



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών
και Μηχανικών Υπολογιστών
Τομέας Συστημάτων Μετάδοσης Πληροφορίας
και Τεχνολογίας Υλικών

ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ ΜΕΘΟΔΩΝ ΦΥΣΙΚΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ
ΣΕ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ RCS

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΜΑΚΚΑ ΙΟΥΛΙΑ

Επιβλέπων: Καθ. Π. Φράγκος

ΑΘΗΝΑ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2011



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών
και Μηχανικών Υπολογιστών
Τομέας Συστημάτων Μετάδοσης Πληροφορίας
και Τεχνολογίας Υλικών

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Επιβλέπων : Καθ. Π. Φράγκος

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την ^η Ιουλίου 2011.

.....

Π. Φράγκος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....

Φ. Κωνσταντίνου
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....

Ν. Ουζούνογλου
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2011

.....

Ιουλία Π.Μάκκα

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Ιουλία Μάκκα,2011

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 τον συγγραφέα.

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

Πίνακας Περιεχομένων

Περίληψη	8
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 Εισαγωγή στις Θεωρίες Περίθλασης	13
1.1 Εισαγωγή.....	13
1.2 Μηχανισμοί Διάδοσης Ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε αστική περιοχή.....	13
1.3 Μοντέλα διάδοσης	16
1.4 Radar	18
1.4.1 Τύποι ραντάρ	19
1.4.2 Εμπρόσθια σκέδαση και Οπισθοσκέδαση	23
1.4.3 Radar Cross Section – RCS	24
1.5 Μέθοδοι υπολογισμού του περιθλώμενου πεδίου	28
1.5.1 Γεωμετρική Οπτική (GO)	30
1.5.2 Φυσική Οπτική (PO).....	32
1.5.3 Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD)	35
1.5.4 Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD) και Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία (UAT)	37
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 1^{ου} ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ	39
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 Ανάλυση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης και σύγκριση με άλλες μεθόδους υπολογισμού του περιθλώμενου πεδίου	41
2.1 Η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης του Ufimtsev - Δισδιάστατη Προσέγγιση 41	
2.2 Σύγκριση ντετερμινιστικών μεθόδων για τη δισδιάστατη προσέγγιση	45
2.3 Υπολογισμός 3D Περιθλώμενου Πεδίου με χρήση των Incremental Diffraction Coefficients του Mitzner (PTD-ILDC).....	46
2.3.1 Η Θεωρία PTD-ILDC του Mitzner για τον υπολογισμό του μακρινού πεδίου.....	47
2.3.2 Χρήση της PTD-ILDC του Mitzner σε συνδυασμό με τη μέθοδο Near- to-far-field Transformation για τον υπολογισμό του περιθλώμενου πεδίου στην Κοντινή Περιοχή.....	51
2.4 Σύγκριση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης με την Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης, με την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης και με τη Μέθοδο Ισοδυνάμων Ρευμάτων	57

2.4.1 Σύγκριση των τεχνικών του Mitzner και του Michaeli για σκέδαση από ορθογώνια πλάκα	58
2.4.2 Σύγκριση των τεχνικών του Mitzner, του Michaeli και του Ando για σκέδαση από Κυκλικό Δίσκο.....	64
Βιβλιογραφία 2 ^{ου} Κεφαλαίου.....	79
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 Συνδυασμός PO-PTD για εφαρμογή στο πρόβλημα Ραδιοκάλυψης σε Αστική Περιοχή	81
3.1 Εισαγωγή.....	81
3.2 Παρουσίαση του Προβλήματος	81
3.3 Υπολογισμός Πεδίου Line-of-Sight.....	82
3.4 Σκέδαση από το έδαφος	83
3.5 Ανάκλαση από επιφάνειες κτιρίων	85
3.6 Υπολογισμός Φαινομένων Δεύτερης Τάξης.....	86
3.7 Περίθλαση.....	87
3.8 Υπολογισμός Συνολικού πεδίου	87
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 3 ^{ου} ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ.....	88
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4	89
Ιχνηλάτηση ακτίνας με PO/PTD – Εφαρμογή για τον υπολογισμό της ραδιοτομής (RCS) στόχου ραντάρ	89
4.1 Εισαγωγή.....	89
4.2 Μηχανισμοί Σκέδασης.....	90
4.3 Μέθοδοι υπολογισμού του RCS	91
4.3.1 Η Μέθοδος της Φυσικής Οπτικής (Physical Optics).....	93
4.3.2 Ιχνηλάτηση – Ray Tracing.....	93
4.3.3 Μέθοδος των Ροπών (Method of Moments).....	94
4.3.4 Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων	94
4.3.5 Μέθοδοι Πεπερασμένων Διαφορών – Finite Differences Method.....	94
4.4 Τεχνικές υπολογισμού περιθλώμενου πεδίου από ακμή	94
4.5 Εφαρμογές.....	97
4.6 Ειδικές βελτιώσεις της PO για εφαρμογή στην ανίχνευση ακτίνας με PO/PTD σε διηλεκτρικά αντικείμενα	101
4.6.1 Ανίχνευση ακτίνας με PO/PTD	101

4.6.2 Τροποποίηση ΡΟ ώστε να χρησιμοποιηθεί στην ανίχνευση ακτίνας μέσω εφαρμογής ΡΟ/ΡΤD	102
4.6.3 Αποτελέσματα προσομοίωσης βελτιωμένης ΡΟ	103
4.6.3.2 Εφαρμογή Τροποποιημένης ΡΟ για Διηλεκτρικά αντικείμενα.....	107
4.6.4 Συμπεράσματα από προσομοιώσεις για μεταλλικά και διηλεκτρικά αντικείμενα	109
4.7 Προσομοιώσεις σκέδασης με χρήση τεχνικών ανίχνευσης ακτίνας GO/UTD και ΡΟ/ΡΤD.....	110
4.7.1 RCS προσομοιώσεις για διηλεκτρικά αντικείμενα χρησιμοποιώντας τον κώδικα FARAD	111
4.7.2 RCS προσομοιώσεις με UTD επέκταση	113
4.8 Προοπτικές για μελλοντική ανάπτυξη ασυμπτωτικών μεθόδων ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης	115
BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 4 ^{ου} ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ	117

Περίληψη

Στο πρώτο κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε βασικές έννοιες που διέπουν τις θεωρίες της περίθλασης και συγκεκριμένα θα κάνουμε μια σύντομη εισαγωγή στις θεωρίες αυτές καθώς και στους μηχανισμούς και τα μοντέλα διάδοσης. Θα μιλήσουμε επίσης για βασικές έννοιες που σχετίζονται με το ραντάρ, τους τύπους ραντάρ καθώς και τα μεγέθη που σχετίζονται με το RCS.

Στο δεύτερο κεφάλαιο θα ασχοληθούμε με τη ραδιοκάλυψη σε αστική περιοχή, θα χρησιμοποιήσουμε τη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης και θα αναλύσουμε τόσο τη δισδιάστατη προσέγγιση με χρήση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης του Ufimtsev, όσο και την τρισδιάστατη με χρήση των Incremental Length Diffraction Coefficients του Mitzner (PTD-ILDC). Με τη χρήση της PTD-ILDC γίνεται υπολογισμός αρχικά στη μακρινή περιοχή και κατόπιν στην κοντινή μέσω μετασχηματισμού 'Μακρινό σε Κοντινό πεδίο'. Εν συνεχεία γίνεται σύγκριση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης με άλλες μεθόδους αλλά δίνεται έμφαση στη σύγκριση των τεχνικών του Mitzner και του Michaeli για σκέδαση τόσο από ορθογώνια πλάκα όσο και από κυκλικό δίσκο.

Στο τρίτο κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε το συνδυασμό των Θεωριών Φυσικής Οπτικής και Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης για τον υπολογισμό του συνολικού λαμβανόμενου πεδίου σε ένα πρόβλημα ραδιοκάλυψης σε αστική περιοχή. Ειδικότερα θα παρουσιαστούν τα φαινόμενα διάδοσης σε μία αστική περιοχή και ο συνδυασμός των παραπάνω μεθόδων για την ορθό υπολογισμό του λαμβανόμενου πεδίου. Οι μέθοδοι αυτές θα συνδυαστούν με τις παραπάνω θεωρίες για την διευκόλυνση των υπολογισμών και την ακρίβεια των αποτελεσμάτων στην κοντινή περιοχή είναι η Θεωρία των Ειδώλων και η μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό, αντίστοιχα.

Στο τέταρτο κεφάλαιο γίνεται εφαρμογή των τεχνικών PO/PTD για τον υπολογισμό της ραδιοτομής στόχου ραντάρ (Radar Cross Section, RCS) με ιχνηλάτηση ακτίνας (ray-tracing). Δεν χρησιμοποιούνται οι κλασσικές μέθοδοι υπολογισμού, επειδή οι περισσότερες από αυτές δεν είναι κατάλληλες για αυθαίρετους τρισδιάστατους στόχους αλλά η εφαρμογή τους περιορίζεται σε

δισδιάστατα και απλά τρισδιάστατα σχήματα. Συγκεκριμένα οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη αυτή είναι η Φυσική Οπτική (Physical Optics), η Ιχνηλάτηση Ακτίνας (Ray Tracing), η Μέθοδος των Ροπών (Method of Moments), η Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων (Finite Elements Method) και οι μέθοδοι Πεπερασμένων Διαφορών (Finite Differences Methods). Ασχολούμαστε με ειδικές βελτιώσεις της PO για εφαρμογή στην ανίχνευση ακτίνας με PO/PTD τόσο σε διηλεκτρικά όσο και σε μεταλλικά αντικείμενα. Εξετάζουμε επίσης σύντομα τον κώδικα ιχνηλάτησης ακτίνας FARAD που χρησιμοποιείται σε RCS προσομοιώσεις για διηλεκτρικά αντικείμενα.

Λέξεις κλειδιά : Θεωρίες περίθλασης, PO, PTD, GO, GTD, UTD, MEC, MoM, Keller, Michaeli, Ufimtsev, Mitzner, Ando, MoM, FEM, FDM, ILDC, radar, RCS, ραδιοκάλυψη, σκέδαση, τεχνολογία stealth, ιχνηλάτηση ακτίνας, SBR, κώδικας υπολογισμού FARAD.

Abstract

In the first chapter, we will present the basic concepts which rule the theories of diffraction and especially we will make a small introduction into these theories as well as the mechanisms and the propagation models. We will also speak about the basic concepts which are concerned with the radar, the radar types and the magnitudes which are related to RCS.

In the second chapter we will deal with the radiocoverage in an urban area , we will use the Physical Theory of Diffraction and we will analyse the two- dimensional approach with the use of Ufimtsev's Physical Theory of Diffraction , as well as the three – dimensional approach with the use of Mitzner's Incremental Length Diffraction Coefficients (PTD- ILDC). At first, with the use of the PTD-ILDC we calculate the field in the far field and afterwards in the near field with the use of the 'Near to Far Field Transformation Method'. After that we compare the Physical Theory of Diffraction with other methods but we emphasize in comparing the techniques of Mitzner and Michaeli in scattering from a rectangular plate and a circular disk as well.

In the third chapter we will present the combination of the theory of Physical Optics and the Physical Theory of Diffraction for the calculation of the Total Received Field in a radiocoverage problem in an urban area. In particular, phenomena of propagation will be presented and the combination of the above methods for the correct calculation of the received field. The methods which are going to be combined with the above theories in order to make easier the calculations and more accurate the results in the Near Field is the Image Theory and the Near to Far Field Transformation Method, respectively.

In the fourth chapter, the application of the PO/PTD techniques is presented for the calculation of RCS (Radar Cross Section) with ray tracing. The classical methods of calculation are not used because most of them are not suitable for arbitrary three dimensional targets but their application is constricted in two dimensional and simple three dimensional shapes. The methods used for this study are the Physical Optics, the Ray Tracing technique, the Method of Moments, the Finite Element Method and the Finite Difference Methods. We deal with special enhancements of the Physical Optics for the application in ray tracing with PO/PTD in dielectric as well as

in metallic objects. We also take a quick look in the ray tracing code FARAD (**F**As**t** **R**ay tracing **A**lgorithm with ray **D**ensity normalisation) which is used in RCS simulations for dielectric objects.

Keywords : Diffraction theories, PO, PTD, GO, GTD, UTD, MEC, MoM, Keller, Michaeli, Ufimtsev, Mitzner, Ando, MoM, FEM, FDM, ILDC, radar, RCS, radiocoverage, scattering, stealth technology, ray tracing, SBR, FARAD

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή Ε.Μ.Π. κο Φράγκο Π. που μου εμπιστεύθηκε το θέμα της εργασίας αυτής.

Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω την υποψήφια Διδάκτορα της Σχολής ΗΜΜΥ του ΕΜΠ κα Αριάδνη Χρυσοστόμου, που διέθεσε μέρος του εξαιρετικά πολύτιμου χρόνου της για καθοδήγηση και συμβουλές, τόσο κατά την διάρκεια της έρευνας όσο και κατά την διάρκεια της συγγραφής της εργασίας αυτής.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους ανθρώπους του κοντινού μου περιβάλλοντος για την υποστήριξή τους καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μου.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή στις Θεωρίες Περίθλασης

1.1 Εισαγωγή

Η περίθλαση εξηγεί την ικανότητα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας να διαδίδεται σε αστικές ή μη αστικές περιοχές, ακόμα και χωρίς να υπάρχει οπτική επαφή (LOS – Line Of Sight) μεταξύ πομπού – δέκτη . Οι κυριότερες ασυμπτωτικές μέθοδοι υπολογισμού της έντασης του σκεδαζόμενου και περιθλώμενου πεδίου βασίζονται είτε στη μοντελοποίηση της διάδοσης του πεδίου με μορφή ακτινών (ray-tracing techniques) είτε στον υπολογισμό των πεδίων βάσει των ρευματικών κατανομών που αναπτύσσονται στις σκεδαζόμενες επιφάνειες και τις περιθλώμενες γωνίες.

