουτίνα υπολογισμού.

Σημειώνεται ότι για το πρόβλημα της ραδιοδιάδοσης, η σκέδαση των H/M κυμάτων τόσο από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (δισδιάστατη περίπτωση), όσο και από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων (τριδιάστατη περίπτωση, βλ. ενότητα 2.2), εξαρτάται από τις εξής παραμέτρους [7]:

1. Διαστάσεις επιφάνειας σκέδασης,
2. Γεωμετρία σκέδασης (γωνίες πρόσπτωσης και σκέδασης),

3. Αποστάσεις πομπού και δέκτη από το κέντρο του σκεδαστή,
4. Ηλεκτρικές ιδιότητες της επιφάνειας σκέδασης, Συγκεκριμένα για τις επιφάνειες που δεν είναι τέλεια αγωγίμες (όπως είναι κατά κανόνα τα τοιχώματα των κτιρίων), το σκεδαζόμενο ηλεκτρικό πεδίο (βλ. ενότητες 2.2-2.3) πολλαπλασιάζεται με τον κατάλληλο συντελεστή ανάκλασης Fresnel που χαρακτηρίζει την επιφάνεια με βάση την επιτρεπτότητα και την αγωγιμότητά της.

Για το δισδιάστατο πρόβλημα σκέδασης (βλ. γεωμετρικές σχημάτων 2.7-2.8) και για τις περιπτώσεις οριζόντιας (h) και κατακόρυφης (v) πόλωσης προσπίπτοντος πεδίου, οι συντελεστές Fresnel δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

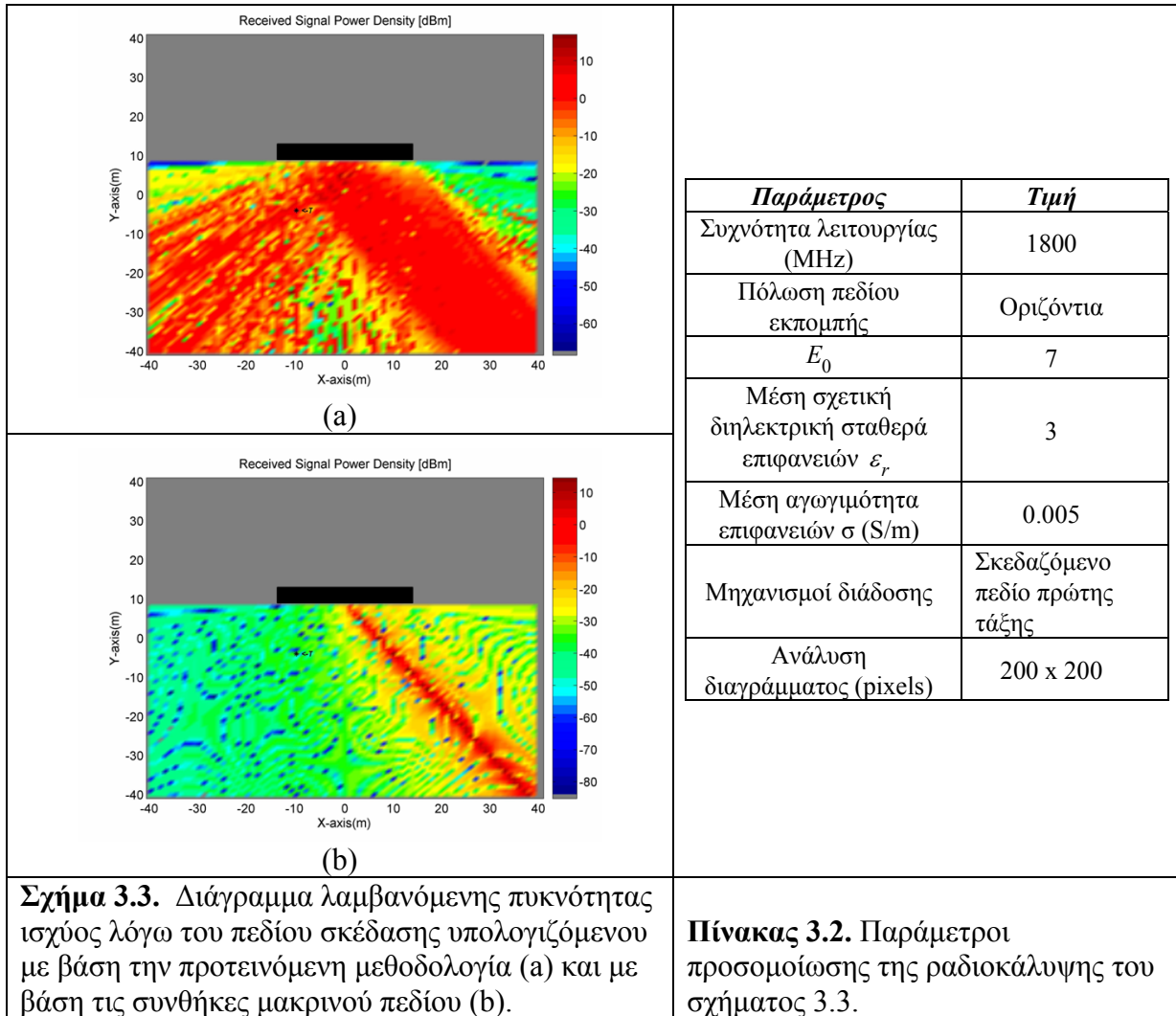
$$R_h = \frac{\sin(\phi'_i) - \sqrt{\epsilon_c - \cos^2(\phi'_i)}}{\sin(\phi'_i) + \sqrt{\epsilon_c - \cos^2(\phi'_i)}}, \quad R_v = \frac{\epsilon_c \sin(\phi'_i) - \sqrt{\epsilon_c - \cos^2(\phi'_i)}}{\epsilon_c \sin(\phi'_i) + \sqrt{\epsilon_c - \cos^2(\phi'_i)}} \quad (3.3)$$

όπου: $\phi'_i = \pi - \phi_i$ είναι η γωνία ανύψωσης, ϵ_c είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά: $\epsilon_c = \epsilon_r - 60\sigma_l$, ϵ_r είναι η σχετική επιτρεπτότητα και σ η αγωγιμότητα της επιφάνειας σκέδασης.

Στα παρακάτω σχήματα απεικονίζονται τα διαγράμματα κατανομής της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος λόγω του πεδίου σκέδασης πρώτης τάξης από μία επιφάνεια του κτιρίου, με βάση την προτεινόμενη μεθοδολογία που ενσωματώνει υπολογισμούς εγγύς πεδίου (Σχήμα 3.3a) και με βάση τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου παντού στο χώρο (Σχήμα 3.3b). Από τα σχήματα αυτά προκύπτει καταρχάς η σημαντική βελτίωση υπολογισμού του πεδίου στην εγγύς περιοχή και στη ζώνη Fresnel, που καλύπτουν στην προκειμένη περίπτωση το σύνολο της περιοχής μελέτης, με βάση την προτεινόμενη μέθοδο. Συγκεκριμένα για την επιφάνεια σκέδασης (μήκους 28m) του σχήματος 3.3, η εγγύς περιοχή σκέδασης εκτείνεται σε ακτίνα 159m από την επιφάνεια και ακολουθεί η περιοχή της ζώνης Fresnel έως και 4704m από την επιφάνεια.

Επίσης από το σχήμα 3.3b παρατηρείται, ως αναμενόμεν, ότι το πεδίο σκέδασης, υπολογιζόμενο σύμφωνα με τις συνθήκες μακράν πεδίου, είναι ιδιαίτερα ισχυρό στην κατοπτρική κατεύθυνση σκέδασης (γωνία πρόσπτωσης ίση με τη γωνία ανάκλασης - ικανοποίηση του νόμου του Snell). Η μεταβολή αυτή του πεδίου στο σχήμα 3.3a, παρατηρείται για αποστάσεις μεγαλύτερες από το όριο του μακρινού πεδίου. Αντίθετα, στην περιοχή του εγγύς πεδίου και στη ζώνη Fresnel, η συμβολή των όρων του κοντινού πεδίου είναι ιδιαίτερα σημαντική (βλ. ενότητα 2.3), δεν μπορεί να αμεληθεί και συντελεί κατά κανόνα σε μεγαλύτερες τιμές και απότομες διακυμάνσεις του πεδίου λήψης στην περιοχή του εγγύς πεδίου και στη ζώνη Fresnel, όπως απεικονίζεται χαρακτηριστικά στο σχήμα 3.3a.

Σημειώνεται επίσης ότι με εξαίρεση τις περιοχές σκίασης, το σκεδαζόμενο πεδίο με βάση τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής λαμβάνει τιμές παντού στο χώρο. Αντίθετα με βάση τις τεχνικές ιχνηλάτησης ακτινών, που έχουν εφαρμοσθεί σε πολλά δημοσιευμένα θεωρητικά μοντέλα διάδοσης, το πεδίο είναι μηδενικό στις περιπτώσεις όπου δεν ικανοποιείται ο νόμος του Snell επί της επιφάνειας σκέδασης, γεγονός που είναι μη φυσικό και δημιουργεί έντονες ασυνέχειες στις μεταβολές του πεδίου.



3.3.3 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Περιθλώμενου Πεδίου Πρώτης Τάξης

Το περιθλώμενο πεδίο πρώτης τάξης υπολογίζεται με βάση τη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης και τις εξισώσεις του Ufimtsev, όπως παρουσιάστηκαν στην ενότητα 1.4.3.6 και για τα δύο είδη πολώσεων του προσπίπτοντος πεδίου. Συγκεκριμένα, για την περίθλαση από τις ακμές των κτιρίων (εξωτερικές γωνίες: $a = 3/2\pi$ και $n = a/\pi = 3/2$, όπου n είναι η κανονικοποιημένη γωνία των εξισώσεων του Ufimtsev), που είναι και αυτές που απαντώνται συνήθως στο παρόν πρόβλημα, οι συντελεστές του Ufimtsev μετασχηματίζονται ως εξής (βλ. Σχήμα 1.6):

$$f = \begin{cases} (X - Y) - (X_1 - Y_1), & 0 \leq \psi_0 \leq \pi/2 \\ (X - Y) - (X_1 - Y_1) - (X_2 - Y_2), & \pi/2 \leq \psi_0 \leq \pi \\ (X - Y) - (X_2 - Y_2), & \pi \leq \psi_0 \leq 3\pi/2 \end{cases} \quad (3.4)$$

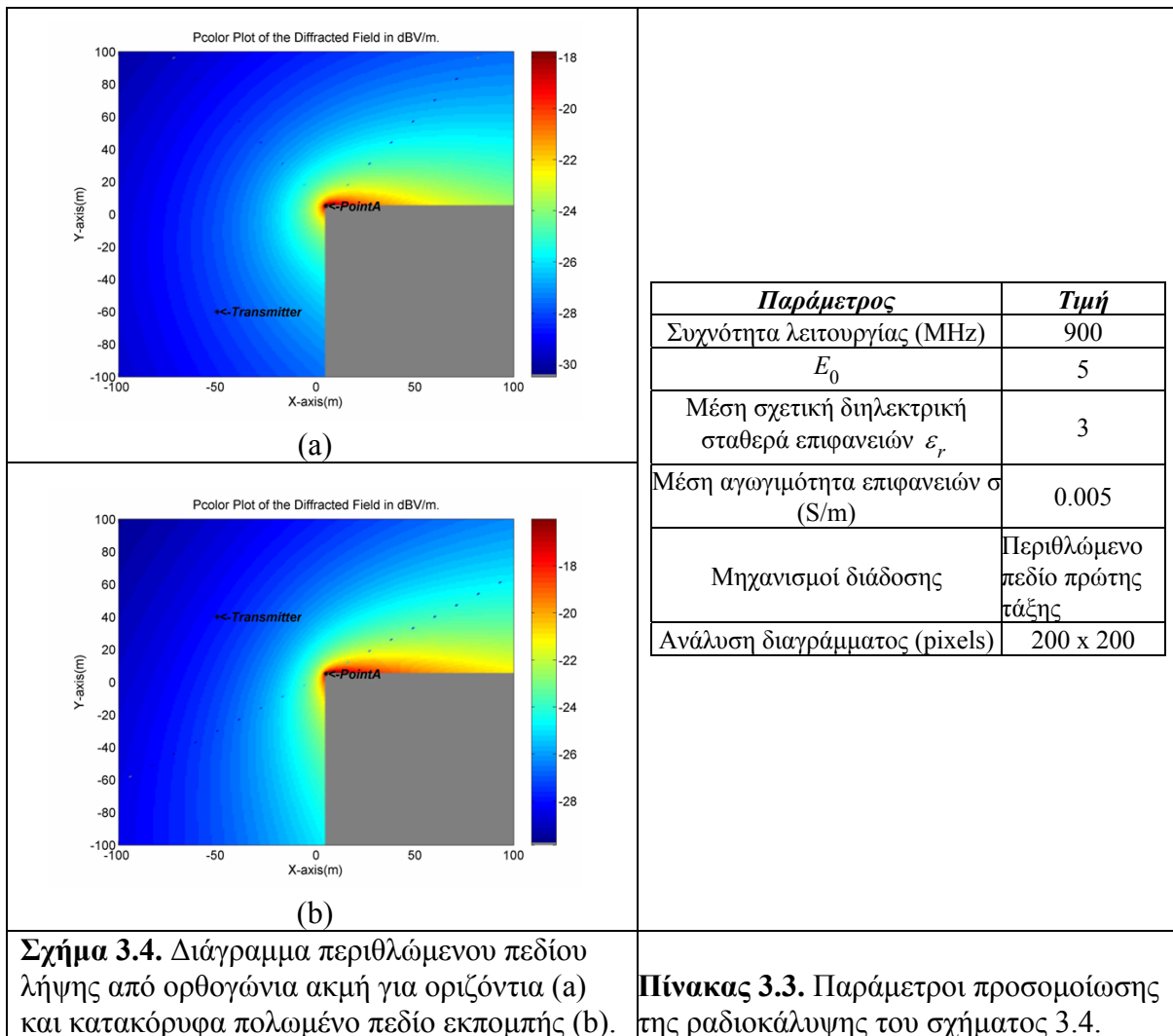
$$g = \begin{cases} (X+Y) - (X_1 + Y_1), & 0 \leq \psi_0 \leq \pi/2 \\ (X+Y) - (X_1 + Y_1) - (X_2 + Y_2), & \pi/2 \leq \psi_0 \leq \pi \\ (X+Y) - (X_2 + Y_2), & \pi \leq \psi_0 \leq 3\pi/2 \end{cases} \quad (3.5)$$

όπου:

$$X = \frac{(2/3) \cdot \sin(2\pi/3)}{\cos(2\pi/3) - \cos(2 \cdot (\psi - \psi_0)/3)}, \quad Y = \frac{-(1/\sqrt{3})}{(1/2) + \cos(2 \cdot (\psi + \psi_0)/3)} \quad (3.6)$$

$$\left. \begin{aligned} X_1 &= -(1/2) \cdot \tan[(\psi - \psi_0)/2], & Y_1 &= -(1/2) \cdot \tan[(\psi + \psi_0)/2] \\ X_2 &= (1/2) \cdot \tan[(\psi - \psi_0)/2], & Y_2 &= -(1/2) \cdot \tan[(3\pi/2) - (\psi - \psi_0)/2] \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Αντικαθιστώντας στην (1.40) το πλάτος E_{0z} ή H_{0z} , ανάλογα με την πόλωση του προσπίπτοντος κύματος, το οποίο προκύπτει από το εκπεμπόμενο πεδίο αφαιρώντας την εξασθένηση LOS από τον πομπό ως την ακμή περίθλασης, λαμβάνεται το περιθλώμενο πεδίο σε σημείο παρατήρησης R, το οποίο απέχει απόσταση r από τη γωνία περίθλασης και σχηματίζει γωνία ψ με την πλευρά αναφοράς της ακμής.



Σημειώνεται ότι οι προαναφερθέντες συντελεστές περίθλασης του Ufimtsev είναι έγκυροι για γωνίες που δεν είναι κοντά στα όρια σκίασης και ανάκλασης (βλ. Σχήμα 1.6), λόγω μη ορισμού της συνάρτησης \tan (βλ. Σχέση 3.7) στα όρια μετάβασης. Για την αποφυγή ασυνεχειών και απειρισμών στις περιοχές μετάβασης, οι συντελεστές προσεγγίζονται ως εξής [13]:

$$X - X_1, X - X_2 \rightarrow -(1/2n) \cdot \cot(\pi/n) \quad (3.8a)$$

$$X - X_1, X - X_2 \rightarrow -(1/2n) \cdot \cot(\pi/n) \quad (3.8b)$$

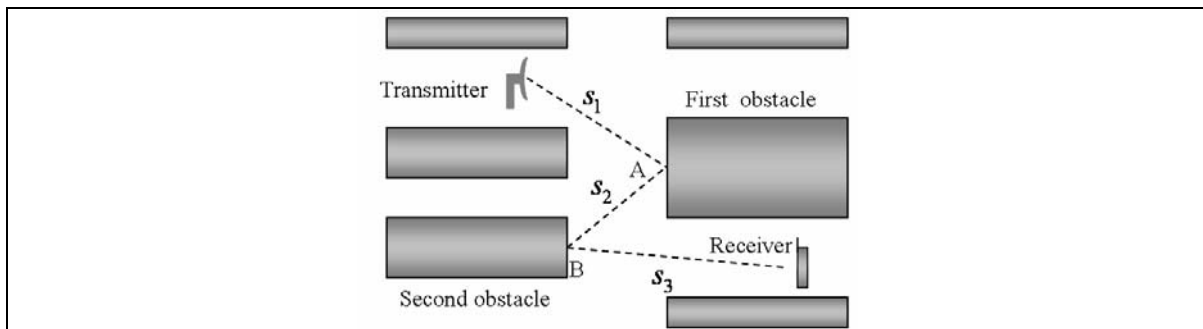
Ο αλγόριθμος του προγράμματος υπολογίζει τα όρια σκίασης και ανάκλασης ελέγχοντας για κάθε σημείο παρατήρησης εάν απειρίζονται οι συντελεστές X_1, X_2, Y_1 και Y_2 . Για τις εξωτερικές γωνίες των κτιρίων ($a = 3\pi/2$), οι συνθήκες ελέγχου είναι:

1. $\psi_s - \psi_i = \pi$,
2. $\psi_s + \psi_i = \pi$,
3. $\psi_s + \psi_i = 2\alpha - \pi = 2\pi$.

Στις περιπτώσεις που το σημείο παρατήρησης εντοπίζεται ακριβώς επάνω ή στην περιοχή περί του ορίου μετάβασης, εφαρμόζονται οι σχέσεις (3.8.a-b) και το περιθλώμενο πεδίο παραμένει πεπερασμένο παντού στο χώρο (βλ. Σχήμα 3.4).

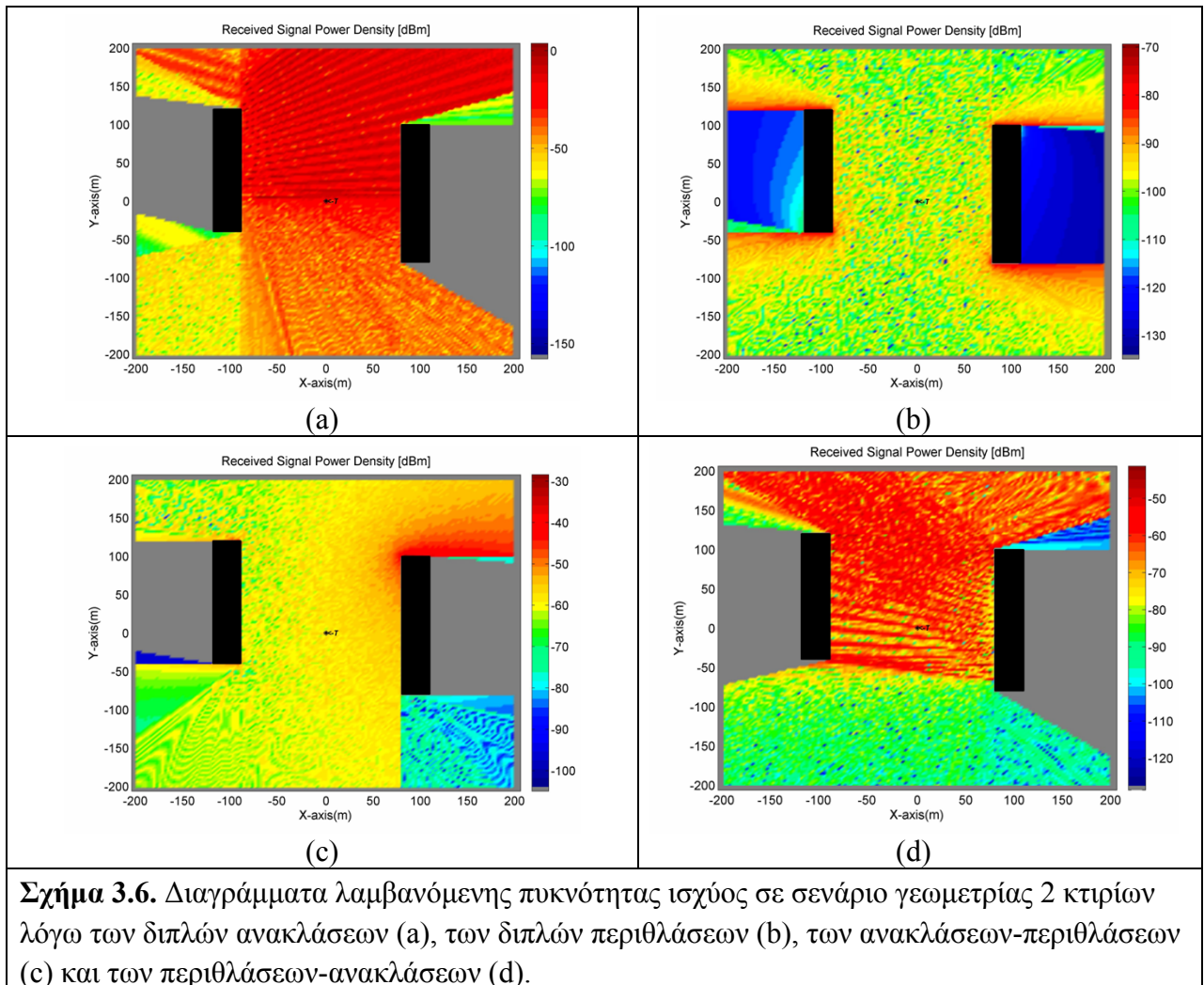
Στο παραπάνω σχήμα 3.4 απεικονίζονται τα διαγράμματα κατανομής της λαμβανόμενης έντασης του ηλεκτρικού πεδίου λόγω του πεδίου περίθλασης πρώτης τάξης από μία ακμή του κτιρίου για τις περιπτώσεις οριζόντια (Σχήμα 3.4a) και κατακόρυφα πολωμένου πεδίου εκπομπής (Σχήμα 3.4b). Από τη σύγκριση των τιμών του πεδίου λήψης με τις αντίστοιχες τιμές των σχημάτων 3.2 και 3.3, παρατηρούμε ότι οι τιμές του πεδίου των μηχανισμών περίθλασης είναι πολύ μικρότερες συγκρινόμενες με τις τιμές των πεδίων σκέδασης και κυρίως με τις τιμές του απ' ευθείας διαδιδόμενου κύματος. Ωστόσο, η συμβολή τους είναι ιδιαίτερα σημαντική στις περιοχές όπου λόγω φαινόμενων σκίασης δεν υπάρχουν πεδία οπτικής επαφής και σκέδασης. Στις περιπτώσεις αυτές το πεδίο περίθλασης επιδρά σημαντικά (όπως και οι μηχανισμοί δεύτερης τάξης) στη διαμόρφωση του συνολικού πεδίου λήψης και μάλιστα οι τιμές του (πάνω από το κατώφλι ευαισθησίας των -110dB των κινητών συσκευών λήψης) συνήθως επαρκούν για την επαρκή κάλυψη της τηλεπικοινωνιακής ζεύξης.

3.3.4 Μεθοδολογία Υπολογισμού Μηχανισμών Διάδοσης Δεύτερης Τάξης



Σχήμα 3.5 Γεωμετρία διπλών ανακλάσεων [1].

Για τους μηχανισμούς διάδοσης δεύτερης τάξης, όπως παρουσιάζονται στο παραπάνω σχήμα 3.5 για την περίπτωση των διπλών ανακλάσεων, υιοθετείται η εξής μεθοδολογία υπολογισμού:



Παράμετρος	Τιμή
Συχνότητα λειτουργίας (MHz)	900
E_0	5
Μέση σχετική διηλεκτρική σταθερά επιφανειών ϵ_r	3
Μέση αγωγιμότητα επιφανειών σ (S/m)	0.005
Ανάλυση διαγράμματος (pixels)	200 x 200

Πίνακας 3.4. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης του σχήματος 3.6.

Καταρχάς υπολογίζεται το πεδίο σκέδασης (E_B) από την επιφάνεια του πρώτου σκεδαστή στο σημείο B (κέντρο δεύτερης επιφάνειας σκέδασης), σύμφωνα με τη μεθοδολογία υπολογισμού του πεδίου σκέδασης πρώτης τάξης, όπως αναλύθηκε στην ενότητα 3.3.2. Σημειώνεται ότι στον υπολογισμό του πεδίου E_B , λαμβάνονται οι LOS εξασθενήσεις (βλ. Ενότητα 3.3.1) λόγω των διαδρομών από τον πομπό στο σημείο σκέδασης

A (απόσταση s_1) και έπειτα από το σημείο A στο σημείο δεύτερης ανάκλασης B (απόσταση s_2). Στη συνέχεια το λαμβανόμενο πεδίο στο δέκτη, λόγω της σκέδασης δεύτερης τάξης, υπολογίζεται θεωρώντας ως δευτερογενή πηγή εκπομπής το σημείο A, θέτοντας το πεδίο E_B ως προσπίπτον πεδίο στο σημείο σκέδασης B, και τέλος λαμβάνοντας τις LOS απώλειες διάδοσης μόνο από το σημείο B ως το δέκτη (απόσταση s_3). Σε αντιστοιχία με τη μέθοδο υπολογισμού του σκεδαζόμενου πεδίου πρώτης τάξης, εάν το σημείο B και ο δέκτης βρίσκονται στο εγγύς πεδίο ή στη ζώνη Fresnel του πρώτου και του δεύτερου σκεδαστή αντιστοιχα, ο υπολογισμός των προαναφερθέντων σκεδαζόμενων πεδίων γίνεται με εφαρμογή αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης, όπως περιγράφηκαν αναλυτικά στην ενότητα 3.3.2. Επισημαίνεται επίσης ότι στην περίπτωση που οι παραπάνω επιφάνειες σκέδασης δεν είναι πλήρως ορατές από τα σημεία λήψης, ως κέντρα σκέδασης λαμβάνονται τα μέσα των ορατών τμημάτων αυτών (φωτιζόμενα τμήματα), σύμφωνα με τη θεώρηση της Φυσικής Οπτικής.

Ανάλογα για τον υπολογισμό των περιθλώμενων πεδίων δεύτερης τάξης, ο αλγόριθμος του προγράμματος εντοπίζει τις δευτερογενείς πηγές εκπομπής (ακμές κτιρίων) και υπολογίζει τα περιθλώμενα πεδία πρώτης και δεύτερης τάξης με βάση τη μεθοδολογία της ενότητας 3.3.3. Παρόμοια διαδικασία ακολουθείται και για τον υπολογισμό των υπολοίπων μηχανισμών δεύτερης τάξης (ανακλάσεις-περιθλάσεις, περιθλάσεις-ανακλάσεις).

Όπως παρατηρείται, εξαιτίας της πολλαπλής εξάρτησης των μηχανισμών διάδοσης δεύτερης τάξης από τις αποστάσεις διάδοσης (πολλαπλές απώλειες διαδρομής), το τελικά λαμβανόμενο πεδίο είναι αρκετά εξασθενημένο σε σχέση με αυτό των μηχανισμών διάδοσης πρώτης τάξης. Για το λόγο αυτό η συμβολή των μηχανισμών δεύτερης τάξης είναι συνήθως μικρή στις περιοχές οπτικής επαφής, όπου κυριαρχούν τα πεδία οπτικής επαφής και σκεδάσεων πρώτης τάξης. Αντίθετα, η συμβολή τους είναι ιδιαίτερα σημαντική στις NLOS περιοχές από τον πομπό, όπου τα πεδία πρώτης τάξης είτε δεν υπάρχουν λόγω ολικής σκίασης, είτε η τιμή τους είναι μικρή (κυρίως αν υπάρχει μόνο ο μηχανισμός της περίθλασης). Επίσης, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενη ενότητα, σε τυπικά αστικά περιβάλλοντα διάδοσης, τα πεδία πρώτης και δεύτερης τάξης παρέχουν πεδίο λήψης σε όλη σχεδόν την περιοχή κάλυψης. Για το λόγο αυτό, στο παρόν πρόγραμμα ραδιοκάλυψης, αμελούνται οι μηχανισμοί διάδοσης τρίτης και ανώτερης τάξης, καθώς η συμβολή τους είναι μικρή εξαιτίας των πολλαπλών εξασθενήσεων και ταυτόχρονα η συμπερίληψη τους αυξάνει υπερβολικά τους χρόνους προσομοίωσης.

Στο παραπάνω σχήμα 3.6, απεικονίζονται τα διαγράμματα κατανομής της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος παντού στο χώρο λόγω των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης δεύτερης τάξης σε σενάριο γεωμετρίας δύο κτιρίων. Από τη σύγκριση των διαγραμμάτων αυτών προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

- ❖ Το πεδίο των διπλών σκεδάσεων είναι ο ισχυρότερος μηχανισμός δεύτερης τάξης στο μεγαλύτερο μέρος της περιοχής κάλυψης. Μάλιστα στις περιοχές οπτικής επαφής από τον πομπό, οι τιμές του πεδίου είναι συγκρίσιμες με τις αντίστοιχες τιμές των φαινομένων διάδοσης πρώτης τάξης. Επιπλέον, είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός διάδοσης στις περιοχές όπου δεν υπάρχουν, λόγω φαινομένων σκιάσεων, πεδία οπτικής επαφής και απλών

σκεδάσεων. Μάλιστα στις περιπτώσεις αυτές δίνει συνήθως τιμές πεδίου λήψης μεγαλύτερες από το περιθλώμενο πεδίο πρώτης τάξης.

❖ Στο διάγραμμα 3.6a, είναι εμφανής η σημαντική βελτίωση υπολογισμού των ανακλώμενων πεδίων στην εγγύς περιοχή και στη ζώνη Fresnel, που καλύπτουν στην προκειμένη περίπτωση το σύνολο της περιοχής μελέτης, με βάση τις αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης που αναφέρθηκαν παραπάνω. Όπως και στην περίπτωση των σκεδάσεων πρώτης τάξης, το πεδίο δεν είναι πλέον ισχυρό μόνο στις διευθύνσεις κατοπτρικής ανάκλασης, όπως συμβαίνει εάν υιοθετηθούν οι συνθήκες μακρινού πεδίου παντού στο χώρο, αλλά εμφανίζει ισχυρές και έντονα μεταβαλλόμενες τιμές στο σύνολο της περιοχής κοντά στο σκεδαστή.

❖ Το πεδίο των διπλών περιθλάσεων είναι ιδιαίτερα εξασθενημένο συγκριτικά με τα πεδία πρώτης τάξης και διπλών σκεδάσεων. Ωστόσο η συμβολή του είναι ιδιαίτερα καθοριστική στις περιοχές όπου λόγω ολικής σκίασης δεν καλύπτονται από τους προαναφερθέντες μηχανισμούς (βλ. Σχήμα 3.6b). Μάλιστα, όπως προκύπτει από επιπλέον αποτελέσματα προσομοιώσεων σε σενάρια με μεγαλύτερο αριθμό κτιρίων-εμποδίων, όπου τα φαινόμενα σκιάσεων περιορίζουν δραστικά τους μηχανισμούς διάδοσης πρώτης τάξης και διπλών σκεδάσεων, οι διπλές περιθλάσεις κυριαρχούν σε απομακρυσμένες από τον πομπό περιοχές, και μάλιστα παρέχουν πεδίο λήψης με στάθμη ισχύος ικανή για την εξυπηρέτηση της τηλεπικοινωνιακής ζεύξης.

❖ Από τα διαγράμματα 3.6b-d, όπως και για την περίπτωση των περιθλάσεων πρώτης τάξης, προκύπτει η σημαντική βελτίωση που εξασφαλίζει η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης, όπως διατυπώθηκε στην ενότητα 3.3.3, στην εξάλειψη των απειρισμών και των ασυνεχειών του περιθλώμενου πεδίου στις περιοχές μετάβασης (όρια σκιάσεων και ανακλάσεων, βλ. Ενότητα 3.3.3).

❖ Ανάλογα συμπεράσματα προκύπτουν από τα σχήματα 3.6c-d για τους συνδυασμούς των μηχανισμών ανακλάσεων και περιθλάσεων.

3.3.5 Συνολικά Λαμβανόμενο Πεδίο - Χρήσιμα Μεγέθη Περιγραφής της Ραδιοκάλυψης

Το συνολικό λαμβανόμενο ηλεκτρικό πεδίο παντού στο χώρο υπολογίζεται με διανυσματική άθροιση όλων των επιμέρους πεδίων πρώτης και δεύτερης τάξης. Αρχικά όλα τα επιμέρους πεδία που φθάνουν στην κεραία του δέκτη, ανάγονται από τα τοπικά σφαιρικά ή καρτεσιανά συστήματα που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό τους, σε κοινό καρτεσιανό σύστημα αναφοράς. Εν συνεχεία, το συνολικό πεδίο λήψης \vec{E}_{tot} , υπολογίζεται με επιμέρους μιγαδική άθροιση ($\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{LOS} + \vec{E}_{PO} + \vec{E}_{PTD}$) των οριζόντια και κατακόρυφα πολωμένων συνιστωσών (διαφορετικού πλάτους και φάσης).

Τα παραγόμενα διαγράμματα ραδιοκάλυψης παντού στο χώρο, δίνονται στη μορφή της έντασης του συνολικού πεδίου λήψης \vec{E}_{tot} , της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος (S) και των απωλειών διαδρομής (L). Η λαμβανόμενη πυκνότητα ισχύος (dBm) υπολογίζεται με βάση τη σχέση:

$$S_{dBm} = 10 \log_{10} \left(\left| \vec{E}_{tot} \right|^2 / 2\eta \right) + 30 \quad (3.9)$$

όπου: $\eta = 120\pi = 377\Omega$ είναι η αντίσταση ελευθέρου χώρου.

Οι απώλειες διαδρομής (dB) για την τρισδιάστατη και τη δισδιάστατη περίπτωση, που ενδιαφέρει στο παρόν πρόβλημα, υπολογίζονται ως εξής:

$$L_{3-D} = -20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \cdot \frac{|E_{tot}|}{|E_0|} \right), \quad L_{2-D} = -20 \log_{10} \left(\frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} \cdot \frac{|E_{tot}|}{|E_0|} \right) \quad (3.10)$$

όπου $|E_0|$, είναι το πλάτος του εκπεμπόμενου πεδίου.

3.4 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ ‘MICRORaCoP’

Στην παρούσα ενότητα παρουσιάζεται αναλυτικά ο αλγόριθμος και η εσωτερική δομή του προγράμματος ‘MicroRaCoP’ (**Micro**cellular **Radio**Coverage **Predictor**), που υλοποιήθηκε για την προσομοίωση της ραδιοδιάδοσης (δισδιάστατη περίπτωση) σε μικροκυψελωτά και πικοκυψελωτά περιβάλλοντα εξωτερικών χώρων. Ιδιαίτερη αναφορά γίνεται στη διεξοδική περιγραφή του διαγράμματος διασύνδεσης των συναρτήσεων υπολογισμού των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης, στον αλγόριθμο εύρεσης των φωτιζόμενων και σκιαζόμενων περιοχών από πρωτογενείς και δευτερογενείς πηγές εκπομπής, στην περιγραφή του περιβάλλοντος γραφικής απεικόνισης (μέσου του οποίου εισάγονται με ευκολία από το χρήστη οι παράμετροι προσομοίωσης) και περιγράφεται η μορφή και ο τρόπος αξιοποίησης των παραγομένων αποτελεσμάτων. Τέλος αξιολογείται η χρονική διάρκεια των προσομοιώσεων συναρτήσει των παραμέτρων του σεναρίου μελέτης και προτείνονται τρόποι βέλτιστης χρήσης του προγράμματος ανάλογα με τις εκάστοτε απαιτήσεις του χρήστη.