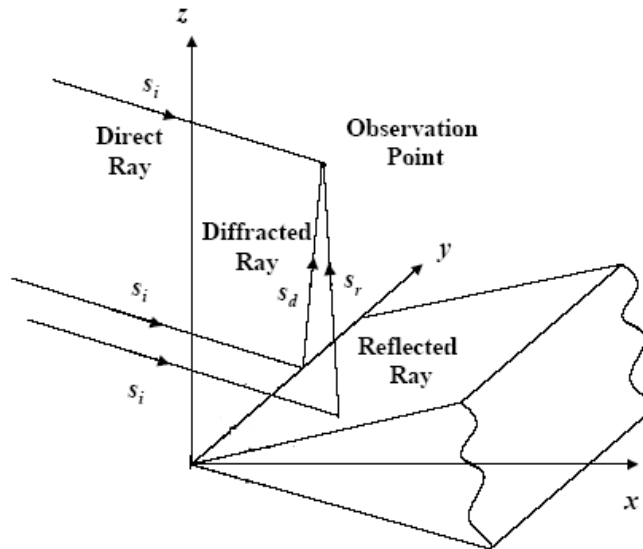
Στην εργασία αυτή θα ασχοληθούμε με τον υπολογισμό του περιθλώμενου πεδίου που είναι πολύ σημαντική σε δύο περιπτώσεις:

1. Στην ραδιοκάλυψη μίας αστικής περιοχής
2. Στον υπολογισμό του RCS

Οι δυο περιπτώσεις αυτές θα αναλυθούν στα επόμενα κεφάλαια. Στο εισαγωγικό αυτό κεφάλαιο θα αναλύσουμε βασικές έννοιες που διέπουν τις θεωρίες της περίθλασης και ειδικότερα θα κάνουμε μια σύντομη εισαγωγή στις θεωρίες αυτές καθώς και στους μηχανισμούς και τα μοντέλα διάδοσης. Θα μιλήσουμε επίσης για τις βασικές έννοιες που σχετίζονται με το ραντάρ, τους τύπους ραντάρ καθώς και τα μεγέθη που σχετίζονται με το RCS.

1.2 Μηχανισμοί Διάδοσης Ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε αστική περιοχή

Οι βασικοί μηχανισμοί διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων μέσα σε μία αστική περιοχή είναι η ανάκλαση, η περίθλαση και η σκέδαση. Στο παρακάτω σχήμα βλέπουμε το απευθείας (direct ray), το ανακλώμενο (reflected ray) και το περιθλώμενο (diffracted ray) κύμα που φτάνει σε ένα σημείο παρατήρησης κατά την πρόσπτωση σε σφήνα.



Σχ. 1.1 Απευθείας, Ανακλώμενη και Περιθλώμενη ακτίνα κατά την πρόσπτωση σε σφήνα

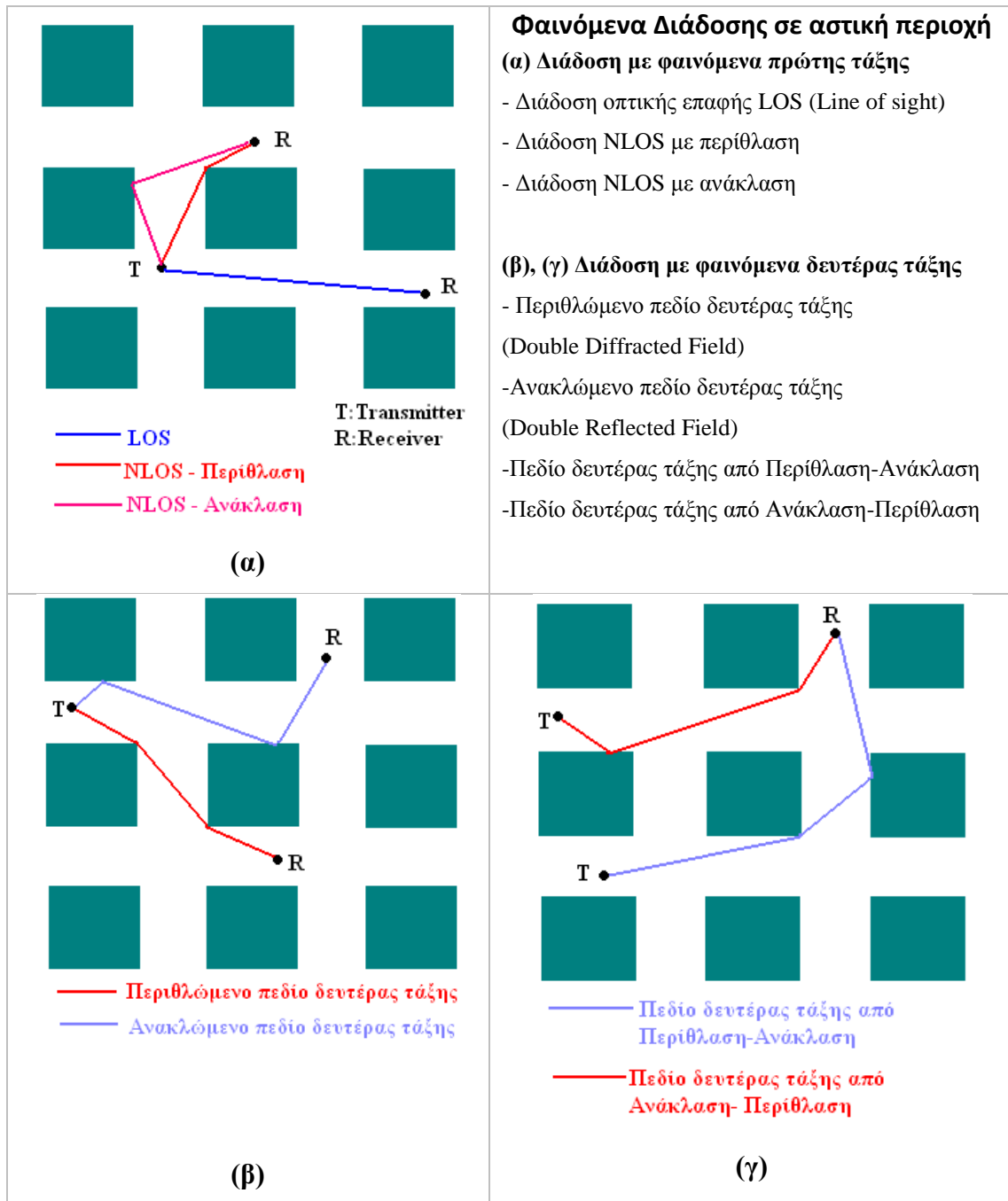
Ανάκλαση: Συμβαίνει όταν ένα επίπεδο ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσπίπτει σε εμπόδια πολύ μεγαλύτερων διαστάσεων σε σχέση με το μήκος κύματος του κύματος. Ανακλάσεις από την επιφάνεια της γης ή από κτίρια παράγουν ανακλώμενα κύματα τα οποία συμβάλλουν δημιουργικά ή καταστροφικά στο αρχικό κύμα.

Περίθλαση: Συμβαίνει όταν στην διαδρομή του ραδιοκύματος από τον πομπό στον δέκτη παρεμβάλλεται αδιαπέραστο σώμα. Σύμφωνα με την αρχή του Huygens σχηματίζονται δευτερεύοντα κύματα πίσω από το εμπόδιο, τα οποία φτάνουν στον δέκτη ακόμα και αν δεν υπάρχει οπτική επαφή μεταξύ πομπού – δέκτη. Η περίθλαση εξηγεί το πώς η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μπορεί να διαδίδεται σε αστικές ή μη αστικές περιοχές, ακόμα και αν δεν υπάρχει οπτική επαφή (LOS – Line Of Sight) μεταξύ πομπού – δέκτη. Το φαινόμενο αναφέρεται και ως σκίαση (shadowing) επειδή παρά το ότι το πεδίο «σκιάζεται» από το εμπόδιο που προκαλεί την περίθλαση, το κύμα φτάνει στον δέκτη.

Σκέδαση: Συμβαίνει όταν στον χώρο υπάρχουν αντικείμενα με διαστάσεις ίδιας τάξεως με το μήκος κύματος του διαδιδόμενου κύματος ή μικρότερες από αυτό. Η σκέδαση, που ακολουθεί τους ίδιους φυσικούς νόμους με την περίθλαση, έχει ως αποτέλεσμα η ενέργεια που ακτινοβολείται από τον πομπό να αναμεταδίδεται σε πολλές διαφορετικές κατευθύνσεις. Στα αστικά μικροκυψελωτά συστήματα λάμπες

φωτισμού και οδικά σήματα προκαλούν σκέδαση της ενέργειας σε πολλές κατευθύνσεις, παρέχοντας έτσι ραδιοκάλυψη και σε περιοχές που μπορεί να μην δέχονται ενέργεια μέσω ανάκλασης ή περίθλασης.

Στο παρακάτω σχήμα φαίνονται οι μηχανισμοί διάδοσης σε αστική περιοχή.



Σχ. 1.2 Φαινόμενα Διάδοσης σε αστική περιοχή

Στην περίπτωση που υπάρχει οπτική επαφή μεταξύ του πομπού και του δέκτη, το λαμβανόμενο πεδίο καθορίζεται κυρίως από το απευθείας διαδιδόμενο κύμα, ενώ τα περιθλώμενα και ανακλώμενα πεδία μπορεί να είναι αμελητέα. Αντίθετα, στην

περίπτωση που δεν υπάρχει οπτική επαφή μεταξύ του πομπού και του δέκτη το λαμβανόμενο πεδίο καθορίζεται από την περίθλαση και τη σκέδαση.

1.3 Μοντέλα διάδοσης

Τα μοντέλα διάδοσης μπορούν να χωριστούν στις εξής κατηγορίες:

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

Τα **εμπειρικά μοντέλα** περιγράφονται με εξισώσεις που προέκυψαν από τη στατιστική ανάλυση μεγάλου αριθμού μετρήσεων. Πλεονεκτήματά τους είναι η απλότητά τους και το γεγονός ότι δεν είναι αναγκαίες λεπτομερείς πληροφορίες για το περιβάλλον διάδοσης. Σημαντικό πλεονέκτημά τους είναι επίσης ότι μπορούν να εφαρμοστούν γρήγορα αφού για τους υπολογισμούς τους συνήθως χρησιμοποιούνται κλειστές εκφράσεις. Παρολαυτά παρουσιάζουν δυο μειονεκτήματα και ειδικότερα είναι δύσκολος ο ακριβής υπολογισμός των απωλειών διαδρομής και γενικά η ακρίβεια των μοντέλων αυτών εξαρτάται όχι μόνο από την ακρίβεια των μετρήσεων, αλλά και η ομοιότητα του προς ανάλυση περιβάλλοντος με το περιβάλλον που έγιναν οι μετρήσεις καθορίζει την ακρίβεια του μοντέλου. Δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι ακόμη κι αν οι μετρήσεις αυτές έχουν γίνει με όλη τη δυνατή ακρίβεια και έχουν παρθεί για μεγάλο χρονικό διάστημα, η ακρίβειά τους δεν είναι εγγυημένη όχι μόνο επειδή κάποιο εμπειρικό μοντέλο το οποίο μπορεί να δίνει καλά αποτελέσματα για κάποια γεωγραφική περιοχή, μπορεί να μην μπορεί να εφαρμοστεί σε κάποια άλλη αλλά μπορεί να μη δίνει αποδεκτά αποτελέσματα ακόμη και στην ίδια γεωγραφική περιοχή μετά από κάποιο χρονικό διάστημα αφού μπορεί να μην ισχύουν οι συνθήκες αυτές για μεγάλο χρονικό διάστημα. Επιπλέον, δεν πρέπει να ξεχνούμε και την περίπτωση των εσωτερικών χώρων όπου τα εμπειρικά μοντέλα διάδοσης είναι κατ' αρχάς λίγα και επίσης δεν είμαστε σίγουροι για την ακρίβεια των αποτελεσμάτων τους. Λόγω μάλιστα της πολυπλοκότητας των ελληνικών χώρων και της ανομοιογένειας που επικρατεί, η χρήση εμπειρικών μοντέλων για την εξαγωγή συμπερασμάτων μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένα συμπεράσματα για τις απώλειες ισχύος και σημαντικά σφάλματα κατά τη μελέτη της ραδιοδιάδοσης.