Η ανάπτυξη του προγράμματος έγινε σε περιβάλλον προγραμματισμού MATLAB. Η επιλογή του συγκεκριμένου λογισμικού πακέτου έγινε κυρίως για τους εξής λόγους: Καταρχάς πρόκειται για μια γλώσσα προγραμματισμού υψηλού επιπέδου που διαθέτει μεγάλη βιβλιοθήκη πακέτων συναρτήσεων, όπως συναρτήσεις γραμμικής άλγεβρας, αριθμητικής ανάλυσης κ.α., που ανταποκρίνονται στις βασικές απαιτήσεις ανάπτυξης πολύπλοκων αριθμητικών εφαρμογών, ανάλογων με το παρόν πρόγραμμα. Επίσης χειρίζεται με εξαιρετική επιτυχία βασικές διαδικασίες παρουσίασης των δεδομένων, όπως είναι η γραφική απεικόνιση και η εκτύπωση. Επιπλέον υποστηρίζει δυνατότητες εύκολης διασύνδεσης των συναρτήσεων που επικοινωνούν μεταξύ τους και επιτρέπει τον αποτελεσματικό έλεγχο των ενδιάμεσα παραγόμενων αποτελεσμάτων. Ο χρήστης είναι σε θέση να ελέγχει βήμα προς βήμα την ορθότητα των επιμέρους υπορουτινών, να καθορίζει με σαφήνεια τα ορίσματα τους, να επιτρέπει πιθανή επεκτασιμότητα της εφαρμογής στο μέλλον, ακόμα και να οπτικοποιεί τα ενδιάμεσα αποτελέσματα. Για τους λόγους αυτούς, το MATLAB είναι ένα εργαλείο το οποίο χρησιμοποιείται κατεξοχήν τα τελευταία χρόνια για την ανάπτυξη εφαρμογών στο χώρο των τηλεπικοινωνιών, όπου απαιτούνται πολύπλοκοι υπολογισμοί και δυνατότητες αναπαράστασης των αποτελεσμάτων με τρισδιάστατα διαγράμματα. Επιπλέον, για την αποθήκευση των τιμών των τελικών αποτελεσμάτων, χρησιμοποιούνται λογιστικά φύλλα EXCEL του ‘Microsoft Office Suite’.

3.4.1 Δομή του Αλγορίθμου Προσομοίωσης.

Το πρόγραμμα προσομοίωσης απαρτίζεται από τέσσερα διακριτά τμήματα, όπως απεικονίζονται στο παρακάτω λειτουργικό διάγραμμα:



➤ Στο πρώτο στάδιο εισάγονται από το χρήστη τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του περιβάλλοντος μελέτης, τα ηλεκτρομαγνητικά χαρακτηριστικά του κύματος εκπομπής, οι μηχανισμοί διάδοσης που θα συμπεριληφθούν στο συνολικά λαμβανόμενο πεδίο στο δέκτη και η επιθυμητή ανάλυση των παραγομένων διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης. Η εισαγωγή όλων των παραμέτρων υλοποιείται μέσω εύχρηστου γραφικού περιβάλλοντος διασύνδεσης, όπως θα περιγραφεί σε επόμενη ενότητα.

➤ Το δεύτερο στάδιο αντιστοιχεί στη διαδικασία του αλγορίθμου σκιάσεων για την εύρεση και αποθήκευση των περιοχών που δεν φωτίζονται από τις πρωτογενείς και δευτερογενείς πηγές εκπομπής. Οι απαραίτητες πληροφορίες ορατότητας για κάθε μηχανισμό διάδοσης αποθηκεύονται κατάλληλα με μορφή πινάκων σε ενδιάμεσα αρχεία, τα οποία χρησιμοποιούνται στο αμέσως επόμενο στάδιο.

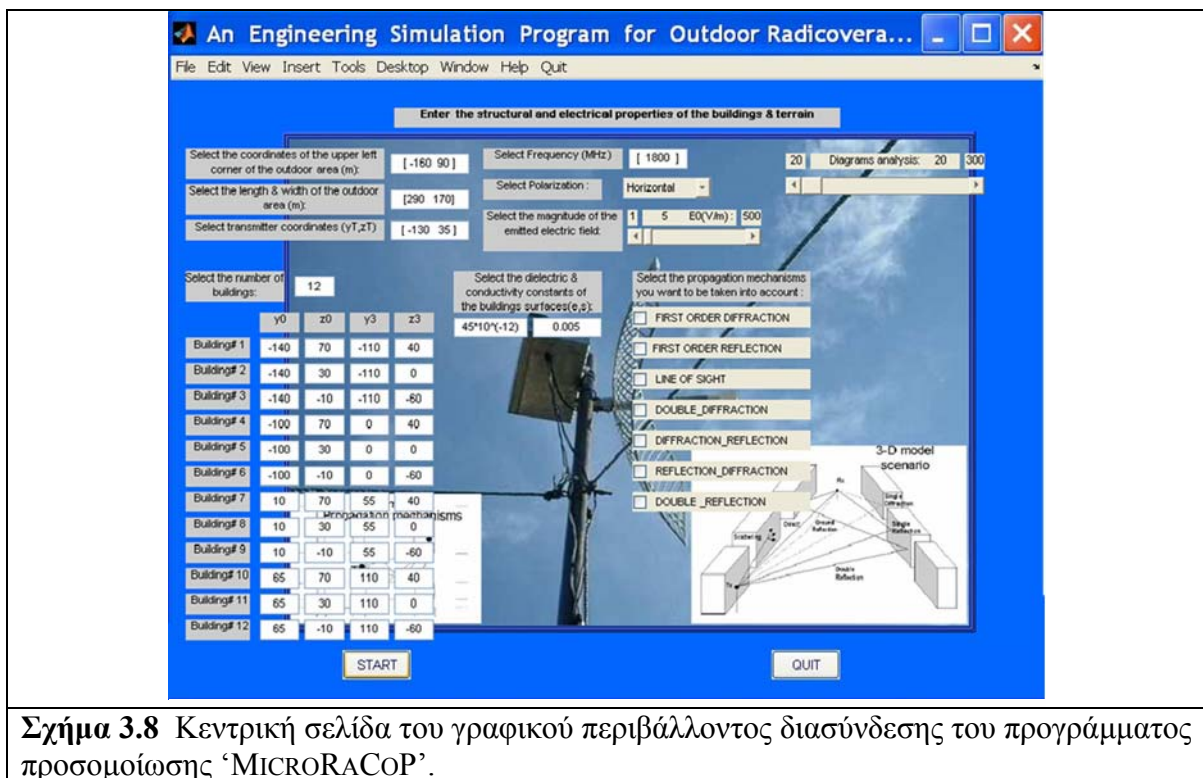
➤ Στο στάδιο αυτό υλοποιείται η εφαρμογή της Η/Μ θεωρίας, όπως περιγράφηκε εκτενώς στην ενότητα 3.3, για τον υπολογισμό των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης στις ορατές περιοχές. Ειδικά για τον υπολογισμό των πεδίων σκέδασης από τις επιφάνειες των κτιρίων, γίνεται χρήση μίας συνάρτησης ελέγχου, η οποία ελέγχει κάθε θέση του δέκτη (pixel) εάν βρίσκεται στην περιοχή του εγγύς πεδίου σκέδασης και στη ζώνη Fresnel ή στην περιοχή του μακρινού πεδίου, καλώντας αντίστοιχα τις κατάλληλες συναρτήσεις υπολογισμού. Ακολούθως υπολογίζεται το ολικό πεδίο λήψης παντού στο χώρο με διανυσματική άθροιση των επιμέρους πεδίων, η πυκνότητα ισχύος και οι απώλειες

διαδρομής. Τέλος αποθηκεύεται η πληροφορία σε μορφή πινάκων για κάθε σημείο του χώρου.

➤ Τελικά οι συναρτήσεις εξόδου παράγουν τα διαγράμματα ραδιοκάλυψης στη μορφή της κατανομής του πλάτους του λαμβανόμενου πεδίου, της πυκνότητας ισχύος και των απωλειών διαδρομής, και αποθηκεύουν τις εικόνες υψηλής ανάλυσης στον κεντρικό υποκατάλογο του προγράμματος. Επιπλέον η συνάρτηση εξόδου εξάγει τις τιμές των απωλειών διαδρομής σε όλη την περιοχή κάλυψης σε αρχεία του προγράμματος Microsoft Excel εντός του κεντρικού υποκαταλόγου του προγράμματος. Τα αρχεία αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν για περαιτέρω παραγωγή διαγραμμάτων για συγκεκριμένες διαδρομές του δέκτη εντός του σεναρίου μελέτης, καθώς και για συγκρίσεις με πειραματικές μετρήσεις και αντίστοιχα δημοσιευμένα αποτελέσματα άλλων θεωρητικών μοντέλων.

3.4.2 Γραφικό Περιβάλλον Διασύνδεσης (G.U.I.)

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται η κεντρική σελίδα του προγράμματος προσομοίωσης:



Σχήμα 3.8 Κεντρική σελίδα του γραφικού περιβάλλοντος διασύνδεσης του προγράμματος προσομοίωσης 'MICRO-RACOP'.

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, το μοντέλο προσομοίωσης υιοθετεί ένα δισδιάστατο μικροκυψελωτό σενάριο χώρου που απαρτίζεται από παράλληλες συστοιχίες ορθογωνίων παραλληλεπιπέδων κτιρίων. Όλα τα γεωμετρικά δεδομένα εισάγονται από το χρήστη στο στάδιο αυτό. Συγκεκριμένα, όπως διαφαίνεται στο παραπάνω σχήμα, ο χρήστης ορίζει αρχικά τις διαστάσεις της περιοχής κάλυψης, τις συντεταγμένες του σταθμού βάσης και στη συνέχεια τις συντεταγμένες των κορυφών των ορθογωνίων κτιρίων (πάνω δεξιά και κάτω αριστερά κορυφή), σε κοινό καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων. Έπειτα ορίζονται τα H/M

χαρακτηριστικά του καναλιού ραδιοδιάδοσης, όπως είναι η συχνότητα λειτουργίας, η πόλωση και το πλάτος του πεδίου εκπομπής, όπως επίσης και η μέση τιμή των ηλεκτρικών ιδιοτήτων (ειδική αγωγιμότητα και διηλεκτρική σταθερά) των επιφανειών των κτιρίων. Ο χρήστης επίσης μπορεί να επιλέξει οποιοδήποτε συνδυασμό μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης που επιθυμεί να συμμετέχουν στον υπολογισμό του συνολικού πεδίου λήψης. Ο σκοπός της επιλογής αυτής είναι η παροχή της δυνατότητας σύγκρισης και αξιολόγησης των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης στο συνολικό πεδίο λήψης σε κάθε υποπεριοχή του σεναρίου μελέτης. Με τον τρόπο αυτό μπορούν να εξαιρεθούν μηχανισμοί διάδοσης σε υποπεριοχές όπου η συμβολή τους είναι αμελητέα, ώστε να είναι δυνατή η παραγωγή γρήγορων αποτελεσμάτων.

Τέλος, η ανάλυση των παραγομένων διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης, σύμφωνα με την επιθυμητή ακρίβεια των αποτελεσμάτων, ορίζεται επίσης από το χρήστη. Σε αντίθεση με άλλα δημοσιευμένα προγράμματα πρόβλεψης της ραδιοδιάδοσης, που υπολογίζουν τη λαμβανομένη στάθμη σήματος για συγκεκριμένες διαδρομές του κινούμενου δέκτη, το παρόν πρόγραμμα υπολογίζει το πεδίο λήψης παντού στο χώρο κάλυψης. Παρόλο που η διαδικασία αυτή είναι ιδιαίτερα χρονοβόρα, ωστόσο παρέχει μία πλήρη απεικόνιση της στάθμης του σήματος παντού στο χώρο μελέτης. Αυτή η αναπαράσταση είναι ιδιαίτερος χρήσιμη κυρίως σε γεωμετρικές στενών περασμάτων δρόμων (που είναι και οι σύνθετες περιοχές μελέτης σε αστικά περιβάλλοντα υψηλής κίνησης) όπου η στάθμη του σήματος μεταβάλλεται έντονα ακόμα και σε γειτονικές θέσεις της κεραίας λήψης, κυρίως λόγω των φαινομένων του κοντινού πεδίου σκέδασης από τις ηλεκτρικά μεγάλες επιφάνειες των κτιρίων. Για το λόγο αυτό η διαδικασία προσομοίωσης βασίζεται στο χωρισμό του χώρου σε δομικά στοιχεία (pixels), οι διαστάσεις των οποίων καθορίζονται επακριβώς από το χρήστη.

Μόλις ολοκληρωθεί η εισαγωγή όλων των παραμέτρων προσομοίωσης, παράγεται ένα προσωρινό πλάνο όλης της περιοχής μελέτης, επιτρέποντας στο χρήστη διορθώσεις και πιθανές αλλαγές στο σενάριο προσομοίωσης.

3.4.3 Ανάλυση Δισδιάστατου Αλγορίθμου Σκιάσεων

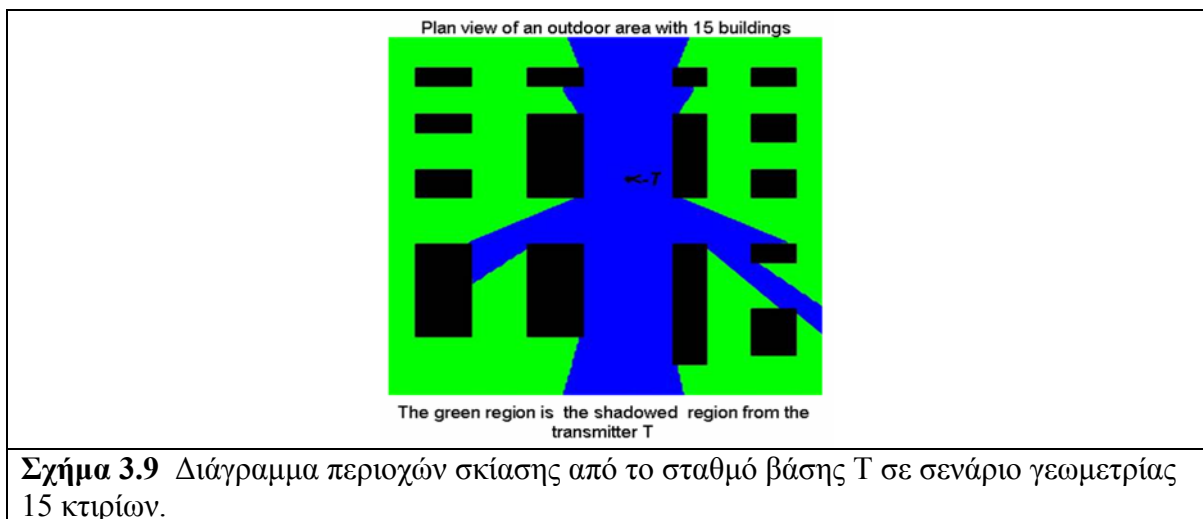
Ο δισδιάστατος αλγόριθμος καθορισμού των περιοχών που δεν φωτίζονται από τις πρωτογενείς και δευτερογενείς πηγές εκπομπής, υλοποιείται από ένα σύνολο συναρτήσεων που χωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες ως εξής:

- 1). Συναρτήσεις εντοπισμού ορατών ακμών και φωτιζόμενων πλευρών.
- 2). Συναρτήσεις καθορισμού και αποθήκευσης των (πολυγωνικών) σκιαζόμενων περιοχών.

Η κεντρική συνάρτηση του αλγορίθμου σκιάσεων ('Total_Shadowed_Region.m'), εξετάζει αρχικά μία προς μία τις ακμές των κτιρίων εάν είναι ορατές από την πηγή εκπομπής (πρωτογενής ή δευτερογενής) και αποθηκεύει προσωρινά τα αναγνωριστικά των ακμών αυτών, καλώντας την αντίστοιχη συνάρτηση ('Visible_Edges.m'). Στη συνέχεια, η συνάρτηση ελέγχου ορατότητας των πλευρών ('Visible_Sides.m'), ελέγχει μία προς μία τις πλευρές των κτιρίων εάν είναι πλήρως ή μερικώς φωτιζόμενες από την πηγή εκπομπής, εφαρμόζοντας κατάλληλα γεωμετρικά κριτήρια ελέγχων. Έπειτα, η κεντρική συνάρτηση, αξιοποιώντας τις παραπάνω πληροφορίες ορατότητας ακμών και πλευρών, χρησιμοποιεί βοηθητικές συναρτήσεις καθορισμού των σκιαζόμενων περιοχών πίσω από τις φωτιζόμενες

ακμές και πλευρές, ενοποιεί τις περιοχές αυτές και τέλος αποθηκεύει την πληροφορία σε πίνακα, του οποίου τα στοιχεία αντιστοιχούν ένα προς ένα στα σημεία όλης της περιοχής μελέτης. Συγκεκριμένα εάν ένα σημείο ανήκει σε σκιαζόμενη περιοχή, στο αντίστοιχο στοιχείο του πίνακα δίνεται η τιμή 0, διαφορετικά στο αντίστοιχο στοιχείο του πίνακα δίνεται η τιμή 0.5 ή 1, για τις περιπτώσεις που το σημείο βρίσκεται επάνω στα όρια ή εντός της φωτιζόμενης περιοχής αντίστοιχα.

Για την περίπτωση του πεδίου οπτικής επαφής, η συνολική περιοχή σκίασης καθορίζεται αθροίζοντας (λογικά) όλους τους ενδιάμεσα παραγόμενους πίνακες σκιάσεων από κάθε εμπόδιου του χώρου, και παράγεται ένα διάγραμμα σκίασης, όπως απεικονίζεται στο επόμενο σχήμα:



Σχήμα 3.9 Διάγραμμα περιοχών σκίασης από το σταθμό βάσης T σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.

Για τις περιπτώσεις ανακλάσεων και περιθλάσεων πρώτης τάξης, η συνολική σκιαζόμενη περιοχή πίσω από τις πλευρές σκέδασης και τις ακμές περίθλασης αντίστοιχα, καθορίζεται με ανάλογη διαδικασία, καλώντας την κεντρική συνάρτηση του αλγορίθμου σκιάσεων και θέτοντας ως (δευτερογενή) πηγή εκπομπής, τα μέσα των φωτιζόμενων πλευρών σκέδασης και τις ακμές περίθλασης αντίστοιχα. Τέλος, για τον καθορισμό των περιοχών σκίασης στους μηχανισμούς δεύτερης τάξης, εφαρμόζονται αναδρομικά τα παραπάνω βήματα.

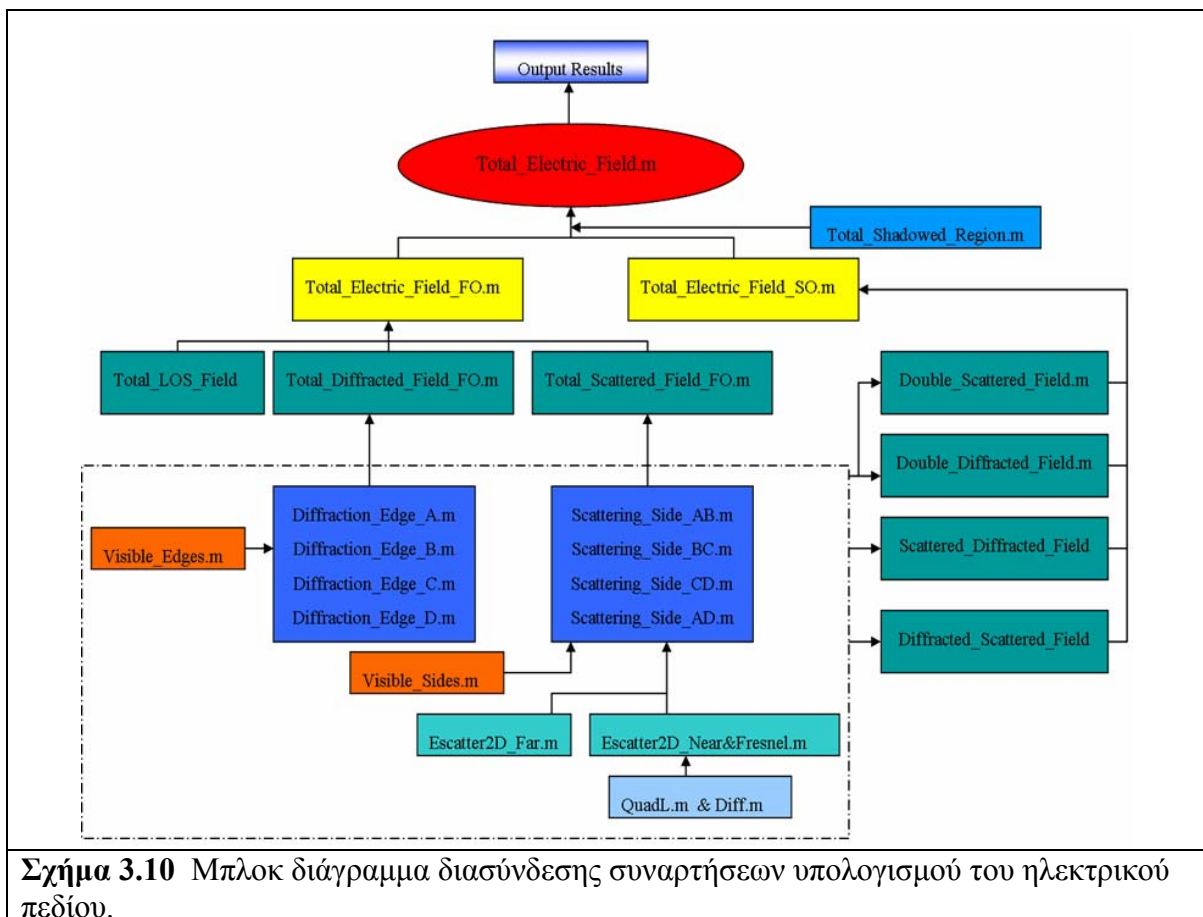
3.4.4 Ανάλυση Δομής Συναρτήσεων Υπολογισμού Πεδίων Πρώτης και Δεύτερης Τάξης

Ο υπολογισμός των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης στις ορατές περιοχές, υλοποιείται από ένα σύνολο συναρτήσεων που χωρίζονται στις εξής βασικές κατηγορίες:

1. Συνάρτηση υπολογισμού του πεδίου οπτικής επαφής (LOS) από τον πομπό (Total_LOS_Field.m).
2. Συναρτήσεις υπολογισμού του σκεδαζόμενου πεδίου πρώτης τάξης (First Order - FO) από τις ορατές πλευρές των εμποδίων. Οι συναρτήσεις αυτές χωρίζονται σε τέσσερις κατηγορίες ('Scattering_Side_AB.m', 'Scattering_Side_BC.m', 'Scattering_Side_CD.m' και 'Scattering_Side_AD.m'), ανάλογα με τον προσανατολισμό της εκάστοτε πλευράς του

κτιρίου. Οι συναρτήσεις αυτές χρησιμοποιούν τις βοηθητικές συναρτήσεις υπολογισμού του πεδίου σκέδασης στην περιοχή του μακρινού πεδίου ('Escatter2D_Far.m') και στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel ('Escatter2D_Near&Fresnel.m'). Η τελευταία συνάρτηση χρησιμοποιεί τις εσωτερικές συναρτήσεις του MATLAB: 'quadl' (υλοποίηση αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto) και 'diff' (συνάρτηση αριθμητικής διαφόρισης), όπως περιγράφηκαν εκτενώς στο δεύτερο κεφάλαιο, για τον υπολογισμό του σκεδαζόμενου πεδίου στην εγγύς περιοχή και στη ζώνη Fresnel με εφαρμογή αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης. Τέλος η συνάρτηση: 'Total_Scattered_Field_FO.m', αθροίζει διανυσματικά τα παραπάνω πεδία και αποθηκεύει σε πίνακα το συνολικό σκεδαζόμενο πεδίο πρώτης τάξης παντού στο χώρο.

3. Συναρτήσεις υπολογισμού του περιθλώμενου πεδίου πρώτης τάξης ('Diffraction_Edge_A.m', 'Diffraction_Edge_B.m', 'Diffraction_Edge_C.m' και 'Diffraction_Edge_D.m'). Οι συναρτήσεις αυτές 'σκανάρουν' τους πίνακες σκιάσεων (βλ. Ενότητα 3.4.3), εντοπίζουν τις ορατές ακμές και υπολογίζουν το περιθλώμενο πεδίο ανάλογα με τον προσανατολισμό της εκάστοτε ορθογώνιας ακμής. Τέλος η συνάρτηση: 'Total_Diffracted_Field_FO.m', αθροίζει διανυσματικά τα παραπάνω πεδία και αποθηκεύει σε πίνακα το συνολικό περιθλώμενο πεδίο πρώτης τάξης.



Σχήμα 3.10 Μπλοκ διάγραμμα διασύνδεσης συναρτήσεων υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου.

4. Συναρτήσεις υπολογισμού των πεδίων δεύτερης τάξης (Second Order - SO). Οι συναρτήσεις αυτές ('Double_Diffracted_Field.m', 'Double_Scattered_Field.m', 'Scattered_Diffracted_Field.m' και 'Diffracted_Scattered_Field.m') υπολογίζουν τα πεδία

δεύτερης τάξης, καλώντας διαδοχικά τις αντίστοιχες συναρτήσεις υπολογισμού των πεδίων πρώτης τάξης με βάση τη μεθοδολογία της ενότητας 3.3.4.

Η διαδικασία τερματίζεται με την κεντρική συνάρτηση υπολογισμού: 'Total_Electric_Field.m', η οποία υπολογίζει τη συνολική ένταση του πεδίου λήψης αθροίζοντας διανυσματικά όλα τα επιμέρους πεδία πρώτης και δεύτερης τάξης, υπολογίζει την πυκνότητα ισχύος και τις απώλειες διαδρομής (βλ. ενότητα 3.3.4) και αποθηκεύει σε ξεχωριστούς πίνακες όλα τα παραγόμενα αποτελέσματα. Στο παραπάνω σχήμα 3.10 παρουσιάζεται το διάγραμμα διασύνδεσης των προαναφερθέντων συναρτήσεων υπολογισμού.

3.4.5 Περιγραφή Παραγομένων Αποτελεσμάτων-Διαγραμμάτων.

Μετά την ολοκλήρωση υπολογισμού του πλάτους του λαμβανόμενου πεδίου, της πυκνότητας ισχύος και των απωλειών διαδρομής από την κεντρική συνάρτηση 'Total_Electric_Field.m', εξάγονται προσωρινά στο περιβάλλον εργασίας του MATLAB, τα αναγνωριστικά (IDs) των ορατών ακμών καθώς και οι διαστάσεις των πλήρως φωτιζόμενων και ημιορατών πλευρών, ώστε ο χρήστης να μπορεί να ελέγχει την ορθότητα των υπολογισμών και να εξετάζει τη συμβολή κάθε κτιρίου-εμποδίου στο συνολικό πεδίο λήψης. Με τον τρόπο αυτό ελέγχεται ταυτόχρονα και η ακρίβεια των αποτελεσμάτων με βάση την ανάλυση του χώρου (σε pixels) που έχει επιλεγεί αρχικά. Για παράδειγμα, εάν το σενάριο προσομοίωσης συμπεριλαμβάνει πολύ στενά περάσματα δρόμων, η επιλογή χαμηλής ανάλυσης των διαγραμμάτων, είναι δυνατό να οδηγήσει στη μη συμπερίληψη μερικώς φωτιζόμενων πλευρών, εάν οι διαστάσεις τους είναι μικρότερες από τις διαστάσεις των pixels, επειδή δεν είναι δυνατόν να εντοπιστούν σωστά από τον αλγόριθμο σκιάσεων.

Τέλος, με χρήση των συναρτήσεων απεικόνισης του MATLAB, παράγονται τα διαγράμματα του πλάτους του λαμβανόμενου πεδίου, της πυκνότητας ισχύος και των απωλειών διαδρομής σε λογαριθμική κλίμακα, συνοδευμένα με κατάλληλη βαθμονομημένη κλίμακα αντιστοιχίας χρωμάτων και τιμών. Ταυτόχρονα τα διαγράμματα αυτά εξάγονται ως εικόνες με διαμόρφωση <jpg> και ανάλυση 300dpi, στον κεντρικό υποκατάλογο του προγράμματος. Οι πίνακες των τιμών των μεγεθών, μαζί με τις συντεταγμένες όλων των σημείων του χώρου για να υπάρχει πλήρης αντιστοιχία, εξάγονται σε αρχεία EXCEL, επίσης στον κεντρικό υποκατάλογο του προγράμματος για περαιτέρω επεξεργασία.

3.5 ΧΡΟΝΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΙ ΒΕΛΤΙΣΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ

Ο χρόνος της διαδικασίας προσομοίωσης εξαρτάται από τον αριθμό των κτιρίων-εμποδίων του σεναρίου μελέτης, τον αριθμό των συμπεριλαμβανομένων μηχανισμών διάδοσης και την ανάλυση (σε pixels) των παραγομένων διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης.

Καταρχάς παρατηρείται, ως αναμενόμεν, η δραστική αύξηση του χρόνου προσομοίωσης με την αύξηση του αριθμού των εμποδίων που συμπεριλαμβάνονται στην περιοχή μελέτης. Το γεγονός αυτό οφείλεται κυρίως στη μεγάλη αύξηση των φαινομένων δεύτερης τάξης όταν αυξάνεται ο αριθμός των εμπλεκόμενων ακμών και πλευρών των

εμποδίων. Για την κατανόηση του μεγάλου αριθμού των μηχανισμών δεύτερης τάξης, αναλύεται παρακάτω η περίπτωση του απλού σεναρίου της γεωμετρίας δύο κτιρίων, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.6. Αρχικά ο αλγόριθμός σκιάσεων αναζητεί τις ορατές ακμές των κτιρίων και τα μέσα των ορατών πλευρών από τον πομπό. Συγκεκριμένα εντοπίζονται:

- $N=4$ ορατές ακμές από τον πομπό,
- $K=2$ ορατά μέσα που ανήκουν σε πλευρές που είναι πλήρως ορατές από τον πομπό.
- Δεν υπάρχουν μερικώς φωτιζόμενες πλευρές από τον πομπό.

Συνεπώς για τον υπολογισμό του συνολικού πεδίου λήψης συμπεριλαμβάνονται 7 μηχανισμοί διάδοσης πρώτης τάξης (απ' ευθείας πεδίο, 4 περιθλάσεις και 2 σκεδάσεις πρώτης τάξης).

Στη συνέχεια για κάθε μία από τις N ορατές ακμές από τον πομπό, αναζητούνται οι φωτιζόμενες από αυτή ακμές και πλευρές, για τον υπολογισμό των φαινομένων διπλής περιθλάσης και περίθλασης-σκεδάσης αντίστοιχα. Ανάλογα για κάθε μία από τις K ορατές πλευρές από τον πομπό αναζητούνται οι φωτιζόμενες από αυτή ακμές και πλευρές, για τον υπολογισμό των φαινομένων σκεδάσεων-περιθλάσεων και διπλών σκεδάσεων αντίστοιχα. Τελικά λαμβάνονται 18 διπλές περιθλάσεις, 3 διπλές σκεδάσεις, 14 περιθλάσεις-σκεδάσεις και 8 σκεδάσεις-περιθλάσεις. Συνολικά δηλαδή στον υπολογισμό του συνολικού πεδίου λήψης συμπεριλαμβάνονται 43 μηχανισμοί δεύτερης τάξης. Γίνεται λοιπόν φανερό ότι ο αριθμός των μηχανισμών δεύτερης τάξης είναι ιδιαίτερος μεγάλος ακόμα και σε σενάρια περιοχών με ελάχιστα κτίρια, και μάλιστα αυξάνει (προσεγγιστικά) με γεωμετρική πρόοδο όσο αυξάνεται ο αριθμός των εμποδίων. Το φαινόμενο είναι ακόμα εντονότερο για τους μηχανισμούς διάδοσης ανώτερης τάξης, όπου πλέον η εφαρμογή των αναλυτικών μεθόδων υπολογισμού της Φυσικής Οπτικής, της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης και κυρίως ο (χρονοβόρος) υπολογισμός των σκεδαζόμενων πεδίων με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης, οδηγούν σε υπέρογκους χρόνους προσομοίωσης.

Για το λόγο αυτό στις περιπτώσεις που απαιτείται ο υπολογισμός της ραδιοκάλυψης σε συγκεκριμένες υποπεριοχές (στενά περάσματα) του σεναρίου, προτείνεται να εξαιρούνται τα πολύ απομακρυσμένα εμπόδια, η συμβολή των οποίων σε όλους τους μηχανισμούς διάδοσης είναι αμελητέα λόγω εξασθενήσεων διαδρομής και φαινομένων σκιάσης, ώστε να μην αυξάνεται υπερβολικά ο αριθμός των μηχανισμών δεύτερης τάξης.

Η μείωση της διάρκειας της προσομοίωσης μπορεί επίσης να επιτευχθεί με τη συμπερίληψη των μηχανισμών δεύτερης τάξης μόνο στις περιοχές όπου η συμβολή τους κρίνεται απαραίτητη. Για παράδειγμα, με βάση τα συμπεράσματα που διατυπώθηκαν στην ενότητα 3.3.4 για το βαθμό συμβολής των μηχανισμών διάδοσης δεύτερης τάξης στις περιοχές οπτικής επαφής καθώς και στις περιοχές που καλύπτονται από πεδία πρώτης τάξης και διπλών σκεδάσεων, οι μηχανισμοί διπλών περιθλάσεων, περιθλάσεων-σκεδάσεων και σκεδάσεων-περιθλάσεων μπορούν να εξαιρεθούν χωρίς σημαντικό σφάλμα, δεδομένου ότι η συμβολή τους στη συνδιαμόρφωση του τελικού πεδίου λήψης είναι αμελητέα.

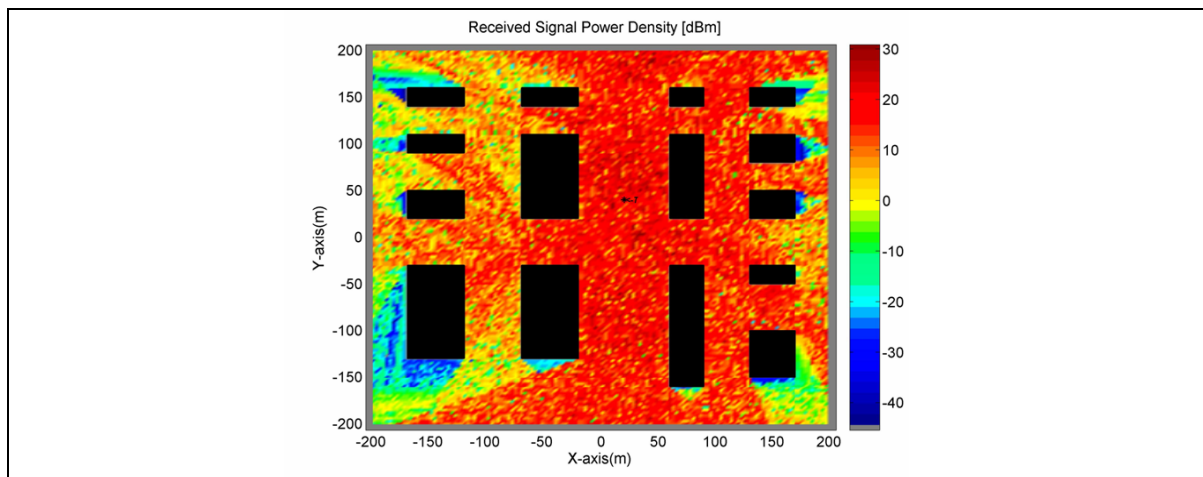
Για τους λόγους αυτούς, ο χρήστης συνίσταται να εκτελέσει την προσομοίωση με χαμηλή ανάλυση και συμπεριλαμβάνοντας μόνο τους μηχανισμούς πρώτης τάξης και τις διπλές σκεδάσεις, ώστε να εντοπίσει τις υποπεριοχές που δεν καλύπτονται (λόγω σκιάσεων) επαρκώς από τους μηχανισμούς αυτούς (η στάθμη ισχύος είναι μικρότερη από το κατώφλι ευαισθησίας των -110dB των κινητών τερματικών). Εν συνεχεία προτείνεται να διαιρέσει

κατάλληλα την περιοχή ενδιαφέροντος σε υποπεριοχές και να εκτελέσει την προσομοίωση με την επιθυμητή υψηλή ανάλυση διαγραμμάτων, συμπεριλαμβάνοντας τους ασθενείς μηχανισμούς διάδοσης που προαναφέρθηκαν, μόνο στις υποπεριοχές όπου η στάθμη του σήματος λήψης είναι χαμηλή.