Τα **ντετερμινιστικά ή αναλυτικά ή θεωρητικά μοντέλα** βασίζονται σε γνωστές ηλεκτρομαγνητικές τεχνικές. Οι τεχνικές αυτές μπορούν να εφαρμοστούν σε οποιοδήποτε περιβάλλον διάδοσης για το οποίο έχουμε λεπτομερή περιγραφή. Με τη χρήση ενός ντετερμινιστικού μοντέλου, για να προβλέψουμε το διαδιδόμενο ηλεκτρικό πεδίο E , πρέπει να εισάγουμε τα ιδιαίτερα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του περιβάλλοντος σε μια μεγάλη βάση δεδομένων και να λάβουμε υπόψη και τα φαινόμενα της ανάκλασης, της περίθλασης και της σκέδασης και αυτό είναι κάτι που δυσκολεύει την ανάλυση του προβλήματός μας. Είναι απαραίτητη η αναζήτηση μιας σειράς από μαθηματικές μεθόδους που μπορούν να απλοποιήσουν ένα δύσκολο ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα και να δώσουν μια όσο το δυνατόν πιο ακριβή προσεγγιστική λύση. Για να θεωρείται ακριβές ένα ντετερμινιστικό μοντέλο πρέπει να οδηγεί για σημείο παρατήρησης P γνωστής τοποθεσίας καθορισμένης γεωμετρίας σε κλειστούς τύπους υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου. Ειδικότερα όσο πλησιάζουμε στην περιοχή του κοντινού πεδίου, είναι απαραίτητο να λάβουμε υπόψη μια σειρά από προσεγγίσεις για να επιλύσουμε το πρόβλημα αφού χωρίς τις προσεγγίσεις αυτές, η διαδικασία θα είναι πολύ χρονοβόρα. Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα αυτής της βάσης, λαμβάνουμε κάθε φορά την περιγραφή του σεναρίου διάδοσης με μορφή διακριτών αντικειμένων στα οποία εφαρμόζεται η ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Λόγω πολύπλοκων αλγορίθμων προσομοίωσης που χρησιμοποιούν τα μοντέλα αυτά, η περιγραφή του περιβάλλοντος είναι προσεγγιστική. Μπορούν όμως να προσομοιώσουν οποιοδήποτε καλά ορισμένο περιβάλλον ραδιοδιάδοσης. Είναι κατάλληλα για τα μικροκυψελωτά συστήματα που μας ενδιαφέρουν, συνήθως μάλιστα αποδεικνύεται σύγκλιση με αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα.

Τα **ντετερμινιστικά μοντέλα**, σε αντίθεση με τα εμπειρικά, δίνουν τη δυνατότητα γενίκευσης. Συμπεραίνουμε έτσι ότι τα ντετερμινιστικά μοντέλα διάδοσης πλεονεκτούν απέναντι στα εμπειρικά. Είναι τότε απαραίτητη η ανάπτυξη μιας ντετερμινιστικής μεθόδου που μπορεί να υλοποιηθεί υπολογιστικά και να είναι αρκετά ακριβής ώστε να δίνει αποδεκτά αποτελέσματα. Μετά την ανάπτυξη αυτής της ντετερμινιστικής μεθόδου, θα διαθέτουμε ένα πολύ δυνατό μαθηματικό και υπολογιστικό εργαλείο που θα μπορούμε να εφαρμόσουμε σε διάφορα σενάρια ασύρματης ραδιοδιάδοσης. Σε κάθε περίπτωση μάλιστα για να ελεγχθεί η ακρίβεια και η σωστή λειτουργία του ντετερμινιστικού μοντέλου, μπορούμε να καταφύγουμε στον

εμπειρικό υπολογισμό και στις πειραματικές μετρήσεις που μπορούν επίσης να μας βοηθήσουν και για την αξιολόγηση της χρήσης των εμπειρικών μοντέλων.

Τα **ημιεμπειρικά ή ημιντετερμινιστικά μοντέλα** βασίζονται σε εξισώσεις που προκύπτουν από την εφαρμογή ντετερμινιστικών μεθόδων σε πρότυπα μοντέλα εξωτερικών και εσωτερικών χώρων. Για να έχουμε συμφωνία με τις μετρήσεις πρέπει ορισμένες φορές στις εξισώσεις να κάνουμε διορθώσεις με βάση πειραματικά αποτελέσματα. Οι τελικές εξισώσεις εξαρτώνται από τα χαρακτηριστικά της περιοχής που περιβάλλει την κεραία αλλά και από τα ειδικά χαρακτηριστικά του σεναρίου που εξετάζεται. Για την εφαρμογή των μεθόδων αυτών η ακρίβεια περιγραφής του περιβάλλοντος που απαιτείται είναι μεγαλύτερη από των εμπειρικών μοντέλων αλλά δεν απαιτείται τόσο μεγάλη όσο για τα θεωρητικά μοντέλα. Όμοια με τα εμπειρικά μοντέλα, τα ημιεμπειρικά μπορούν κι αυτά να εφαρμοστούν γρήγορα επειδή τα αποτελέσματά τους προκύπτουν από κλειστές εκφράσεις.

Δεν πρέπει να ξεχνούμε ότι τα περιβάλλοντα ραδιοδιάδοσης δεν είναι ομοιόμορφα και κάθε μοντέλο ασχολείται με συγκεκριμένο τύπο περιβάλλοντος και με συγκεκριμένο σενάριο. Τα εμπειρικά και ημιεμπειρικά μοντέλα δίνουν καλύτερα αποτελέσματα για μακροκυβέλες με ομοιογενή χαρακτηριστικά. Τα ημιεμπειρικά εφαρμόζονται και σε μικροκυβέλες, δεδομένου ότι λαμβάνουμε καλά ορισμένες παραμέτρους για την περιγραφή κάθε μεθόδου. Τα ντετερμινιστικά μοντέλα, από την άλλη, θεωρούνται καταλληλότερα για μικροκυβελωτά και πικοκυβελωτά περιβάλλοντα ανεξάρτητα από το σχήμα τους ενώ αντίθετα δεν είναι αποδοτικά σε μακροκυβέλες γιατί το υπολογιστικό κόστος είναι τεράστιο.

1.4 Radar

Η λέξη RADAR προέρχεται από το “**RA**dio **D**etection **A**nd **R**anging”.

Το ραντάρ ονομάζεται επίσης και ραδιοεντοπιστής και πρόκειται για μια ηλεκτρική διάταξη με την οποία είναι δυνατή η ανίχνευση και ο εντοπισμός κινούμενων και ακίνητων αντικειμένων καθώς και ο προσδιορισμός της θέσης τους. Βασικά το ραντάρ έχει ένα συγκρότημα πομπού και δέκτη ραδιοκυμάτων, το οποίο:

- a. Εκπέμπει τα κύματα προς τις κατευθύνσεις του στόχου.
- b. Τα λαμβάνει πίσω μέσω της κεραίας του και

- c. Μετράει το χρόνο που απαιτήθηκε για την ανάκλαση τους. Με αυτόν τον τρόπο προσδιορίζεται η θέση και η απόσταση του στόχου.

Τα ραντάρ εφευρέθηκαν κατά τη διάρκεια του Β' Παγκοσμίου πολέμου. Παίζουν έναν ιδιαίτερα σημαντικό ρόλο τόσο σε στρατιωτικά όσο και σε ειρηνικά συστήματα. Έτσι χρησιμοποιούνται σε πλοία, αεροπλάνα, δορυφόρους και έχουν έναν αναγνωριστικό, επιτηρητικό και επιθετικό ρόλο. Επίσης στον έλεγχο εναέριας κυκλοφορίας, σε όργανα μέτρησης υψομέτρου, σε αποφυγή συγκρούσεων και εντοπισμό εδάφους.

1.4.1 Τύποι ραντάρ

Τα ραντάρ μπορούν να χωριστούν σε πολλές κατηγορίες ανάλογα με το κριτήριο που τα εξετάζουμε. Ο παρακάτω πίνακας παρουσιάζει το διαχωρισμό των ραντάρ ανάλογα με το υπό εξέταση κριτήριο. Τα είδη αυτά παρουσιάζονται αναλυτικότερα παρακάτω.

Κριτήριο	Είδη Ραντάρ
Υπαρξη Πομπού	Παθητικά Ενεργητικά Υβριδικά
Πλήθος των δεκτών ραντάρ - θέση τους στο χώρο	Μονοστατικά Διστατικά Πολυστατικά
Εκπεμπόμενο σήμα	Παλμικά <ul style="list-style-type: none"> • Ραντάρ ένδειξης κινούμενων στόχων • Παλμικά Doppler Συνεχούς κύματος <ul style="list-style-type: none"> • Doppler συνεχούς κύματος • Ραντάρ διαμορφωμένου σήματος

Η βασικότερη διάκριση των συστημάτων ραντάρ είναι σε **παθητικά**, **ενεργητικά** και **υβριδικά**, ανάλογα με το αν υπάρχει ή όχι πομπός.

- Τα **ενεργητικά συστήματα ραντάρ** εκπέμπουν δικό τους σήμα που έχει τα επιθυμητά χαρακτηριστικά και μπορούν να εξάγουν τις πληροφορίες που επιθυμούν, χρησιμοποιώντας το σήμα που εκπέμπουν. Βασικό μειονέκτημά τους είναι ότι μπορούν να εντοπιστούν από τον εχθρό, που μπορεί έτσι να προσέξει για να μην ανιχνευθούν οι στόχοι που θα στείλει. Επειδή τα περισσότερα ραντάρ επιτελούν ενεργό τρόπο λειτουργίας, δηλαδή έχουν πομπό στο σύστημά τους, είναι ευάλωτα σε τεχνικές ανίχνευσης και προσδιορισμού θέσης από συστήματα μέτρησης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (ESM: Electronic Support Measurement). Ένα άλλο μειονέκτημά τους είναι ότι μπορούν να πληγούν από πυραύλους εναντίον ακτινοβολίας (ARM: Anti-Radiation Missiles) και ηλεκτρονικά αντίμετρα (ECM: Electronic Counter Measurement). Κρίνεται έτσι αναγκαίο να χρησιμοποιούνται παθητικοί αισθητήρες, που δε θα δίνουν την παραμικρή δυνατότητα προειδοποίησης στους στόχους προς παρατήρηση. Τέτοιοι αισθητήρες είναι τα συστήματα παθητικού εντοπισμού θέσης (PCL: Passive Coherent Location)
- Τα **παθητικά συστήματα ραντάρ** δεν έχουν δικό τους σήμα αλλά εκμεταλλεύονται εκπομπές από ευκαιριακούς ακτινοβολητές («illuminators of opportunity»), όπως τους σταθμούς της τηλεόρασης, του ραδιοφώνου, ή την κινητή τηλεφωνία. Συγκεκριμένα, τα παθητικά συστήματα είναι παθητικοί αισθητήρες ραδιοσυχνοτήτων οι οποίοι εκμεταλλεύονται την τυχαία ακτινοβολία του περιβάλλοντος για ανίχνευση, παρακολούθηση και αναγνώριση αντικειμένων. Βασικό μειονέκτημα των παθητικών συστημάτων είναι ότι δεν είναι εγγυημένη η εκπομπή των ευκαιριακών πομπών και επιπλέον δεν μπορούμε να λάβουμε τις απαιτούμενες πληροφορίες για το στόχο παρά μόνο μια μέτρηση γωνίας και μερικές φορές ταχύτητας. Επειδή αυτά χρησιμοποιούν ευκαιριακές πηγές σήματος (emmitters of opportunity), η κυματομορφή που χρησιμοποιείται περιορίζεται σε αυτή που προσφέρεται από το μη συνεργάσιμο πομπό, και οι δέκτες (αισθητήρες) μπορούν να βρίσκονται σε θέσεις όπου υπάρχει το σήμα του πομπού σε ικανοποιητικό επίπεδο ισχύος. Κάθε δέκτης εκτελεί μία συμφασική διαδικασία αφού μετρώνται τόσο το πλάτος όσο και η φάση του λαμβανόμενου σήματος. Οι διστατικές παράμετροι που μπορούμε να μετρήσουμε από ένα τέτοιο σύστημα είναι η απόσταση, η συχνότητα Doppler και η γωνία άφιξης (AOA: Angle Of Arrival) του σκεδαζόμενου από το στόχο

σήματος. Κατόπιν οι δέκτες χρησιμοποιούν τεχνικές επεξεργασίας σήματος και εξελιγμένους αλγορίθμους εκτίμησης για τον προσδιορισμό της θέσης, της γωνίας και της ταχύτητας του στόχου.

- Τα **υβριδικά συστήματα ραντάρ** έχουν τα πλεονεκτήματα των δυο προαναφερθέντων, αφού υπάρχει πομπός που μπορεί να εκπέμπει την επιθυμητή ισχύ όταν ζητηθεί, ενώ οι δέκτες επιτελούν εντελώς παθητική λειτουργία εκμεταλλευόμενοι πλήρως τα χαρακτηριστικά του εκπεμπόμενου σήματος που έχει επιλεγεί.

Άλλος τρόπος διάκρισης είναι ανάλογα με το πλήθος των δεκτών ραντάρ και της θέσης τους στο χώρο, τα συστήματα ραντάρ διακρίνονται σε **μονοστατικά, διστατικά** και **πολυστατικά**. Ένα σύστημα ραντάρ με ένα δέκτη μπορεί να είναι είτε μονοστατικό είτε διστατικό.