Σημειώνεται επίσης ότι ο βασικός παράγοντας των αυξημένων χρόνων προσομοίωσης, είναι ο υπολογισμός των πεδίων σκέδασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, λόγω της χρονοβόρας διαδικασίας της αριθμητικής ολοκλήρωσης που υιοθετείται. Για το λόγο αυτό, στο επόμενο κεφάλαιο εξετάζονται αναλυτικά τεχνικές μείωσης των χρόνων υπολογισμού με βάση τη συγκεκριμένη μέθοδο (συναρτήσει της επιθυμητής ακρίβειας των αποτελεσμάτων) και προτείνεται μία νέα, χρονικά αποτελεσματική και ακριβής μεθοδολογία (‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Σκέδασης σε Μακρινό’).

3.6 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΙΩΣΕΩΝ ΤΗΣ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΣΕ ΣΥΝΘΕΤΑ ΑΣΤΙΚΑ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΑ

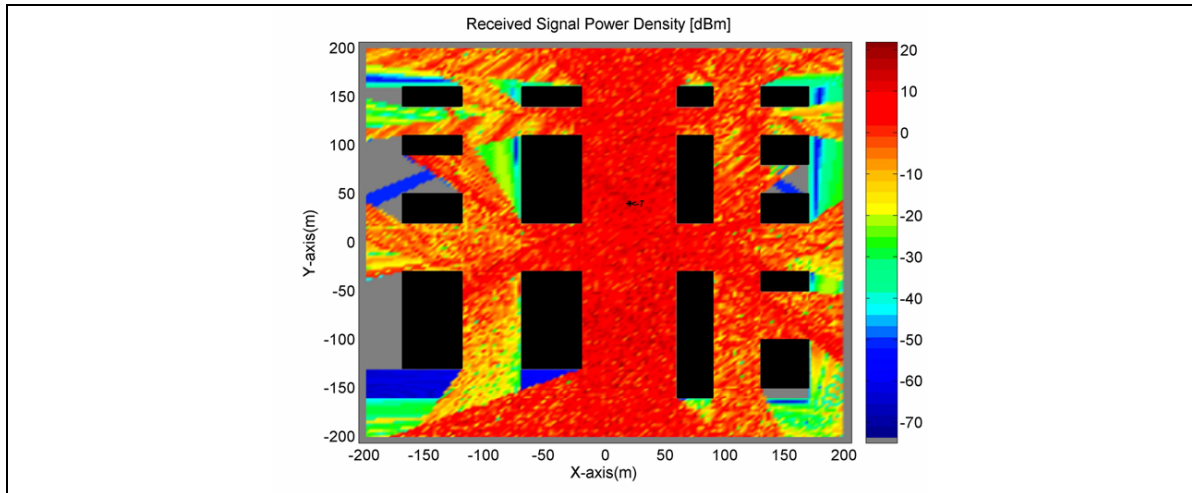
Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται τα (2-D) αποτελέσματα προσομοίωσης για ένα σύνθετο εξωτερικό περιβάλλον αστικής μικροκυψέλης διαστάσεων 400m x 400m, που απαρτίζεται από συστοιχίες 15 ορθογωνίων παραλληλογράμμων κτιρίων, κατά μήκος τυχαίου πλέγματος δρόμων. Η επιλογή της συγκεκριμένης γεωμετρίας έγινε μεταξύ πλήθους σεναρίων ραδιοδιάδοσης διότι τα αποτελέσματα ραδιοκάλυψης απεικονίζουν χαρακτηριστικά τη συνεισφορά των επιμέρους μηχανισμών διάδοσης στο συνολικό πεδίο λήψης.



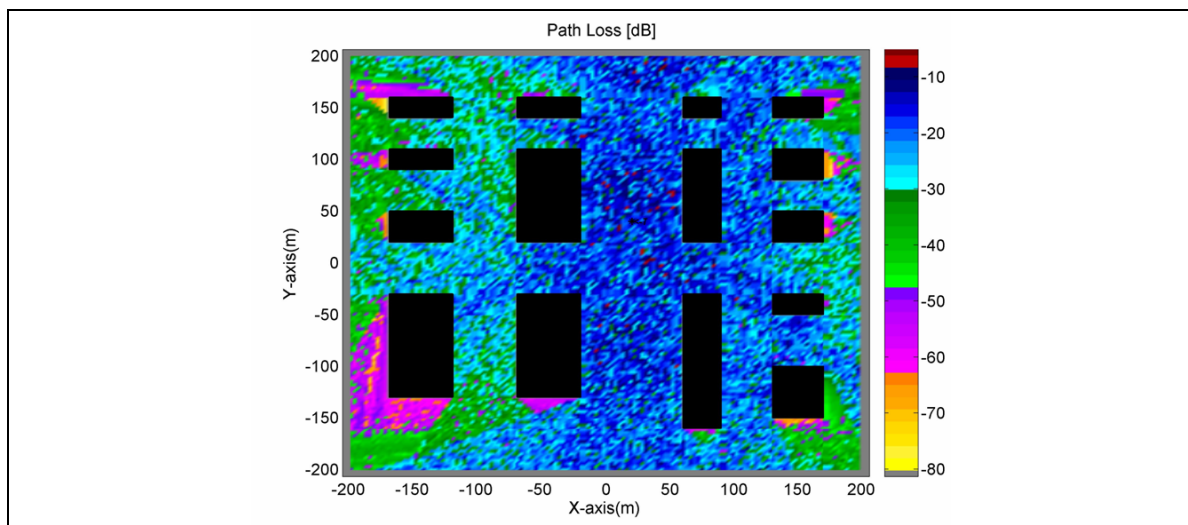
Σχήμα 3.11 Διάγραμμα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος (dBm), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.

Η κεραία του σταθμού βάσης τοποθετείται στο κέντρο της κυψέλης (βλ. Σχήμα 3.11), με συχνότητα λειτουργίας 900MHz και εκπεμπόμενη ισχύς ίση με 18.2 dBm. Οι μέσες τιμές των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των επιφανειών των κτιρίων τίθενται $\epsilon_r=3$ και $\sigma=0.005$ S/m, σύμφωνα με τις προτεινόμενες τυπικές τιμές στη διεθνή βιβλιογραφία [1, 3]. Τα παραγόμενα υψηλής ανάλυσης διαγράμματα ραδιοκάλυψης δίνονται στη μορφή της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος (βλ. Σχήματα 3.11-12) και των απωλειών διαδρομής (βλ. Σχήματα 3.13-14), για τις περιπτώσεις που συμπεριλαμβάνονται: (α) όλοι οι μηχανισμοί διάδοσης πρώτης

και δεύτερης τάξης και (b) μόνο οι μηχανισμοί πρώτης τάξης. Σκοπός είναι να επαληθευτούν τα συμπεράσματα που παρατίθενται στην προηγούμενη ενότητα, για την αξιολόγηση της συμβολής των επιμέρους μηχανισμών στο συνολικό πεδίο λήψης, σε μία πολυσύνθετη τυπική γεωμετρία μικροκυψέλης, όπου τα φαινόμενα σκιάσεων και εξασθενήσεων διαδρομής του σήματος είναι έντονα.



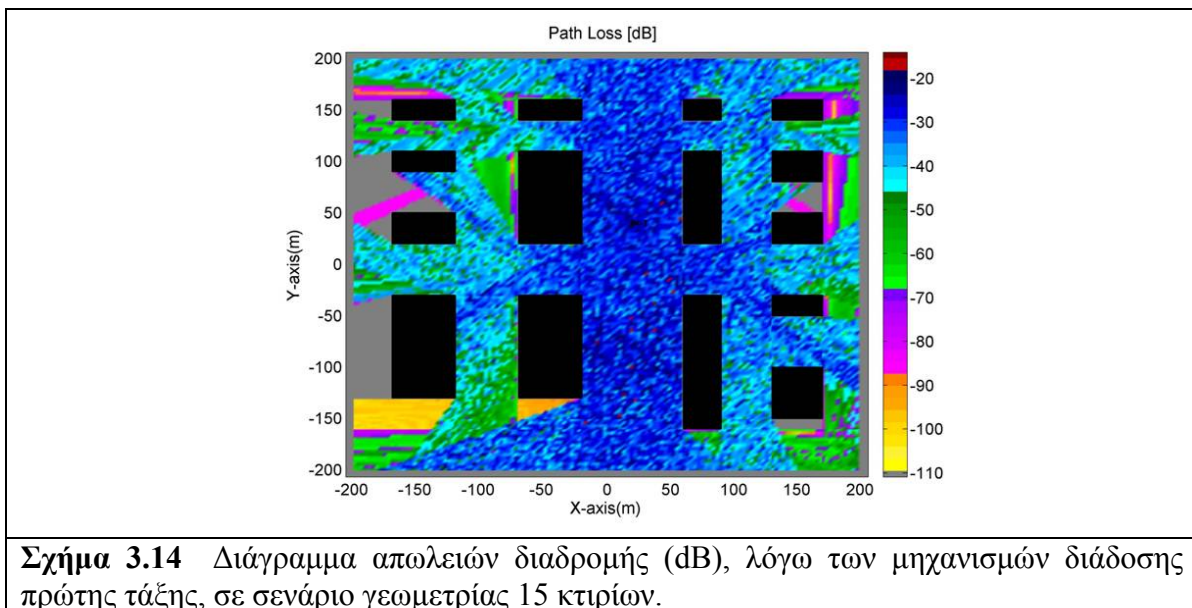
Σχήμα 3.12 Διάγραμμα λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος (dBm), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.



Σχήμα 3.13 Διάγραμμα απωλειών διαδρομής (dB), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.

Όπως αναφέρθηκε στην αρχή του παρόντος κεφαλαίου, η δισδιάστατη μοντελοποίηση που υιοθετείται στο προτεινόμενο μοντέλο, αποτελεί ικανοποιητική προσέγγιση του πραγματικού τρισδιάστατου προβλήματος ραδιοδιάδοσης, με την προϋπόθεση οι κεραιές του σταθμού βάσης και της κεραιάς λήψης να βρίσκονται στο ίδιο περίπου ύψος, αρκετά ψηλότερα από το επίπεδο του εδάφους και χαμηλότερα από το μέσο ύψος των κτιρίων του περιβάλλοντος χώρου. Σε τέτοια περιβάλλοντα υψηλής κίνησης, τα φαινόμενα σκεδάσεων και περιθλάσεων από τις οροφές των κτιρίων, καθώς και η συμβολή του εδάφους, δεν

επηρεάζουν σημαντικά τη συνολική ισχύ λήψης και μπορούν να αμεληθούν χωρίς σημαντικό σφάλμα [4, 14]. Αντίθετα, τα φαινόμενα που κυριαρχούν στη διαμόρφωση του πεδίου λήψης, ‘κείτονται’ σε οριζόντιο επίπεδο που περιλαμβάνει την κεραία του πομπού και τις πιθανές θέσεις του κινούμενου δέκτη [4], όπως συμβαίνει και στο σενάριο που αναλύεται στην παρούσα ενότητα. Επίσης, οι απώλειες διαδρομής σήματος, δεν μεταβάλλονται σημαντικά με τη μεταβολή του ύψους των κεραιών εκπομπής και λήψης. Αποτελέσματα μετρήσεων, όπου το ύψος της κεραίας του δέκτη παρέμεινε σταθερό και το ύψος της κεραίας του πομπού μεταβαλλόταν (κάτω πάντα από το επίπεδο οροφής των κτιρίων), απέδειξαν μεταβολή στις απώλειες διαδρομής του σήματος με μέση απόκλιση περίπου 3.4dB [3]. Αντίθετα, σε περιβάλλοντα διάδοσης που περιλαμβάνουν κτίρια και εμπόδια με διαφορετικό ύψος, το οποίο είναι συγκρίσιμο με το ύψους των κεραιών εκπομπής και λήψης, η διάδοση πάνω από τις οροφές των κτιρίων δεν μπορεί να αμεληθεί (καθώς κυριαρχεί στις περιοχές μη οπτικής επαφής) και η δισδιάστατη μοντελοποίηση δίνει αποτελέσματα περιορισμένης ακρίβειας [4]. Οι προαναφερθείσες συνθήκες τηρούνται στο παρόν σενάριο ραδιοκάλυψης, καθώς ο πομπός και η περιοχή κίνησης του δέκτη λαμβάνονται στο ίδιο ύψος, που είναι ταυτόχρονα και το μέσο του ύψους των 15 ισουψών κτιρίων.



Σχήμα 3.14 Διάγραμμα απωλειών διαδρομής (dB), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων.

Από τη σύγκριση των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης των σχημάτων 3.12-3.14, παρατηρούμε ότι η λαμβανόμενη πυκνότητα ισχύος στις περιοχές οπτικής επαφής καθορίζεται σχεδόν αποκλειστικά από τους μηχανισμούς διάδοσης πρώτης τάξης, και στο μεγαλύτερο βαθμό από το LOS πεδίο και το πεδίο σκέδασης. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η συμβολή των μηχανισμών διάδοσης δεύτερης τάξης είναι σχετικά μικρή και μπορεί να παραληφθεί χωρίς σημαντικό σφάλμα. Εξάιρεση αποτελεί (όπως προκύπτει από επιπλέον αποτελέσματα που δεν παρατίθενται εδώ) ο μηχανισμός των διπλών σκεδάσεων, η συμβολή του οποίου είναι σημαντική κυρίως στην περίπτωση όπου οι περιοχές πρώτης και δεύτερης σκέδασης εντοπίζονται στην εγγύς περιοχή ή στην περιοχή της ζώνης Fresnel (βλ. Ενότητα 3.3.4).

Για τις NLOS περιοχές, οι μηχανισμοί των σκεδάσεων και περιθλάσεων πρώτης τάξης καθώς και οι διπλές σκεδάσεις κυριαρχούν στη διαμόρφωση του πεδίου λήψης. Η συμβολή

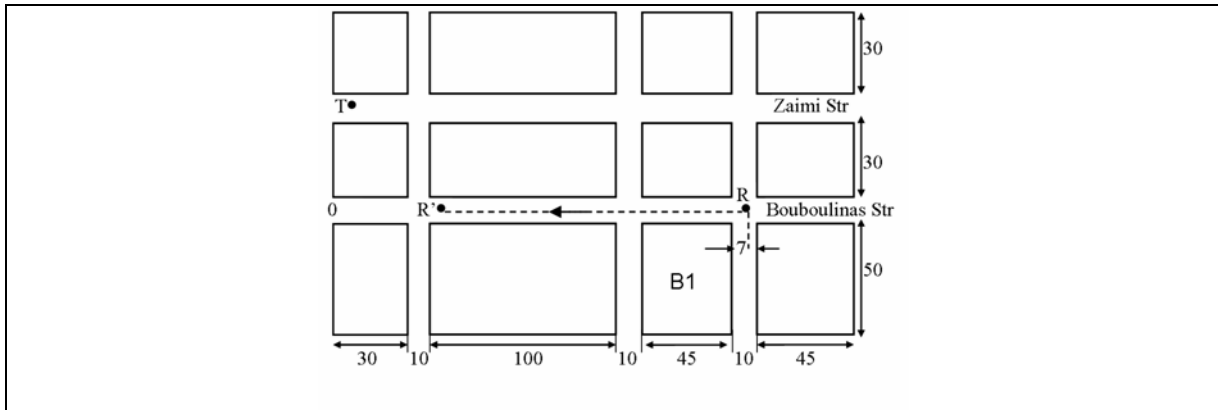
των λοιπών μηχανισμών δεύτερης τάξης (διπλές περιθλάσεις, περιθλάσεις-σκεδάσεις και σκεδάσεις-περιθλάσεις), είναι καθοριστική στις απομακρυσμένες από τον πομπό υποπεριοχές, όπου η στάθμη του λαμβανόμενου σήματος είτε είναι μηδενική λόγω φαινομένων ολικής σκίασης, είτε είναι ιδιαίτερα εξασθενημένη (κάτω από τα -40 dBm). Μάλιστα, όπως προκύπτει από το σχήμα 3.11, οι προαναφερθείσες απομακρυσμένες υποπεριοχές καλύπτονται ικανοποιητικά από τους μηχανισμούς δεύτερης τάξης, οι οποίοι δίνουν στάθμη ισχύος πάνω από το κατώφλι ευαισθησίας των κινητών συσκευών δέκτη (-110 dBm). Σημειώνεται επίσης ότι η συνεισφορά των φαινομένων ανώτερης τάξης, που δεν συνυπολογίζονται στο παρόν μοντέλο προσομοίωσης, υπολογίστηκε για ορισμένες διαδρομές του δέκτη στο παραπάνω σενάριο, και ως επί το πλείστον κυμαίνεται κάτω από το κατώφλι των -110dB, λόγω πολλαπλών εξασθενήσεων διαδρομής (με εξαίρεση τις τριπλές σκεδάσεις, όπου οι τιμές του πεδίου είναι λίγο μεγαλύτερες, έως και -80dBm). Η συνεισφορά τους είναι καθοριστική σε απομακρυσμένες θέσεις του δέκτη, όπου δεν φτάνουν πεδία πρώτης και δεύτερης τάξης. Ωστόσο οι περιοχές αυτές είναι περιορισμένες (δεν απαντώνται στο παρόν σενάριο μελέτης) σε τυπικές γεωμετρίες μικροκυψελών.

Για την προσομοίωση του παρόντος σεναρίου, χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής της εταιρείας Dell με επεξεργαστή Intel Pentium 2.8GHz και μνήμη 512MB. Ο χρόνος προσομοίωσης που απαιτήθηκε για τον υπολογισμό όλων των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης είναι περίπου 15 λεπτά για κάθε θέση του δέκτη (pixel). Επομένως, η συνολική διάρκεια της προσομοίωσης (ανάλογη με τον αριθμό των θέσεων του δέκτη) αντιστοιχεί σε πολλές ώρες, ανάλογα με την επιθυμητή ανάλυση των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης. Παρόλο που ο χρόνος υπολογισμού είναι ιδιαίτερα αυξημένος, μπορεί να μειωθεί σημαντικά με βάση τις μεθοδολογίες που προτάθηκαν στην ενότητα 3.5. Επιπλέον, η χρήση μιας χρονικά αποτελεσματικότερης γλώσσας προγραμματισμού, όπως είναι η C και η Fortran (χαμηλότερου επιπέδου απ' ότι το MATLAB), κυρίως για την υλοποίηση των υπολογισμών της χρονοβόρας διαδικασίας των αριθμητικών ολοκληρώσεων, μπορεί να οδηγήσει σε δραστική μείωση του χρόνου προσομοίωσης. Περαιτέρω τεχνικές για την επιτάχυνση του προγράμματος ραδιοκάλυψης, εξετάζονται στο αμέσως επόμενο κεφάλαιο.

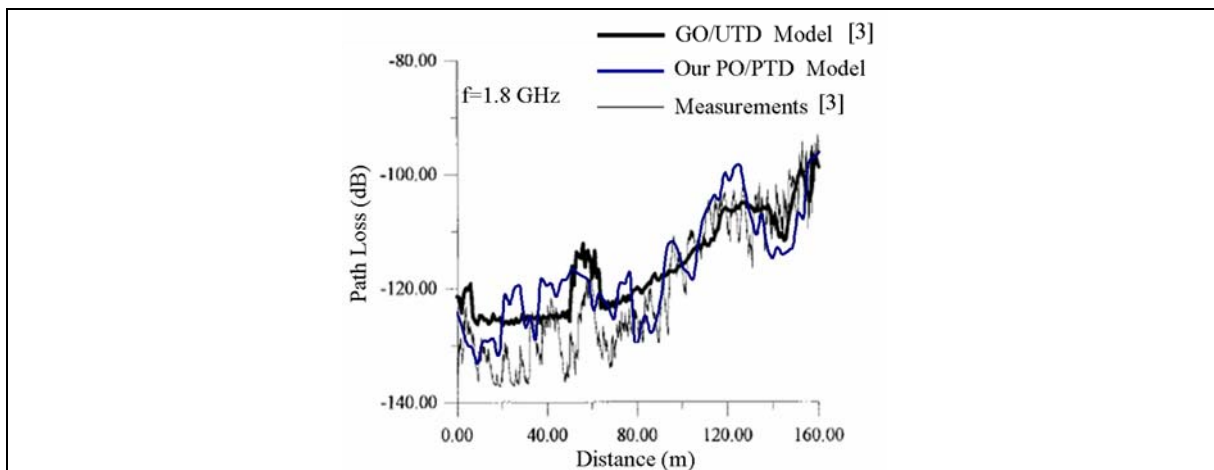
3.7 ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ ΜΕ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΛΛΩΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται συγκρίσεις των αποτελεσμάτων ραδιοκάλυψης του προτεινόμενου δισδιάστατου προγράμματος 'MicroRaCoP' με αντίστοιχα αποτελέσματα άλλων ντετερμινιστικών προγραμμάτων, που έχουν δημοσιευτεί στη διεθνή βιβλιογραφία, για τα οποία μάλιστα υπάρχουν και αποτελέσματα πειραματικών μετρήσεων. Η επιλογή των παρακάτω δύο συγκεκριμένων σεναρίων σύγκρισης, έγινε με κριτήριο την ικανοποίηση των απαραίτητων συνθηκών, όπως περιγράφηκαν παραπάνω, με βάση τις οποίες η δισδιάστατη μοντελοποίηση που υιοθετείται για την πρόβλεψη της ραδιοκάλυψης είναι ικανοποιητική προσέγγιση του πραγματικού τρισδιάστατου προβλήματος.

Στο πρώτο σενάριο, χρησιμοποιείται ως μικροκυψελωτό περιβάλλον ραδιοδιάδοσης, τμήμα του κέντρου της Αθήνας, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 3.15 Πρώτη περιοχή μελέτης (κέντρο Αθήνας), που χρησιμοποιείται για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων ραδιοκάλυψης του προγράμματος ‘MicroRaCoP’ με αντίστοιχα δημοσιευμένα θεωρητικά αποτελέσματα και μετρήσεις [3, 10].



Σχήμα 3.16 Σύγκριση των υπολογιζόμενων απωλειών διαδρομής με βάση το πρόγραμμα ‘MicroRaCoP’ με αντίστοιχα δημοσιευμένα [3, 10] θεωρητικά αποτελέσματα και πειραματικά δεδομένα για την πρώτη περιοχή μελέτης (Σχήμα 3.15).

Το ύψος της κεραίας του σταθμού βάσης (T) είναι 8.5m και ο δέκτης (R) μετακινείται κατά μήκος του πρώτου παράλληλου δρόμου (Bouboulinas Str.) σε συνθήκες μη οπτικής επαφής από τον πομπό, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 3.15. Το μέσο ύψος των κτιρίων της περιοχής είναι αρκετά μεγαλύτερο από το ύψος του σταθμού βάσης (15-20m), με αποτέλεσμα η συμβολή των σκεδάσεων και περιθλάσεων από τις οροφές των κτιρίων στο πεδίο λήψης να είναι αμελητέα. Η συχνότητα λειτουργίας τίθεται 1.8 GHz και οι μέσες τιμές των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των τοίχων των κτιρίων λαμβάνονται: $\epsilon_r=3$ και $\sigma=0.005$ S/m [10, 17-18]. Στο παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζεται η σύγκριση των απωλειών διαδρομής, όπως υπολογίστηκαν από το προτεινόμενο δισδιάστατο PO/PTD μοντέλο, με τα αντίστοιχα αποτελέσματα προσομοίωσης του τρισδιάστατου μοντέλου ραδιοδιάδοσης που προτείνεται στο [3] και με πειραματικές μετρήσεις [3, 10]. Σημειώνεται ότι το προτεινόμενο μοντέλο διάδοσης στο [3], υιοθετεί τη θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής (GO) για τον υπολογισμό των ανακλώμενων πεδίων και την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD) για τον υπολογισμό των πεδίων περίθλασης. Περισσότερες λεπτομέρειες για τη γεωμετρική

μοντελοποίηση του περιβάλλοντος χώρου και τη μέθοδο μοντελοποίησης της ραδιοδιάδοσης (τεχνικές ιχνηλάτισης ακτινών) του μοντέλου αυτού, παρατίθενται στο [3]. Επίσης, για τον υπολογισμό των απωλειών διαδρομής στο [3], όπως και στο προτεινόμενο μοντέλο, λαμβάνονται μηχανισμοί διάδοσης έως και δεύτερης τάξης.

Όπως παρατηρείται από το παραπάνω διάγραμμα, τα αποτελέσματα προσομοίωσης του προτεινόμενου PO/PTD μοντέλου, παρουσιάζουν ικανοποιητική σύγκλιση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα των μετρήσεων σε όλη τη διαδρομή του δέκτη. Η απόκλιση είναι συνήθως της τάξης των 3-8dB και σπάνια υπερβαίνει τα 10dB. Ειδικότερα, για τις θέσεις του κινητού δέκτη που βρίσκονται σε αποστάσεις μεγαλύτερες των 70m από το σημείο εκκίνησης, η διαφορά των αποτελεσμάτων προσομοίωσης του προτεινόμενου μοντέλου με τις μετρήσεις, στο σύνολο σχεδόν της διαδρομής του δέκτη, είναι μικρότερη από την αντίστοιχη των αποτελεσμάτων του GO/UTD μοντέλου. Η βελτίωση αυτή των αποτελεσμάτων του παρόντος προγράμματος, οφείλεται κυρίως στον ακριβέστερο υπολογισμό των πεδίων σκέδασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, που είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός διάδοσης σε διαδρομές (μη οπτικής επαφής από τον πομπό) του δέκτη εντός στενών περασμάτων δρόμων, όπου περιβάλλεται από τις ηλεκτρικά μεγάλες επιφάνειες των κτιρίων. Αντίθετα η απόκλιση των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τις πειραματικές μετρήσεις είναι μεγαλύτερη για αποστάσεις μικρότερες των 70m από το σημείο εκκίνησης. Αυτό οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι το εμπόδιο B1 (βλ. Σχήμα 3.15) είναι το κτίριο του Εθνικού Μουσείου, το οποίο περιβάλλεται από μία αυλή μήκους 7m και ύψους 3m κάτω από το επίπεδο του δρόμου. Η απόκλιση αυτή παρατηρείται και στα αποτελέσματα προσομοίωσης του GO/UTD μοντέλου. Τέλος σημειώνεται ότι οι ανωμαλίες στις επιφάνειες των τοίχων, καθώς και η κίνηση των οχημάτων στους δρόμους, έστω και αν τα αποτελέσματα ελήφθησαν σε ώρες χαμηλής κίνησης [3], διαφοροποιούν το πραγματικό περιβάλλον διάδοσης από το προσεγγιστικό που υιοθετείται στα δύο προγράμματα προσομοίωσης, γεγονός που δικαιολογεί σε ένα βαθμό τις αποκλίσεις των πειραματικών δεδομένων από τα αντίστοιχα θεωρητικά αποτελέσματα.

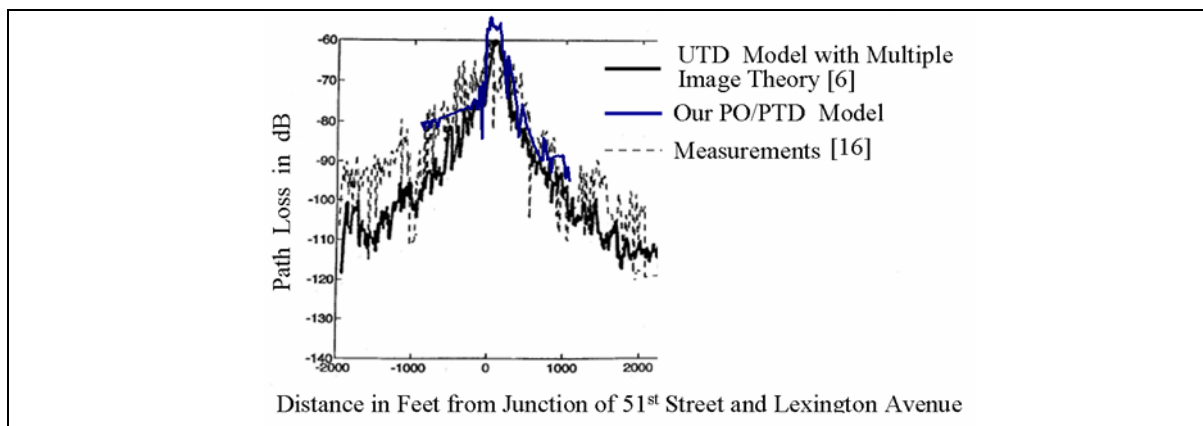
Στο δεύτερο σενάριο σύγκρισης, ως μικροκυψελωτό περιβάλλον ραδιοδιάδοσης χρησιμοποιείται τμήμα της πόλης του Manhattan, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα 3.17. Σημειώνεται ότι λόγω της ομοιόμορφης χωροταξικής διάταξης καθώς και των διαστάσεων των συστοιχιών των ορθογώνιων παραλληλεπίπεδων κτιρίων, το συγκεκριμένο σενάριο έχει χρησιμοποιηθεί ως περιβάλλον αναφοράς για την ανάπτυξη αρκετών τηλεπικοινωνιακών εφαρμογών προσομοίωσης ('Manhattan Grid' mobility model) και τη διεξαγωγή πειραματικών μετρήσεων.

Η κεραία του σταθμού βάσης Tx τοποθετείται σε ύψος 9.146 m και ο δέκτης Rx μετακινείται κατά μήκος της 50^{ης} Οδού, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 3.17. Η συχνότητα λειτουργίας τίθεται 900MHz και οι μέσες τιμές των ηλεκτρικών παραμέτρων των τοίχων των κτιρίων λαμβάνονται: $\epsilon_r=3$ και $\sigma=7$ S/m [6].



Σχήμα 3.17 Δεύτερη περιοχή μελέτης (Manhattan), που χρησιμοποιείται για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων ραδιοκάλυψης του προγράμματος ‘MicroRaCoP’ με αντίστοιχα δημοσιευμένα θεωρητικά αποτελέσματα και μετρήσεις [6, 16].

Στο παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζεται η σύγκριση των απωλειών διαδρομής, όπως υπολογίστηκαν από το προτεινόμενο δισδιάστατο PO/PTD μοντέλο, με τα αντίστοιχα αποτελέσματα προσομοίωσης του τρισδιάστατου μοντέλου ραδιοδιάδοσης που προτείνεται στο [6] και με πειραματικές μετρήσεις [16]. Σημειώνεται ότι το προτεινόμενο μοντέλο διάδοσης στο [6], υιοθετεί τη θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής (GO) και την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD), για τον υπολογισμό των ανακλάσεων και περιθλάσεων πρώτης τάξης αντίστοιχα. Για τους μηχανισμούς διάδοσης ανώτερης τάξης χρησιμοποιείται η Θεωρία των Ειδώλων (‘Multiple Image Theory’) συνδυαστικά με τις προαναφερθείσες μεθόδους. Περισσότερες λεπτομέρειες για τον αλγόριθμο ιχνηλάτισης ακτινών που εφαρμόζεται, παρατίθενται στο [6]. Επίσης, για τον υπολογισμό των απωλειών διαδρομής στο [6], όπως και στο προτεινόμενο μοντέλο, το μέσο ύψος των κτιρίων λαμβάνεται πολύ μεγαλύτερο από το ύψος των κεραιών του πομπού και του δέκτη, και αμελούνται οι μηχανισμοί διάδοσης από τις οροφές των κτιρίων.



Σχήμα 3.18 Σύγκριση των υπολογιζόμενων απωλειών διαδρομής με βάση το πρόγραμμα ‘MicroRaCoP’ με αντίστοιχα δημοσιευμένα [6, 16] θεωρητικά αποτελέσματα και πειραματικά δεδομένα για τη δεύτερη περιοχή μελέτης (Σχήμα 3.17).

Όπως και στο πρώτο σενάριο σύγκρισης, από το παραπάνω διάγραμμα, παρατηρείται ικανοποιητική σύγκλιση των αποτελεσμάτων του προτεινόμενου μοντέλου ραδιοκάλυψης για συχνότητα λειτουργίας 900MHz, με τα αντίστοιχα πειραματικά [16] και θεωρητικά

αποτελέσματα [6], καθώς στο μεγαλύτερο τμήμα της διαδρομής του δέκτη οι αποκλίσεις θεωρητικών και πειραματικών τιμών είναι κάτω από τα 10dB. Επίσης σημειώνεται ότι κοντά στη διασταύρωση της 50^{ης} Οδού με την οδό Lexington, παρατηρείται, ως αναμενόμεν, σημαντική αύξηση της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος, λόγω των συνθηκών οπτικής επαφής πομπού-δέκτη. Όσο ο δέκτης απομακρύνεται από τη διασταύρωση σε συνθήκες μη οπτικής επαφής από τον πομπό, το πεδίο λήψης διαμορφώνεται κυρίως από το περιθλώμενο πεδίο πρώτης τάξης και τους μηχανισμούς διάδοσης δεύτερης τάξης, με συνέπεια οι απώλειες διαδρομής να αυξάνονται απότομα (βλ. Σχήμα 3.18).

3.8 ΣΥΝΟΨΗ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάστηκε αναλυτικά ένα δισδιάστατο μοντέλο προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε αστικά μικροκυψελωτά περιβάλλοντα, το οποίο δίνει αποτελέσματα ικανοποιητικής ακρίβειας για τις συχνότητες των κινητών ραδιοεπικοινωνιών 900MHz και 1.8GHz, όπως προέκυψε από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων προσομοίωσης με πειραματικά δεδομένα και αποτελέσματα άλλων δημοσιευμένων ντετερμινιστικών μεθόδων. Βασικό πλεονέκτημα του προτεινόμενου μοντέλου είναι η ενσωμάτωση υπολογισμών σκεδαζόμενου πεδίου στις περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου, γεγονός που βελτιώνει σημαντικά την ακρίβεια των αποτελεσμάτων εντός των στενών περασμάτων των πυκνοκατοικημένων πόλεων, όπου οι περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου καλύπτουν το σύνολο σχεδόν της περιοχής κάλυψης. Ωστόσο για την παραγωγή των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης υψηλής ανάλυσης, οι χρόνοι υπολογισμού κρίνονται ιδιαίτερα αυξημένοι. Για το λόγο αυτό, πέραν των μεθόδων βέλτιστης χρήσης του προγράμματος που προτάθηκαν στην ενότητα 3.5, στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζεται μία μέθοδος επιτάχυνσης του αλγορίθμου υπολογισμού των σκεδαζόμενων πεδίων στην περιοχή της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου. Η μέθοδος αυτή, αντικαθιστώντας τις χρονοβόρες ρουτίνες της αριθμητικής ολοκλήρωσης, επιταχύνει σημαντικά τη διαδικασία προσομοίωσης, βελτιώνοντας ταυτόχρονα την ακρίβεια των αποτελεσμάτων, όπως θα αποδειχθεί στο επόμενο κεφάλαιο.

3.9 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3

- [1] E. G. Papkelis, I. Psarros, I. Ch. Ouranos, Ch. G. Moschovitis, K. T. Karakatselos, E. Vagenas, H. T. Anastassiou, and P. V. Frangos, "A Radio Coverage Prediction Model in Wireless Communication Systems Based on Physical Optics and the Physical Theory of Diffraction," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, accepted for publication, November 2006 (to be published in the April 2007 issue).
- [2] E. G. Papkelis, I. Ch. Ouranos, Ch. G. Moschovitis, K. T. Karakatselos, and P. Frangos, "Radio Coverage Simulation Tool in Urban Environments Using Physical Optics and Physical Theory of Diffraction," *Proceedings of Mediterranean Microwave Symposium*, Athens, Greece, September 6-8, 2005, pp. 228-233.

- [3] A. G. Kanatas, I. D. Kountouris, G. B. Kostaras, P. Constantinou, "A UTD Propagation Model in Urban Microcellular Environments," *IEEE Trans. on Vehicular Technology*, vol. 46, no. 1, pp. 185-193, February 1997.
- [4] G. Liang and H. L. Bertoni, "A New Approach to 3-D Ray Tracing for Propagation Prediction in Cities," *IEEE Trans. on Antennas and Propagat*, vol. 46, no. 16, June 1998.
- [5] M. F. Catedra and J. P. Arriaga, *Cell Planning for Wireless Communications*, Artech House, Boston - London, 1999.
- [6] S. Y. Tan and H. S. Tan, "A Microcellular Communications Propagation Model Based on the Uniform Theory of Diffraction and Multiple Image Theory," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 10, October 1996.
- [7] A. G. Kanatas and P. Constantinou, "A Propagation Prediction Tool for Urban Mobile Radio Systems," *IEEE Trans. on Vehicular Technology*, vol. 49, pp. 1348-1355, July 2000.
- [8] M. C. Lawton and J. P. McGeehan, "The Application of a Deterministic Ray-Launching Algorithm for the Prediction of Radio Channel Characteristics in Small-Cell Environments," *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, vol. 43, pp. 955-969, November 1994.
- [9] Ι. Φικιώρης, *Εισαγωγή στη Θεωρία Κεραιών*, Εκδόσεις Σελούντος, 1982.
- [10] N. Papadakis, A. Kanatas, and P. Constantinou, "Microcellular Propagation Measurements and Simulation at 1.8 GHz in Urban Radio Environment," *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol. 47, pp. 1012-1026, August 1998.
- [11] Φ. Κωσταντίνου, *Κινητές Τηλεπικοινωνίες - Μοντέλα Ραδιοκάλυψης*, Αθήνα, Σεπτέμβριος, 2002.
- [12] D. J. Y. Lee and W. C. Y. Lee, "Propagation Prediction in and Through Buildings," *IEEE Trans. on Vehicular Technology*, vol. 49, no. 5, September 2000.
- [13] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley, *Radar Cross Section, Second Edition*, Artech House, Boston-London, pp. 189-199, 1993.
- [14] N. Papadakis, A. G. Kanatas, P. Constantinou, "Microcellular Propagation Measurements and Simulation at 1.8GHz in Urban Radio Environment", *IEEE Trans.Veh. Technol.*, vol. 47, no. 3, pp. 1012-1026, Aug. 1998.
- [15] W. C. Y. Lee, *Mobile Communications Engineering*, New York: McGraw-Hill, 1982.
- [16] A. J. Rustako Jr., N. Amitay, G. J. Owens, and R. S. Roman, "Radio Propagation Measurements at Microwave Frequencies for Microcellular Mobile and Personal Communications," in *Conf. Rec. Int. Conf. Commun.*, Boston, MA, pp. 482-486, June 1989.
- [17] V. Erceg et al., "Urban/Suburban Out-Of-Sight Propagation Modeling," *IEEE Commun. Magazine*, pp. 55-61, June 1992.
- [18] G. Lampard and T. Vu-Dihn, "The Effect of Terrain on Radio Propagation in Urban Microcells," *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol. 42, pp. 314-317, August 1993.

4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο μελετάται αναλυτικά η χρονική διάρκεια του αλγορίθμου υπολογισμού της ραδιοκάλυψης σε τυπικά μικροκυβελωτά περιβάλλοντα, όπως παρουσιάστηκε εκτενώς στο προηγούμενο κεφάλαιο [1-3], και παρουσιάζονται τεχνικές επιτάχυνσης του προτεινόμενου προγράμματος προσομοίωσης. Η εύρεση αποτελεσματικών αλγορίθμων, ώστε να αποφεύγονται οι μεγάλοι χρόνοι προσομοίωσης (λόγω της πολυπλοκότητας της γεωμετρίας και κυρίως λόγω του αυξημένου αριθμού των μηχανισμών διάδοσης), είναι ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα στην ανάπτυξη εφαρμογών πρόβλεψης της ραδιοδιάδοσης, που έχουν απασχολήσει αρκετές ερευνητικές ομάδες [4-8].

Στο προτεινόμενο μοντέλο ραδιοκάλυψης, το οποίο ενσωματώνει αναλυτικούς υπολογισμούς των πεδίων σκέδασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, ο βασικός παράγοντας των αυξημένων χρόνων προσομοίωσης είναι ο υπολογισμός των πεδίων αυτών, λόγω της χρονοβόρας διαδικασίας της αριθμητικής ολοκλήρωσης που υιοθετείται. Για λόγο αυτό, στις επόμενες παραγράφους εξετάζεται αρχικά η σχέση ανάμεσα στο σφάλμα της αριθμητικής ολοκλήρωσης και στους χρόνους υπολογισμού και προτείνεται μία βέλτιστη λύση. Η μείωση του ορίου σφάλματος που υιοθετείται τελικά στον υπολογισμό των προαναφερθέντων πεδίων, οδηγεί σε δραστική μείωση των χρόνων προσομοίωσης, χωρίς να εισάγει ουσιαστικό σφάλμα στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων.

Εν συνεχεία προτείνεται μία ακριβής και χρονικά αποτελεσματική μεθοδολογία υπολογισμού του σκεδαζόμενου H/M πεδίου από ορθογώνιο σκεδαστή στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, τόσο για την τρισδιάστατη περίπτωση (σκέδαση από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων), όσο και τη δισδιάστατη περίπτωση (σκέδαση από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους). Η προτεινόμενη τεχνική, την οποία ονομάζουμε 'Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό', βασίζεται στη θεωρία της Φυσικής Οπτικής και εφαρμόζει την τεχνική της διαίρεσης του σκεδαστή σε κατάλληλο αριθμό μικρότερων κυβελών-υποσκεδαστών όταν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στην περιοχή του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel του σκεδαστή. Η εισαγωγή της τεχνικής αυτής στον κώδικα του προγράμματος προσομοίωσης, αντικαθιστώντας τη χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης, βελτιώνει δραστικά τους χρόνους προσομοίωσης και ταυτόχρονα εξασφαλίζει μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων, καθώς αποφεύγονται αριθμητικά σφάλματα λόγω των συναρτήσεων της αριθμητικής διαφόρισης που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των όρων κοντινού πεδίου με την αριθμητική μέθοδο ολοκλήρωσης (βλ. ενότητες 2.2.3.3 και 2.3.3).

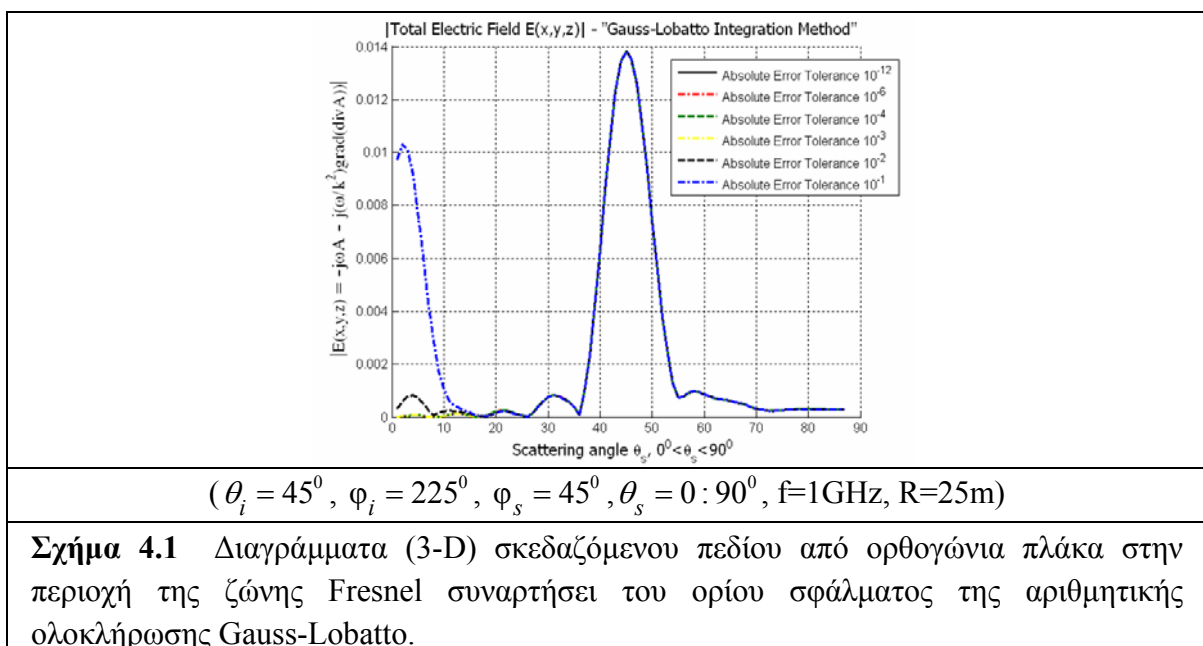
4.2 ΕΞΕΤΑΣΗ ΤΟΥ ΧΡΟΝΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙ ΤΟΥ ΟΡΙΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ ΤΩΝ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΟΛΟΚΛΗΡΩΣΗΣ

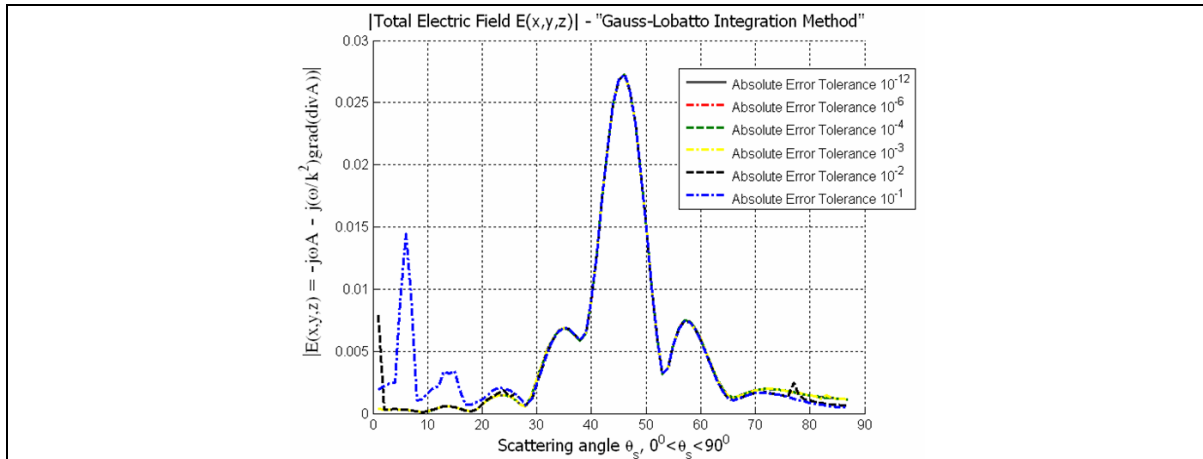
Στις ενότητες 2.2.3 και 2.3.3, περιγράφηκε αναλυτικά η διαδικασία υπολογισμού του διανυσματικού δυναμικού με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης, στην περιοχή του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, για το τρισδιάστατο και δισδιάστατο πρόβλημα σκέδασης αντίστοιχα. Συγκεκριμένα το ολοκλήρωμα που εισάγει η θεωρία της Φυσικής Οπτικής (βλ. σχέσεις 2.8 και 2.45) υπολογίστηκε με δύο διαφορετικές μεθόδους αριθμητικής

ολοκλήρωσης: της προσαρμοστικής μεθόδου Simpson και της προσαρμοστικής μεθόδου Gauss-Lobatto (βλ. ενότητες 2.2.3.1 και 2.2.3.2). Η εφαρμογή των δύο μεθόδων αυτών, υλοποιήθηκε με χρήση των εσωτερικών συναρτήσεων του προγραμματιστικού περιβάλλοντος Matlab: 'quad' και 'quadl' αντίστοιχα, λαμβάνοντας το προκαθορισμένο από το πρόγραμμα όριο σφάλματος των αριθμητικών μεθόδων ('absolute error tolerance'): $\epsilon=10^{-6}$ (βλ. ενότητες 2.2.3.1 και 2.2.3.2). Παρακάτω εξετάζεται η δυνατότητα αύξησης του ορίου αυτού, χωρίς να εισάγεται σημαντικό σφάλμα στα αποτελέσματα του σκεδαζόμενου πεδίου, δεδομένου ότι η παραπάνω προκαθορισμένη μικρή τιμή συντελεί κατά κύριο λόγο στη χρονική καθυστέρηση του προγράμματος προσομοίωσης.

4.2.1 Αποτελέσματα Σκεδαζόμενου Πεδίου από Ορθογώνιο Σκεδαστή Συναρτήσε του Ορίου Σφάλματος της Αριθμητικής Μεθόδου Gauss-Lobatto.

Στα παρακάτω διαγράμματα μελετάται η ακρίβεια υπολογισμού του σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα (τρισεδιάστατη περίπτωση) πεπερασμένων διαστάσεων a, b , με $a=b=3m$ ($=10\lambda$), συναρτήσε του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto, για συχνότητα λειτουργίας $f=1GHz$. Η μελέτη εστιάζεται στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνη Fresnel του σκεδαστή, όπου και εφαρμόζεται η συγκεκριμένη αριθμητική μέθοδος, και εξετάζεται η ακρίβεια των εξής τιμών του ορίου σφάλματος: $\epsilon=10^{-12}$, 10^{-6} , 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , και 10^{-1} . Σημειώνεται ότι για τη συγκεκριμένη συχνότητα, τα όρια κοντινού και μακρινού πεδίου του σκεδαστή είναι: $R_1 = 0.62(D^3/\lambda)^{1/2} = 9.89m$ και $R_2 = 2D^2/\lambda = 120m$ αντίστοιχα (η μεγαλύτερη διάσταση του σκεδαστή είναι η διαγώνιος της πλάκας: $D=4.243m$). Το προσπίπτον πεδίο λαμβάνεται με συνιστώσες οριζόντιας και κατακόρυφης πόλωσης: $E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 V/m$ και η απόσταση του πομπού από κέντρο της πλακάς είναι ίση με $|\vec{r}_T| = 100m$ (βλ. Σχήμα 2.1).





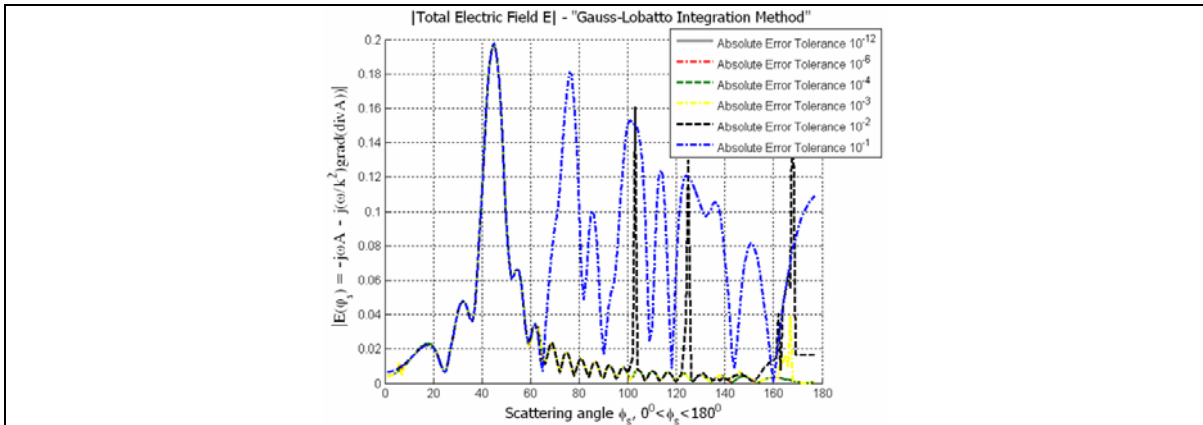
$$(\theta_i = 45^\circ, \varphi_i = 225^\circ, \varphi_s = 45^\circ, \theta_s = 0 : 90^\circ, f=1\text{GHz}, R=8\text{m})$$

Σχήμα 4.2 Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή του εγγύς πεδίου συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.

Όριο Σφάλματος Αριθμητικής Μεθόδου	Χρόνος Προσομοίωσης (sec)	
	(για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής Dell με επεξεργαστή Pentium 4 (2.8 GHz) και μνήμη 512MB)	
	Ζώνη Fresnel (Σχήμα 4.1)	Εγγύς Πεδίο (Σχήμα 4.2)
10^{-12}	154 sec	340 sec
10^{-6}	44 sec	94 sec
10^{-4}	21 sec	38 sec
10^{-3}	14 sec	25 sec
10^{-2}	8 sec	18 sec
10^{-1}	3 sec	9 sec

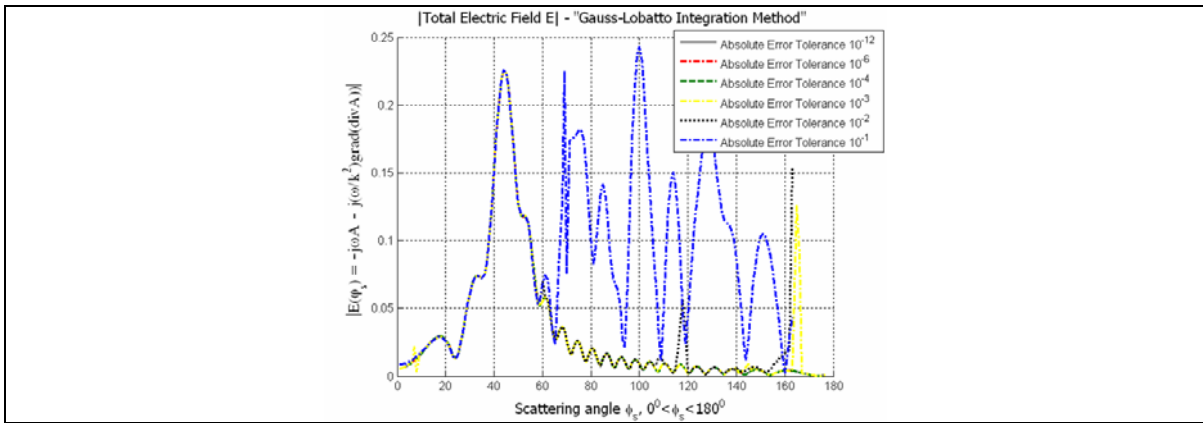
Πίνακας 4.1. Χρόνος προσομοίωσης για 90 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια πλάκα (3-D) συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto.

Αντίστοιχα αποτελέσματα και συγκρίσεις για το δισδιάστατο πρόβλημα σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα (βλ. Σχήματα 2.7-2.8) απείρου μήκους και πλάτους $a=3\text{m}$ ($=10\lambda$), συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto, παρουσιάζονται στα παρακάτω διαγράμματα. Σημειώνεται ότι για τη συχνότητα λειτουργίας που χρησιμοποιείται ($f=1\text{GHz}$), τα όρια κοντινού και μακρινού πεδίου της λωρίδας είναι: $R_1 = 0.62 \left(D^3 / \lambda \right)^{1/2} = 6\text{m}$ και $R_2 = 2D^2 / \lambda = 60\text{m}$ αντίστοιχα. Η απόσταση του πομπού από το κέντρο της πλακάς λαμβάνεται ίση με $|\vec{r}_T| = 100\text{m}$.



$$(\varphi_i = 135^\circ, \varphi_s = 0:180^\circ, E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 \text{ V}/\sqrt{\text{m}}, f=1\text{GHz}, R=10\text{m})$$

Σχήμα 4.3 Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή της ζώνης Fresnel συναρτήσεως του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.



$$(\varphi_i = 135^\circ, \varphi_s = 0:180^\circ, E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 \text{ V}/\sqrt{\text{m}}, f=1\text{GHz}, R=6\text{m})$$

Σχήμα 4.4 Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή του εγγύς πεδίου συναρτήσεως του ορίου σφάλματος της αριθμητικής ολοκλήρωσης Gauss-Lobatto.

Όριο Σφάλματος Αριθμητικής Μεθόδου	Χρόνος Προσομοίωσης (sec)	
	(για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής Dell με επεξεργαστή Pentium 4 (2.8 GHz) και μνήμη 512MB)	
	Ζώνη Fresnel (Σχήμα 4.3)	Εγγύς Πεδίο (Σχήμα 4.4)
10^{-12}	95 sec	130 sec
10^{-6}	24 sec	37 sec
10^{-4}	13 sec	21 sec
10^{-3}	9 sec	14 sec
10^{-2}	4 sec	10 sec
10^{-1}	2 sec	3 sec

Πίνακας 4.2. Χρόνος προσομοίωσης για 180 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (2-D) συναρτήσεως του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto.

Από τη σύγκριση των παραπάνω διαγραμμάτων και πινάκων προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

- ❖ Η επιλογή μικρότερου ορίου σφάλματος ($\varepsilon=10^{-12}$) από την προκαθορισμένη τιμή $\varepsilon=10^{-6}$, αυξάνει υπερβολικά τον ήδη μεγάλο υπολογιστικό χρόνο, χωρίς καμία μεταβολή στα αποτελέσματα του σκεδαζόμενου πεδίου. Το συμπέρασμα αυτό επιβεβαιώνεται και από τα αντίστοιχα επιμέρους διαγράμματα του όρου κοντινού πεδίου (δεν παρατίθενται εδώ), που επηρεάζεται αμεσότερα (σε σχέση με τον όρο μακρινού πεδίου) από το όριο σφάλματος.

- ❖ Η μεγαλύτερη τιμή του ορίου σφάλματος για την οποία δεν παρατηρείται καμία αλλοίωση στα αποτελέσματα του σκεδαζόμενου πεδίου σε όλο το εύρος των γωνιών παρατήρησης, τόσο στη ζώνη Fresnel, όσο και στην εγγύς περιοχή, είναι: $\varepsilon=10^{-4}$. Ειδικά για την τρισδιάστατη περίπτωση σκέδασης, θα μπορούσε να υιοθετηθεί και το όριο σφάλματος $\varepsilon=10^{-3}$, χωρίς σημαντικά σφάλματα κυρίως στην περιοχή της ζώνης Fresnel, όπως προκύπτει από τη σύγκριση των διαγραμμάτων των σχημάτων 4.1 και 4.2.

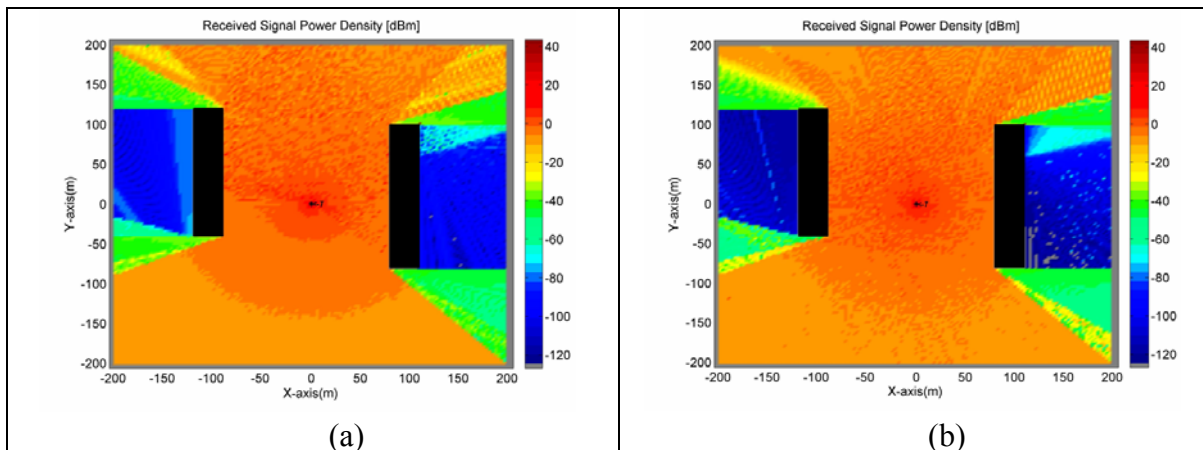
- ❖ Η επιλογή ορίου σφάλματος μεγαλύτερου από $\varepsilon=10^{-3}$, κρίνεται απαγορευτική τόσο στη ζώνη Fresnel, όσο και στην περιοχή εγγύς πεδίου, καθώς η αριθμητική μέθοδος Gauss-Lobatto παύει να συγκλίνει ικανοποιητικά και δημιουργούνται έντονες ασυνέχειες και αποκλίσεις από τις πραγματικές τιμές κυρίως στις ακραίες πλευρικές γωνίες σκέδασης (η ακρίβεια των τιμών στο εύρος της περιοχής περί του κεντρικού λοβού εξακολουθεί να είναι ικανοποιητική), όπως απεικονίζεται στα παραπάνω σχήματα.

- ❖ Η επιλογή του ορίου σφάλματος $\varepsilon=10^{-4}$, το οποίο και υιοθετείται τελικά ως ασφαλέστερο μεγαλύτερο όριο σφάλματος, οδηγεί σε σημαντική επιτάχυνση της προσομοίωσης, τόσο για τη δισδιάστατη, όσο και την τρισδιάστατη περίπτωση, κατά έναν παράγοντα που κυμαίνεται στο εύρος 3-4, όπως προκύπτει από τους πίνακες 4.1 και 4.2.

- ❖ Ανάλογα συμπεράσματα προκύπτουν και για την εφαρμογή της προσαρμοστικής μεθόδου Simpson. Ωστόσο η μέθοδος αυτή συγκλίνει βραδύτερα από την προσαρμοστική μέθοδο Gauss-Lobatto [12], η οποία και ενσωματώνεται τελικά στο παρόν πρόγραμμα προσομοίωσης.

4.2.2. Χρόνος Προσομοίωσης της Ραδιοκάλυψης σε Αστικά Περιβάλλοντα Συναρτήσεως του Ορίου Σφάλματος της Αριθμητικής Μεθόδου Gauss-Lobatto.

Στην ενότητα αυτή εξετάζεται η επιτάχυνση του προγράμματος προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης με βάση τα συμπεράσματα που διατυπώθηκαν στην προηγούμενη ενότητα, σχετικά με την ακρίβεια των αποτελεσμάτων του σκεδαζόμενου πεδίου συναρτήσεως του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου ολοκλήρωσης. Στο ακόλουθο σχήμα απεικονίζονται τα διαγράμματα της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος, σε σενάριο γεωμετρίας δύο κτιρίων, με εφαρμογή της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto με μεταβαλλόμενο όριο σφάλματος, για τον υπολογισμό των σκεδαζόμενων πεδίων πρώτης και δεύτερης τάξης παντού στο χώρο. Η συχνότητα λειτουργίας τίθεται 900MHz, η πόλωση του πεδίου εκπομπής λαμβάνεται οριζόντια και η εκπεμπόμενη ισχύς ίση με 18.2dBm.



Σχήμα 4.5 Λαμβανόμενη πυκνότητα ισχύος (dBm) σε σενάριο γεωμετρίας 2 κτιρίων, λαμβάνοντας το όριο σφάλματος ϵ της αριθμητικής μεθόδου για τον υπολογισμό των σκεδαζόμενων πεδίων πρώτης και δεύτερης τάξης ίσο με 10^{-6} (a) και 10^{-3} (b).

Όριο Σφάλματος Αριθμητικής Μεθόδου	Χρόνος Προσομοίωσης (sec) (για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής Dell με επεξεργαστή Pentium 4 (2.8 GHz) και μνήμη 512MB)
10^{-6}	5 days 4 hours 40 min
10^{-4}	1 days 13 hours 25 min
10^{-3}	7 hours 13 min

Πίνακας 4.3. Χρόνος προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε σενάριο γεωμετρίας 2 κτιρίων (Σχήμα 4.5) συναρτήσει του ορίου σφάλματος της αριθμητικής μεθόδου Gauss-Lobatto.

Από τη σύγκριση των διαγραμμάτων του σχήματος 4.5 και τους χρόνους προσομοίωσης του πίνακα 4.3 προκύπτουν τα εξής:

- ❖ Η υιοθέτηση του ασφαλέστερου και μεγαλύτερου ορίου σφάλματος $\epsilon=10^{-4}$ (βλ. ενότητα 4.2.1), οδηγεί σε δραστική επιτάχυνση της διαδικασίας προσομοίωσης κατά έναν παράγοντα της τάξης του 3.3, χωρίς ουσιαστική απώλεια στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων, όπως προκύπτει από τη σύγκριση των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης που προκύπτουν υιοθετώντας ως όρια σφάλματος τις τιμές 10^{-6} και 10^{-4} (το αντίστοιχο διάγραμμα δεν παρατίθεται εδώ). Συνεπώς το όριο σφάλματος $\epsilon=10^{-4}$, χρησιμοποιείται τελικά από τις υπορουτινές υπολογισμού του σκεδαζόμενου πεδίου, όταν επιθυμείται υψηλή ακρίβεια αποτελεσμάτων στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel.

- ❖ Η χρησιμοποίηση της τιμής 10^{-3} για το όριο σφάλματος, οδηγεί σε περαιτέρω σημαντική μείωση του χρόνου προσομοίωσης (κατά έναν παράγοντα της τάξης του 17.2, συγκριτικά με τον αντίστοιχο χρόνο του ορίου 10^{-6}), ωστόσο δημιουργεί ορισμένες ασυνέχειες σε περιορισμένο αριθμό θέσεων του δέκτη (βλ. Σχήμα 4.5b). Συνεπώς το όριο σφάλματος $\epsilon=10^{-3}$, χρησιμοποιείται σε περιπτώσεις όπου επιθυμείται η λήψη γρήγορων αποτελεσμάτων αλλά και στο προκαταρκτικό στάδιο (λήψη αποτελεσμάτων με χαμηλή ανάλυση) αξιολόγησης των μηχανισμών διάδοσης που θα ληφθούν υπόψη στις επιμέρους υποπεριοχές μελέτης, όπως αναλύεται στην ενότητα 3.5, όπου περιγράφονται οι μέθοδοι βέλτιστης χρήσης του προγράμματος.

4.3 ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΚΕΔΑΣΗΣ ΣΕ ΜΑΚΡΙΝΟ

4.3.1. Ανάλυση-Αξιολόγηση Μεθοδολογίας

Στην ενότητα αυτή εισάγεται η μεθοδολογία ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’, που αναπτύχθηκε με σκοπό τον ακριβή και βέλτιστο χρονικά υπολογισμό των πεδίων σκέδασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel. Όπως αναφέρθηκε στην αρχή του κεφαλαίου, η προτεινόμενη αυτή τεχνική στηρίζεται στην εφαρμογή της θεωρίας της Φυσικής Οπτικής [17-20], όπως παρατίθεται στις ενότητες 2.2.2 και 2.3.2 για την τρισδιάστατη και τη δισδιάστατη περίπτωση σκέδασης αντίστοιχα από ορθογώνιο σκεδαστή στη μακρινή περιοχή (λαμβάνονται οι προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου για τους παράγοντες της απόστασης και της φάσης). Η βασική θεώρηση της νέας μεθόδου, είναι η διαίρεση του σκεδαστή σε κατάλληλα επιλεγμένο αριθμό μικρότερων κυψελών, όταν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στην περιοχή του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel του σκεδαστή. Με βάση την τεχνική αυτή της υποδιαίρεσης του ηλεκτρικά μεγάλου σκεδαστή, ένα σημείο παρατήρησης ‘μεταφέρεται’ στην περιοχή του μακρινού πεδίου των μικρότερων υποσκεδαστών. Ο αριθμός των κυψελών που προκύπτουν από την υποδιαίρεση του σκεδαστή, είναι τέτοιος ώστε να πληρούνται κάθε φορά οι συνθήκες μακρινού πεδίου για κάθε μία κυψέλη ξεχωριστά. Με τον τρόπο αυτό, η θεώρηση μακρινού πεδίου της Φυσικής Οπτικής, που χρησιμοποιεί την προγραμματιστικά εύκολη και ταχύτατη συνάρτηση $\text{sinc}[\sin(x)/x]$, μπορεί να εφαρμοστεί για τον υπολογισμό των H/M πεδίων σκέδασης από κάθε υποσκεδαστή. Το συνολικό πεδίο σκέδασης (στην εγγύς περιοχή και στη ζώνη Fresnel) του αρχικού σκεδαστή προκύπτει από τη διανυσματική άθροιση (βλ. Ενότητα 3.3.5) όλων των επιμέρους πεδίων (διαφορετικού πλάτους και φάσης) των κυψελών που φτάνουν στη θέση του δέκτη.

Σημειώνεται ότι η βασική ιδέα της διαίρεσης ενός ηλεκτρικά μεγάλου σκεδαστή έχει εφαρμοστεί επιτυχώς στο παρελθόν [13-16] σε προβλήματα υπολογισμού της ραδιομηής (RCS) κοντινού πεδίου αντικειμένων, καθώς και για την ανάλυση του φάσματος Doppler δυναμικών στόχων, όταν οι κεραιές εκπομπής και λήψης απέχουν από το στόχο αποστάσεις που είναι συγκρίσιμες με τις διαστάσεις του στόχου. Στην τελευταία περίπτωση, η ανάλυση μακρινού πεδίου, που υιοθετεί την επίπεδη διάδοση των H/M κυμάτων, δεν μπορεί να εφαρμοστεί, καθώς οι αποστάσεις των κεραιών πομπού-δέκτη από το σκεδαστή δεν είναι αρκετά μεγάλες ώστε να ισχύει η προσεγγιστική θεώρηση της πρόσπτωσης στο σκεδαστή και της σκέδασης στη συνέχεια, τοπικά επιπέδων κυμάτων [13]. Επιπλέον η σχετική θέση των τμημάτων του σκεδαστή, τα οποία δεν μπορεί να θεωρηθεί ότι ισαπέχουν από την κεραία του δέκτη, προκαλεί φαινόμενα ολίσθησης Doppler στα επιμέρους πεδία που φτάνουν στο δέκτη, λόγω των επαγόμενων ρευμάτων της Φυσικής Οπτικής στην επιφάνεια του σκεδαστή.

Οι πρώτες δημοσιευμένες εφαρμογές της τεχνικής της υποδιαίρεσης στόχων για υπολογισμούς RCS κοντινού πεδίου, αναφέρονται στον κώδικα NcPTD [15] και στον κώδικα Cratch [16]. Στην πρώτη περίπτωση, η βασική μεθοδολογία που αναπτύσσεται για

το κοντινό πεδίο σκέδασης κυρτών επιφανειών, στο πλαίσιο της ανάλυσης για τον υπολογισμό της ραδιατομής σύνθετων στόχων, διατυπώνεται ως εξής: Για προβλήματα σκέδασης κοντινού πεδίου, η κεραία εκπομπής λαμβάνεται κοντά στο σκεδαστή, αλλά η απόσταση αυτή θεωρείται μεγαλύτερη τόσο από το μήκος κύματος του πεδίου εκπομπής, όσο και από το μέγεθος της κεραίας εκπομπής. Με βάση την προσέγγιση αυτή, το προσπίπτον πεδίο στο σκεδαστή ανήκει στη μακρινή περιοχή της κεραίας εκπομπής. Η υπόθεση αυτή επιτρέπει την προσέγγιση του προσπίπτοντος πεδίου στο σκεδαστή ως σφαιρικό κύμα (στην περιγραφή του λαμβάνονται οι προσεγγιστικές συνθήκες πλάτους και φάσης μακρινού πεδίου). Λόγω του προσπίπτοντος αυτού σφαιρικού κύματος, επάγονται στην επιφάνεια του σκεδαστή Η/Μ ρεύματα, τα οποία και προκαλούν το πεδίο σκέδασης. Εν συνεχεία, η κεραία λήψης τοποθετείται στην κοντινή περιοχή του σκεδαστή, γεγονός που απαγορεύει την εφαρμογή των συνθηκών μακρινού πεδίου και δυσκολεύει τον υπολογισμό του πεδίου. Το ίδιο πρόβλημα επιλύθηκε στο δεύτερο κεφάλαιο, με χρήση αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης για τον ακριβή υπολογισμό της συνεισφοράς όλων των στοιχειωδών ρευματικών κατανομών που επάγονται στην επιφάνεια του σκεδαστή. Με βάση τη μεθοδολογία που περιγράφεται στο [15], ο σκεδαστής, άρα και το επαγόμενο σε αυτόν επιφανειακό ρεύμα, διαιρείται σε μικρότερα τμήματα, για καθένα από τα οποία υπολογίζεται το πεδίο σκέδασης με βάση τις συνθήκες μακρινού πεδίου, λαμβάνοντας πάλι σφαιρική διάδοση κυμάτων. Ανάλογη μεθοδολογία ακολουθείται και στον κώδικα Cratch [16], για τον υπολογισμό του RCS κοντινού πεδίου σύνθετων στόχων που αποτελούνται από κοίλες επιφάνειες. Συγκεκριμένα στην τελευταία περίπτωση εφαρμόζεται η τεχνική της υποδιαίρεσης του σκεδαστή σε συνδυασμό με τη μέθοδο SBR (Shooting and Bouncing Rays). Ωστόσο και στις δύο προαναφερθείσες περιπτώσεις, δεν υπάρχουν δημοσιευμένα αποτελέσματα καθώς και οι ακριβείς εξισώσεις περιγραφής των Η/Μ πεδίων [13].