- Στο **μονοστατικό ραντάρ**, πομπός και δέκτης συνυπάρχουν στο ίδιο χωρικό σημείο, ενώ στο διστατικό είναι γεωγραφικά διαχωρισμένοι.
- Στο **διστατικό σύστημα ραντάρ**, ο πομπός και ο δέκτης χωρίζονται από μια απόσταση που είναι συγκρίσιμη με την αναμενόμενη απόσταση στόχου. Μερικά συστήματα ραντάρ μπορεί να έχουν ξεχωριστές αλλά ελαφρά διαχωρισμένες κεραίες πομπού δέκτη και σ' αυτά η γωνία που βρίσκεται ανάμεσα στον πομπό, το στόχο και το δέκτη και η οποία καλείται διστατική γωνία, τείνει στο 0, τότε θα λέγονται φαινομενικά μονοστατικά (quasimonostatic). Σ' αυτή την περίπτωση αν και οι δύο κεραίες είναι ξεχωριστές, εμφανίζονται ουσιαστικά στην ίδια θέση στο χώρο όταν παρακολουθούνται από ένα στόχο διαφορετικό από το ραντάρ. Άρα για τους σκοπούς μας το φαινομενικά μονοστατικό ραντάρ μπορεί να θεωρηθεί ίδιο με το μονοστατικό.
- Εάν έχουμε περισσότερους από έναν δέκτες, οι οποίοι είναι μάλιστα χωρικά διασκορπισμένοι, τότε έχουμε το **πολυστατικό σύστημα ραντάρ**. Το Πολυστατικό Σύστημα Ραντάρ είναι ένα σύστημα πολλαπλών διστατικών δεκτών, οι οποίοι σε συνεργασία με έναν πομπό ανιχνεύουν και παρακολουθούν ιπτάμενους στόχους μικρής ενεργού επιφάνειας ραντάρ. Αυτό βοηθάει έτσι ώστε λειτουργίες οι οποίες θα μπορούσαν να γίνουν με ένα πολύπλοκο σύστημα μεγάλου κόστους, μπορούν να ολοκληρωθούν από ένα δίκτυο αισθητήρων πράγμα που μπορεί να παρέχει ακριβέστερη και πληρέστερη πληροφορία. Το

Πολυστατικό Σύστημα Ραντάρ έχει πολλά πλεονεκτήματα, τα σημαντικότερα από τα οποία είναι η χρήση διστατικής γεωμετρίας, χαμηλών υπερυψηλών συχνοτήτων και συνεχούς κυματομορφής γραμμικά διαμορφωμένης στη συχνότητα, η πολυστατικότητα, και η ανθεκτικότητα στις παρεμβολές.

Ανάλογα με το εκπεμπόμενο σήμα, τα ραντάρ διακρίνονται, τέλος, σε **παλμικά**, που εκπέμπουν δηλαδή περιοδικά παλμούς, και σε **συνεχούς κύματος**.

- Τα παλμικά ραντάρ διακρίνονται ανάλογα με το ρυθμό επανάληψης παλμού («PRF») και χωρίζονται σε δυο κατηγορίες: τα **ραντάρ ένδειξης κινούμενων στόχων** («Moving Target Indicator – MTI») και **παλμικά Doppler** («Pulse Doppler»). Τα παλμικά και των δυο κατηγοριών λειτουργούν με τον ίδιο τρόπο αλλά η βασική διαφορά τους είναι η χρησιμοποιούμενη συχνότητα επανάληψης παλμών. Ειδικότερα, τα ραντάρ MTI λειτουργούν με σχετικά χαμηλότερες τιμές PRF και εμφανίζουν πολύ καλή διακριτική ικανότητα κατά την απόσταση αλλά σημαντικό μειονέκτημά τους είναι η μεγάλη ασάφεια ακτινικής συνιστώσας ταχύτητας που είναι γνωστό ως φαινόμενο «τυφλών ταχυτήτων». Από την άλλη, τα παλμικά Doppler, που λειτουργούν με υψηλότερες τιμές PRF, παρουσιάζουν μικρές ασάφειες ακτινικής συνιστώσας ταχύτητας, αλλά μεγάλες απόστασης.
- Η δεύτερη κατηγορία, τα **ραντάρ συνεχούς κύματος** χωρίζονται σε **Doppler συνεχούς κύματος** και σε **ραντάρ διαμορφωμένου σήματος** ανάλογα με το αν το εκπεμπόμενο σήμα είναι διαμορφωμένο ή όχι. Τα Doppler συνεχούς κύματος στην απλή τους μορφή παρέχουν πληροφορίες για την ταχύτητα αλλά δε διαθέτουν ικανότητα μέτρησης της απόστασης. Χρειάζεται κατάλληλη διαμόρφωση του σήματος εκπομπής, έτσι ώστε τα ραντάρ αυτά να παρέχουν επιπλέον και την πληροφορία της απόστασης των στόχων.

Η εμβέλεια του ραντάρ εξαρτάται από τους παρακάτω παράγοντες:

- Το μέγεθος της κεραίας του ραντάρ που σχετίζεται με την «απολαβή» ή το «κέρδος» της (gain)
- Το μήκος της διέλευσης λειτουργίας
- Την ισχύ εξόδου
- Την «ηχώ ραντάρ» του στόχου (RCS)

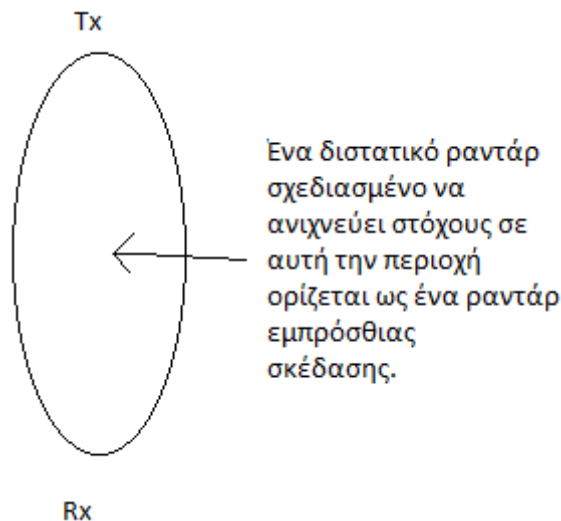
1.4.2 Εμπρόσθια σκέδαση και Οπισθοσκέδαση

Εμπρόσθια σκέδαση είναι η σκέδαση στην οποία δεν υπάρχει αλλαγή στην κατεύθυνση της κίνησης των σκεδαζόμενων σωματιδίων, δηλαδή στην οποία η γωνία μεταξύ των αρχικών και τελικών κατευθύνσεων της κίνησης των σκεδαζόμενων σωματιδίων είναι μικρότερη από 90° .

Οπισθοσκέδαση είναι το φαινόμενο που συμβαίνει όταν η ακτινοβολία σκεδάζεται κατά κύριο λόγο προς τα πίσω κατά μήκος της κύριας διαδρομής της. Η σκέδαση Rayleigh και η σκέδαση Thompson παράγουν ίσες ποσότητες εμπρόσθιας σκέδασης και οπισθοσκέδασης. Ειδικές περιπτώσεις της οπισθοσκέδασης είναι το ουράνιο τόξο και το *heiligschein* (στεφάνι) που εμφανίζεται σαν ένα φωτοστέφανο γύρω από το κεφάλι της σκιάς του παρατηρητή κυρίως σε μέρη που υπάρχει δροσιά στο γρασίδι.

Η εμπρόσθια σκέδαση και η οπισθοσκέδαση πάντα εμφανίζονται μαζί αλλά η αναλογία της εμπρόσθιας σκέδασης αυξάνεται με το μέγεθος του σωματιδίου. Τα φωτοστέφανα γύρω από τον ήλιο και τη σελήνη σε υγρό καιρό προκαλούνται από εμπρόσθια σκέδαση από σταγόνες βροχής στην ατμόσφαιρα της γης.

Το βασικό πλεονέκτημα της εμπρόσθιας σκέδασης είναι ότι είναι ανεξάρτητη από το σχήμα και την απορρόφηση του στόχου και την ανάκλαση από αυτόν. Αυτό την κάνει πολύ σημαντική για πολύ μικρή μονοστατική ενεργό επιφάνεια ραντάρ.



Σχ. 1.3 Ραντάρ Εμπρόσθιας Σκέδασης

Η ανάπτυξη της stealth τεχνολογίας βοήθησε στην κατασκευή αεροσκαφών και πλοίων έτσι ώστε το σχήμα τους να υποχρεώνει τα σήματα του ραντάρ που

προσπίπτουν σε αυτά, να ανακλώνται σε κατευθύνσεις διαφορετικές της οπισθοσκέδασης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα οι στόχοι να καθίστανται αόρατοι στα κλασικά μονοστατικά ραντάρ. Ένας άλλος τρόπος είναι να βάφονται με κατάλληλα υλικά που απορροφούν τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, για να αποτρέψουν τη σκέδασή τους. Εκτός όμως από την τεχνολογία stealth που έχει αναπτυχθεί ως αντίμετρο στην τεχνολογία των ραντάρ υπάρχουν και άλλοι τρόποι.

1.4.3 Radar Cross Section – RCS

1.4.3.1 Γενική περιγραφή

Μετά την εξάπλωση της χρήσης του ραντάρ κατά τον Β' Παγκόσμιο Πόλεμο, οι μηχανικοί άρχισαν να ασχολούνται με το πρόβλημα υπολογισμού των χαρακτηριστικών της ηχούς του ραντάρ για διάφορα σώματα, και κατά το πέρασ των χρόνων οι μέθοδοι έχουν σταδιακά βελτιωθεί.

Χαρακτηριστικό στοιχείο του ραντάρ είναι η **ενεργός επιφάνεια ραντάρ σ** , ή **ραδιοδιατομή (RCS)** ενός στόχου, που αποτελεί μία φανταστική επιφάνεια στη θέση του στόχου, η οποία όταν σκεδάσει ισοκατευθυντικά ολόκληρη την προσπίπτουσα σε αυτή ισχύ, θα παραχθεί στο ραντάρ η ίδια ηχώ με τον πραγματικό στόχο.

Για τον υπολογισμό του RCS είναι απαραίτητο να βρεθεί το σκεδαζόμενο ηλεκτρικό πεδίο από ένα στόχο.

Το RCS ορίζεται ως εξής:

Δισδιάστατο RCS:

$$\sigma_{2-D} = \begin{cases} \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \frac{|\vec{W}_s|}{|\vec{W}_i|} \\ \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \frac{|\vec{E}_s|^2}{|\vec{E}_i|^2} \\ \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \frac{|\vec{H}_s|^2}{|\vec{H}_i|^2} \end{cases} \quad (1.1)$$

Τρισδιάστατο RCS:

$$\sigma_{3-D} = \begin{cases} \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\vec{W}_s|}{|\vec{W}_i|} \\ \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\vec{E}_s|^2}{|\vec{E}_i|^2} \\ \sigma_{3-D} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\vec{H}_s|^2}{|\vec{H}_i|^2} \end{cases} \quad (1.2)$$

Η μονάδα του RCS που χρησιμοποιείται περισσότερο είναι τα decibel σε σχέση με το τετραγωνικό μέτρο (dBsm) (decibels relative to a square meter).

$$\sigma(\text{dBsm}) = 10\log(\sigma/ m^2)$$

Το RCS εξαρτάται από διάφορους παράγοντες:

- Τη γεωμετρία του σκεδαστή (στόχου)
- Το υλικό του σκεδαστή (στόχου)
- Τη γωνία πρόσπτωσης
- Τη πόλωση του προσπίπτοντος κύματος
- Τη συχνότητα του κύματος
- Τη γωνία παρατήρησης

Αυτοί οι παράγοντες λαμβάνονται υπόψη όταν ένα ραντάρ σχεδιάζεται για να εντοπίζει έναν συγκεκριμένο στόχο. Το ραντάρ είναι ένας από τους πολλούς αισθητήρες που λαμβάνονται υπόψη στο σχεδιασμό μοντέλων χαμηλής παρατηρητικότητας (low-observable platforms). Οι άλλοι είναι υπέρυθροι (IR), οπτικοί (visible) και ακουστικοί (sound).

Αντίθετα, αν ένας επιτιθέμενος έχει να αντιμετωπίσει ένα συγκεκριμένο ραντάρ, τότε σχεδιάζει τον στόχο με βάση τις γνωστές προδιαγραφές του ραντάρ. Ένας στόχος σχεδιάζεται ώστε να είναι “stealth” δηλαδή αόρατος στο ραντάρ. Για να συμβαίνει αυτό, πρέπει το RCS του να είναι αρκετά μικρό ώστε η ηχώ που επιστρέφει να είναι κάτω από το κατώφλι ανίχνευσης του ραντάρ. Αν βέβαια ένα αεροσκάφος πρέπει να πετάξει κατευθείαν προς ένα εχθρικό ραντάρ, τότε καλό είναι να καταβληθεί μεγάλη προσπάθεια για να μειωθεί το RCS της μύτης του αεροσκάφους. Η μείωση, λοιπόν, του RCS χρησιμοποιείται για να αντιμετωπίζονται τα ραντάρ.

Αντίστροφα, τα πιο ευαίσθητα ραντάρ φτιάχνονται με τέτοιο τρόπο ώστε να ανιχνεύουν στόχους χαμηλού RCS. Ένας στόχος stealth, παρόλο που έχει χαμηλή

εκπομπή, δεν είναι τελείως μη ανιχνεύσιμος από τα ραντάρ. Για να είναι μη ανιχνεύσιμοι, είναι μόνο αναγκαίο ότι το RCS του στόχου είναι αρκετά μικρό έτσι ώστε η ηχώ που επιστρέφει να είναι κάτω από το κατώφλι ανίχνευσης του ραντάρ.