Η καλύτερα ορισμένη μοντελοποίηση της τεχνικής της υποδιαίρεσης του σκεδαστή παρατίθεται στο [13], όπου εφαρμόζεται συνδυαστικά με την PTD (Physical Theory of Diffraction) και τη θεωρία SBR (Shooting and Bouncing Rays) [14], για τον υπολογισμό του διστατικού RCS κοντινού πεδίου σύνθετων δυναμικών στόχων (μελετώνται οι επιδράσεις της κίνησης και της περιστροφής στόχων, όπως βλήματα και αεροπλάνα), καθώς και την ανάλυση φαινομένων ολίσθησης Doppler. Υπογραμμίζεται ότι για την περιγραφή των περιθλώμενων πεδίων στο [13] με βάση την PTD, λαμβάνονται οι συντελεστές περίθλασης του Keller (βλ. Ενότητα 1.4.3.3), γεγονός που δημιουργεί έντονες ασυνέχειες και απειρισμούς (βλ. Κεφάλαιο 5).

Στο παρόν κεφάλαιο εισάγεται η ακριβής μοντελοποίηση της τεχνικής αυτής για τις ανάγκες προβλημάτων ραδιοκάλυψης. Επιπλέον στο επόμενο κεφάλαιο εφαρμόζεται η τεχνική αυτή σε συνδυασμό με την ακριβέστερη μορφή της PTD, όπως εκφράζεται από τους 'Incremental Length Diffraction Coefficients' του Mitzner [17-18], για την επέκταση της PTD σε υπολογισμούς πεδίων περίθλασης στην εγγύς περιοχή. Σημειώνεται ότι αντίστοιχα αποτελέσματα κοντινού πεδίου σε προβλήματα ραδιοκάλυψης με βάση την τεχνική της υποδιαίρεσης των σκεδαστών, καθώς και δεδομένα για τη χρονική επιτάχυνση των εφαρμογών υπολογισμού της ραδιοδιάδοσης που επιτυγχάνεται, δεν αναφέρονται στη διεθνή βιβλιογραφία. Το γεγονός αυτό καθιστά την παρούσα μελέτη ιδιαίτερα σημαντική καθώς μπορεί να επιτρέψει την ενσωμάτωση υπολογισμών κοντινού πεδίου και σε ήδη

δημοσιευμένα προγράμματα ραδιοκάλυψης [4-8], χωρίς να αυξήσει σημαντικά τους χρόνους προσομοίωσης. Αν και στο παρόν κεφάλαιο, παρουσιάζεται η τεχνική αυτή σε συνδυασμό με τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής, ωστόσο μπορεί να υλοποιηθεί με ανάλογο τρόπο συνδυαστικά και με τεχνικές ιχνηλάτησης ακτινών, που απαντώνται στις περισσότερες δημοσιευμένες εφαρμογές πρόβλεψης της ραδιοκάλυψης [4-11], βελτιώνοντας σημαντικά την ακρίβεια των υπολογισμών τους στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel.

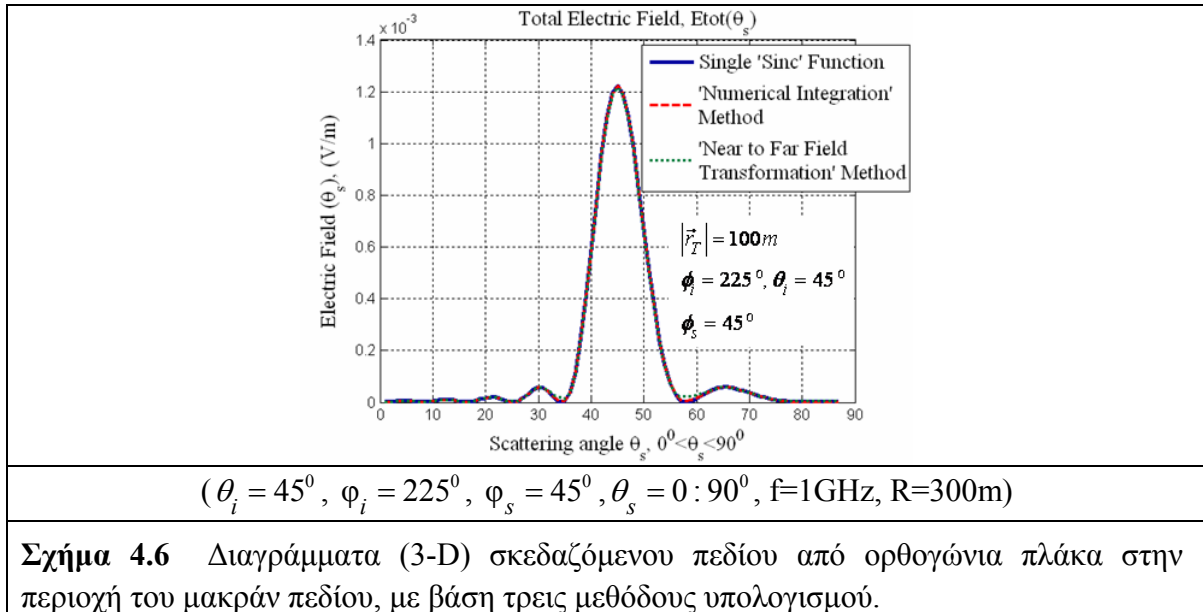
Όπως θα παρουσιαστεί στις επόμενες ενότητες, η εισαγωγή της τεχνικής αυτής στον κώδικα του προγράμματος προσομοίωσης, αντικαθιστώντας τη χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης, βελτιώνει δραστικά τους χρόνους προσομοίωσης. Επιπλέον εξασφαλίζει μεγαλύτερη ακρίβεια στα αποτελέσματα σκέδασης για τους εξής δύο βασικούς λόγους:

➤ Αποφεύγονται τα αριθμητικά σφάλματα, λόγω των συναρτήσεων αριθμητικής διαφόρισης που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των όρων κοντινού πεδίου με την αριθμητική μέθοδο ολοκλήρωσης, όπως επισημάνθηκαν στην ενότητα 2.3.4.2. Με βάση τη μεθοδολογία αυτή, το συνολικό πεδίο σκέδασης στις περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου, υπολογίζεται ως διανυσματική υπέρθεση των συνεισφορών των (μακρινών) πεδίων των κυψελών στις οποίες διαιρείται ο σκεδαστής. Οι επιμέρους αυτές συνεισφορές υπολογίζονται σύμφωνα με τον ακριβή, κλειστό τύπο της Φυσικής Οπτικής, όπως δίνεται από τις εξισώσεις (2.17) και (2.52) για την τρισδιάστατη και τη δισδιάστατη περίπτωση αντίστοιχα. Με τον τρόπο αυτό αποφεύγονται και η χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης για τον αρχικό υπολογισμό του διανυσματικού δυναμικού, καθώς και η διαδικασία της διπλής διαφόρισης του διανυσματικού δυναμικού για τον υπολογισμό του όρου του κοντινού πεδίου (βλ. Ενότητα 2.2.3.3).

➤ Επιπλέον, αναφορικά με την εφαρμογή της μεθόδου αυτής σε προβλήματα ραδιοκάλυψης, όπου θεωρούμε την παραγωγή σφαιρικών (τρειςδιάστατη περίπτωση) και κυλινδρικών κυμάτων (δισδιάστατη περίπτωση) από την κεραία εκπομπής, με βάση τη διαίρεση των επιφανειών των κτιρίων σε μικρότερες κυψέλες, οι λαμβανόμενες αποστάσεις των κεραιών εκπομπής και λήψης από κάθε κυψέλη, είναι διαφορετικές. Με τον τρόπο αυτό βελτιώνεται σημαντικά η ακρίβεια των αποτελεσμάτων όταν η κεραία εκπομπής βρίσκεται κοντά στο σκεδαστή, καθώς δεν λαμβάνονται οι προσεγγίσεις μακρινού πεδίου στον υπολογισμό του πεδίου πρόσπτωσης στο σκεδαστή. Το γεγονός αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό σε προβλήματα ραδιοδιάδοσης σε αστικά περιβάλλοντα, καθώς ο σταθμός βάσης (πρωτογενής πηγή) και οι δευτερογενείς πηγές εκπομπής (βλ. Σχήμα 3.5), βρίσκονται συνήθως στην εγγύς περιοχή των ηλεκτρικά μεγάλων επιφανειών των κτιρίων.

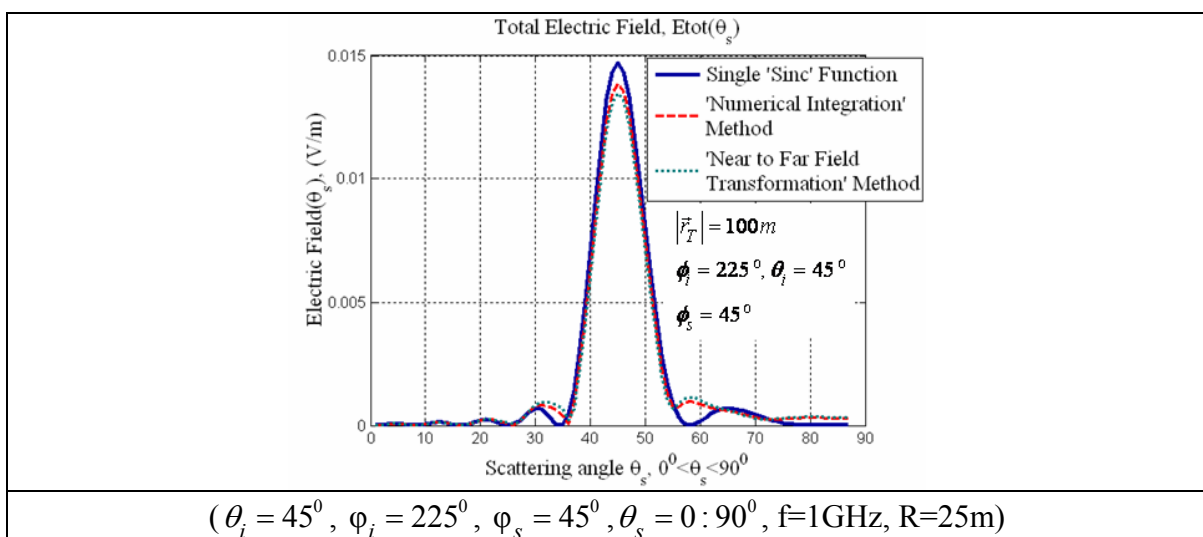
4.3.2 Αποτελέσματα-Συγκρίσεις (3-D) Σκεδαζόμενου Πεδίου από Ορθογώνια Πλάκα με Βάση τη Μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται συγκρίσεις των αποτελεσμάτων της μεθόδου ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’ με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή των αριθμητικών μεθόδων ολοκλήρωσης, ώστε να επαληθευτεί η ακρίβεια της προτεινόμενης τεχνικής, αλλά και να διαπιστωθεί η σημαντική μείωση των χρόνων προσομοίωσης που επιτυγχάνεται.

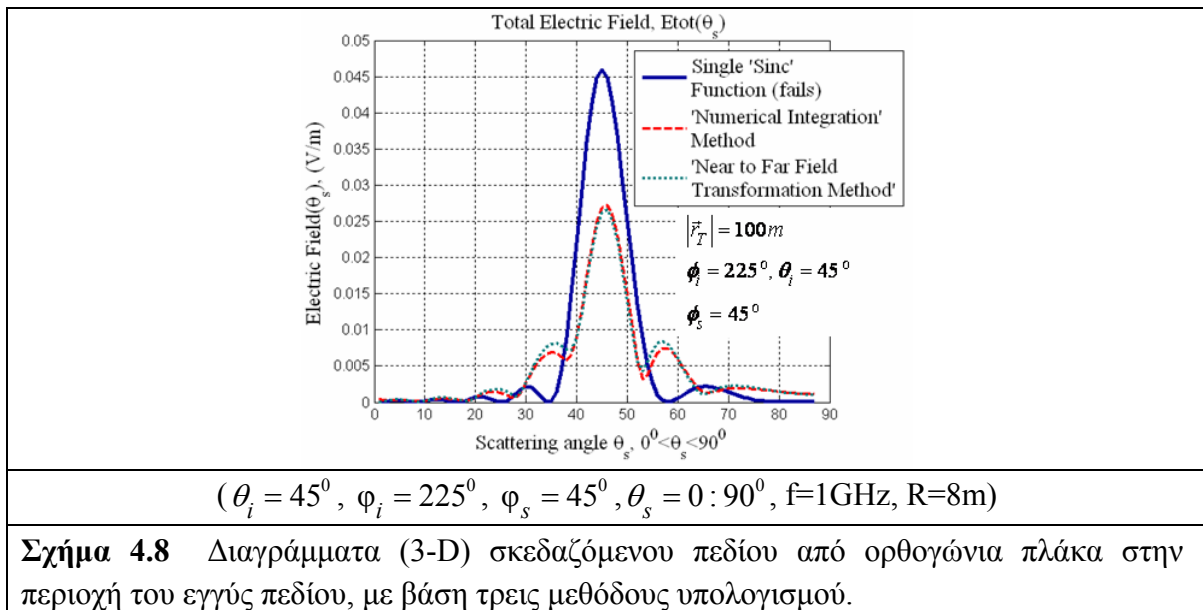


Στα σχήματα 4.6-4.9 παρουσιάζονται οι συγκρίσεις των πεδίων σκέδασης από ορθογώνια πλάκα (τριδιάστατη περίπτωση) διαστάσεων $a=b=3\text{m}$ ($=10\lambda$), στην περιοχή του μακρινού πεδίου ($R=300\text{m}$), της ζώνης Fresnel ($R=25\text{m}$) και του εγγύς πεδίου ($R=8\text{m}$), που υπολογίζονται με βάση την προτεινόμενη τεχνική, τη μεθοδολογία της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο που υιοθετεί τις συνθήκες μακρινού πεδίου. Η συχνότητα λειτουργίας είναι $f=1\text{GHz}$ και τα όρια κοντινού και μακρινού πεδίου του σκεδαστή είναι:

$R_1 = 0.62 \left(D^3 / \lambda \right)^{1/2} = 9.89\text{m}$ και $R_2 = 2D^2 / \lambda = 120\text{m}$ αντίστοιχα (η μεγαλύτερη διάσταση του σκεδαστή είναι η διαγώνιος της πλάκας: $D=4.243\text{m}$). Το προσπίπτον πεδίο λαμβάνεται με συνιστώσες οριζόντιας και κατακόρυφης πόλωσης: $E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1\text{ V/m}$, και η απόσταση του πομπού από κέντρο της πλακάς είναι ίση με $|\vec{r}_T| = 100\text{m}$ (βλ. Σχήμα 2.1).



Σχήμα 4.7 Διαγράμματα (3-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα στην περιοχή της ζώνης Fresnel, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.



	Χρόνος Προσομοίωσης (sec)	
	(για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής Dell με επεξεργαστή Pentium 4 (2.8 GHz) και μνήμη 512MB)	
	Μέθοδος Αριθμητικής Ολοκλήρωσης	Μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό
Περιοχή Μακράν Πεδίου	27 sec	2 sec
Περιοχή Ζώνης Fresnel	44 sec	2.5 sec
Περιοχή Εγγύς Πεδίου	94 sec	3 sec

Πίνακας 4.4. Χρόνος προσομοίωσης για 90 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια πλάκα (3-D) με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο 'Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό'.

Από τη σύγκριση των διαγραμμάτων των σχημάτων 4.6-4.8, προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

❖ Στην περιοχή του μακρινού πεδίου (βλ. Σχήμα 4.6), τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθόδου και της μεθόδου της αριθμητικής ολοκλήρωσης, ταυτίζονται με τα αντίστοιχα αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή της γνωστής μεθόδου που λαμβάνει τις συνθήκες μακρινού πεδίου ('Far Field Approximations' method), γεγονός που επιβεβαιώνει σε πρώτο στάδιο την ακρίβεια των δύο μεθόδων αυτών στη μακρινή περιοχή. Το σφάλμα της μεθόδου που υιοθετεί τις συνθήκες μακρινού πεδίου (χρήση μίας συνάρτησης 'sinc'), αυξάνεται όσο πλησιάζουμε στο σκεδαστή, στις περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου (βλ. Σχήματα 4.7-4.8), όπου η κυματομορφή του πεδίου σκέδασης παύει πλέον να έχει τόσο τις τιμές όσο και τη μορφή της συνάρτησης 'sinc'.

❖ Στην περιοχή της ζώνης Fresnel, τα αποτελέσματα της προτεινόμενης μεθόδου συμπίπτουν με τα αποτελέσματα της μεθόδου της αριθμητικής ολοκλήρωσης, γεγονός που επιβεβαιώνει την ακρίβεια των δύο (διαφορετικών) αυτών μεθόδων. Οι μικρές αποκλίσεις που παρατηρούνται (βλ. Σχήματα 4.7-4.8), οφείλονται στη βελτίωση που εισάγει η προτεινόμενη μέθοδος στην περιγραφή του προσπίπτοντος πεδίου, λαμβάνοντας διαφορετικές τις αποστάσεις της κεραίας εκπομπής από κάθε κυνέλη, και όχι ενιαία

απόσταση από το κέντρο του σκεδαστή (βλ. ενότητα 4.3.1). Η απόκλιση αυτή αυξάνεται όσο η κεραία του δέκτη πλησιάζει στο σκεδαστή, γεγονός που φανερώνει ότι η τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’ λαμβάνει καλύτερα τη σχετική θέση πομπού-σκεδαστή, βελτιώνοντας σημαντικά την ακρίβεια του σκεδαζόμενου πεδίου όταν ο πομπός βρίσκεται στην εγγύς περιοχή του σκεδαστή.

❖ Από τις παραπάνω τιμές του σκεδαζόμενου πεδίου, καθώς και περαιτέρω αποτελέσματα που ελήφθησαν σε όλες τις περιοχές μελέτης, ακόμα και για αποστάσεις παρατήρησης πολύ κοντά στην επιφάνεια σκέδασης, δεν παρατηρούνται ασυνέχειες και απότομες διακυμάνσεις, όπως στην περίπτωση εφαρμογής της αριθμητικής μεθόδου, για τους λόγους που αναφέρθηκαν στην ενότητα 4.3.1.

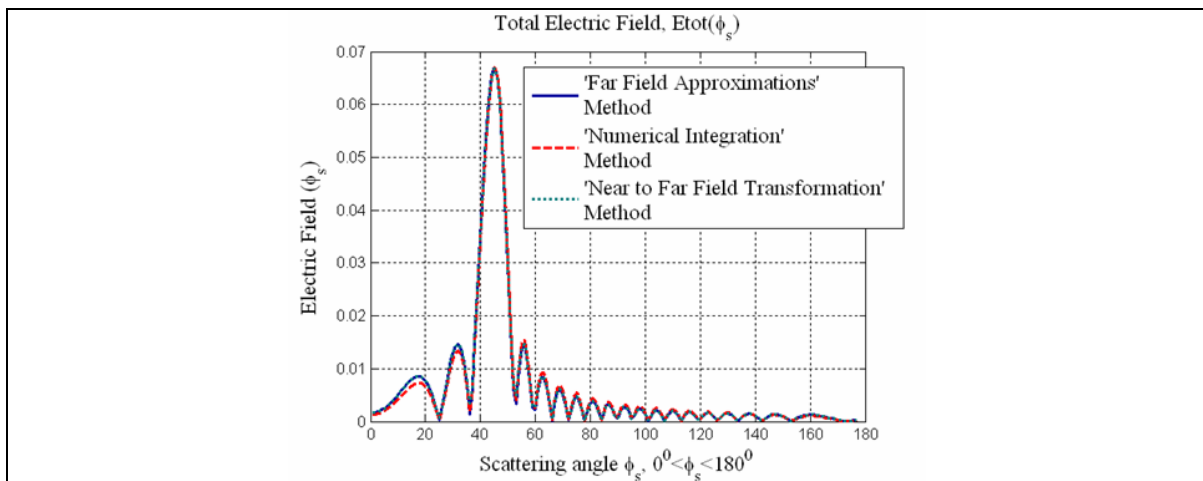
❖ Ο αριθμός των κυψελών που προκύπτουν από τη διαίρεση του σκεδαστή, ώστε να ισχύουν οι συνθήκες μακρινού πεδίου για κάθε κυψέλη ξεχωριστά, είναι 9 κυψέλες (διαστάσεων $3.33\lambda \times 3.33\lambda$) στην περιοχή της ζώνης Fresnel ($R=25m$) και 16 κυψέλες (διαστάσεων $2.5\lambda \times 2.5\lambda$) στην περιοχή του εγγύς πεδίου ($R=8m$). Δεδομένου ότι το όριο του μακρινού πεδίου είναι ανάλογο του τετραγώνου της μέγιστης διάστασης του σκεδαστή, παρατηρείται ότι απαιτείται σχετικά μικρός αριθμός κυψελών, ώστε να εξασφαλίζονται οι προϋποθέσεις εφαρμογής της μεθόδου. Σημειώνεται επίσης ότι ελήφθησαν αποτελέσματα με μεγαλύτερο αριθμό κυψελών (από τον ελάχιστο απαιτούμενο ώστε να ισχύουν οι συνθήκες μακρινού πεδίου για κάθε κυψέλη ξεχωριστά), τόσο στην εγγύς περιοχή, όσο και στη ζώνη Fresnel. Από τα αποτελέσματα αυτά προκύπτει ότι οι τιμές του σκεδαζόμενου πεδίου συγκλίνουν και παραμένουν σταθερές με περαιτέρω αύξηση της διαίρεσης του σκεδαστή, γεγονός που επιβεβαιώνει την ακρίβεια και την αποτελεσματική σύγκλιση της προτεινόμενης μεθόδου.

❖ Από τον πίνακα 4.4, προκύπτει η δραστική μείωση των χρόνων προσομοίωσης που επιτυγχάνεται με τη νέα μέθοδο. Η διαφορά μάλιστα μεταξύ των χρόνων προσομοίωσης της αριθμητικής μεθόδου και της προτεινόμενης μεθόδου είναι μεγαλύτερη στην εγγύς περιοχή. Η βελτίωση αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι όσο η απόσταση του σημείου παρατήρησης από το σκεδαστή μειώνεται, η προσαρμοστική μέθοδος Gauss-Lobatto συγκλίνει βραδύτερα (αυξάνεται δραστικά ο αριθμός των απαιτούμενων πολυωνύμων παρεμβολής Legendre), λόγω των αυξανόμενων διακυμάνσεων της συνάρτησης ολοκλήρωσης της Φυσικής Οπτικής (βλ. ενότητα 2.2.3..2). Αντίθετα η μεθοδολογία ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’, έστω και αν αυξάνεται ο αριθμός των κυψελών που απαιτείται να διαιρεθεί ο σκεδαστής, χρησιμοποιεί την εσωτερική συνάρτηση ‘sinc’ του Matlab (τόσες φορές όσος και ο αριθμός των κυψελών), ο υπολογισμός της οποίας διαρκεί κλάσματα του δευτερολέπτου. Το γεγονός αυτό δικαιολογεί την πολύ μικρή αύξηση των χρόνων υπολογισμού με βάση την προτεινόμενη μέθοδο, όσο πλησιάζουμε στο σκεδαστή (βλ. Πίνακα 4.4).

4.3.3. Αποτελέσματα-Συγκρίσεις (2-D) Σκεδαζόμενου Πεδίου από Ορθογώνια Λωρίδα Απείρου Μήκους με Βάση τη Μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

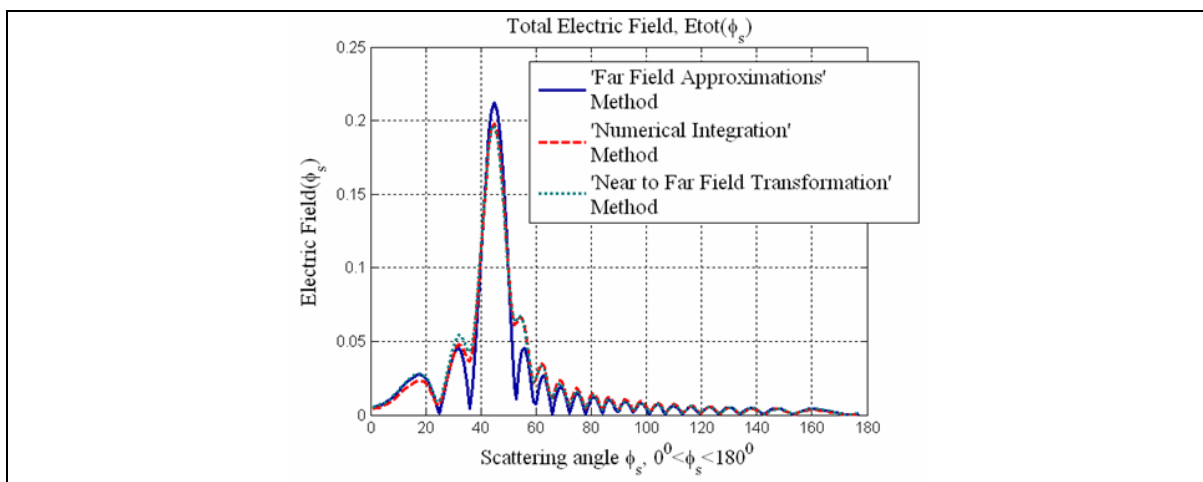
Στα σχήματα 4.9-4.11 παρουσιάζονται οι συγκρίσεις των πεδίων σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (δισδιάστατη περίπτωση, βλ. Σχήμα 2.7) και πλάτους

$a=3\text{m}$ ($=10\lambda$) στην περιοχή του μακρινού πεδίου ($R=100\text{m}$), της ζώνης Fresnel ($R=10\text{m}$) και του εγγύς πεδίου ($R=6\text{m}$), που υπολογίζονται με βάση την προτεινόμενη τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’, τη μεθοδολογία της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο που υιοθετεί τις συνθήκες μακρινού πεδίου. Η συχνότητα λειτουργίας είναι $f=1\text{GHz}$ και τα όρια κοντινού και μακρινού πεδίου είναι: $R_1 = 0.62(D^3/\lambda)^{1/2} = 6\text{m}$ και $R_2 = 2D^2/\lambda = 60\text{m}$ αντίστοιχα. Το προσπίπτον πεδίο λαμβάνεται με συνιστώσες οριζόντιας και κατακόρυφης πόλωσης: $E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 \text{ V}/\sqrt{\text{m}}$ και η απόσταση του πομπού από το κέντρο της λωρίδας είναι ίση με 100m .



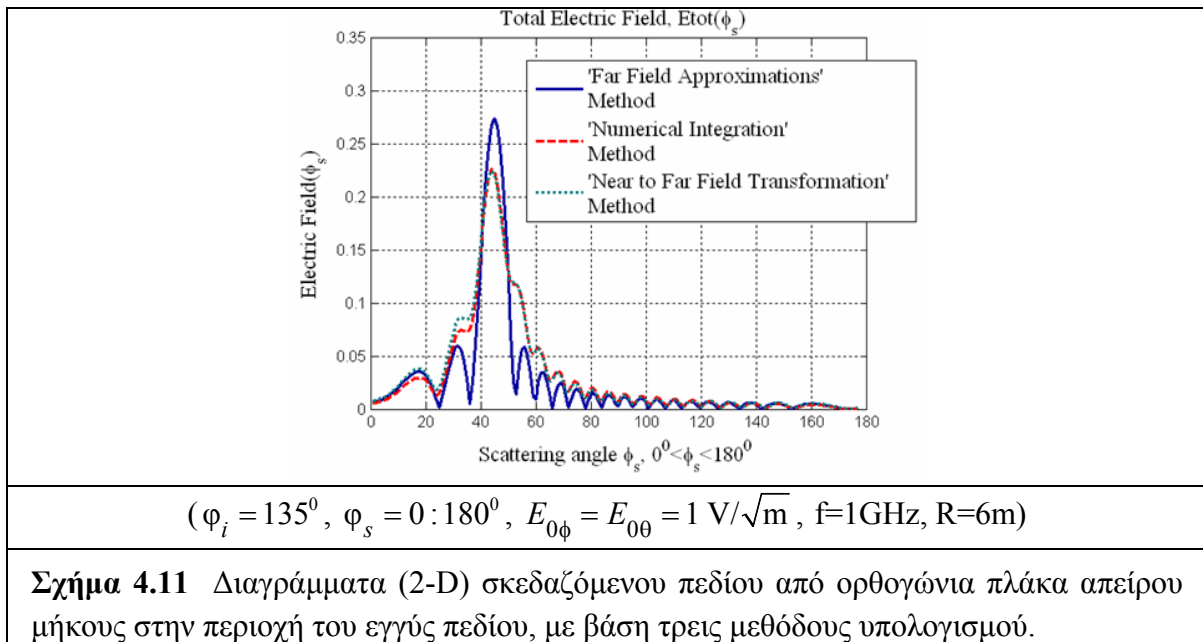
($\varphi_i = 135^\circ$, $\varphi_s = 0 : 180^\circ$, $E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 \text{ V}/\sqrt{\text{m}}$, $f=1\text{GHz}$, $R=100\text{m}$)

Σχήμα 4.9 Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους στην περιοχή του μακράν πεδίου, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.



($\varphi_i = 135^\circ$, $\varphi_s = 0 : 180^\circ$, $E_{0\phi} = E_{0\theta} = 1 \text{ V}/\sqrt{\text{m}}$, $f=1\text{GHz}$, $R=10\text{m}$)

Σχήμα 4.10 Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα απείρου μήκους στην περιοχή της ζώνης Fresnel, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.



Σχήμα 4.11 Διαγράμματα (2-D) σκεδαζόμενου πεδίου από ορθογώνια πλάκα απείρου μήκους στην περιοχή του εγγύς πεδίου, με βάση τρεις μεθόδους υπολογισμού.

	Χρόνος Προσομοίωσης (sec)	
	(για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής Dell με επεξεργαστή Pentium 4 (2.8 GHz) και μνήμη 512MB)	
	Μέθοδος Αριθμητικής Ολοκλήρωσης	Μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό
Περιοχή Μακράν Πεδίου	13 sec	1 sec
Περιοχή Ζώνης Fresnel	24 sec	1.5 sec
Περιοχή Εγγύς Πεδίου	37 sec	2 sec

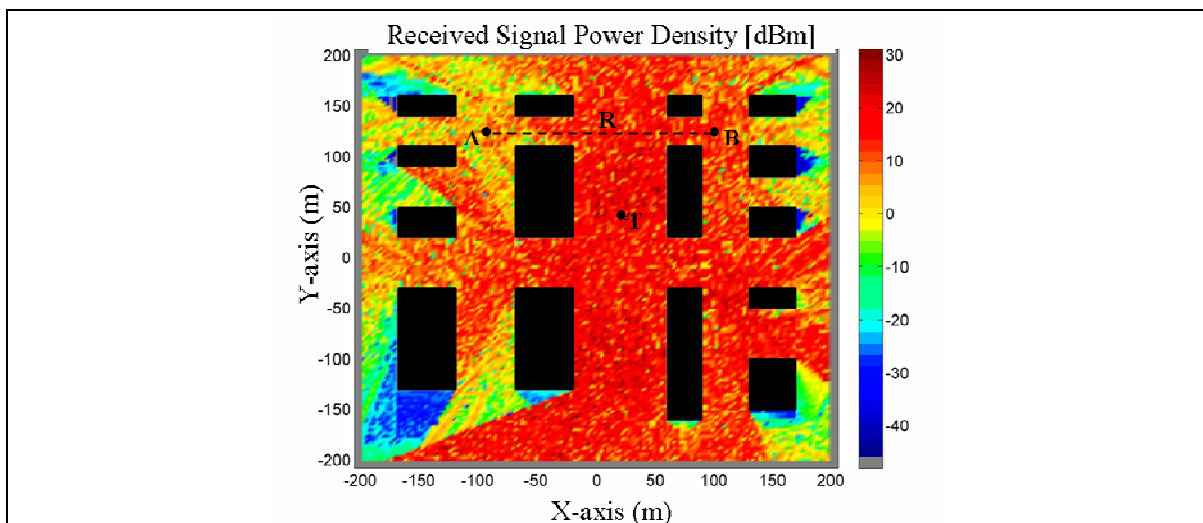
Πίνακας 4.5. Χρόνος προσομοίωσης για 180 γωνίες σκέδασης από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους (2-D) με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

Από τη σύγκριση των παραπάνω διαγραμμάτων, επαληθεύονται και για τη δισδιάστατη περίπτωση σκέδασης, τα συμπεράσματα που διατυπώθηκαν στην προηγούμενη ενότητα για την τρισδιάστατη περίπτωση, όσον αφορά τόσο τη βελτίωση της ακρίβειας των αποτελεσμάτων σε όλες τις περιοχές μελέτης, όσο και τη χρονική επιτάχυνση της προσομοίωσης που επιτυγχάνεται με την προτεινόμενη μέθοδο. Σημειώνεται ότι ο παράγοντας επιτάχυνσης στη δισδιάστατη περίπτωση σκέδασης είναι μικρότερος από τον αντίστοιχο της τρισδιάστατης περίπτωσης (βλ. Πίνακες 4.4-4.5), δεδομένου ότι το ολοκλήρωμα της Φυσικής Οπτικής στη δισδιάστατη περίπτωση είναι απλό (βλ. Σχέση 2.45), ενώ στην τρισδιάστατη περίπτωση είναι διπλό (βλ. Σχέση 2.8), γεγονός που επιβραδύνει περισσότερο τον αλγόριθμο επίλυσης με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης.

4.4. Αποτελέσματα Ραδιοκάλυψης σε Σύνθετα Περιβάλλοντα με Βάση τη Μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

Η ενότητα αυτή επικεντρώνεται στην εξέταση της επιτάχυνσης του αλγορίθμου προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης (βλ. Κεφάλαιο 3), που επιτυγχάνεται με την εισαγωγή

στον κώδικα της τεχνικής ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’, αντικαθιστώντας τη χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης. Στην ενότητα 3.6, παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης της ραδιοδιάδοσης για ένα σύνθετο αστικό περιβάλλον, διαστάσεων 400m*400m, που εσωκλείει 15 κτίρια-εμπόδια, για συχνότητα λειτουργίας 900MHz και εκπεμπόμενη ισχύ ίση με 18.2dBm. Ο συνολικός χρόνος προσομοίωσης που απαιτήθηκε για τον υπολογισμό όλων των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης είναι περίπου 15 λεπτά για κάθε θέση του δέκτη (pixel). Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται το αντίστοιχο διάγραμμα ραδιοκάλυψης (λαμβανόμενη πυκνότητα ισχύος), που προκύπτει με εφαρμογή της νέας τεχνικής που εισάγεται στο κεφάλαιο αυτό.