Η προσπάθεια για μείωση του RCS είναι συνεχής ώστε οι στόχοι να είναι μη ανιχνεύσιμοι από τα ραντάρ και αντίστροφα πιο ευαίσθητα ραντάρ έχουν εξελιχθεί για να ανιχνεύουν στόχους με χαμηλότερο RCS. Μπορούμε να φτάσουμε σε ένα σημείο στο οποίο αυτό που επιστρέφεται είναι πολύ μικρό και αυτό μπορεί να επιτευχθεί πολύ γρήγορα όσον αφορά την RCS μείωση. Αφού οι ισχυρές πηγές σκέδασης ενός στόχου έχουν εξαλειφθεί, το υπολοιπούμενο RCS οφείλεται κυρίως στον μεγάλο αριθμό των μικρών σκεδαστών. Η αντιμετώπιση αυτών των σκεδαστών είναι πάντως δύσκολη υπόθεση και τελικά το όλο πρόβλημα είναι ζήτημα κόστους. Υπάρχει γενικότερος προβληματισμός αν αξίζει μια ελάχιστη περαιτέρω μείωση του RCS που θα κοστίσει κάποια εκατομμύρια ευρώ. Το τεράστιο κόστος για την επίτευξη της χαμηλής παρατηρησιμότητας έχει προκαλέσει μια επανεξέταση της φιλοσοφίας “stealth”. Τον πρώτο καιρό είχε δοθεί έμφαση στη μείωση του RCS, ακόμη κι αν αυτό γινόταν εις βάρος άλλων παραμέτρων, τόσο λειτουργικών όσο και απόδοσης. Η μοντέρνα όμως αντίληψη για τη χαμηλή παρατηρησιμότητα εστιάζεται περισσότερο στην επίτευξη μιας βέλτιστης ισορροπίας ανάμεσα σε ένα σύνολο από μέτρα απόδοσης, της οποίας το RCS είναι μόνο το ένα από αυτά που μας ενδιαφέρουν.

Συγκριτικά, αναφέρουμε ότι το τυπικό RCS των μαχητικών αεροσκαφών κυμαίνεται -ανάλογα με το μέγεθός τους - μεταξύ 2 και 6 τ.μ. (κεκλιμένη όψη), των ελικοπτέρων σε 3 τ.μ., των συμβατικών πυραύλων με πτέρυγες σε 0.1 τ.μ., ενός μεγάλου αεροσκάφους πολιτικών αερογραμμών σε 40τμ, των πτηνών 0.01 τ.μ. και των εντόμων σε 0.0001! Το RCS εκφράζεται συνήθως σε τ.μ. αλλά και σε $\frac{dB}{m^2}$ όπου το dB εκφράζει λογαριθμικά τον λόγο της μείωσης ισχύος σήματος μεταξύ εκπομπής και λήψης και χρησιμοποιείται στις εξισώσεις εμβέλειας των ραντάρ.

1.4.3.2 Περιοχές Συχνότητας

Τα χαρακτηριστικά σκέδασης ενός στόχου εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τη συχνότητα του προσπίπτοντος κύματος. Αν ο στόχος είναι λείος και το μήκος του L , τότε θα έχουμε τρεις περιοχές συχνότητων ανάλογα με την τιμή του kL .

Περιοχή χαμηλής συχνότητας: $kL \ll 1$

Σε αυτήν την περιοχή συχνοτήτων η διακύμανση της φάσης του προσπίπτοντος επίπεδου κύματος είναι μικρή κατά μήκος της έκτασης του στόχου. Έτσι, το εισαγόμενο ρεύμα του σώματος είναι κατά προσέγγιση σταθερό σε πλάτος και φάση. Το σχήμα του σώματος δεν έχει μεγάλη σημασία. Για παράδειγμα, μια μικρή σφαίρα κι ένας μικρός κύβος έχουν ιστροπικά (ανεξάρτητα κατεύθυνσης) σκεδαζόμενα πρότυπα. Γενικά το σ σε σχέση με το kL είναι ομαλό και μεταβάλλεται ανάλογα με το $\frac{1}{\lambda^4}$. Η περιοχή αυτή καλείται επίσης και περιοχή Rayleigh.

Περιοχή συντονισμού $kL \approx 1$

Γι' αυτές τις συχνότητες η διακύμανση της φάσης του ρεύματος κατά μήκος του σώματος είναι σημαντική και όλα τα μέρη συνεισφέρουν στο σκεδαζόμενο πρότυπο: Το σ σε σχέση με το kL κυμαίνεται. Αυτή η περιοχή καλείται επίσης και περιοχή Mie.

Περιοχή υψηλής συχνότητας: $kL \gg 1$

Υπάρχουν πολλοί κύκλοι στη διακύμανση της φάσης του ρεύματος κατά μήκος του σώματος και συνεπώς το σκεδαζόμενο πεδίο θα εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη γωνία. Τα επίπεδα σκεδαζόμενης κορυφής οφείλονται κυρίως σε απομονωμένα σημεία. Για παράδειγμα, η σκεδαζόμενη κορυφή από μεγάλα επίπεδα πιάτα πρωτοξεκινά από σημεία specular στην επιφάνεια. Αυτά είναι τα σημεία ανάκλασης του καθρέπτη που ικανοποιούν τον νόμο του Snell. Σε αυτήν την περιοχή η σχέση του σ με το kL είναι ομαλή και μπορεί να είναι ανεξάρτητη του λ . Καλείται επίσης και οπτική περιοχή.

Πολύ σημαντική είναι η περιοχή υψηλής συχνότητας, επειδή συνήθως μας ενδιαφέρουν περισσότερο μεγάλοι και πολύπλοκοι στόχοι. Οι κυριότερες θεωρίες που χρησιμοποιούνται στα διάφορα προτεινόμενα αναλυτικά μοντέλα είναι η Γεωμετρική Οπτική (GO), η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD), η Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD), η Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία (UAT), 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 σε 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.

1.5 Μέθοδοι υπολογισμού του περιθλώμενου πεδίου

Η γεωμετρική οπτική (GO), που πιθανότατα είναι η πιο παλιά μέθοδος που χρησιμοποιείται, είναι απλή, αλλά δίνει λάθος αποτελέσματα για επίπεδες ή μονά καμπύλες επιφάνειες, και καθόλου αποτελέσματα αν το κατοπτρικό σημείο δεν βρίσκεται πάνω στην επιφάνεια. Η φυσική οπτική (PO) δίνει αποτελέσματα σε αυτές τις περιπτώσεις, αλλά έχει σφάλματα όταν η διεύθυνση σκέδασης αποκλίνει πολύ από την κατοπτρική διεύθυνση. Οι θεωρίες των Keller (GTD) και Ufimtsev (PTD) εισάγουν όρους περίθλασης-ακμής που βελτιώνουν τη διατύπωση, αλλά οι συντελεστές περίθλασης δεν συμπεριφέρονται σωστά στις περιοχές μετάβασης των ορίων σκέδασης και ανάκλασης. Η ομοιόμορφη θεωρία των Kouyoumjian και Pathak παρέχει τη σωστή συμπεριφορά στις περιοχές μετάβασης, αλλά η κατεύθυνση σκέδασης περιορίζεται εντός του κώνου του Keller. Μία μέθοδος ισοδυνάμων ρευμάτων που προτάθηκε από τους Ryan και Peters, επεκτάθηκε από τους Knott και Senior, και βελτιώθηκε από τον Michaeli, επιτρέπει στη διεύθυνση σκέδασης να είναι τυχαία, αλλά τα ισοδύναμα ρεύματα δεν είναι φυσικά επειδή εξαρτώνται από την διεύθυνση παρατήρησης. Ο Mitzner ανέπτυξε έναν "incremental length diffraction coefficient" (ILDC, βλ. Κεφ.2) ο οποίος επεκτείνει την θεωρία του Ufimtsev με τον ίδιο τρόπο με τον οποίο τα ισοδύναμα ρεύματα του Michaeli επεκτείνουν τη θεωρία του Keller. Καμία από αυτές τις μεθόδους δεν μπορεί να χειριστεί το επιφανειακό κινούμενο κύμα, έναν σημαντικό μηχανισμό ηχούς για μακριά, λεία σώματα, επειδή οι μέθοδοι μεταχειρίζονται τοπικά φαινόμενα σκέδασης, ενώ το επιφανειακά κινούμενο κύμα εμπλέκει ολόκληρη την επιφάνεια. Ωστόσο, όπως δείχθηκε από τον Ross, η επαναληπτική εφαρμογή της θεωρίας περίθλασης ακμής για να θεωρήσουμε πολλαπλές αλληλεπιδράσεις μεταξύ ζευγών από παράλληλες ακμές πλησιάζει στο να δώσει το σωστό αποτέλεσμα.

Η ντετερμινιστική πρόβλεψη των χαρακτηριστικών ραδιοδιάδοσης σε εξωτερικούς και εσωτερικούς χώρους είναι ένα πολύπλοκο ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα που στις

περισσότερες περιπτώσεις μάλιστα οδηγεί στο να μην είναι ικανοποιητική η πρόβλεψη των χαρακτηριστικών διάδοσης με μεγάλη ακρίβεια. Πρόκειται για τις κυριότερες ασυμπτωτικές μεθόδους υπολογισμού της έντασης του σκεδαζόμενου και περιθλώμενου πεδίου σε 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.

Στο πρόβλημά μας ασχολούμαστε με την περιοχή της υψηλής συχνότητας (GSM συχνότητες) σε αστικές περιοχές, όπου χρησιμοποιούνται κυρίως οι παρακάτω ασυμπτωτικές μέθοδοι υπολογισμού της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου : η Θεωρία της Φυσικής Οπτικής (PO), η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD), η Γεωμετρική Οπτική (GO), η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD), η Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (UTD), η Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία (UAT) και η μέθοδος των ισοδυνάμων ρευμάτων (MEC) . Οι τεχνικές αυτές χωρίζονται ανάλογα με τη μέθοδο που εφαρμόζουν για την εύρεση του ηλεκτρικού πεδίου και συγκεκριμένα βασίζονται σε μοντελοποίηση της διάδοσης του σκεδαζόμενου και του περιθλώμενου πεδίου είτε με μορφή ακτίνων (ray-tracing techniques) είτε με υπολογισμό των αντίστοιχων πεδίων με τη συνεισφορά των ρευματικών κατανομών που αναπτύσσονται στις σκεδαζόμενες επιφάνειες και τις περιθλώμενες γωνίες. Οι προαναφερθέντες τεχνικές βρίσκουν εφαρμογή σε δυο ερευνητικές περιοχές:

- τη ραδιοκάλυψη σε αστικές περιοχές και
- τον υπολογισμό του RCS που γίνεται με τεχνικές ανίχνευσης ακτίνας.

Στο δεύτερο κεφάλαιο ασχολούμαστε με την πρώτη από τις ερευνητικές περιοχές : τη ραδιοκάλυψη σε αστικές περιοχές και εφαρμόζουμε τεχνικές βασισμένες στον υπολογισμό των αντίστοιχων πεδίων με τη συνεισφορά ρευματικών κατανομών που αναπτύσσονται στις σκεδαζόμενες επιφάνειες και συγκεκριμένα 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.

Υπάρχουν και αυστηρότερες μέθοδοι υπολογισμού όπως είναι η μέθοδος των ολοκληρωτικών εξισώσεων (IE) και η Finite Difference Time Domain (FDTD).

Έχει γίνει μάλιστα μεγάλος αριθμός από έρευνες με βάση τη μέθοδο των ολοκληρωτικών εξισώσεων για δισδιάστατα μοντέλα διάδοσης. Οι μέθοδοι αυτές όμως έχουν ως μειονέκτημα τη δύσκολη εφαρμογή επειδή χρειάζεται η διαίρεση των αντικειμένων του περιβάλλοντος σε στοιχεία πολύ μικρών διαστάσεων, μικρότερων του μήκους κύματος, τις περισσότερες φορές είναι $\lambda/8$. Έτσι οι απαιτήσεις σε μνήμη και υπολογιστικό χρόνο γίνονται πολύ μεγάλες καθώς πρέπει να διαιρεθούν τα αντικείμενα σε πολύ μεγάλο αριθμό στοιχείων. Αυτό καθιστά πολύ δύσκολη, ως αδύνατη τη λήψη αποτελεσμάτων στις τρεις διαστάσεις από την επεξεργασία με τυπικούς υπολογιστές. Μπορούν βέβαια να εφαρμοστούν μόνο σε μικρές πικοκυψέλες ή για να προβλέψουν τη συμπεριφορά ηλεκτρικά μικρών αντικειμένων του περιβάλλοντος.

Παρουσιάζουμε παρακάτω με συντομία τις διάφορες ασυμπτωτικές μεθόδους υπολογισμού της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου.

1.5.1 Γεωμετρική Οπτική (GO)

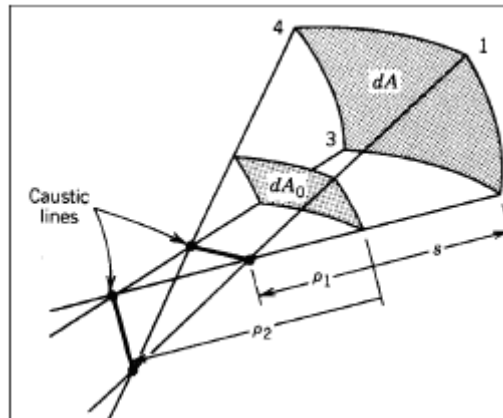
Αποτελεί την απλούστερη από τις μεθόδους ανάκλασης. Δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για διπλά καμπύλες επιφάνειες. Περιγράφεται με απλή μαθηματική σχέση και στις δυο περιπτώσεις (μονοστατική και διστατική) αλλά αποτυγχάνει σε περίπτωση που η μία ή και οι δύο ακτίνες καμπυλότητας του σώματος είναι άπειρες, όπως συμβαίνει στις επίπεδες και μεμονωμένα κυρτές επιφάνειες, και δίνει λανθασμένα αποτελέσματα εάν το σημείο κατοπτρικής ανάκλασης δεν ανήκει στην επιφάνεια του σκεδαστή.

Στην GO 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. Στο παρακάτω σχήμα παρουσιάζεται ένα μέτωπο κύματος με διαφορετικές ακτίνες καμπυλότητας σε δύο επίπεδα.

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



Σχήμα 1.4 Σωλήνας ροής ακτινών

Για το ηλεκτρικό πεδίο ισχύει:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot \sqrt{\frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \cdot e^{-jks} = \vec{E}_0 \cdot A(s) \cdot e^{-jks} \quad (1.3)$$

Στην σχέση αυτή $\sqrt{\frac{\rho_1 \cdot \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}}$ είναι η εξασθένιση του ηλεκτρικού πεδίου και e^{-jks} είναι η καθυστέρηση φάσης που αντιστοιχεί στην απόσταση s .

Για το μαγνητικό πεδίο ισχύει:

$$\vec{H} = \frac{I}{Z} \hat{s} \times \vec{E} \quad (1.4)$$

Ειδικές Περιπτώσεις	
Σφαιρικό κύμα	$\rho_1 = \rho_2 = R$ και $s \geq R$ $\frac{R}{R+s} \cdot e^{-jks} \rightarrow \frac{e^{-jks}}{s}$
Επίπεδο κύμα	$\rho_1 = \rho_2 = \infty$ Οι παράγοντες διάδοσης και φάσης γίνονται: e^{-jks}
Κυλινδρικό κύμα	$\rho_1 = \infty$ και $\rho_2 = \rho$ $\frac{\rho}{\rho+s} \cdot e^{-jks} \rightarrow \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}}$

1.5.2 Φυσική Οπτική (ΡΟ)

Η Θεωρία της Φυσικής Οπτικής (ΡΟ) 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. Ειδικότερα 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. Ωστόσο η μέθοδος αποτυγχάνει προοδευτικά όταν η κατεύθυνση σκέδασης απομακρύνεται από την κατοπτρική κατεύθυνση (specular direction). Αυτό συμβαίνει γιατί επηρεάζουν τα άκρα της επιφάνειας και η συνεισφορά αυτή των άκρων δεν μοντελοποιείται σωστά στη Φυσική Οπτική.

Η θεωρία της Φυσικής Οπτικής ξεπερνά τα προβλήματα των απειρισμών για την περίπτωση επίπεδων και καμπύλων επιφανειών λαμβάνοντας προσεγγιστική θεώρηση των παραγόμενων 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. Παρουσιάζεται παρακάτω η ηλεκτρομαγνητική θεωρία για τον υπολογισμό του σκεδαζόμενου πεδίου:

Για τις περιπτώσεις που 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. Το πεδίο παντού στην περιοχή I δίνεται παρακάτω από τις εξισώσεις των Stratton-Chu, 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 :

$$E_S = \int_V \left(-i\omega\mu J\psi - M \times \nabla\psi + \frac{\rho}{\epsilon} \nabla\psi \right) \cdot dV + \iint_S \left[-i\omega\mu \left(\hat{n} \times H \right) \cdot \psi + \left(\hat{n} \times E \right) \nabla\psi + \left(\hat{n} \cdot E \right) \nabla\psi \right] \cdot dS \quad (1.5)$$

και για το αντίστοιχο μαγνητικό πεδίο :

$$\begin{aligned}
H_S = & \int_V \left(-i\omega \epsilon M \psi + J \times \nabla \psi + \frac{\rho^*}{\mu} \nabla \psi \right) \cdot dV \\
& + \oint_S \left[-i\omega \epsilon (\hat{n} \times E) \cdot \psi - (\hat{n} \times H) \times \nabla \psi - (\hat{n} \cdot H) \nabla \psi \right] \cdot dS
\end{aligned} \tag{1.6}$$

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 αλλά 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 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 :

$$J = n \times H, \quad \rho/\epsilon = n \cdot E \tag{1.7}$$

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 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 :

$$\nabla \psi \approx ik \hat{s} \psi \tag{1.8}$$

όπου \hat{s} , είναι ένα μοναδιαίο διάνυσμα που ορίζει την κατεύθυνση της 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:

$$\bar{E}_s = ik\psi_0 \cdot \int_s \hat{s} \times \left[\hat{n} \times \bar{E} - Z_0 \cdot \hat{s} \times \left(\hat{n} \times \bar{H} \right) \right] \cdot e^{ik\bar{r}(\hat{i}-\hat{s})} \cdot dS \quad (1.9)$$

$$\bar{H}_s = ik\psi_0 \cdot \int_s \hat{s} \times \left[\hat{n} \times \bar{H} + Y_0 \cdot \hat{s} \times \left(\hat{n} \times \bar{E} \right) \right] \cdot e^{ik\bar{r}(\hat{i}-\hat{s})} \cdot dS \quad (1.10)$$

όπου \hat{i} , είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της κατεύθυνσης προσπτώσεως, \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:

$$\bar{H}_s = Y_0 \cdot \hat{s} \times \bar{E}_s$$

Μπορούμε να προσεγγίσουμε τα συνολικά πεδία μέσα στα ολοκληρώματα θεωρώντας την προσέγγιση του επαπτόμενου 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 επαπτόμενες συνιστώσες των επαγόμενων πεδίων είναι :

$$\hat{n} \times \bar{E} = 0 \quad (1.11)$$

$$\hat{n} \times \bar{H} = 2\hat{n} \times \bar{H}_i = J_s \quad (1.12)$$

όπου \bar{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 :

$$\bar{E}_s = -i2kZ_0H_0\psi_0 \cdot \int_s \hat{s} \times \left[\hat{s} \times (\hat{n} \times \bar{h}_i) \right] \cdot e^{ik\bar{r}(\hat{i}-\hat{s})} \cdot dS \quad (1.13)$$

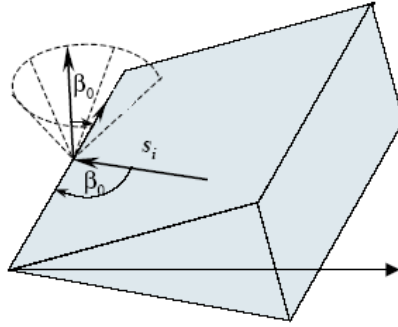
όπου η επιφάνεια s είναι το φωτιζόμενο τμήμα του σώματος. Δηλαδή τα εφαπτομενικά πεδία στα όρια των σκιαζόμενων περιοχών θεωρούνται μηδενικά.

Για την περίπτωση της οπισθοσκέδασης η κατεύθυνση σκέδασης είναι αντίθετη της κατεύθυνσης πρόσπτωσης: $\hat{s} = -\hat{i}$. Βέβαια ο υπολογισμός του ολοκληρώματος είναι ακριβής μόνο σε ειδικές περιπτώσεις όπου περιέχει επίπεδες επιφάνειες, κυλίνδρους και σφαιρικά μέρη. Αντίθετα για ένα δύσχηστο ολοκλήρωμα, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη **μέθοδο της στάσιμης φάσης**, με αποτέλεσμα η σκέδαση να προέρχεται από τα σημεία σταθερής φάσης, δηλαδή από τα σημεία ισχυρής ανάκλασης.

Η Φυσική Οπτική δε δίνει ακριβή αποτελέσματα για όλα τα σώματα. Συγκεκριμένα για υπολογισμό μονοστατικού RCS δεν μπορεί να παρέχει εκτιμήσεις για την αλλαγή πόλωσης εξαιτίας του σώματος, επειδή οι πολώσεις του σκεδαζόμενου και του προσπίπτοντος κύματος είναι ακριβώς ίδιες. Επίσης, δεν υπάρχει αμοιβαιότητα για τη σκέδαση στη διστατική περίπτωση και η θεωρία δίνει διαφορετικά αποτελέσματα αν γίνει ανταλλαγή στις θέσεις δέκτη και πομπού. 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 δεν έχουμε απότομο μηδενισμό των πραγματικών επιφανειακών πεδίων στις περιοχές αυτές.

1.5.3 Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD)

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.



Σχήμα 1.9 Ο κώνος του Keller για τις περιθλώμενες ακτίνες

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 :

$$u = \frac{D e^{iks}}{[s(1 + s/\rho_1)]^{1/2}} A e^{ik\psi} \quad (1.14)$$

όπου D είναι ένας συντελεστής περίθλασης εξαρτώμενος από την πόλωση, την γωνία πρόσπτωσης στην ακμή και την 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 την φωτιζόμενη στη σκιερή περιοχή (the caustic of diffracted rays).

Όταν η (1.14) χρησιμοποιείται για τις συνιστώσες του περιθλώμενου ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή του μακρινού πεδίου, το περιθλώμενο πεδίο μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$\bar{E}_d = -\frac{\Gamma e^{iks}}{\sin^3 \beta} \left[(\hat{t} \cdot \bar{E}_i)(X - Y) \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + Z_0 (\hat{t} \cdot \bar{H}_i)(X + Y) \hat{s} \times \hat{t} \right] \quad (1.15)$$

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 δίδονται από τις σχέσεις :

$$X = \frac{(1/n) \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos[(\psi_s - \psi_i)/n]} \quad (1.16)$$

(1.30α)

$$Y = \frac{(1/n) \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos[(\psi_s + \psi_i)/n]} \quad (1.17)$$

(1.30β)

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 σε σχέση με μία επιφάνεια που ορίζει την ακμή.

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

Η Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης (Uniform Theory of Diffraction, UTD) διαμορφώθηκε από τους Kouyoumjian και Pathak και η Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία (Uniform Asymptotic Theory, UAT) από τους Lee και Depschamps. 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 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:

$$X = \frac{1}{2} \left[\cot \frac{\pi + (\psi_s - \psi_i)}{2n} \cdot F \left[kLa^+ \cdot (\psi_s - \psi_i) \right] + \cot \frac{\pi - (\psi_s - \psi_i)}{2n} \cdot F \left[kLa^- \cdot (\psi_s - \psi_i) \right] \right] \quad (1.18)$$

$$Y = \frac{1}{2} \left[\cot \frac{\pi + (\psi_s + \psi_i)}{2n} \cdot F \left[kLa^+ \cdot (\psi_s + \psi_i) \right] + \cot \frac{\pi - (\psi_s + \psi_i)}{2n} \cdot F \left[kLa^- \cdot (\psi_s + \psi_i) \right] \right] \quad (1.19)$$

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 [1.5]. Η συνάρτηση F είναι το ολοκλήρωμα Fresnel :

$$F(Q) = -i \cdot 2 \cdot \sqrt{Q} \cdot e^{-iQ} \cdot \int_{\sqrt{Q}}^{\infty} e^{iZ^2} dz \quad (1.20)$$

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 να παραμένει πεπερασμένο, όπως φαίνεται παρακάτω :

$$\cot \frac{\pi \pm \varepsilon}{2n} \cdot F[kLa^+(\varepsilon)] \approx n \left\{ \sqrt{2\pi kL} \cdot \text{sgn } \varepsilon - 2kL\varepsilon \cdot e^{-i\pi/4} \right\} \cdot e^{-i\pi/4} \quad (1.21)$$

όπου το ε , είναι 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 έτσι αποφεύγεται η ασυνέχεια των συντελεστών περίθλασης επάνω στα σύνορα. Η παραπάνω θεώρηση αν και βελτιώνει την συμπεριφορά των συντελεστών περίθλασης, δεν περιορίζει τις δυσκολίες ασυνεχειών της GTD στη περίπτωση των σωμάτων που απαρτίζονται από διαφορετικές επιφάνειες που ενώνονται μεταξύ τους (π.χ. ένωση μεταξύ κυλινδρικής επιφάνειας και κώνου).

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 1^{ου} ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

- [1.1] E. F. Knott, J. F. Shaeffer, M. T. Tuley, “Radar Cross Section, Second Edition” Artech House, Boston – London, 1993.
- [1.2] E. F. Knott : A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques, Proceedings IEEE, Vol. 73 ,1985,pp. 252- 264.
- [1.3] G. T. Ruck, D. E. Barrick, W. D. Stuart and C. K. Krichbaum, “Radar Cross Section Handbook” vol. 1. New York and London: Plenum, 1970, pp.50-59.
- [1.4] J. B. Keller, “Geometrical theory of diffraction,” J. Opt. Soc. Of America 52, 116-130 (1962).
- [1.5] J. B. Keller, “Diffraction by an aperture,” J. App. Physics 28, 426-444 (1957).
- [1.6] G. L. James, Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves (IEEE Peter Peregrinus Ltd.,London, 1976).
- [1.7] J. B. Keller, R. M. Lewis and B. D. Seckler, “Diffraction by an aperture II,” J. App. Physics 28, 570-579 (1957).
- [1.8] Pyotr Ya. Ufimtsev, A Wiley, "Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction", Interscience publication, 2007
- [1.9] Lee, S.W., and G.A.Deschamps, “A Uniform Asimptotic Theory of Electromagnetic Diffraction by a Curved Edge,” IEEE Trans. on Antennas and Propag., Vol AP-24, No. 1, January 1976, pp. 25-34.
- [1.10] J. L. Volakis, “A uniform geometrical theory of diffraction for an imperfectly conducting half-plane,” IEEE Trans. Antennas and Propagat. 34, 172-180 (1986).
- [1.11] 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, Nov. 1974.
- [1.12] Deschamps, .G.A., J. Boesma, and S.W.Lee, “Three-Dimensional Half-Plane Diffraction: Exact Solution and Testing of Uniform Theories,” IEEE Trans. On Antennas and Propag., Vol.AP-32, No. 3, March 1984, pp. 264-271.
- [1.13] T. B. A. Senior, “A Survey of analytical techniques for cross-section estimation”, Proc. IEEE, vol. 53,no. 8, pp.822-833, Aug.1965..