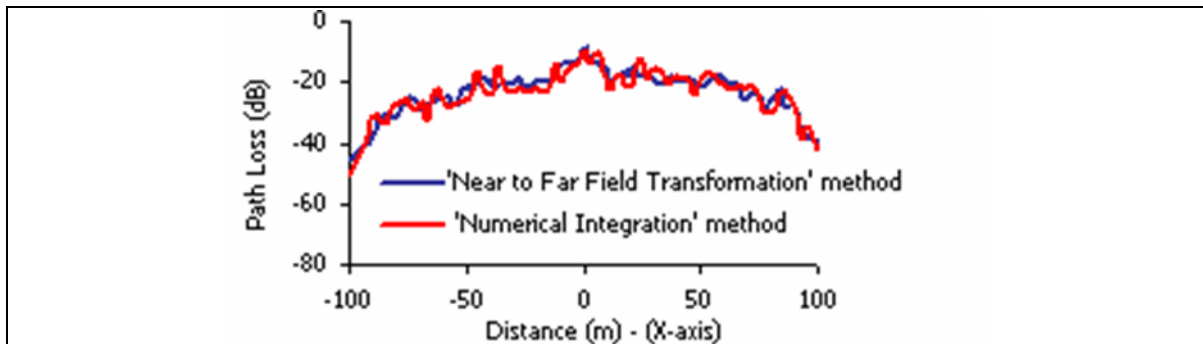
Σχήμα 4.12 Λαμβανόμενη πυκνότητας ισχύος (dBm), λόγω των μηχανισμών διάδοσης πρώτης και δεύτερης τάξης, σε σενάριο γεωμετρίας 15 κτιρίων με ενσωμάτωση της τεχνικής ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

	Χρόνος Προσομοίωσης (Min) (για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε υπολογιστής Dell με επεξεργαστή Pentium 4 (2.8 GHz) και μνήμη 512MB)	
	Μέθοδος Αριθμητικής Ολοκλήρωσης	Μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό
Μηχανισμοί Διάδοσης Πρώτης Τάξης	3.5 min	0.183 min
Μηχανισμοί Διάδοσης Πρώτης και Δεύτερης Τάξης	15 min	0.75 min

Πίνακας 4.6. Χρόνος προσομοίωσης ανά θέση του δέκτη (pixel), για τον υπολογισμό της ραδιοκάλυψης στο σενάριο της γεωμετρίας του σχήματος 4.12, με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

Από τις τιμές του παραπάνω πίνακα προκύπτει ότι η εισαγωγή της προτεινόμενης μεθόδου μειώνει δραστικά το συνολικό χρόνο προσομοίωσης για κάθε θέση του δέκτη στην τιμή 0.75 λεπτά, επιτυγχάνοντας ένα παράγοντα επιτάχυνσης της όλης διαδικασίας περίπου

ίσο με 20. Η επιτάχυνση αυτή είναι ιδιαίτερα σημαντική για τη δυνατότητα παραγωγής διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης υψηλής ανάλυσης, τα οποία απαρτίζονται από εκατοντάδες ή ακόμα και χιλιάδες πιθανές θέσεις της κεραίας δέκτη (pixels).



Σχήμα 4.13 Σύγκριση των απωλειών διαδρομής (για τη διαδρομή του δέκτη από τη θέση Α στη θέση Β στο σενάριο γεωμετρίας του σχήματος 4.12) υπολογιζόμενων με βάση τη μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης και τη μέθοδο ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’.

Επιπλέον από τη σύγκριση των διαγραμμάτων των απωλειών διαδρομής (βλ. Σχήμα 4.13) καθώς και της λαμβανόμενης πυκνότητας ισχύος παντού στο χώρο [όπως απεικονίζονται στα σχήματα 3.11 (χρήση αριθμητικής μεθόδου ολοκλήρωσης) και 4.12 (χρήση της τεχνικής ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’)], παρατηρούμε μικρές διαφορές (της τάξης 2-6dBm) σε ορισμένες υποπεριοχές, όπου κυριαρχούν τα πεδία σκέδασης, και οφείλονται κατά κύριο λόγο στις βελτιώσεις που επιφέρει η προτεινομένη τεχνική, όπως περιγράφηκαν αναλυτικά στην ενότητα 4.3.1.

4.5 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 4

- [1] E. G. Papkelis, I. Psarros, I. Ch. Ouranos, Ch. G. Moschovitis, K. T. Karakatselos, E. Vagenas, H. T. Anastassiou, and P. V. Frangos, “A Radio Coverage Prediction Model in Wireless Communication Systems Based on Physical Optics and the Physical Theory of Diffraction,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, accepted for publication, November 2006 (to be published in the April 2007 issue).
- [2] E. G. Papkelis, I. Ch. Ouranos, Ch. G. Moschovitis, K. T. Karakatselos, and P. Frangos, “Radio Coverage Simulation Tool in Urban Environments Using Physical Optics and Physical Theory of Diffraction,” *Proceedings of Mediterranean Microwave Symposium*, Athens, Greece, September 6-8, 2005, pp. 228-233.
- [3] E. G. Papkelis, P. V. Frangos, and H. T. Anastassiou, ‘A PO\PTD Near-Field Scattering and Diffraction Method for Path Loss Prediction in Urban Mobile Radio-Systems,’ *International Conference ‘Days on Diffraction 2007’*, May 28 - June 1, 2007, St. Petersburg, Russia.

- [4] M. F. Catedra and J. P. Arriaga, *Cell Planning for Wireless Communications*, Artech House, Boston-London, 1999.
- [5] S. Y. Tan and H. S. Tan, "UTD Propagation Model in an Urban Street Scene for Microcellular Communications," *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, vol. 35, pp. 423-428, November 1993.
- [6] S. Y. Tan and H. S. Tan, "A Microcellular Communications Propagation Model Based on the Uniform Theory of Diffraction and Multiple Image Theory," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 10, October 1996.
- [7] A. G. Kanatas and P. Constantinou, "A Propagation Prediction Tool for Urban Mobile Radio Systems," *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, vol. 49, no. 4, pp. 1348-1355, July 2000.
- [8] A. G. Kanatas, I. D. Kountouris, G. B. Kostaras, and P. Constantinou, "A UTD Propagation Model in Urban Microcellular Environments," *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, vol. 46, no. 1, pp. 185-193, February 1997.
- [9] F. Ikegami, T. Takeuchi, and S. Yoshida, "A Theoretical Model of Mean Field Strength for Urban Mobile Radio," *IEEE Transaction on Antennas and Propagation.*, vol. 39, pp. 299-302, March 1991.
- [10] G. Liang and H. L. Bertoni, "A New Approach to 3-D Ray Tracing for Propagation Prediction in Cities," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, no. 16, June 1998.
- [11] D. J. Y. Lee and W. C. Y. Lee, "Propagation Prediction in and through Buildings," *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, vol. 49, no. 5, September 2000.
- [12] D. Hunter and G. Nikolov, "On the Error Term of Symmetric Gauss-Lobatto Quadrature Formulae for Analytic Functions", *Math. Comput.*, pp. 269-282, 2000.
- [13] S. K. Jeng, "Near-Field Scattering by Physical Theory of Diffraction and Shooting and Bouncing Rays," *IEEE Transaction on. Antennas and Propagation*, vol. 46, no. 4, pp. 551-558, April 1998.
- [14] S. H. Chen and S. K. Jeng, "An SBR/Image Approach for Indoor Radio Propagation in a Corridor," *Trans. IEICE Electron.*, vol. E78-C, no. 8, pp. 1058-1062, August 1995.
- [15] S. W. Lee, H. T. G. Wang, and G. Labarre, "Near-Field RCS Computation," *Appendix in the Manual for NcPTD-1.2*, S. W. Lee, writer. Champaign, IL: DEMACO, 1991.
- [16] S. W. Lee, J. E. Baldauf, and R. A. Kipp, "Cpatch Overview," description of capability of code Cpatch developed by DEMACO, 1994.
- [17] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley, *Radar Cross Section, Second Edition*, Artech House, Boston - London, 1993.
- [18] E. F. Knott, "A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques," *Proceedings IEEE*, vol. 73, pp. 252 - 264, 1985.

- [19] D. C. Jenn, *Radar and Laser Cross Section Engineering*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. Washington, 1995, pp. 29-32.
- [20] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley & Sons, NY, 1989.

5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται αναλυτικά μία τεχνική υπολογισμού του πεδίου περίθλασης από ορθογώνιες σφήνες πεπερασμένου ύψους (ακμές κτιρίων) στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, κατάλληλη για **τριδιάστατα προβλήματα** προσομοίωσης της ραδιοδιάδοσης σε μικροκυψελωτά συστήματα κινητών τηλεπικοινωνιών [1]. Για το σκοπό αυτό μελετάται αρχικά ο υπολογισμός του πεδίου περίθλασης με βάση τις γνωστές θεωρίες περίθλασης (μακρινής περιοχής). Από τις υπάρχουσες θεωρίες μακρινού πεδίου, έμφαση δίνεται στην τριδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD), όπως εκφράζεται από τους συντελεστές περίθλασης (Incremental Length Diffraction Coefficients-ILDC) του Mitzner [2-4] και επεκτείνει τη δισδιάστατη θεωρία του Ufimtsev [2, 5-6], που εφαρμόστηκε στο προτεινόμενο δισδιάστατο πρόγραμμα προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης (βλ. Κεφάλαιο 3) για τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης. Το βασικό πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι η εξάλειψη των απειρισμών και των ασυνεχειών του πεδίου στις περιοχές μετάβασης (όρια σκιάς και ανάκλασης), που είναι και το βασικό πρόβλημα των αντίστοιχων θεωριών περίθλασης (βλ. Ενότητα 1.5), καθώς οι συντελεστές περίθλασης του Mitzner παραμένουν πεπερασμένοι κατά μήκος των περιοχών αυτών. Η εξασφάλιση της ομαλής συνέχειας του περιθλώμενου πεδίου σε όλο το εύρος της περιοχής κάλυψης, είναι ιδιαίτερα σημαντική σε προγράμματα ραδιοκάλυψης, καθώς εκτός από τα σφάλματα ακρίβειας που δημιουργούν οι πιθανές ασυνέχειες του περιθλώμενου πεδίου πρώτης τάξης στις (περιορισμένες) περιοχές των ορίων μετάβασης, επηρεάζουν δραστικά τους μηχανισμούς ανώτερης τάξης, προκαλώντας ασυνέχειες σε όλο το εύρος των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης. Για παράδειγμα, στην περίπτωση που το περιθλώμενο πεδίο πρώτης τάξης απειρίζεται στην κατεύθυνση που διέρχεται από το κέντρο μίας επιφάνειας σκέδασης, με βάση τη θεώρηση της Φυσικής Οπτικής, θα προκύψουν απειρισμοί λόγω του μηχανισμού περίθλασης-σκέδασης σε όλη τη φωτιζόμενη περιοχή από την επιφάνεια αυτή. Ακολούθως, για επαλήθευση της ορθότητας των υπολογισμών του πεδίου περίθλασης από ακμές κτιρίων στη μακρινή περιοχή, τα αποτελέσματα της PTD συγκρίνονται με τα αντίστοιχα της Μεθόδου των Ισοδυνάμων Ρευμάτων (Method of Equivalent Currents-MEC) του Michaeli και μελετώνται οι μεταβολές στις περιοχές μετάβασης, καθώς και η εξάρτηση του πεδίου από την πόλωση του προσπίπτοντος πεδίου.

Ακολούθως παρουσιάζεται η προτεινόμενη επέκταση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης (PTD-ILDC) για υπολογισμούς του περιθλώμενου πεδίου στις περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου. Η προτεινόμενη μεθοδολογία βασίζεται στη διαίρεση της ηλεκτρικά μεγάλης σφήνας (συγκρινόμενη με το μήκος κύματος της ραδιοδιάδοσης) σε κατάλληλα επιλεγμένο αριθμό μικρότερων τομέων, όταν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel της σφήνας. Πρόκειται δηλαδή για την ανάλογη τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό’, που εξετάστηκε επιτυχώς στο προηγούμενο κεφάλαιο για τον υπολογισμό του πεδίου σκέδασης από ορθογώνιο σκεδαστή στην εγγύς περιοχή και στην περιοχή της ζώνης Fresnel. Σύμφωνα με την υποδιαίρεση αυτή της ακμής, το σημείο παρατήρησης ‘μετατοπίζεται’ στη μακρινή περιοχή του κάθε τομέα. Συνεπώς η ακριβής μοντελοποίηση του μακρινού πεδίου της PTD-ILDC, μπορεί να εφαρμοστεί για τον υπολογισμό της συνεισφοράς κάθε τομέα. Το συνολικό

πεδίο περίθλασης, προκύπτει με διανυσματική υπέρθεση των επιμέρους πεδίων περίθλασης (διαφορετικού πλάτους και φάσης) από όλους τους τομείς που φτάνουν στη θέση του δέκτη.

5.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ-ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΟΥ MITZNER (PTD-ILDC) ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΤΟΥ ΜΑΚΡΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 1.4.3.6, ο Ufimtsev επέκτεινε τη δισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης για υπολογισμούς του πεδίου σκέδασης από λωρίδα, λαμβάνοντας αρχικά ξεχωριστά τις συνεισφορές των πεδίων περίθλασης από κάθε ακμή της λωρίδας. Στη συνέχεια βελτίωσε τη λύση συμπεριλαμβάνοντας και τις αλληλεπιδράσεις δεύτερης τάξης μεταξύ των δύο ακμών. Επιπλέον, χρησιμοποίησε τα αποτελέσματα για να υπολογίσει τη σκέδαση από δίσκο, αναγνωρίζοντας τα σημεία ισχυρής σκέδασης στο χείλος του δίσκου και προσαρμόζοντας τις τιμές της συνεισφοράς της ακμής κατάλληλα στις αντίστοιχες για ημιεπίπεδα εφαπτόμενα στις ακμές στα σημεία ισχυρής σκέδασης [5-6]. Ωστόσο, αυτές οι επεκτάσεις του δισδιάστατου προβλήματος περίθλασης, εάν εφαρμοστούν για το τρισδιάστατο πρόβλημα, το αποτέλεσμα περιορίζεται στην περιοχή περί της κατοπτρικής κατεύθυνσης περίθλασης [2]. Η επέκταση της θεωρίας για τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης, διατυπώθηκε από τον Mitzner, ο οποίος εισήγαγε ένα σύνολο συντελεστών περίθλασης (ILDC) για το τρισδιάστατο πρόβλημα περίθλασης [4]. Όταν η θεωρία του Mitzner εφαρμοστεί για την περίθλαση από πολυγωνικό σκεδαστή, το αποτέλεσμα (σύνολο *sinc* συναρτήσεων που εκφράζουν τη συμβολή κάθε ακμής του σκεδαστή) είναι παρόμοιο με αυτό που προκύπτει από την εφαρμογή της θεωρίας της Φυσικής Οπτικής [7]. Σύμφωνα με τον Mitzner, η σκέδαση από ακμή οποιουδήποτε περιγράμματος μπορεί να βρεθεί ολοκληρώνοντας τις ρευματικές κατανομές στα φωτιζόμενα τμήματα του περιγράμματος. Το μακρινό περιθλώμενο πεδίο εκφράζεται συναρτήσει ενός δυαδικού συντελεστή περίθλασης $\bar{\bar{d}}$ ως εξής:

$$\bar{E}_d = E_i \cdot \frac{e^{i(kR - \pi/4)}}{\sqrt{2\pi \cdot R}} \bar{\bar{d}} \cdot \hat{p} \cdot dt \quad (5.1)$$

όπου:

- \bar{E}_d , το πεδίο περίθλασης λόγω του στοιχειώδους τμήματος dt της ακμής,
- R , η απόσταση της ακμής από το σημείο παρατήρησης που τοποθετείται στη μακρινή περιοχή,
- \hat{p} , το μοναδιαίο διάνυσμα ευθυγραμμισμένο με την προσπίπτουσα ηλεκτρική πόλωση,
- $\bar{\bar{d}}$, ο δυαδικός συντελεστής περίθλασης.

Στην ανάπτυξη των συντελεστών περίθλασης, καθιερώνονται από τον Mitzner δύο ζευγάρια μοναδιαίων διανυσμάτων, ένα ζεύγος κάθετο και παράλληλο στο επίπεδο πρόσπτωσης ('plane of incidence') και ένα ζεύγος κάθετο και παράλληλο στο επίπεδο σκέδασης ('plane of scattering'). Το επίπεδο πρόσπτωσης είναι το επίπεδο που περιέχει το στοιχείο της ακμής dt και την κατεύθυνση του προσπίπτοντος, και το επίπεδο διάδοσης το στοιχείο ακμής και την κατεύθυνση διάδοσης. Τα μοναδιαία αυτά διανύσματα ορίζονται ως εξής:

$$\hat{e}'_{\perp} = \hat{t} \times \hat{i} / |\hat{t} \times \hat{i}| \quad (5.2)$$

$$\hat{e}_{\parallel}^i = \hat{i} \times \hat{e}_{\perp}^i \quad (5.3)$$

$$\hat{e}_{\perp}^s = \hat{t} \times \hat{s} / |\hat{t} \times \hat{s}| \quad (5.4)$$

$$\hat{e}_{\parallel}^s = \hat{s} \times \hat{e}_{\perp}^s \quad (5.5)$$

όπου \hat{t} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της ακμής. Ο Mitzner χρησιμοποιεί το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{i} στην αντίθετη κατεύθυνση από αυτήν που χρησιμοποιεί ο Michaeli στη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων [8]. Επίσης, χρησιμοποίησε το σύμβολο α για να συμβολίσει την εσωτερική μισή γωνία της σφήνας, ενώ εδώ χρησιμοποιείται ο συμβολισμός αυτός για ολόκληρη την εξωτερική γωνία της σφήνας. Η σημειογραφική διαφορά έχει ληφθεί υπόψη για τους συντελεστές περίθλασης που ακολουθούν (βλ. Ενότητα 5.3).

Ο Mitzner εκφράζει τον δυαδικό περίθλασης σε συνάρτηση με τα στοιχεία στις κατευθύνσεις αυτές ως εξής:

$$\bar{\bar{d}} = d_{\perp\perp} \hat{e}_{\perp}^s \hat{e}_{\perp}^i + d_{\perp\parallel} \hat{e}_{\perp}^s \hat{e}_{\parallel}^i + d_{\parallel\perp} \hat{e}_{\parallel}^s \hat{e}_{\perp}^i + d_{\parallel\parallel} \hat{e}_{\parallel}^s \hat{e}_{\parallel}^i \quad (5.6)$$

Όμοια, η πόλωση του προσπίπτοντος πεδίου δίνεται από τη σχέση:

$$\hat{p} = \hat{e}_{\perp}^i \cos \gamma + \hat{e}_{\parallel}^i \sin \gamma \quad (5.7)$$

όπου γ είναι η γωνία που σχηματίζεται από την πόλωση του προσπίπτοντος πεδίου και την κάθετη ευθεία στο επίπεδο πρόσπτωσης.

Με τον τρόπο αυτό, το γινόμενο $\bar{\bar{d}} \cdot \hat{p}$ γράφεται:

$$\bar{\bar{d}} \cdot \hat{p} = d_{\perp\perp} \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma + d_{\perp\parallel} \hat{e}_{\perp}^s \sin \gamma + d_{\parallel\perp} \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma + d_{\parallel\parallel} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma \quad (5.8)$$

Όταν υπολογιστούν τα στοιχεία της (5.8) και εισαχθούν στην (5.1), προκύπτει τελικά:

$$\bar{E}_d = 2E_0 \psi_0 dt \left[(D_{\perp} - D'_{\perp}) \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma - (D_{\parallel} - D'_{\parallel}) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma - (D_{\parallel\perp} - D'_{\parallel\perp}) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma \right] \quad (5.9)$$

όπου:

- $\psi_0 = e^{ikR} / 4\pi R$, η προσέγγιση της συνάρτησης Green στην περιοχή μακρινού πεδίου,
- β, β' , οι γωνίες πρόσπτωσης και περίθλασης μετρούμενες από τον κατακόρυφο άξονα της ακμής (σύμφωνα και με τη θεώρηση του Michaeli, βλ. Ενότητα 5.3).

Οι βασικοί συντελεστές περίθλασης της σχέσης (5.9) δίνονται από τις εξής σχέσεις:

$$D_{\perp} = \frac{\sin \phi}{\sin \alpha_1} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} + \frac{\sin(n\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \quad (5.10)$$

$$D_{\parallel} = \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi'}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} + \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi'}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \quad (5.11)$$

$$D_{\parallel\perp} = Q \left\{ \frac{\cos \phi}{\sin \alpha_1} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} - \frac{\cos(n\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \right\} \quad (5.12)$$

Οι υπόλοιποι συντελεστές περίθλασης πρώτης τάξης εκφράζουν τους όρους της Φυσικής Οπτικής και δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$D'_{\perp} = -U^+ \frac{\sin \phi_s}{\cos a_1 + \cos \phi_i} - U^- \frac{\sin(n\pi - \phi_s)}{\cos a_2 + \cos(n\pi - \phi_i)} \quad (5.13)$$

$$D'_{\parallel} = -U^+ \frac{\sin \phi_i}{\cos a_1 + \cos \phi_i} - U^- \frac{\sin(n\pi - \phi_i)}{\cos a_2 + \cos(n\pi - \phi_i)} \quad (5.14)$$

$$D'_{\parallel\perp} = -U^+ \left[\frac{Q \sin \phi_s}{\cos a_1 + \cos \phi_i} - \cos \beta_i \right] + U^- \left[\frac{Q \cos(n\pi - \phi_s)}{\cos a_2 + \cos(n\pi - \phi_i)} - \cos \beta_i \right] \quad (5.15)$$

όπου:

- ϕ_i, ϕ_s είναι οι γωνίες πρόσπτωσης και περίθλασης μετρούμενες από μία πλευρά (αναφοράς) της ακμής (σύμφωνα και με τη θεώρηση του Michaeli, βλ. Ενότητα 5.3),
- $Q = \sin \beta_s \cot \beta_i - \sin \beta_i \cot \beta_s$,
- $\sin a_1 = \left[\sin^2 \beta_i - \sin^2 \beta_s \cos^2 \phi_s \right]^{1/2} / \sin \beta_i$,
- $\sin a_2 = \left[\sin^2 \beta_i - \sin^2 \beta_s \cos^2(n\pi - \phi_s) \right]^{1/2} / \sin \beta_i$,
- U^+, U^- , οι βηματικές συναρτήσεις που ορίζονται ως εξής:

$$U^+ = \begin{cases} 1 \rightarrow \text{εάν φωτίζεται η πρώτη πλευρά (αναφοράς) της σφήνας.} \\ 0 \rightarrow \text{εάν δεν φωτίζεται η πρώτη πλευρά (αναφοράς) της σφήνας.} \end{cases}$$

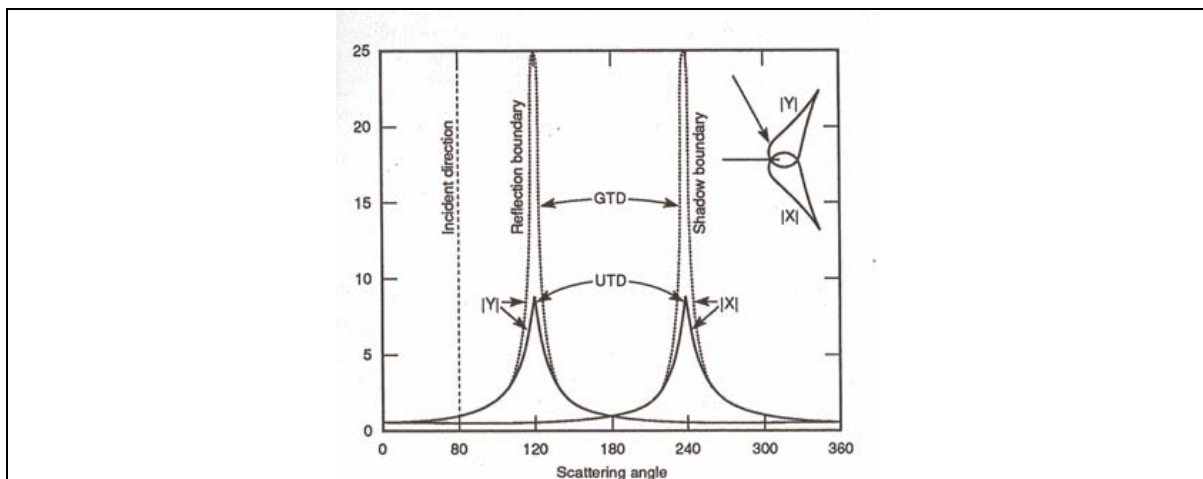
$$U^- = \begin{cases} 1 \rightarrow \text{εάν φωτίζεται η δεύτερη πλευρά της σφήνας.} \\ 0 \rightarrow \text{εάν δεν φωτίζεται η δεύτερη πλευρά της σφήνας.} \end{cases}$$

Οι παραπάνω συντελεστές περίθλασης του Mitzner επεκτείνουν τη δισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης του Ufimtsev σε τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης, με ανάλογο τρόπο που η Μέθοδος των Ισοδυνάμων Ρευμάτων του Michaeli επεκτείνει τη Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης του Keller. Σημειώνεται ότι παρόλο που οι όροι της Φυσικής Οπτικής (όπως εκφράζονται από τους συντελεστές περίθλασης πρώτης τάξης D'_{\perp} , D'_{\parallel} και $D'_{\parallel\perp}$), είναι ασυνεχείς στις περιοχές μετάβασης, οι συνολικοί συντελεστές ILDC του Mitzner παραμένουν πεπερασμένοι, καθώς η διαφορά των συντελεστών περίθλασης πρώτης τάξης από τους βασικούς συντελεστές περίθλασης: D_{\perp} , D_{\parallel} και $D_{\parallel\perp}$ (βλ. Σχέση 5.9), παραμένει πεπερασμένη. Με βάση τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner, είναι δυνατός ο υπολογισμός του περιθλώμενου πεδίου στην περιοχή του μακράν πεδίου, αθροίζοντας τις συνεισφορές των στοιχειωδών τμημάτων κατά μήκος της ακμής (με ολοκλήρωση των ρευματικών κατανομών στα φωτιζόμενα τμήματα της ακμής). Ο υπολογισμός του ολοκληρώματος είναι εύκολος για την περίπτωση ίσιων ακμών, όπως είναι οι ορθογώνιες σφήνες των κτιρίων που μας ενδιαφέρουν. Για καμπύλες επιφάνειες χρησιμοποιείται η μέθοδος της στάσιμης φάσης για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος, ενώ για πιο σύνθετες περιπτώσεις, το ολοκλήρωμα υπολογίζεται αριθμητικά [2].

5.3 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΜΕ ΤΗΝ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΚΑΙ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΙΣΟΔΥΝΑΜΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ

5.3.1 Σύγκριση των Συντελεστών Περίθλασης του Mitzner με τη Θεωρία των Ισοδυνάμων Ρευμάτων του Michaeli και την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης.

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 1.4.3.4, η Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης βασίζεται στον πολλαπλασιασμό των συντελεστών περίθλασης του Keller με κατάλληλα τροποποιημένο ολοκλήρωμα Fresnel. Το ολοκλήρωμα αυτό τείνει στην τιμή 1 για τις περιοχές περίθλασης εκτός του εύρους των περιοχών μετάβασης. Όμως στις περιοχές μετάβασης, όπου οι συντελεστές περίθλασης τείνουν στο άπειρο, το ολοκλήρωμα Fresnel τείνει στο μηδέν, με αποτέλεσμα το γινόμενο τους να παραμένει πεπερασμένο. Ωστόσο, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα, η μετάβαση του πεδίου περίθλασης στα όρια ανάκλασης και σκίασης, εξακολουθεί να μην είναι απόλυτα ομαλή. Οι ασυνέχειες αυτές διορθώνονται εν μέρει από τη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων, όπως περιγράφηκε περιληπτικά στην ενότητα 1.4.3.5. Παρακάτω συγκρίνεται η Μέθοδος των Ισοδυνάμων Ρευμάτων, όπως εκφράζεται από τους συντελεστές περίθλασης του Michaeli, με τη μέθοδο της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης, όπως εκφράζεται από τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner, ώστε να επαληθευτούν τα αποτελέσματα των δύο θεωριών στην περιοχή του μακράν πεδίου περίθλασης από ορθογώνια σφήνα.

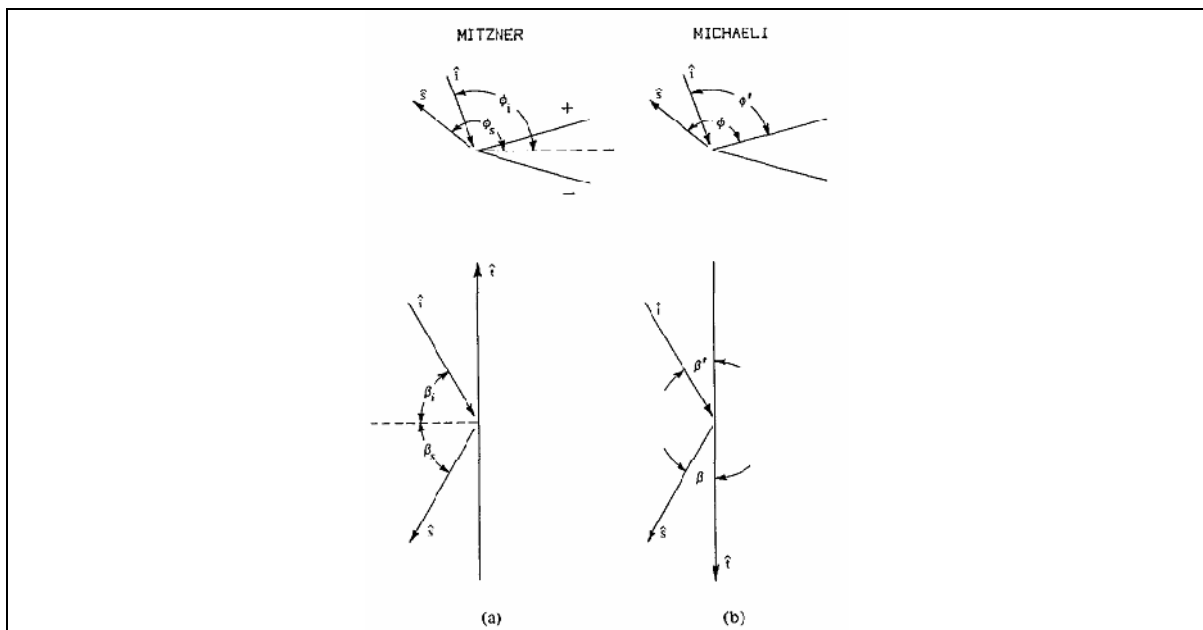


Σχήμα 5.1 Σύγκριση των συντελεστών περίθλασης της GTD και της UTD για γωνία πρόσπτωσης 60° σε ημιεπίπεδο [3].

Ο Michaeli εισήγαγε ένα σύνολο ισοδυνάμων ρευμάτων [11-12] για τις κατευθύνσεις διάδοσης που δεν βρίσκονται εντός του κώνου του Keller. Μερικά χρόνια πριν, ο Mitzner ανέπτυξε τους ILDC για τον ίδιο σκοπό [4]. Στην παράγραφο αυτή δείχνεται ότι τα αποτελέσματα του Michaeli σχετίζονται με αυτά του Mitzner για αυθαίρετες κατευθύνσεις, κατά τον ίδιο τρόπο με τον οποίο σχετίζονται τα αποτελέσματα του Keller με τα αποτελέσματα του Ufimtsev για κατευθύνσεις πάνω στον κώνο του Keller [8].

Όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα 5.2, οι κατευθύνσεις πρόσπτωσης και διάδοσης σημειώνονται με τα διανύσματα \hat{i} και \hat{s} αντίστοιχα. Και οι δύο συγγραφείς καθιερώνουν ένα διάνυσμα \hat{t} κατά μήκος της ακμής, την οποία ο Mitzner ευθυγραμμίζει προς την αντίθετη διεύθυνση από αυτήν του Michaeli. Ο Mitzner μετράει τις διαμήκεις γωνίες των διευθύνσεων πρόσπτωσης και διάδοσης β_i και β_s αντίστοιχα, από ένα επίπεδο κάθετο στην ακμή, ενώ ο Michaeli χρησιμοποιεί τις γωνίες β' και β μετρούμενες από την ίδια την ακμή. Για το λόγο αυτό οι γωνίες β_i και β_s του Mitzner αντικαθίστανται από τις γωνίες: $\beta' - \pi/2$ και $\beta - \pi/2$ αντίστοιχα.

Οι γωνίες πρόσπτωσης και διάδοσης στο εγκάρσιο πεδίο περιγράφονται λαμβάνοντας τις κατευθύνσεις πρόσπτωσης και διάδοσης σε ένα επίπεδο κάθετο στην ακμή. Ο Mitzner χρησιμοποιεί τα σύμβολα ϕ_i και ϕ_s για να συμβολίσει τις εγκάρσιες γωνίες πρόσπτωσης και διάδοσης, μετρούμενες από τη διχοτόμο της σφήνας, ενώ ο Michaeli συμβολίζει τις γωνίες ως ϕ' και ϕ , μετρούμενες από τη μία πλευρά αναφοράς της σφήνας. Γι' αυτό το λόγο, οι ϕ_i και ϕ_s του Mitzner αντικαθίστανται από τις γωνίες $\phi' + \alpha$ και $\phi + \alpha$ αντίστοιχα, όπου α είναι η εσωτερική μισή γωνία της σφήνας (βλ. Σχήμα 5.2).



Σχήμα 5.2 Γωνιακοί σχηματισμοί που υιοθετούνται από τον Mitzner και τον Michaeli [8].

Τα αποτελέσματα του Mitzner περιορίζονται στο μακρινό πεδίο [4], ενώ ο Michaeli περιλαμβάνει και τη ζώνη Fresnel. Στην παρούσα ανάλυση λαμβάνονται συνθήκες μακρινού πεδίου, στις οποίες η απόσταση R από ένα σημείο του εμποδίου μέχρι το απομακρυσμένο σημείο παρατήρησης είναι πολύ μεγαλύτερη από οποιαδήποτε διάσταση του εμποδίου. Ο Michaeli εκφράζει το περιθλώμενο πεδίο στο σημείο παρατήρησης με ένα επικαμπύλιο ολοκλήρωμα ως εξής [9-10]:

$$\bar{E}_d = -ik \int_C [ZI_e \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + I_m \hat{s} \times \hat{t}] \psi dt \quad (5.16)$$

όπου: \bar{E}_d είναι το περιθλώμενο ηλεκτρικό πεδίο, Z η ενδογενής αντίσταση του μέσου που περιβάλλει το εμπόδιο και μέσα στο οποίο υπολογίζεται το μακρινό πεδίο, I_e και I_m είναι τα θεωρούμενα νηματοειδή ισοδύναμα ηλεκτρικά και μαγνητικά ρεύματα, ευθυγραμμισμένα κατά μήκος του στοιχείου της ακμής dt , ψ είναι η τρισδιάστατη συνάρτηση Green, \hat{t} είναι ένα μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της ακμής στο τμήμα dt , και τέλος το ολοκλήρωμα υπολογίζεται κατά μήκος του περιγράμματος της ακμής C που φωτίζεται από το προσπίπτον κύμα.

Στο μακρινό πεδίο η τρισδιάστατη συνάρτηση Green προσεγγίζεται ως εξής:

$$\psi \cong \frac{e^{ikR}}{4\pi R} e^{-ik\vec{r}\cdot\hat{i}} = \psi_0 e^{-ik\vec{r}\cdot\hat{i}} \quad (5.17)$$

όπου: k είναι ο κυματαριθμός του προσπίπτοντος κύματος, \vec{r} είναι το διάνυσμα θέσης του στοιχείου της ακμής dt , και τέλος R είναι η απόσταση μακρινού πεδίου.

Η σχετική φάση του προσπίπτοντος κύματος αγνοείται και μόνο η συνεισφορά του στοιχείου dt λαμβάνεται υπόψη. Με βάση τις παραπάνω προσεγγίσεις η σχέση (5.15) γράφεται ως εξής:

$$\bar{E}_d = -ik\psi_0 dt [ZI_e \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + I_m \hat{s} \times \hat{t}] \quad (5.18)$$

Σημειώνεται ότι ο Michaeli λαμβάνει χρονική εξάρτηση $e^{j\omega t}$, ενώ ο Mitzner λαμβάνει χρονική εξάρτηση $e^{-j\omega t}$. Για την ύπαρξη αντιστοιχίας, γίνεται αντικατάσταση του i με $-j$ στη σχέση (5.18).

Ο Michaeli θεωρεί τα νηματοειδή ρεύματα σε δύο λεπτές επιφανειακές λωρίδες, μία σε κάθε μία από τις δύο πλευρές της σφήνας, οι οποίες συναντιούνται στην ακμή. Τα αποτελέσματά του για τα ισοδύναμα ρεύματα μπορούν να εκφραστούν ως εξής:

$$I_e = \frac{i2E_{it}D_e}{kZ \sin^2 \beta'} + \frac{i2H_{it}D_{em}}{k \sin \beta'} \quad (5.19a)$$

$$I_m = -\frac{i2ZH_{it}D_m}{k \sin \beta' \sin \beta} \quad (5.19b)$$

όπου: $Y=1/Z$ είναι η σύνθετη αγωγιμότητα του μέσου, E_{it} και H_{it} είναι τα στοιχεία των προσπιπτόντων ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων κατά μήκος του στοιχείου dt της ακμής.

Οι συντελεστές περίθλασης D_e , D_m και D_{em} του Michaeli σχετίζονται με τους ILDC του Mitzner (βλ. σχέσεις 5.10-5.15) ως εξής:

$$D_e = D_{\parallel}, \quad D_m = D_{\perp}, \quad D_{em} = D_{\parallel\perp} / \sin \beta' \quad (5.20)$$

Η εξωτερική γωνία της σφήνας ($=\pi$) συμβολίζεται από τον Michaeli ως $N\pi$ και από τον Mitzner ως π/ν . Επιπλέον εκφράζοντας τα μεγέθη E_{it} , H_{it} , $\hat{s} \times \hat{t}$ και $\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t})$ της σχέσης (5.16) συναρτήσε των διανυσμάτων που καθιέρωσε ο Mitzner, παράλληλα και κάθετα στα επίπεδα πρόσπτωσης και διάδοσης (βλ. σχέσεις 5.12-15), και την πόλωση του προσπίπτοντος κύματος με βάση τη σχέση (5.7), το αποτέλεσμα του Michaeli γράφεται τελικά ως εξής:

$$\bar{E}_d = 2E_0\psi_0 dt \left[D_m \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma - D_e \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma - D_{em} \beta \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma \right] \quad (5.21)$$

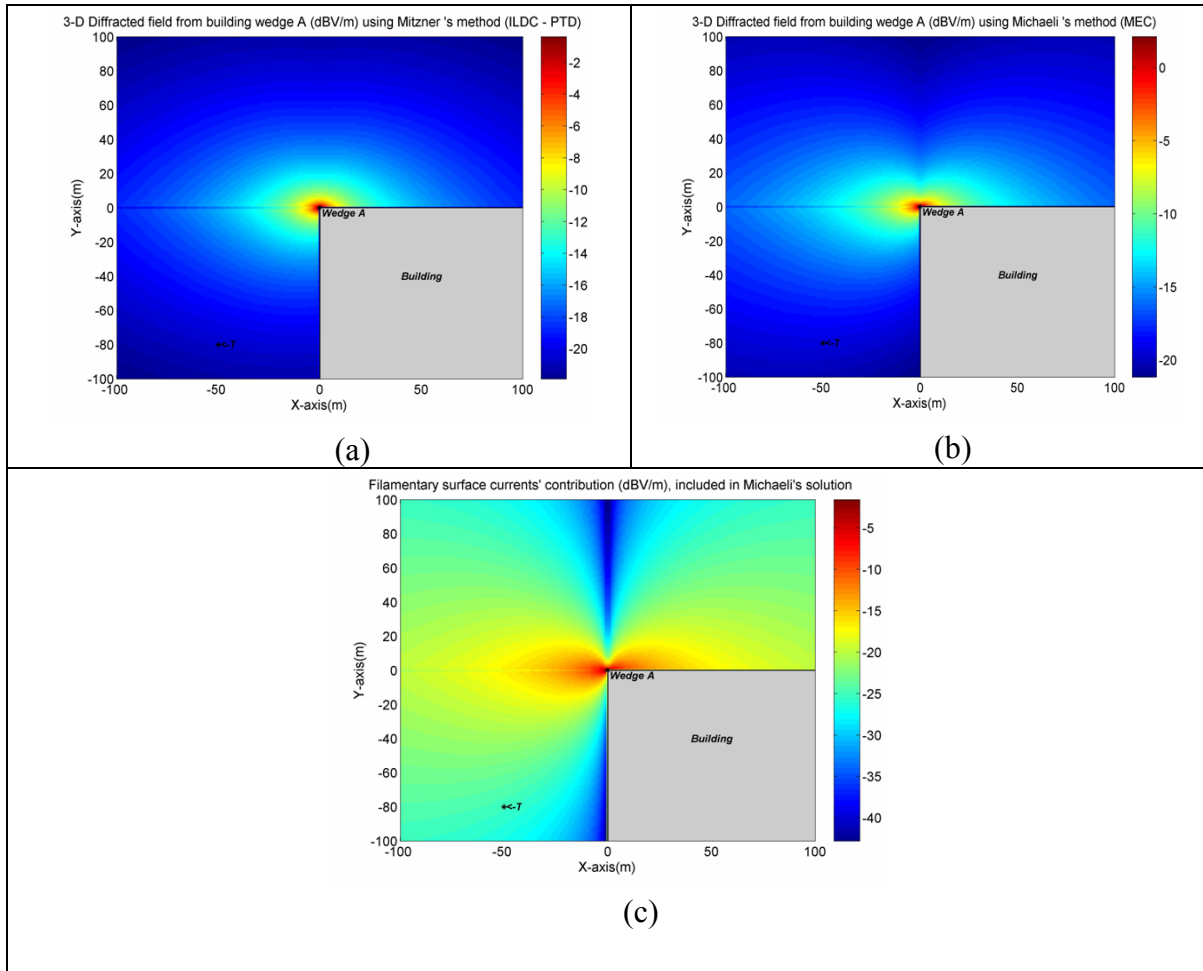
Συγκρίνοντας την παραπάνω εξίσωση με την αντίστοιχη εξίσωση (5.9) του Mitzner, προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

- Αν δεν υπήρχαν οι συντελεστές περίθλασης πρώτης τάξης D'_{\perp} , D'_{\parallel} και $D'_{\parallel\perp}$ στη σχέση 5.9, το αποτέλεσμα του Mitzner θα ήταν ταυτόσημο με το αποτέλεσμα του Michaeli, όπως εκφράζεται από τη σχέση (5.21). Η αιτία της διαφοράς αυτής είναι ότι οι συντελεστές περίθλασης του Mitzner δίνουν το πεδίο που οφείλεται στην ακμή και μόνο, ενώ οι συντελεστές του Michaeli περιλαμβάνουν τη συνεισφορά της ακμής καθώς και της επιφάνειας (μέσω των θεωρούμενων νηματοειδών ρευμάτων που αναφέρθηκαν παραπάνω).
- Επειδή οι συντελεστές στη λύση του Michaeli μοιάζουν με αυτούς του Keller, εξακολουθούν να μην είναι απόλυτα συνεχείς κατά μήκος του ορίου σκίασης και του ορίου ανάκλασης, ενώ οι συντελεστές στην λύση του Mitzner παραμένουν πεπερασμένοι σε όλο το εύρος των περιοχών μετάβασης. Οι ασυνέχειες στους συντελεστές του Michaeli μπορούν να αποδοθούν σε έναν όρο επιφάνειας ο οποίος αναιρείται στη λύση του Mitzner από τον απειρισμό στον όρο της Φυσικής Οπτικής [8]. Ωστόσο για να επιτευχθεί αυτό το πολύ επιθυμητό αποτέλεσμα, απαιτούνται δύο ξεχωριστοί υπολογισμοί για οποιοδήποτε σώμα με πεπερασμένες ακμές. Ο ένας υπολογισμός χρειάζεται για τη συνεισφορά της ακμής από τη σχέση (5.9), και ο άλλος για το ολοκλήρωμα Φυσικής Οπτικής πάνω στη φωτιζόμενη επιφάνεια του σώματος.

5.3.2 Μελέτη Διαγραμμάτων Ραδιοκάλυψης Περιθλώμενου Πεδίου από Ορθογώνια Σφήνα με Βάση τις Θεωρίες του Mitzner και του Michaeli.

Στα παρακάτω σχήματα 5.3 και 5.4, απεικονίζονται τα διαγράμματα ραδιοκάλυψης παντού στο χώρο, λόγω του περιθλώμενου πεδίου πρώτης τάξης από ορθογώνια σφήνα πεπερασμένου ύψους (τριδιάστατη περίπτωση), που υπολογίστηκαν με βάση τις τρισδιάστατες θεωρίες περίθλασης μακρινού πεδίου του Mitzner (5.3.a - 5.4.a) και του Michaeli (5.3.b - 5.4.b), όπως περιγράφονται από τις εξισώσεις (5.9) και (5.21) αντίστοιχα. Στο σχήμα 5.3 απεικονίζεται η περίπτωση που φωτίζεται μόνο η μία πλευρά της σφήνας A ($U^+ = 1$, $U^- = 0$), ενώ στο σενάριο του σχήματος 5.4 φωτίζονται και οι δύο πλευρές της σφήνας A ($U^+ = 1$, $U^- = 1$).

Για την παραγωγή των διαγραμμάτων αυτών, υλοποιήθηκαν σε περιβάλλον προγραμματισμού Matlab, οι συναρτήσεις 'PTD3d_Far.m' και 'MEC3d_Far.m' οι οποίες υπολογίζουν το περιθλώμενο πεδίο μακρινής περιοχής με βάση τις σχέσεις (5.9) και (5.21) αντίστοιχα. Επιπλέον υλοποιήθηκε η συνάρτηση 'PTD3d_Far_POterm.m', για τον υπολογισμό της συνεισφοράς των όρων της Φυσικής Οπτικής που ενσωματώνονται στη λύση του Michaeli, λόγω των θεωρούμενων νηματοειδών ρευμάτων που λαμβάνονται από τη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων. Τα διαγράμματα ραδιοκάλυψης λόγω των όρων αυτών απεικονίζονται ξεχωριστά στα σχήματα 5.3.c και 5.4.c.



Σχήμα 5.3. Σύγκριση των αποτελεσμάτων περιθλώμενου πεδίου (μακρινής περιοχής) από ορθογώνια σφήνα με βάση τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (a) και του Michaeli (b, c), για την περίπτωση που φωτίζεται η μία πλευρά της σφήνας.

Παράμετρος	Τιμή
Συχνότητα λειτουργίας (MHz)	900
Πλάτος εκπεμπόμενου πεδίου E_0 (V/m)	5
Ύψος ορθογώνιας σφήνας A (m)	6
Ύψος κεραίας πομπού T (m)	3
Ύψος κεραίας δέκτη (m)	3
Πόλωση πεδίου εκπομπής	Κατακόρυφη
Ανάλυση διαγράμματος (pixels)	200 x 200

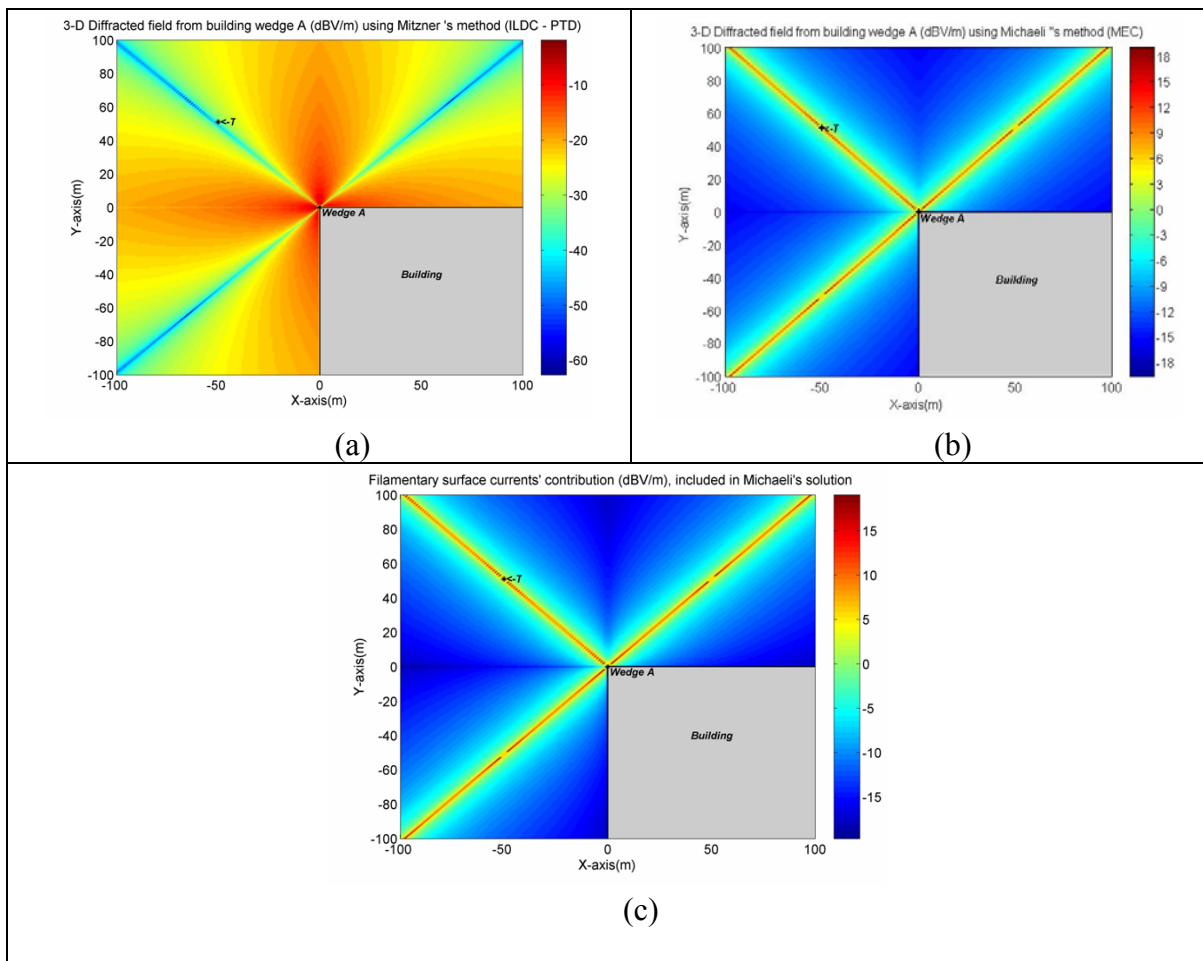
Πίνακας 5.1. Παράμετροι προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης των σχημάτων 5.3-5.4.

Από τη σύγκριση των διαγραμμάτων των σχημάτων 5.3 και 5.4 προκύπτουν τα εξής:

- Στη μακρινή περιοχή τα αποτελέσματα του περιθλώμενου πεδίου με βάση τις δύο (διαφορετικές) θεωρίες υπολογισμού ταυτίζονται σε όλο το εύρος της περιοχής κάλυψης, όπως προκύπτει από τη σύγκριση των διαγραμμάτων 5.3.a και 5.3.b. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνει σε πρώτο στάδιο την ακρίβεια της μεθόδου PTD-ILDC, που υιοθετείται στην

παρούσα μελέτη για τους υπολογισμούς του πεδίου περίθλασης από ακμές κτιρίων στην περιοχή μακρινού πεδίου.

• Η θεωρία του Mitzner εξασφαλίζει καλύτερη ακρίβεια από τη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων στο σύνολο των σεναρίων ραδιοκάλυψης, καθώς οι συντελεστές περίθλασης ILDC παραμένουν πεπερασμένοι σε όλα τα σεναρία που εξετάστηκαν στην παρούσα μελέτη. Όπως απεικονίζεται χαρακτηριστικά στα διαγράμματα του σχήματος 5.4, σε ορισμένες περιπτώσεις όπου φωτίζονται και οι δύο πλευρές της σφήνας, το πεδίο των νηματοειδών ρευμάτων (βλ. Σχήμα 5.4.c), που ενσωματώνεται στο τελικό αποτέλεσμα του Michaeli (βλ. Ενότητα 5.3.1), προκαλεί έντονες ασυνέχειες στο πεδίο περίθλασης στις περιοχές μετάβασης (βλ. Σχήμα 5.4.b). Αντίθετα το πεδίο της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης, και στην περίπτωση αυτή, μεταβάλλεται ομαλά σε όλο το εύρος της περιοχής κάλυψης. Σημειώνεται ότι στις περισσότερες περιπτώσεις το πεδίο των νηματοειδών ρευμάτων συμπεριφέρεται ομαλά στα όρια μετάβασης (βλ. Σχήμα 5.3.c) και τα αποτελέσματα των δύο μεθόδων συγκλίνουν. Ανάλογα συμπεράσματα προκύπτουν για συχνότητα λειτουργίας $f=1800\text{MHz}$ καθώς και για την περίπτωση πεδίου εκπομπής με οριζόντια πόλωση.



Σχήμα 5.4. Σύγκριση των αποτελεσμάτων περιθλώμενου πεδίου (μακρινής περιοχής) από ορθογώνια σφήνα με βάση τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (a) και του Michaeli (b, c), για την περίπτωση που φωτίζονται και οι δύο πλευρές της σφήνας.

5.4 ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΟΝΤΙΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ ΣΕ ΜΑΚΡΙΝΟ

5.4.1 Ανάλυση-Αξιολόγηση Μεθοδολογίας

Στην προηγούμενη ενότητα παρουσιάστηκε η σύγκριση των μεθόδων της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης με τη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων, ώστε να διαπιστωθεί η ακρίβεια και η σύγκλιση των αποτελεσμάτων στην περιοχή του μακράν πεδίου. Ωστόσο από τα διαγράμματα των σχημάτων 5.3 και 5.4, παρατηρείται ότι το περιθλώμενο πεδίο στις περιοχές της ζώνης Fresnel και κυρίως στην εγγύς περιοχή, παρουσιάζει μεγάλες τιμές, γεγονός που φανερώνει την αδυναμία των δύο μεθόδων στις περιοχές αυτές.

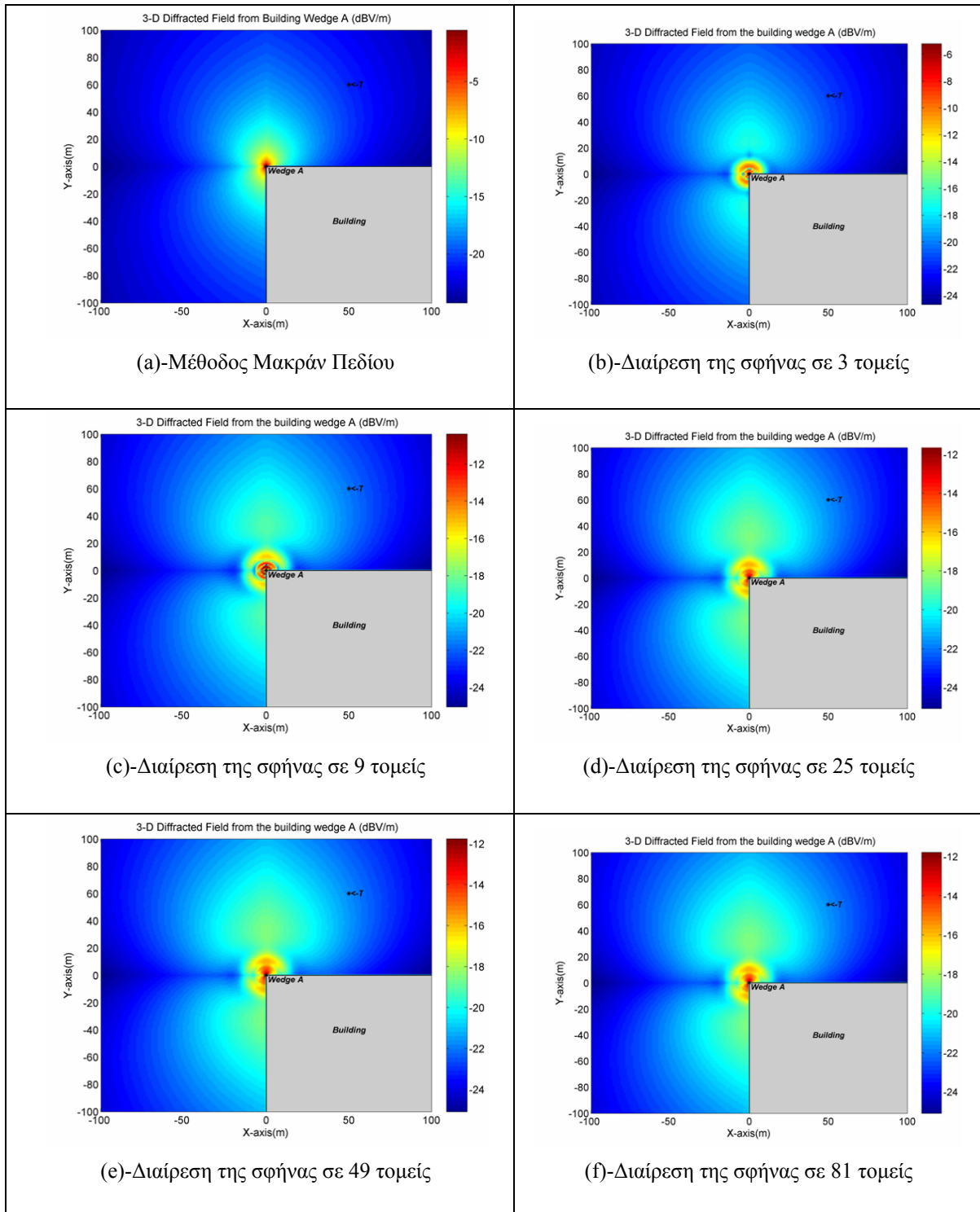
Στην παρούσα ενότητα εισάγεται μία μεθοδολογία υπολογισμού του πεδίου περίθλασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel. Σημειώνεται ότι ο ακριβής και χωρίς ασυνέχειες υπολογισμός του πεδίου περίθλασης (όπως και του πεδίου σκέδασης, βλ. Κεφάλαια 2-4) στις περιοχές αυτές, είναι ιδιαίτερα σημαντικός σε προβλήματα ραδιοκάλυψης σε αστικά περιβάλλοντα που ενδιαφέρουν στην παρούσα μελέτη, καθώς λόγω των ηλεκτρικά μεγάλων διαστάσεων των ακμών των κτιρίων, το εγγύς πεδίο περίθλασης καλύπτει το σύνολο σχεδόν της περιοχής κάλυψης. Η μεθοδολογία που εισάγεται βασίζεται στη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης, όπως εκφράζεται από τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (για τους λόγους που εξηγήθηκαν στην προηγούμενη ενότητα) και εφαρμόζει την τεχνική της διαίρεσης της ακμής σε κατάλληλα επιλεγμένο αριθμό μικρότερων τομέων, όπως εξηγήθηκε στην εισαγωγή του παρόντος κεφαλαίου. Οι επιμέρους συνεισφορές των τομέων αυτών στη θέση του δέκτη, που βρίσκεται στη μακρινή περιοχή όλων των τομέων, υπολογίζονται σύμφωνα με τη σχέση μακράν πεδίου (5.9) του Mitzner. Το συνολικό πεδίο περίθλασης (στην εγγύς περιοχή και στη ζώνη Fresnel) της σφήνας προκύπτει από τη διανυσματική άθροιση των συνεισφορών των τομέων και παραμένει πεπερασμένο στα όρια μετάβασης, ως άθροισμα πεπερασμένων συνεισφορών.

Επιπλέον σύμφωνα με τη διαίρεση της ακμής σε τομείς, οι λαμβανόμενες αποστάσεις των κεραιών εκπομπής και λήψης από κάθε τομέα, είναι διαφορετικές. Με τον τρόπο αυτό βελτιώνεται σημαντικά και η ακρίβεια των αποτελεσμάτων μακρινού πεδίου, όταν η κεραία εκπομπής βρίσκεται κοντά στην ακμή περίθλασης, καθώς δεν λαμβάνονται οι προσεγγίσεις μακρινού πεδίου (υπολογισμός πλάτους και φάσης με βάση την απόσταση από το κέντρο της ακμής) στον υπολογισμό του (σφαιρικού) κύματος πρόσπτωσης στην ακμή.

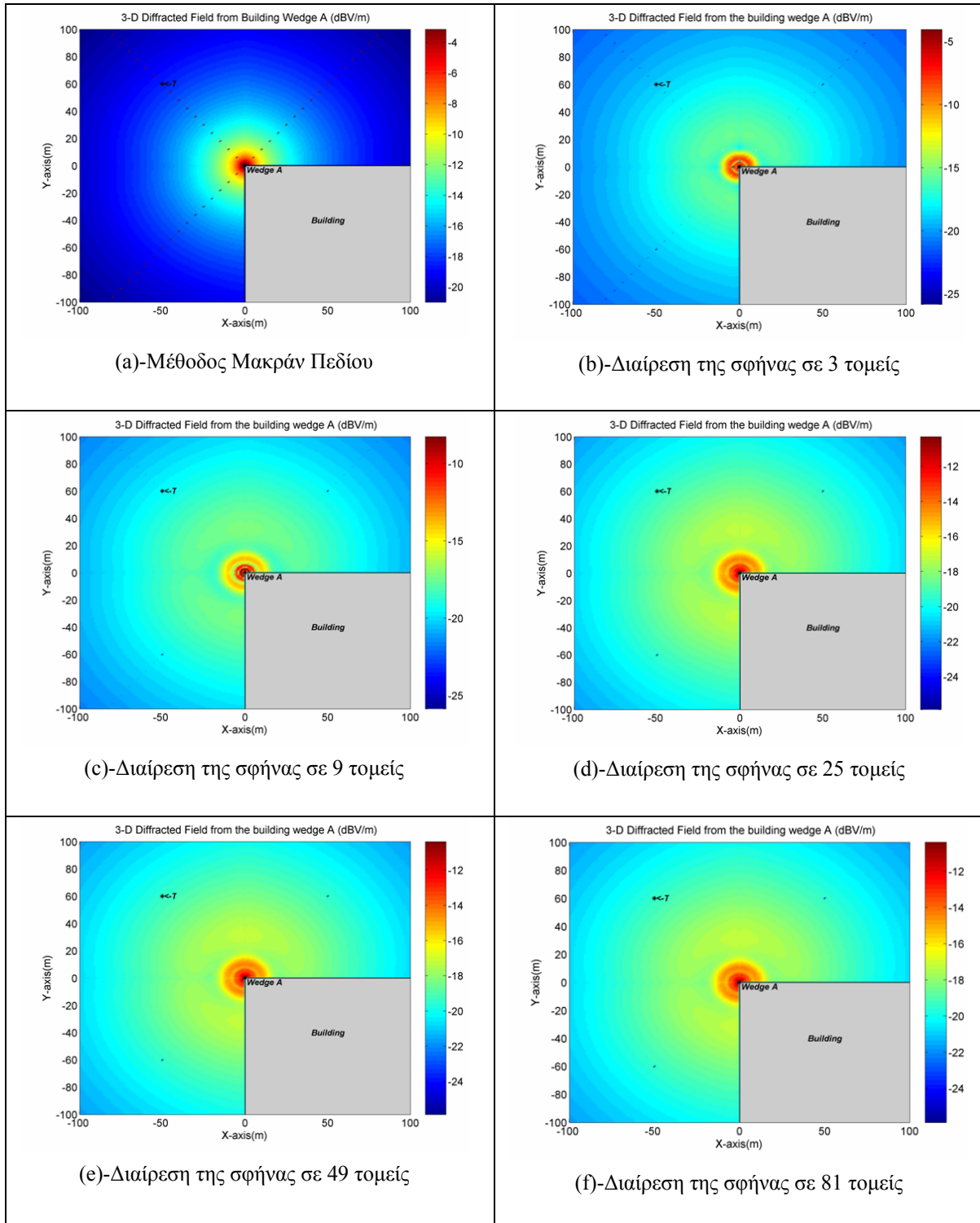
5.4.2 Διαγράμματα-Συγκρίσεις Περιθλώμενου Πεδίου από Ορθογώνια Σφήνα στις Περιοχές του Εγγύς Πεδίου και της Ζώνης Fresnel

Στα παρακάτω σχήματα 5.5 και 5.6 απεικονίζονται τα διαγράμματα ραδιοκάλυψης παντού στο χώρο λόγω του πεδίου περίθλασης από ορθογώνια σφήνα με βάση τη μεθοδολογία 'Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό', για την περίπτωση οριζόντιας πόλωσης της ραδιοδιάδοσης. Εξετάζεται η περίπτωση όπου φωτίζεται μόνο η μία πλευρά (αναφοράς) της σφήνας ($U^+ = 1, U^- = 0$), και η περίπτωση όπου φωτίζονται και οι δύο πλευρές αυτής ($U^+ = 1, U^- = 1$). Η συχνότητα λειτουργίας είναι

900MHz, το ύψος της ορθογώνιας σφήνας είναι ίσο με 6m και οι κεραίες εκπομπής και λήψης τοποθετούνται στο επίπεδο που διέρχεται από το μέσο της σφήνας (3m).



Σχήμα 5.5. Υπολογισμός περιθλώμενου πεδίου παντού στο χώρο από την ορθογώνια ακμή A με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’ λαμβάνοντας διάφορες υποδιαίρεσεις της ακμής σε τομείς, για την περίπτωση που φωτίζεται η μία πλευρά της σφήνας.



Σχήμα 5.6. Υπολογισμός περιθλώμενου πεδίου παντού στο χώρο από την ορθογώνια ακμή A με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περιθλάσης σε Μακρινό’ λαμβάνοντας διάφορες υποδιαίρεσεις της ακμής σε τομείς, για την περίπτωση που φωτίζονται και οι δύο πλευρές της σφήνας.

Σημειώνεται ότι παρόλο που η συνάρτηση ‘PTD3d_Near.m’, που υλοποιήθηκε για την εφαρμογή της τεχνικής ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περιθλάσης σε Μακρινό’,

διαίρει την ακμή για κάθε θέση του δέκτη (pixel) σε κατάλληλο αριθμό τομέων (ώστε να ικανοποιούνται οι συνθήκες μακρινού πεδίου), στα παραπάνω διαγράμματα λαμβάνονται σταθερές υποδιαίρεσεις της ακμής παντού στο χώρο, ώστε να απεικονιστεί η σύγκλιση της μεθόδου, όπως θα εξηγηθεί σχετικά αμέσως παρακάτω.

Τα όρια κοντινού και μακρινού πεδίου της ακμής είναι $R_1 = 0.62(D^3/\lambda)^{1/2} = 15.783\text{m}$ και $R_2 = 2D^2/\lambda = 216\text{m}$ αντίστοιχα ($D=6\text{m}$). Οι διαστάσεις κάθε στοιχείου (pixel) των διαγραμμάτων είναι $1\text{m} \times 1\text{m}$ (η ανάλυση των διαγραμμάτων είναι: 200×200 pixels). Συνεπώς η απόσταση του κέντρου (θέση δέκτη) του κοντινότερου στην ακμή pixel είναι $R_{Pixel_Min} = 0.707\text{m}$. Τα όρια μακρινού πεδίου για κάθε τομέα συναρτήσει της υποδιαίρεσης της ακμής απεικονίζονται στον παρακάτω πίνακα:

<i>Αριθμός n τομέων διαίρεσης της ακμής</i>	<i>Ύψος κάθε τομέα</i>	<i>Όριο ακρινού πεδίου κάθε τομέα (R_{Far_Segm})</i>
1 (μέθοδος που υιοθετεί τις συνθήκες μακράν πεδίου παντού στο χώρο)	6m	216m
3	2m	24m
9	0.667m	2.667m
25	0.24m	0.3456m
49	0.122m	0.09m
81	0.074m	0.033m

Πίνακας 5.2. Όρια μακρινού πεδίου για κάθε τομέα στους οποίους διαιρείται η ακμή των σχημάτων 5.5 και 5.6 με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’.

Με βάση τις τιμές του παραπάνω πίνακα και τη σύγκριση των διαγραμμάτων των σχημάτων 5.5 και 5.6 προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα:

1. Τα αποτελέσματα του περιθλώμενου πεδίου παντού στο χώρο συγκλίνουν όταν εξασφαλίζονται οι συνθήκες μακρινού πεδίου για όλα τα σημεία παρατήρησης από όλους τους τομείς στους οποίους διαιρείται η ακμή. Συγκεκριμένα όπως παρατηρείται και στις δύο παραπάνω περιπτώσεις, η σύγκλιση τιμών επιτυγχάνεται με διαίρεση της ακμής σε $n=25$ τομείς, καθώς είναι ο ελάχιστος απαιτούμενος αριθμός διαίρεσης ώστε να ισχύει: $R_{Far_Segm} < R_{Pixel_Min}$. Για μικρότερες τιμές διαίρεσης, τα αποτελέσματα βελτιώνονται όσο αυξάνεται ο αριθμός των τομέων, πλησιάζοντας σταδιακά τα αντίστοιχα των 25 τομέων. Περαιτέρω διαίρεση της ακμής σε μεγαλύτερο αριθμό τομέων ($n=49, 81$), δεν μεταβάλλει το αποτέλεσμα, γεγονός που επαληθεύει την ακρίβεια και την αποτελεσματική σύγκλιση της προτεινόμενης μεθόδου.

2. Με βάση την προτεινόμενη μέθοδο, διορθώνονται οι μεγάλες τιμές και οι απότομες μεταβολές του περιθλώμενου πεδίου στις περιοχές της ζώνης Fresnel και κυρίως στην εγγύς περιοχή, που προκύπτουν με την εφαρμογή των προσεγγιστικών συνθηκών

θεώρησης μακράν πεδίου. Ακόμα και για την πλησιέστερη στην ακμή περιοχή κίνησης του δέκτη, το αποτέλεσμα μεταβάλλεται πλέον ομαλά. Το συμπέρασμα αυτό ισχύει για όλα τα επίπεδα (κατά τον κατακόρυφο άξονα) κίνησης του δέκτη. Η ακρίβεια των τιμών αυτών στην εγγύς περιοχή, επιβεβαιώνεται περαιτέρω στην επόμενη ενότητα, όπου παρουσιάζεται η ακρίβεια και η ομαλή μεταβολή των επιμέρους συνεισφορών (μακράν πεδίου) όλων των τομέων.

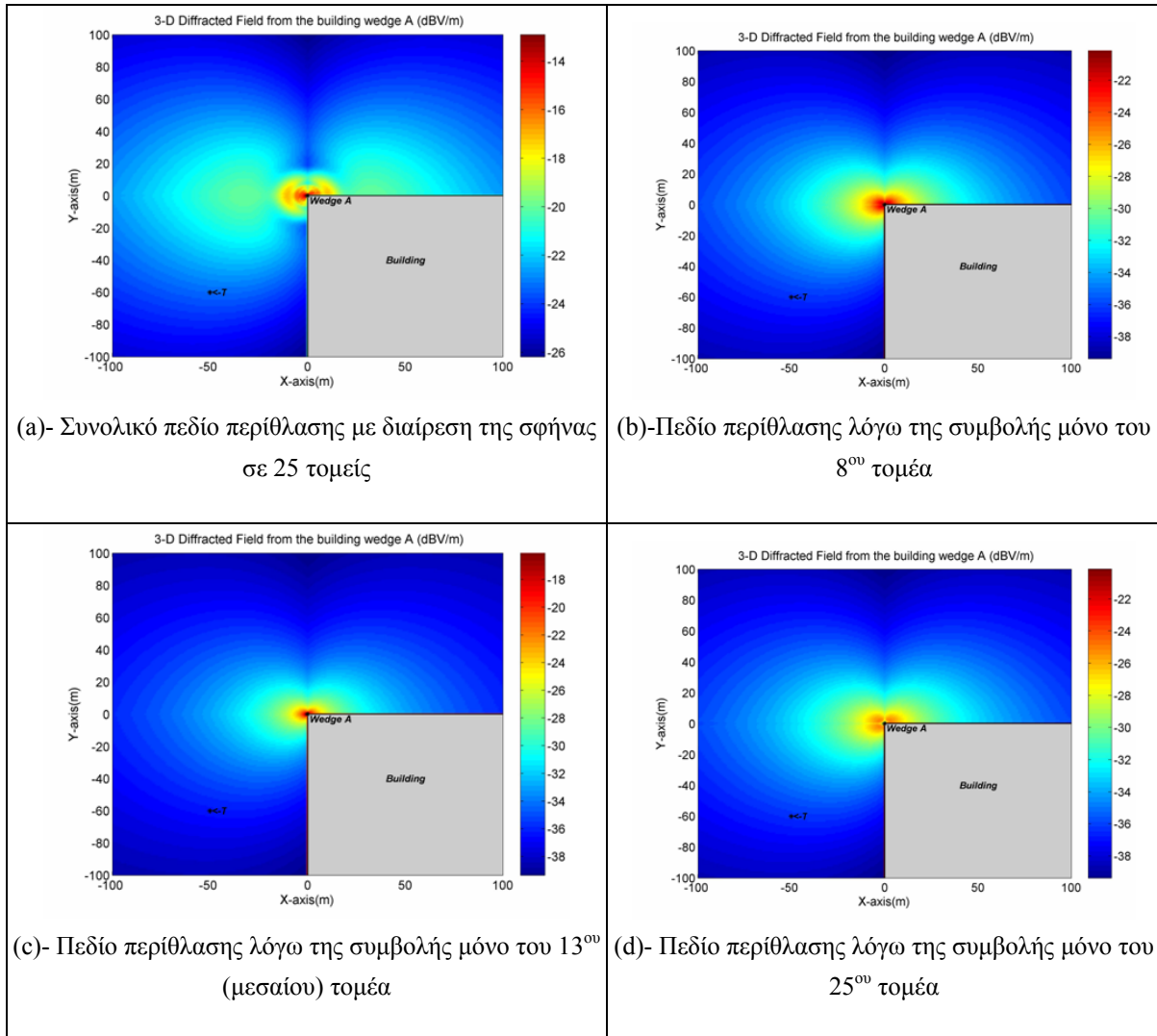
3. Εκτός από την ακρίβεια των τιμών στην εγγύς περιοχή, η προτεινόμενη τεχνική διορθώνει και τις (περιορισμένες) ασυνέχειες της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης που παρατηρούνται στα όρια μετάβασης σε ορισμένα σενάρια ραδιοκάλυψης, όπου φωτίζονται και οι δύο πλευρές της ακμής (βλ. Σχήμα 5.6.a). Οι περιορισμένες αυτές ασυνέχειες των συντελεστών περίθλασης του Mitzner οφείλονται σε αριθμητικά προβλήματα υπολογισμού, όταν οι υπολογιζόμενες από το κέντρο της ακμής γωνίες πρόσπτωσης και περίθλασης, οδηγούν σε μηδενισμούς των παρονομαστών των συντελεστών περίθλασης (βλ. Σχέσεις 5.10-5.15). Τα προβλήματα αυτά εξαλείφονται με βάση την προτεινόμενη τεχνική λόγω του ακριβέστερου υπολογισμού των γωνιών πρόσπτωσης και περίθλασης από το κέντρο κάθε τομέα (βλ. Σχήματα 5.6d-f).