- [1.14] Millar, R.F., "An approximate Theory of the Diffraction of an Electromagnetic Wave by an Aperature in a Plane Screen," Proc. IEEE, Vol. 103, Part C, March 1956, pp.177-185.
- [1.15] Ryan, C.E., Jr., and L. Peters, Jr., "Evaluation of Edge-Diffracted Fields Including Equivalent Currents for Caustics Region," IEEE Trans. and Propag., Vol AP-17, No. 3, May 1969, pp.292-299.
- [1.16] Ufimtsev, P. Ia., "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, 1957, pp.1708-1718.
- [1.17] Sommerfeld, A., "Mathematische Theorie der Diffraction", Math. Ann., Vol. 47, pp.317-374, 1896.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ανάλυση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης και σύγκριση με άλλες μεθόδους υπολογισμού του περιθλώμενου πεδίου

2.1 Η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης του Ufimtsev - Δισδιάστατη Προσέγγιση

Η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD) αποτελεί μια μεθοδολογία για προσεγγιστική εκτίμηση σε αρκετά υψηλή συχνότητα για τη σκέδαση από ένα σώμα περίπλοκου μεγέθους. Στην τεχνική αυτή πρωτοπόρος ήταν ο Ufimtsev και την εισήγαγε στα 1950. Χρησιμοποιείται για την έρευνα στις κεραίες και τα προβλήματα σκέδασης. Η PTD επεκτείνει την Φυσική Οπτική (PO) λαμβάνοντας υπόψη ένα επιπλέον στοιχείο ρεύματος το οποίο αναφέρεται ως Nonuniform Current (Ανομοιόμορφο Ρεύμα) ή αλλιώς Fringe Current κατά τον Ufimtsev και το οποίο δεν περιλαμβανόταν στην PO. Ο Ufimtsev θεώρησε δηλαδή ότι εκτός από το ομοιόμορφο επιφανειακό ρεύμα υπάρχει και ένα μη ομοιόμορφο ρεύμα ακμής.

Υπολόγισε λοιπόν τη συνεισφορά του ανομοιόμορφου αυτού ρεύματος στο πεδίο αφαιρώντας το PO πεδίο από το γνωστό συνολικό πεδίο για την κανονική σφήνα. Δεν όρισε όμως τα ρεύματα στην ακμή αλλά αναφέρθηκε στην ακριβή λύση ενός δισδιάστατου προβλήματος, όπως αυτό του Sommerfeld για το ημιεπίπεδο ή για τη σφήνα.

Στη μέθοδο αυτή αναπαριστούμε το ολικό πεδίο ως ένα άπειρο άθροισμα επίπεδων κυμάτων παίρνουμε λύση της μορφής:

$$u(r, \psi_s - \psi_i) \mp u(r, \psi_s + \psi_i) \quad (2.1)$$

όπου u είναι το ολοκλήρωμα:

$$u(r, \phi) = \frac{1}{2a} \int_C \left[\frac{e^{-ikr \cos \beta}}{1 - \exp(i\pi(\beta + \phi)/a)} \right] \cdot d\beta \quad (2.2)$$

με τη διαδρομή C τη διαδρομή του Sommerfeld στο μιγαδικό επίπεδο.

Το άνω πρόσημο (-) στην (2.1) 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.

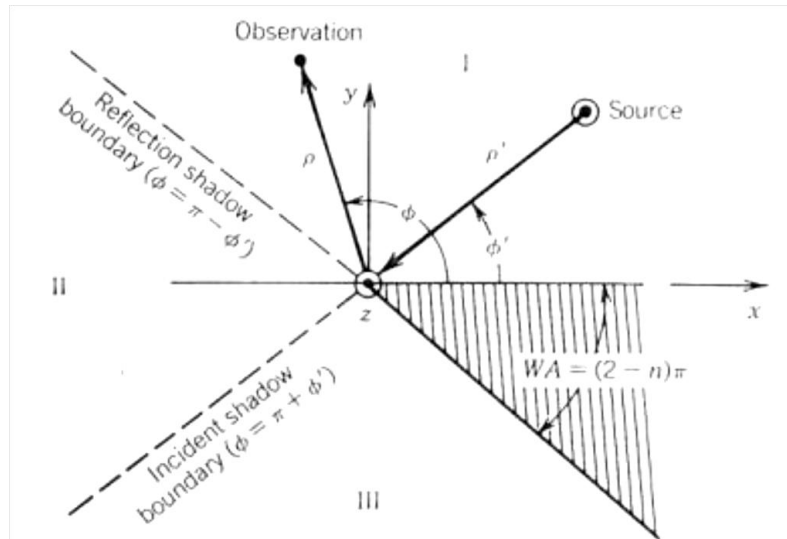
Ο Ufimtsev παρατήρησε μάλιστα ότι η Θεωρία της Φυσικής Οπτικής δεν είναι κατάλληλη σε πολλές περιπτώσεις, ειδικά όταν η κατεύθυνση σκέδασης είναι πολύ μακριά από την κατοπτρική κατεύθυνση.

Σύμφωνα με το μοντέλο που πρότεινε ο Ufimtsev, το πεδίο αναπαρίσταται από το άθροισμα του προσπίπτοντος κύματος, του ομοιόμορφου επιφανειακού ρεύματος που αποτελεί συνεισφορά της Φυσικής Οπτικής και του ανομοιόμορφου ρεύματος που αποτελεί τη συνεισφορά της ακμής. Το άθροισμα των τριών αυτών όρων πρέπει να δίνει την ακριβή λύση. Μπορούμε να πάρουμε τον όρο του ανομοιόμορφου ρεύματος ακμής χρησιμοποιώντας δυο διαφορετικές προσεγγίσεις.

Σύμφωνα με την πρώτη προσέγγιση, υπολογίζουμε το ρεύμα που αποτελεί συνεισφορά του πεδίου Φυσικής Οπτικής για τις φωτιζόμενες περιοχές της σφήνας. Οι φωτιζόμενες περιοχές μπορεί να είναι μια ή δυο πράγμα που καθορίζεται από τη γωνία άφιξης του προσπίπτοντος κύματος. Αυτό το επιφανειακό ολοκλήρωμα έχει όρια το ένα να τείνει στο άπειρο του οποίου η συνεισφορά αγνοείται και το άλλο όριο να είναι η ίδια η ακμή. Από αυτό συμπεραίνουμε ότι η συνεισφορά του ομοιόμορφου επαγόμενου ρεύματος προκύπτει από την ακμή, όπως ακριβώς προκύπτει το περιθλώμενο στην ακμή πεδίο. Συμπεραίνουμε έτσι ότι η συνιστώσα της Φυσικής Οπτικής είναι αυτή που παράγει τις ανωμαλίες στη Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης. Ειδικά για την περίπτωση πεπερασμένης επίπεδης επιφάνειας, οι ανωμαλίες στην ακμή λόγω της μεθόδου της Φυσικής Οπτικής, γύρω από την περίμετρο της επιφάνειας, απαλείφονται ανεξάρτητα από το σχήμα της επιφάνειας.

Η δεύτερη προσέγγιση χρησιμοποιεί τη μέθοδο σταθερής φάσης για τον υπολογισμό του γωνιακού ολοκληρώματος (2.2). Θεωρεί μια λύση ευρείας γωνίας για την οποία η κατεύθυνση σκέδασης δεν είναι ούτε κοντά στα όρια της ανάκλασης (reflection boundaries) ούτε κοντά στα όρια της σκιάς (shadow boundaries):

$$\psi_s = \pi - \psi_i, \quad \psi_s = \pi + \psi_i, \quad \text{αντίστοιχα.}$$



Σχ. 2.1 Χωρισμός περιοχών της σφήνας

Τα αποτελέσματα του Ufimtsev έχουν τη μορφή:

$$E_z^s = E_{0z} f \frac{e^{i(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}} \quad H_z^s = H_{0z} g \frac{e^{i(kr+\pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr}} \quad (2.3)$$

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

$$f = \begin{cases} (X - Y) - (X_1 - Y_1), & 0 \leq \psi_i \leq a - \pi \\ (X - Y) - (X_1 - Y_1) - (X_2 - Y_2), & a - \pi \leq \psi_i \leq \pi \\ (X - Y) - (X_2 - Y_2), & \pi \leq \psi_i \leq a \end{cases} \quad (2.4)$$

$$g = \begin{cases} (X + Y) - (X_1 + Y_1), & 0 \leq \psi_i \leq a - \pi \\ (X + Y) - (X_1 + Y_1) - (X_2 + Y_2), & a - \pi \leq \psi_i \leq \pi \\ (X + Y) - (X_2 + Y_2), & \pi \leq \psi_i \leq a \end{cases} \quad (2.5)$$

όπου :

$$X = \frac{(1/n) \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos((\psi_s - \psi_i)/n)} \quad (2.6)$$

$$Y = \frac{(1/n) \sin(\pi/n)}{\cos(\pi/n) - \cos((\psi_s + \psi_i)/n)} \quad (2.7)$$

όπου η κανονικοποιημένη εξωτερική γωνία είναι: $n = a/\pi$. Εν συνεχεία παραθέτουμε τους συντελεστές που αναπαριστούν τις συνεισφορές της μεθόδου της Φυσικής Οπτικής που οφείλονται στα ομοιόμορφα επαγόμενα ρεύματα :

$$X_1 = -\frac{1}{2} \tan[(\psi_s - \psi_i)/2] \quad (2.8)$$

$$Y_1 = -\frac{1}{2} \tan[(\psi_s + \psi_i)/2] \quad (2.9)$$

$$X_2 = \frac{1}{2} \tan[(\psi_s - \psi_i)/2] \quad (2.10)$$

$$Y_2 = -\frac{1}{2} \tan[a - (\psi_s + \psi_i)/2] \quad (2.11)$$

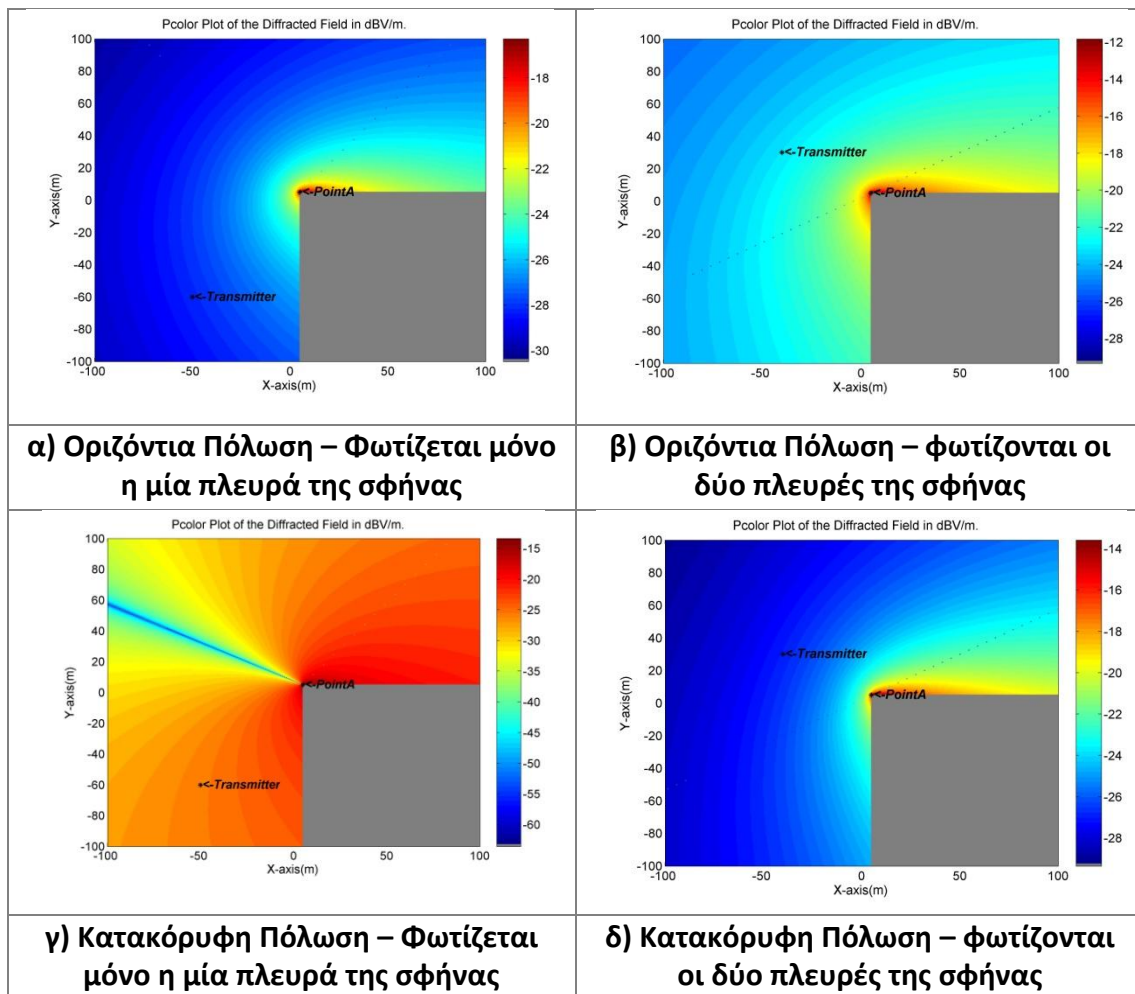
Από την (2.3), παρατηρούμε ότι οι συντελεστές f και g χαρακτηρίζουν τις λύσεις για τις περιπτώσεις προσπίπτοντος ηλεκτρικού (Οριζόντια Πόλωση) και προσπίπτοντος μαγνητικού πεδίου (Κατακόρυφη Πόλωση), παράλληλου στην ακμή αντίστοιχα.