4. Τέλος σημειώνεται ότι και οι χρόνοι της προσομοίωσης του περιθλώμενου πεδίου στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, με βάση την προτεινόμενη τεχνική είναι ιδιαίτερα ικανοποιητικοί. Όπως αποδεικνύεται παραπάνω, ο αριθμός των τομέων στους οποίους απαιτείται να διαιρεθεί η ακμή, ώστε να εξασφαλίζονται οι συνθήκες μακρινού πεδίου, είναι σχετικά μικρός ακόμα και για αποστάσεις του σημείου παρατήρησης πολύ κοντά στην ακμή. Κατά συνέπεια η διάρκεια του αλγορίθμου που εκτελεί τους υπολογισμούς για κάθε τομέα με βάση τον κλειστό και χρονικά αποτελεσματικό τύπο της σχέσης (5.9), δεν αυξάνεται σημαντικά (περίπου ίση με 3 sec για κάθε pixel των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης των σχημάτων 5.6 και 5.7).

5.4.3 Εξέταση της Συμβολής των Τομέων στο Συνολικό Κοντινό Πεδίο Περίθλασης από Ορθογώνια Σφήνα.

Στα παρακάτω διαγράμματα απεικονίζονται οι συνεισφορές (μακρινού πεδίου) ορισμένων από τους 25 τομείς που συνδιαμορφώνουν το συνολικό πεδίο λήψης με βάση την τεχνική 'Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό', όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.7a.

Από τα διαγράμματα ραδιοκάλυψης 5.7b-d, προκύπτει ότι το πεδίο περίθλασης από κάθε τομέα, υπολογιζόμενο με βάση την ακριβή θεωρία μακράν πεδίου του Mitzner, συμπεριφέρεται ομαλά σε όλο το εύρος της περιοχής κάλυψης. Δεδομένου δηλαδή της ικανοποίησης των συνθηκών μακράν πεδίου, αποδεικνύεται ότι οι συνεισφορές όλων των τομέων είναι ακριβείς και δεν παρουσιάζουν ασυνέχειες παντού στο χώρο. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνει ταυτόχρονα και την ακρίβεια του συνολικού πεδίου περίθλασης από την ακμή στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, ως διανυσματική υπέρθεση των πεπερασμένων στοιχειωδών συνεισφορών (μακράν πεδίου) των τμημάτων της ακμής.



Σχήμα 5.7. Εξέταση της συμβολής των τομέων στο συνολικό περιθλωμένο πεδίο από ορθογώνια σφήνα με βάση την τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’.

5.5 ΣΥΝΟΨΗ - ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάστηκε η τεχνική ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό’ που χρησιμοποιείται για τον ακριβή και χρονικά αποτελεσματικό υπολογισμό του (τριδιάστατου) πεδίου περίθλασης από ορθογώνιες σφήνες στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel. Η προτεινόμενη τεχνική, επαληθεύτηκε αρχικά στην περιοχή του μακρινού πεδίου συγκρίνοντας τα αποτελέσματα με τα αντίστοιχα της Μεθόδου των Ισοδυνάμων Ρευμάτων. Η σύγκριση αυτή επιβεβαίωσε επιπλέον την εξάλειψη των ασυνεχειών στις περιοχές μετάβασης, σε όλα τα σενάρια ραδιοδιάδοσης, που εξασφαλίζει η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης του Mitzner που υιοθετείται στην παρούσα μελέτη. Ακολούθως εξετάστηκαν τα αποτελέσματα της προτεινόμενης τεχνικής, και για τα δύο είδη πολώσεων, στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel τυπικών ακμών κτιρίων που απαντώνται σε σενάρια ραδιοδιάδοσης σε αστικά περιβάλλοντα. Από τα διαγράμματα που παρουσιάστηκαν στις προηγούμενες ενότητες, καθώς και περαιτέρω αποτελέσματα για

όλες τις περιπτώσεις προσανατολισμού των ακμών των κτιρίων, επιβεβαιώνεται η εξάλειψη των μεγάλων τιμών και η ομαλή μεταβολή του πεδίου κοντά στις ακμές. Η σύγκλιση των τιμών του πεδίου όταν ο αριθμός των τομέων, στους οποίους διαιρείται η ακμή, υπερβεί τον ελάχιστο απαιτούμενο ώστε να ικανοποιούνται οι συνθήκες μακρινού πεδίου, αποτελεί μία επιπλέον επιβεβαίωση της ακρίβειας της προτεινόμενης μεθόδου. Τέλος μελετήθηκε η ακρίβεια των επιμέρους συνεισφορών των τομέων, και επαληθεύτηκε ότι το συνολικό πεδίο περίθλασης είναι το διανυσματικό άθροισμα συνεισφορών (χωρίς ασυνέχειες) στις οποίες εφαρμόζεται χωρίς προβλήματα η ακριβής μαθηματική μοντελοποίηση του Mitzner. Τέλος σημειώνεται ότι η δομή των συναρτήσεων υλοποίησης της προτεινόμενης τεχνικής είναι σχεδιασμένη κατάλληλα ώστε να είναι εύκολη η ενσωμάτωσή τους σε τρισδιάστατα προγράμματα προσομοίωσης της ραδιοδιάδοσης.

5.6 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 5

- [1] E. G. Papkelis, H. T. Anastassiou, and P. V. Frangos, “An Enhanced Method Based on ILDC Theory for the Computation of Near\Fresnel Zone Diffraction from Finite Edged Scatterers,” European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP 2007), November 11 - 16, 2007, Edinburgh, UK, accepted for publication, May 2007.
- [2] E. F. Knott, “A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques,” *Proceedings IEEE*, vol. 73, pp. 252 - 264, 1985.
- [3] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, and M. T. Tuley, *Radar Cross Section, Second Edition*, Artech House, Boston - London, pp. 189-199, 1993.
- [4] K. M. Mitzner, “Incremental Length Diffraction Coefficients,” Technical Rep., no. AFAL-TR-73-296, Northrop Corporation, Aircraft Division, April 1974
- [5] P. Ia. Ufimtsev, “Approximate Computation of the Diffraction of Plane Electromagnetic Waves at Certain Metal Bodies: Pt. I. Diffraction Patterns at a Wedge and a Ribbon,” *Zh. Tekhn. Fiz. (USSR)*, vol.27, no. 8, pp. 1708 - 1718, 1957.
- [6] P. Ia. Ufimtsev, “Approximate Computation of the Diffraction of Plane Electromagnetic Waves at Certain Metal Bodies: II. The Diffraction by a Disk and by a Finite Cylinder,” *Zh. Tekhn. Fiz. (USSR)*, vol. 28, no.11, pp. 2604-2616, 1958.
- [7] R. A. Ross, “Radar Cross Section of Rectangular Plates as a Function of Aspect Angle,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, no. 3, pp. 329-335, May 1966.
- [8] E. F. Knott. “The Relationship Between Mitzner’s ILDC and Michaeli’s Equivalent Currents,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 112-114, January 1985.
- [9] R. F. Millar, “An Approximate Theory of the Diffraction of an Electromagnetic Wave by an Aperture in a Plane Screen,” *Proc. IEEE*, vol. 103, Part C, pp. 177-185, March 1956.
- [10] C. E. Ryan and L. Peters, “Evaluation of Edge-Diffracted Fields Including Equivalent Currents for Caustics Region,” *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. AP-17, no. 3, pp. 292-299, May 1969.

- [11] A. Michaeli, “Equivalent Edge Currents for Arbitrary Aspects of Observation,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp.252-258, March 1984 (correction, vol. AP-33, p. 227, February 1985).
- [12] A. Michaeli, “Elimination of Infinities in Equivalent Edge Currents, Part I: Fringe Current Components,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-34, pp. 912-918, July 1986.

6.1 ΣΥΝΟΨΗ

Η παρούσα διατριβή επικεντρώθηκε στην ανάλυση και μοντελοποίηση της ραδιοδιάδοσης στην περιοχή των συχνοτήτων των κινητών τηλεπικοινωνιών για την παροχή αποτελεσματικών εργαλείων προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε κυψελωτά συστήματα ασυρμάτων επικοινωνιών. Για το σκοπό αυτό μελετήθηκαν αναλυτικά οι αρχές και οι προϋποθέσεις εφαρμογής των ήδη γνωστών ντετερμινιστικών μεθόδων και μοντέλων πρόβλεψης της διάδοσης σήματος στις υψηλές συχνότητες. Για τις ανάγκες υπολογισμού των πεδίων σκέδασης και περίθλασης από τις επιφάνειες και τις ακμές των εμποδίων, που απαντώνται σε αστικά περιβάλλοντα υψηλής κίνησης, καταλληλότερες κρίθηκαν οι μεθοδολογίες της Φυσικής Οπτικής και της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης. Σε αντίθεση με τις τεχνικές ιχνηλάτισης ακτινών, που υιοθετούνται στο σύνολο σχεδόν των δημοσιευμένων εφαρμογών προσομοίωσης της ραδιοδιάδοσης, οι μεθοδολογίες αυτές περιγράφουν ακριβέστερα τα φαινόμενα σκέδασης και περίθλασης παντού στο χώρο, ωστόσο η εφαρμογή τους συνεπάγεται με σημαντική αύξηση των χρόνων προσομοίωσης. Επιπλέον, εξετάστηκε η αποτελεσματική περιγραφή του περιβάλλοντος ραδιοδιάδοσης και οι αντίστοιχες προσεγγίσεις που υιοθετούνται, ανάλογα με τον τύπο του κυψελωτού συστήματος, με βάση τις σχετικές συστάσεις του τμήματος ραδιοεπικοινωνιών της Διεθνούς Επιτροπής Τηλεπικοινωνιών.

Ακολούθως, αναπτύχθηκε ένα πρότυπο δισδιάστατο πρόγραμμα προσομοίωσης της ραδιοκάλυψης σε τυπικά μικροκυψελωτά και πικοκυψελωτά περιβάλλοντα εξωτερικών χώρων. Οι παραδοχές της εφαρμογής αυτής, η αναλυτική περιγραφή του λειτουργικού διαγράμματος του κώδικα προσομοίωσης, ο αλγόριθμος σκιάσεων και η μορφή των αποτελεσμάτων εξόδου περιγράφονται εκτενώς στο τρίτο κεφάλαιο. Ο σχεδιασμός του προγράμματος έγινε με σκοπό την παραγωγή διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης υψηλής ανάλυσης, τα οποία επιτρέπουν την ακριβή περιγραφή της ραδιοδιάδοσης παντού στο χώρο και όχι σε μεμονωμένες διαδρομές του δέκτη. Η αναπαράσταση αυτή είναι ιδιαίτερως χρήσιμη, κυρίως σε γεωμετρίες στενών περασμάτων δρόμων (που είναι και οι σύνηθες περιοχές μελέτης σε αστικά περιβάλλοντα υψηλής κίνησης), καθώς η στάθμη του σήματος αποδεικνύεται ότι μεταβάλλεται έντονα ακόμα και μεταξύ γειτονικών θέσεων της κεραίας του κινητού τερματικού.

Επιπλέον, σε αντίθεση με αντίστοιχα δημοσιευμένα μοντέλα πρόβλεψης της ραδιοδιάδοσης, στα οποία η μελέτη της ραδιοδιάδοσης λαμβάνεται με βάση τις προσεγγιστικές συνθήκες μακρινού πεδίου παντού στο χώρο, το προτεινόμενο μοντέλο ενσωματώνει υπολογισμούς των μηχανισμών σκέδασης στην περιοχή του κοντινού πεδίου και της ζώνης Fresnel. Η διόρθωση αυτή κρίνεται ιδιαίτερως σημαντική, καθώς σε τυπικά αστικά περιβάλλοντα, το πεδίο σκέδασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel καλύπτει το σύνολο σχεδόν της περιοχής κάλυψης (στενά περάσματα δρόμων), κυρίως λόγω των ηλεκτρικά μεγάλων διαστάσεων των τοίχων των κτιρίων. Για το σκοπό αυτό στην παρούσα διατριβή εισάγεται μία μεθοδολογία υπολογισμού του πεδίου σκέδασης από ορθογώνιο σκεδαστή στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, τόσο για την τρισδιάστατη περίπτωση (σκέδαση από ορθογώνια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων) όσο και τη δισδιάστατη περίπτωση (σκέδαση από ορθογώνια λωρίδα απείρου μήκους). Η

μεθοδολογία στηρίζεται στη μέθοδο της Φυσικής Οπτικής και τον ακριβή υπολογισμό των ολοκληρωμάτων που αυτή εισάγει με αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης. Η εξέταση των υπολογιζόμενων όρων κοντινού και μακρινού πεδίου, καθώς και η σύγκριση με άλλες μεθόδους υπολογισμού, επιβεβαιώνει την ακρίβεια της προτεινόμενης μεθοδολογίας. Η εισαγωγή της βελτιωμένης αυτής τεχνικής στον κώδικα του προγράμματος προσομοίωσης, βελτιώνει την ακρίβεια των αποτελεσμάτων ραδιοκάλυψης, όπως προκύπτει από τη σύγκριση με πειραματικά δεδομένα και αποτελέσματα άλλων δημοσιευμένων προγραμμάτων ραδιοκάλυψης.

Στη συνέχεια εξετάζεται η βελτιστοποίηση των χρόνων προσομοίωσης (ένα από τα σημαντικότερα προβλήματα των δημοσιευμένων εφαρμογών στον τομέα αυτό), δεδομένου της μεγάλης αύξησης που προκαλείται από την εισαγωγή της παραπάνω μεθοδολογίας υπολογισμού των κοντινών πεδίων σκέδασης. Για το σκοπό αυτό εισάγεται μία ακριβής και χρονικά αποτελεσματική μεθοδολογία υπολογισμού του σκεδαζόμενου H/M πεδίου από ορθογώνιο σκεδαστή στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel. Η προτεινόμενη τεχνική, την οποία ονομάζουμε 'Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό', βασίζεται στη θεωρία της Φυσικής Οπτικής και εφαρμόζει την τεχνική της διαίρεσης του σκεδαστή σε κατάλληλο αριθμό μικρότερων κυψελών, όταν το σημείο παρατήρησης εντοπίζεται στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel του σκεδαστή. Η εισαγωγή της τεχνικής αυτής στον κώδικα του προγράμματος προσομοίωσης, αντικαθιστώντας τη χρονοβόρα διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης, βελτιώνει δραστικά τους χρόνους προσομοίωσης και ταυτόχρονα εξασφαλίζει μεγαλύτερη ακρίβεια αποτελεσμάτων. Σημειώνεται ότι η μοντελοποίηση της τεχνικής αυτής, όπως παρουσιάζεται στο τέταρτο κεφάλαιο, μπορεί να υλοποιηθεί ανάλογα σε συνδυασμό με τις τεχνικές ιχνηλάτισης ακτινών που απαντώνται στις περισσότερες δημοσιευμένες εφαρμογές πρόβλεψης της ραδιοκάλυψης, βελτιώνοντας σημαντικά την ακρίβεια των υπολογισμών τους στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel.

Ολοκληρώνοντας τη μελέτη των μηχανισμών διάδοσης για τις ανάγκες του προβλήματος της ραδιοκάλυψης, στο τελευταίο κεφάλαιο της διατριβής συγκρίνονται τα αποτελέσματα της εφαρμογής των γνωστών θεωριών περίθλασης μακράν πεδίου για τον υπολογισμό του πεδίου περίθλασης από ακμές κτιρίων και υιοθετείται η μαθηματική μοντελοποίηση των συντελεστών περίθλασης του Mitzner, δεδομένου ότι αντιμετωπίζει καλύτερα τα προβλήματα απειρισμών και ασυνεχειών για τον υπολογισμό του μακράν πεδίου περίθλασης από ορθογώνιες σφήνες. Ακολούθως εισάγεται η τεχνική 'Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Περίθλασης σε Μακρινό' για τις περιπτώσεις του πεδίου περίθλασης στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel, που βασίζεται στους συντελεστές περίθλασης του Mitzner και στη διαίρεση της περιθλώσας ακμής σε κατάλληλο αριθμό μικρότερων τομέων. Τα αποτελέσματα της τεχνικής αυτής για διάφορα σενάρια περίθλασης, επιβεβαιώνουν τις σημαντικές διορθώσεις που επιτυγχάνονται στις περιοχές του εγγύς πεδίου, καθώς και τη χρονική βελτιστοποίηση των αποτελεσμάτων.

6.2 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΕΠΕΚΤΑΣΗΣ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Τα θέματα που εξετάστηκαν στην παρούσα διατριβή, μπορούν να επεκταθούν ώστε να αποτελέσουν αντικείμενο μελλοντικής έρευνας. Καταρχάς η ακρίβεια των αποτελεσμάτων του προτεινόμενου δισδιάστατου μοντέλου μπορεί να βελτιωθεί με αρκετούς τρόπους, όπως:

- Βελτιώσεις της περιγραφής των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του περιβάλλοντος ραδιοδιάδοσης. Η δυνατότητα περιγραφής πολυγωνικών εμποδίων, εκτός των ορθογώνιων παραλληλεπίπεδων που λαμβάνονται στο παρόν μοντέλο, θα επιτρέψει τη δυνατότητα προσομοίωσης περισσότερων τύπων αστικών χώρων, καθώς και την εισαγωγή επιπλέον εμποδίων, όπως είναι πολυγωνικά κτίρια, τοιχία και στέγαστρα.

- Λεπτομερέστερη περιγραφή των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των αντικειμένων του περιβάλλοντος χώρου, με συμπερίληψη κάθε επιφάνειας των εμποδίων με ξεχωριστές τιμές ειδικής αγωγιμότητας σ και σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_r . Η διόρθωση αυτή, θα βελτιώσει σημαντικά την ακρίβεια των αποτελεσμάτων, καθώς σε σύνθετα αστικά περιβάλλοντα απαντώνται ποικίλοι τύποι κτιρίων, όπως κτίσματα από μπετόν (με διαφορετικές διαστάσεις παραθύρων) και εξολοκλήρου μεταλλικές κατασκευές. Επιπλέον, η χρήση μιας βάσης δεδομένων για την αποθήκευση των συντεταγμένων των κορυφών των κτιρίων και των ιδιοτήτων αυτών, θα βελτιώσει τόσο την ευκολία εισαγωγής των δεδομένων περιγραφής από το χρήστη, όσο και την ταχύτητα επεξεργασίας αυτών.

- Ενσωμάτωση επιπλέον μηχανισμών διάδοσης ανώτερης τάξης (πρωτίστως των τριπλών σκεδάσεων) στις περιοχές όπου η συμβολή τους κρίνεται καθοριστική (δεδομένου ότι αυξάνουν δραστικά τους χρόνους προσομοίωσης) με βάση τις μεθόδους αξιολόγησης και βέλτιστης χρήσης του προγράμματος που προτάθηκαν στο τρίτο κεφάλαιο.

Επιπροσθέτως, η ανάπτυξη του αντιστοίχου τρισδιάστατου μοντέλου πρόβλεψης της ραδιοκάλυψης, θα οδηγήσει στην ακριβέστερη περιγραφή τόσο του περιβάλλοντος χώρου όσο και των μηχανισμών διάδοσης. Η επέκταση αυτή θα επιτρέψει την προσομοίωση περισσότερων σεναρίων ραδιοδιάδοσης, καθώς το δισδιάστατο μοντέλο που παρουσιάστηκε στην παρούσα διατριβή, προσεγγίζει ικανοποιητικά το πραγματικό τρισδιάστατο πρόβλημα υπό την προϋπόθεση ο σταθμός βάσης του μικροκυψελωτού συστήματος και ο δέκτης να βρίσκονται στο ίδιο περίπου ύψος, χαμηλότερα από το μέσο επίπεδο οροφής των κτιρίων και αρκετά ψηλότερα από το επίπεδο του εδάφους.

Σημειώνεται ότι στην παρούσα διατριβή έχει ολοκληρωθεί η μοντελοποίηση όλων των μηχανισμών διάδοσης του τρισδιάστατου προβλήματος, ως επεκτάσεις των αντίστοιχων δισδιάστατων μηχανισμών. Η γνωστή μαθηματική μοντελοποίηση για το απ' ευθείας πεδίο παρατίθεται στο τρίτο κεφάλαιο, ενώ τα πεδία σκέδασης (από τρισδιάστατη πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων) και περίθλασης (από ορθογώνια σφήνα πεπερασμένου ύψους), μελετήθηκαν εκτενώς και επιπλέον προτάθηκαν νέες τεχνικές σε όλες τις περιοχές ενδιαφέροντος (περιοχές εγγύς πεδίου, ζώνης Fresnel και μακράν πεδίου). Τέλος, η ενσωμάτωση της συνεισφοράς του εδάφους μέσω απλών και διπλών ανακλάσεων με τις επιφάνειες των κτιρίων, προτείνεται να ενσωματωθεί με βάση τη Θεωρία των Ειδώλων, όπως παρατίθεται συνοπτικά στο Παράρτημα Α.

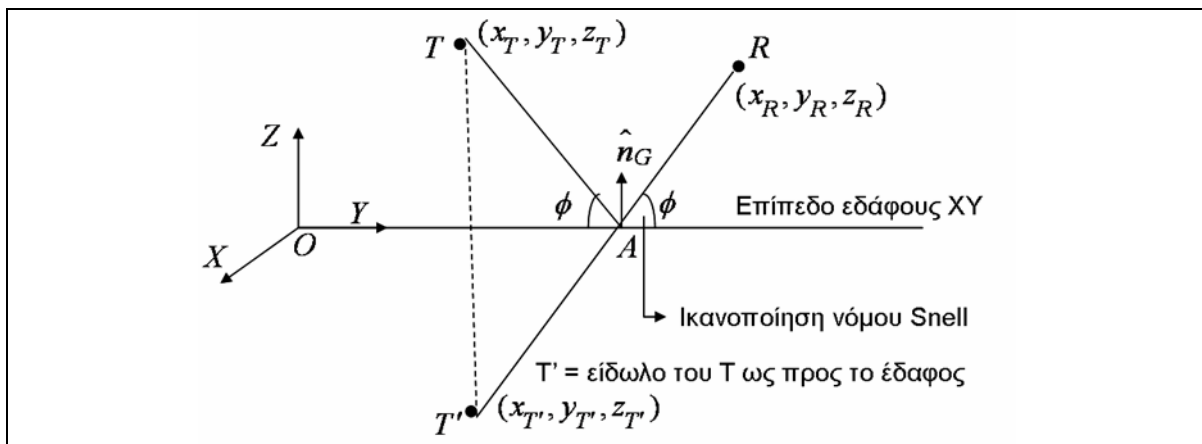
Τέλος, η πιστοποίηση των αποτελεσμάτων προσομοίωσης μέσω πειραματικών μετρήσεων, με χρήση του εξοπλισμού του εργαστηρίου, θα επιτρέψει περαιτέρω συγκρίσεις και αξιολογήσεις των παραμέτρων προσομοίωσης.

Στο παρόν παράρτημα παρουσιάζεται η μεθοδολογία ενσωμάτωσης της συνεισφοράς του εδάφους (τόσο μέσω απλών ανακλάσεων, όσο και με διπλών ανακλάσεων με τις επιφάνειες των εμποδίων του περιβάλλοντος χώρου) στο λαμβανόμενο σήμα από την κεραία του δέκτη, σε τρισδιάστατα μοντέλα πρόβλεψης της ραδιοκάλυψης. Η προτεινόμενη μοντελοποίηση βασίζεται στη Θεωρία των Ειδώλων, που συνδυάζει τη μέθοδο της Φυσικής Οπτικής (για τον υπολογισμό του σκεδαζόμενου πεδίου από πεπερασμένες επιφάνειες) και τις τεχνικές ιχνηλάτισης ακτινών (για τον υπολογισμό του ανακλώμενου πεδίου από επιφάνειες πολύ μεγάλων διαστάσεων). Για το σκοπό αυτό διακρίνονται οι εξής περιπτώσεις:

- Περίπτωση 1: Πεδίο απλών ανακλάσεων από την επιφάνεια του εδάφους.
Το ανακλώμενο πεδίο από το έδαφος λαμβάνεται υπόψη με τεχνικές ιχνηλάτισης ακτινών, οι οποίες στην προκειμένη περίπτωση δίνουν αποτέλεσμα ικανοποιητικής ακρίβειας λόγω ικανοποίησης του νόμου του Snell σχεδόν για όλες τις σχετικές θέσεις πομπού-δέκτη (λόγω των μεγάλων διαστάσεων της επιφάνειας του εδάφους).
- Περιπτώσεις 2 και 3: Πεδία διπλών ανακλάσεων μεταξύ του εδάφους και επιφανειακού στοιχείου ΕΣ.

Για τις διπλές ανακλάσεις μεταξύ εδάφους και επιφανειακών στοιχείων ΕΣ, που είναι συνήθως οι επιφάνειες των τοίχων των κτιρίων, με βάση τη Θεωρία των Ειδώλων, το σκεδαζόμενο πεδίο από τα ΕΣ υπολογίζεται σύμφωνα με τη μεθοδολογία της Φυσικής Οπτικής ('bistatic scattering') και το ανακλώμενο πεδίο από το έδαφος με βάση τη Θεωρία της Γεωμετρικής Οπτικής, όπως θα περιγραφεί αναλυτικά αμέσως παρακάτω.

❖ Περίπτωση 1: Πεδίο απλών ανακλάσεων από την επιφάνεια του εδάφους:



Σχήμα Α.1 Γεωμετρία ανάκλασης πρώτης τάξης από το έδαφος.

Το έδαφος θεωρείται επίπεδο που περιγράφεται από το μοναδιαίο, κάθετο σε αυτό, διάνυσμα: $\hat{n}_G = n_1 \cdot \hat{x} + n_2 \cdot \hat{y} + n_3 \cdot \hat{z} = \hat{z}$. Θεωρώντας κοινό καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων επί του εδάφους, η εξίσωση του εδάφους είναι:

$$n_1 \cdot x + n_2 \cdot y + n_3 \cdot z + D = 0 \Rightarrow z = 0 \tag{A.1}$$

Για τον υπολογισμό του ανακλώμενου πεδίου από το έδαφος εφαρμόζεται η Θεωρία των Ειδώλων στη θέση του δέκτη R ως εξής:

Καταρχάς υπολογίζεται το σημείο ανάκλασης Α επί του εδάφους, που είναι το σημείο για το οποίο ικανοποιείται ο νόμος του Snell. Η εύρεση του σημείου Α γίνεται θεωρώντας το είδωλο T' του πομπού ως προς το έδαφος. Στη συνέχεια υπολογίζεται το σημείο τομής της ευθείας $T'R$ με το επίπεδο του εδάφους, όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα Α1. Η ευθεία που διέρχεται από τα σημεία T' και R περιγράφεται από τις εξής παραμετρικές εξισώσεις:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_R + t(x_R - x_{T'}) \\ y &= y_R + t(y_R - y_{T'}) \\ z &= z_R + t(z_R - z_{T'}) \end{aligned} \right\} t \in R \quad (\text{A.2})$$

Το σημείο τομής επί του εδάφους ικανοποιεί ταυτόχρονα και την εξίσωση της ευθείας και την εξίσωση του εδάφους (Α.1). Άρα οι συντεταγμένες του σημείου τομής ('intersection point') $A(x_A, y_A, z_A)$, προκύπτουν από τις παραμετρικές εξισώσεις της ευθείας για τιμή του συντελεστή t που δίνεται από τη σχέση:

$$t = -z_R / (z_R - z_{T'}) \quad (\text{A.3})$$

όπως προκύπτει από την τρίτη παραμετρική εξίσωση της ευθείας θέτοντας σε αυτή την τιμή: $z = 0$.

Το ανακλώμενο πεδίο στο δέκτη υπολογίζεται ως εξής:

$$E_R = E_T \cdot \bar{R} \cdot \frac{e^{-jk(T'R)}}{(T'R)} \quad (\text{A.4})$$

όπου \bar{R} είναι ο δυαδικός συντελεστής ανάκλασης Fresnel (βλ. Σχέση 3.3). Η τιμή της σχετική διηλεκτρικής σταθεράς του εδάφους λαμβάνεται ίση με: $\epsilon_r = 15$, και η αγωγιμότητα του ίση με: $\sigma = 7 \text{ S/m}$.

❖ Περίπτωση 2: Διπλά ανακλώμενο πεδίο: Πομπός → ΕΣ → Έδαφος → Δέκτης

Ο υπολογισμός του διπλά ανακλώμενου πεδίου υλοποιείται με βάση τη Θεωρία των Ειδώλων, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα Α.2. Καταρχάς λαμβάνονται τα είδωλα T' και $E\Sigma'$ του πομπού T και του επιφανειακού στοιχείου $E\Sigma$ αντίστοιχα ως προς το έδαφος. Ακολούθως υπολογίζεται το πεδίο σκέδασης από το στοιχείο $E\Sigma$ με βάση τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής θεωρώντας ως πομπό το σημείο T' , ως απώλειες διαδρομής τις: $s_1 = (T'O_2)$ και $s_2 = (O_2R)$, και ως γωνίες θ_i , θ_s και ϕ_s (βλ. Σχήμα 2.1), τις γωνίες πρόσπτωσης και σκέδασης επί του ειδώλου $E\Sigma'$. Τελικά το αποτέλεσμα πολλαπλασιάζεται με τον συντελεστή ανάκλασης Fresnel του εδάφους.

Σύμφωνα με την παραπάνω θεώρηση, ενσωματώνονται σωστά οι συνολικές απώλειες διαδρομής καθώς ισχύει: $(T \rightarrow O_1 \rightarrow A \rightarrow R) \equiv (T' \rightarrow O_2 \rightarrow R)$, όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα. Η ανάκλαση GO από το έδαφος ενσωματώνεται στο αποτέλεσμα μέσω του πολλαπλασιασμού του πεδίου με το συντελεστή ανάκλασης Fresnel του εδάφους. Ο υπολογισμός του σημείου ανάκλασης Α γίνεται με τρόπο ανάλογο με αυτόν της περίπτωσης 1, καθώς είναι γνωστές οι συντεταγμένες του σημείου O_2 .

$$\tan(\phi) = \frac{z_T}{\left[(x_T - x_A)^2 + (y_T - y_A)^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{A.5})$$

επειδή η προβολή του σημείου T επί του εδάφους έχει συντεταγμένες $(x_T, y_T, 0)$.

Με την παραπάνω θεώρηση έχουν ενσωματώσει σωστά οι απώλειες διαδρομής καθώς ισχύει: $(T \rightarrow A \rightarrow O_1 \rightarrow R) \equiv (T' \rightarrow O_1 \rightarrow R)$, όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα.

Σημειώνεται τέλος ότι στις παραπάνω περιπτώσεις 2 και 3, εάν ο δέκτης R βρίσκεται στις περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου του επιφανειακού στοιχείου ΕΣ, εφαρμόζεται η μεθοδολογία ‘Μετασχηματισμός Κοντινού Πεδίου Σκέδασης σε Μακρινό’, για τον υπολογισμό των πεδίων σκέδασης, όπως περιγράφεται αναλυτικά στο τέταρτο κεφάλαιο της παρούσας διατριβής.

B.1 ΔΙΕΘΝΗ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΑ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ

Π1). **E. G. Papkelis**, I. Psarros, I. Ch. Ouranos, Ch. G. Moschovitis, K. T. Karakatselos, E. Vagenas, H. T. Anastassiu, and P. V. Frangos, “A Radio Coverage Prediction Model in Wireless Communication Systems Based on Physical Optics and the Physical Theory of Diffraction,” *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, accepted for publication, November 2006 (to be published in the April 2007 issue).

Π2). **E. G. Papkelis**, H. T. Anastassiu, and P. V. Frangos, “A Time-Efficient Near-Field Scattering Method Applied to Radio-Coverage Simulation in Urban Microcellular Environments,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Communications*, submitted for publication, April 2007.

B.2 ΔΙΕΘΝΗ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΑ ΣΥΝΕΔΡΙΑ

Σ1). **E. G. Papkelis**, P. V. Frangos, H. T. Anastassiu, and B. A. Massinas, “Near-Field Scattering Methods Applied to Radio-Propagation Modelling in Urban Outdoor Environments,” *IEEE International Symposium on Antennas & Propagation 2007*, June 10 - 15, 2007, Hawaii, USA.

Σ2). **E. G. Papkelis**, H. T. Anastassiu, and P. V. Frangos, “An Enhanced Method Based on ILDC Theory for the Computation of Near-Fresnel Zone Diffraction from Finite Edged Scatterers,” *European Conference on Antennas & Propagation (EuCAP 2007)*, November 11 - 16, 2007, Edinburgh, UK, accepted for publication, May 2007.

Σ3). **E. G. Papkelis**, P. V. Frangos, and H. T. Anastassiu, “A PO\PTD Near-Field Scattering and Diffraction Method for Path Loss Prediction in Urban Mobile Radio-Systems,” *International Conference ‘Days on Diffraction 2007’*, May 28 - June 1, 2007, St. Petersburg, Russia.

Σ4). Ch. G. Moschovitis, **E. G. Papkelis**, H. T. Anastassiu, K. T. Karakatselos, I. Ch. Ouranos, and P. V. Frangos, “Asymptotic Calculation of the Scattered Electric Field from a Finite Rectangular Plate Using an Enhanced Stationary Phase Method (SPM) Approximation,” *European Conference on Antennas & Propagation (EuCAP 2006)*, November 6 - 10, 2006, Nice, France.

Σ5). Ch. G. Moschovitis, **E. G. Papkelis**, H. T. Anastassiu, K. T. Karakatselos, I. Ch. Ouranos, and P. V. Frangos, “An Application of an Enhanced Stationary Phase Method (SPM) Approximation for the Asymptotic Calculation of the Scattered Electric Field from a Finite Rectangular Plate,” *International Conference on Communications, Electromagnetics and Medical Applications (CEMA 2006)*, October 19 - 21, 2006, Sofia, Bulgaria.

Σ6). **E. Papkelis**, I. Ouranos, H. Moshovitis, K. Karakatselos and P. Frangos, “Radio Coverage Simulation Tool in Urban Environments Using Physical Optics and Physical Theory of Diffraction”, *International Conference ‘Mediterranean Microwaves Symposium 2005’*, September 6 - 8, 2005, Athens, Greece.

Σ7). **E. Papkelis**, I. Ouranos, H. Moshovitis, K. Karakatselos and P. Frangos, “A Radio Coverage Prediction Method in Urban Microcellular Environments Using Electromagnetic Techniques”, *International Conference ‘Days on Diffraction 2005’*, June 28 - July 1, 2005, St. Petersburg, Russia.

Σ8). I. Ouranos, **E. Papkelis** and P. Frangos, “An Electromagnetic Method for Calculating Radiocoverage in Urban Microcellular Environments”, *International Conference ‘Days on Diffraction 2004’*, June 29 - July 2, 2004, St. Petersburg, Russia.