Από τις (2.4) και (2.5) συμπεραίνουμε ότι από τους συντελεστές περίθλασης φυσικής οπτικής και τους συντελεστές περίθλασης του Keller λαμβάνουμε τους συντελεστές περίθλασης του Ufimtsev και ειδικότερα οι συντελεστές του Keller και του Ufimtsev διαφέρουν στο ότι οι συντελεστές του Ufimtsev περιέχουν μόνο τη συνεισφορά της ακμής ενώ οι αντίστοιχοι συντελεστές του Keller περιέχουν τόσο τη συνεισφορά της επιφάνειας της σφήνας όσο και τη συνεισφορά της ακμής . Επίσης συμπεραίνουμε ότι οι συντελεστές του Keller στις περιοχές μετάβασης απειρίζονται ενώ του Ufimtsev παραμένουν πεπερασμένοι. Ειδικότερα, στις περιοχές μετάβασης οι συντελεστές του Ufimtsev προσεγγίζουν την τιμή:

$$X - X_1 \quad \acute{\eta} \quad X - X_2 \rightarrow -\frac{1}{2n} \cot \frac{\pi}{n} \quad (2.12)$$

$$Y - Y_1 \quad \acute{\eta} \quad Y - Y_2 \rightarrow -\frac{1}{2n} \cot \frac{\pi}{n} \quad (2.13)$$

Στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για την περίθλαση από ορθογώνιο κτίριο για την Δισδιάστατη περίπτωση (ο πομπός και ο δέκτης είναι στο ίδιο ύψος και η γωνία του κτιρίου θεωρητικά άπειρη).



Σχ. 2.2 Προσομοιώσεις PTD του Ufimtsev (2D , f=900MHz)

2.2 Σύγκριση ντετερμινιστικών μεθόδων για τη δισδιάστατη προσέγγιση

Η δισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD) με τους συντελεστές περίθλασης του Ufimtsev, δίνει βελτιωμένα αποτελέσματα σε σχέση με τη Φυσική Οπτική (PO). Εκτός από τα ομοιόμορφα ρεύματα της Φυσικής Οπτικής, η PTD του Ufimtsev λαμβάνει υπόψη και τη συνεισφορά των άκρων συνυπολογίζοντας τα μη ομοιόμορφα ρεύματα κατά μήκος των ακμών. 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. Για τη μελέτη του προβλήματός μας επιλέξαμε τις συγκεκριμένες μεθόδους για τους λόγους που αναφέρονται παρακάτω.

Μελετάμε το πρόβλημά μας για εύρος συχνοτήτων (900MHz ως 2GHz) και ουσιαστικά αποτελεί μοντελοποίηση ενός μικροκυψελωτού αστικού

περιβάλλοντος. Υπενθυμίζουμε ότι μικροκυψελωτά λέγονται τα συστήματα με μέγεθος κυψέλης 200 με 2000 μέτρα. Το μικρό μέγεθος της κυψέλης συνδυαζόμενο με τη φύση των κυριότερων σκεδαστών που δεν είναι άλλοι από επίπεδες επιφάνειες κτιρίων ,δηλαδή τοίχοι, έχει ως αποτέλεσμα να επηρεάζονται σημαντικά από τη συμβολή των άκρων. Στην περίπτωση αυτή βλέπουμε ότι η δισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης είναι καταλληλότερη για τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης και διορθώνει τις ατέλειες της Φυσικής Οπτικής για διευθύνσεις μακριά από την κατοπτρική κατεύθυνση.

Για το δοσμένο εύρος συχνοτήτων και για τις διαστάσεις των σκεδαστών, παρατηρούμε ότι εισάγονται σημαντικά σφάλματα μέσω των προσεγγίσεων των τεχνικών ιχνηλάτησης ακτίνων. Ειδικότερα για τις επιφάνειες για τις οποίες δεν ικανοποιείται ο νόμος του Snell, πράγμα που καθορίζεται από τη θέση πομπού-δέκτη, υπεισέρχεται ένα πολύ σημαντικό σφάλμα καθώς δεν παίρνουμε τη συνεισφορά του σκεδαζόμενου πεδίου από τις επιφάνειες αυτές.

Για τις περιπτώσεις δε, που ικανοποιείται ο Νόμος του Snell, λαμβάνουμε προσεγγιστικά αποτελέσματα στις τεχνικές ιχνηλάτησης ακτίνων επειδή δε λαμβάνονται υπόψη στους υπολογισμούς οι διαστάσεις της ανακλώσας επιφάνειας. Με τη χρήση της Φυσικής Οπτικής λαμβάνουμε καλύτερα αποτελέσματα για όλες τις σχετικές θέσεις πομπού-δέκτη, χρησιμοποιώντας τις ακριβείς διαστάσεις των σκεδαστών. Πρέπει επίσης να ληφθεί υπόψη ότι η μέθοδος της Φυσικής Οπτικής είναι προσεγγιστικά χρονοβόρα και αυτό αποτρέπει τη συχνή χρήση της για φαινόμενα ανώτερης τάξης σε δημοσιευμένα προγράμματα ραδιοκάλυψης.

Χρησιμοποιήθηκε η Φυσική Οπτική για τον υπολογισμό πεδίων τόσο στη μακρινή περιοχή όσο και στην κοντινή περιοχή και στη ζώνη Fresnel. Εφαρμόστηκε επίσης η τρισδιάστατη Θεωρία της Περίθλασης μαζί με τη μεθοδολογία για την επέκταση της εφαρμογής της στην κοντινή περιοχή και στη ζώνη Fresnel.

2.3 Υπολογισμός 3D Περιθλώμενου Πεδίου με χρήση των Incremental Diffraction Coefficients του Mitzner (PTD-ILDC)

Η τρισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης όπως την εξέφρασε ο Mitzner με τους συντελεστές περίθλασης (PTD-Incremental Length Diffraction Coefficients) επεκτείνει τη δισδιάστατη θεωρία του Ufimtsev. Οι συντελεστές περίθλασης του

Mitzner παραμένουν πεπερασμένοι κατά μήκος των περιοχών μετάβασης, δηλαδή στα όρια σκιάς και ανάκλασης. Εξαλείφονται έτσι οι απειρισμοί και οι ασυνέχειες του πεδίου στις περιοχές αυτές.

Εξετάζουμε τις μεταβολές στις περιοχές μετάβασης (όρια σκιάς και ανάκλασης) και την εξάρτηση του πεδίου από την πόλωση του προσπίπτοντος πεδίου καθ'ότι πολύ σημαντική στα προβλήματα ραδιοκάλυψης είναι η ομαλή συνέχεια του περιθλώμενου πεδίου σε όλο το εύρος της περιοχής κάλυψης. Οι πιθανές ασυνέχειες του περιθλώμενου πεδίου πρώτης τάξης στις περιοχές των ορίων μετάβασης, επηρεάζουν τους μηχανισμούς ανώτερης τάξης και προκαλούν ασυνέχειες σε όλο το εύρος των διαγραμμάτων ραδιοκάλυψης.

Για να δούμε αν οι υπολογισμοί του πεδίου περίθλασης από ακμές ισχύουν στη μακρινή περιοχή, συγκρίνουμε τα αποτελέσματα της PTD με τα αντίστοιχα της Μεθόδου των Ισοδύναμων Ρευμάτων (Method of Equivalent Currents - MEC) του Michaeli.

Μπορούμε να επεκτείνουμε τη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης όπως την εκφράσαμε με τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (PTD-ILDC) για τον υπολογισμό του περιθλώμενου πεδίου στις περιοχές της ζώνης Fresnel και του εγγύς πεδίου. Ακολουθούμε την τεχνική 'Μετασχηματισμός Κοντινού πεδίου σε Μακρινό' δηλαδή διαιρούμε την ηλεκτρικά μεγάλη σφήνα σε κατάλληλα επιλεγμένο αριθμό μικρότερων τομέων. Μετά την υποδιαίρεση αυτή, το σημείο παρατήρησης μετατοπίζεται στη μακρινή περιοχή του κάθε τομέα. Μπορούμε κατ'αυτόν τον τρόπο να υπολογίσουμε τη συνεισφορά του κάθε τομέα και κατόπιν να υπολογίσουμε το συνολικό πεδίο περίθλασης που προκύπτει με διανυσματική υπέρθεση των επιμέρους πεδίων περίθλασης από όλους τους τομείς που φτάνουν στο δέκτη.

2.3.1 Η Θεωρία PTD-ILDC του Mitzner για τον υπολογισμό του μακρινού πεδίου

Η Θεωρία της Περίθλασης πέρασε από διάφορες μορφές μέχρι να βρεθεί τύπος για τον υπολογισμό του μακρινού πεδίου για το τρισδιάστατο πρόβλημα. Ο Ufimtsev επέκτεινε τη δισδιάστατη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης για υπολογισμούς του πεδίου σκέδασης από λωρίδα, λαμβάνοντας αρχικά τη συνεισφορά του πεδίου περίθλασης για κάθε ακμή της λωρίδας χωριστά, υπολόγιζε δηλαδή κατ' αυτόν τον τρόπο το περιθλώμενο πεδίο πρώτης τάξης. Εν συνεχεία, συμπεριέλαβε και τις

αλληλεπιδράσεις δεύτερης τάξης μεταξύ των δύο ακμών βελτιώνοντας έτσι τη λύση. Χρησιμοποίησε επίσης τα αποτελέσματα για να υπολογίσει τη σκέδαση από δίσκο, αναγνωρίζοντας τα σημεία ισχυρής σκέδασης (flash points) στο χείλος του δίσκου και προσαρμόζοντας τις τιμές της συνεισφοράς κάθε ακμής κατάλληλα σε εκείνες για ημιεπίπεδα εφαπτόμενα στις ακμές στα σημεία ισχυρής σκέδασης. Παρ'όλα αυτά η μελέτη του ουσιαστικά αφορά τη δισδιάστατη περίπτωση αφού οι επεκτάσεις του δισδιάστατου προβλήματος περίθλασης, εάν εφαρμοστούν για το τρισδιάστατο πρόβλημα, το αποτέλεσμα περιορίζεται στην περιοχή γύρω από την κατοπτρική κατεύθυνση περίθλασης.

Ο Mitzner ήταν εκείνος που διατύπωσε τη θεωρία για τυχαίες κατευθύνσεις παρατήρησης και εισήγαγε ένα σύνολο συντελεστών περίθλασης (ILDC) για το τρισδιάστατο πρόβλημα περίθλασης. Για την περίθλαση από πολυγωνικό σκεδαστή, η θεωρία του Mitzner δίνει για αποτέλεσμα το σύνολο των sinc συναρτήσεων που εκφράζουν τη συμβολή κάθε ακμής του σκεδαστή. Το αποτέλεσμα αυτό είναι παρόμοιο με αυτό που προκύπτει εφαρμόζοντας τη θεωρία της Φυσικής Οπτικής.

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 συναρτήσσει ενός δυαδικού συντελεστή περίθλασης d ως εξής:

$$\bar{E}_d = E_i \cdot \frac{e^{i(kR - \pi/4)}}{\sqrt{2\pi \cdot R}} \bar{d} \cdot \hat{p} \cdot dt \quad (2.14)$$

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{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:

$$\hat{e}_{\perp}^i = \hat{t} \times \hat{i} / |\hat{t} \times \hat{i}| \quad (2.15)$$

$$\hat{e}_{\square}^i = \hat{i} \times \hat{e}_{\perp}^i \quad (2.16)$$

$$\hat{e}_{\perp}^s = \hat{t} \times \hat{s} / |\hat{t} \times \hat{s}| \quad (2.17)$$

$$\hat{e}_{\square}^s = \hat{s} \times \hat{e}_{\perp}^s \quad (2.18)$$

όπου \hat{t} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της ακμής. Ο Mitzner χρησιμοποιεί το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{t} στην αντίθετη κατεύθυνση από αυτήν που χρησιμοποιεί ο Michaeli στη Μέθοδο των Ισοδυνάμων Ρευμάτων. 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. Ο Mitzner εκφράζει τον δυαδικό συντελεστή περίθλασης σε συνάρτηση με τα στοιχεία στις κατευθύνσεις αυτές ως εξής:

$$\overline{\overline{d}} = d_{\perp\perp} \hat{e}_{\perp}^s \hat{e}_{\perp}^i + d_{\perp\parallel} \hat{e}_{\perp}^s \hat{e}_{\parallel}^i + d_{\parallel\perp} \hat{e}_{\parallel}^s \hat{e}_{\perp}^i + d_{\parallel\parallel} \hat{e}_{\parallel}^s \hat{e}_{\parallel}^i \quad (2.19)$$

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

$$\hat{p} = \hat{e}_{\perp}^i \cos \gamma + \hat{e}_{\parallel}^i \sin \gamma \quad (2.20)$$

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 $\overline{\overline{d}} \cdot \hat{p}$ γράφεται:

$$\overline{\overline{d}} \cdot \hat{p} = d_{\perp\perp} \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma + d_{\perp\parallel} \hat{e}_{\perp}^s \sin \gamma + d_{\parallel\perp} \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma + d_{\parallel\parallel} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma \quad (2.21)$$

Όταν υπολογιστούν τα στοιχεία της (2.21) και εισαχθούν στην (2.14), προκύπτει τελικά:

$$\overline{\overline{E_d}} = 2E_0 \psi_0 dt \left[(D_{\perp} - D'_{\perp}) \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma - (D_{\parallel} - D'_{\parallel}) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma - (D_x - D'_x) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma \right] \quad (2.22)$$

όπου:

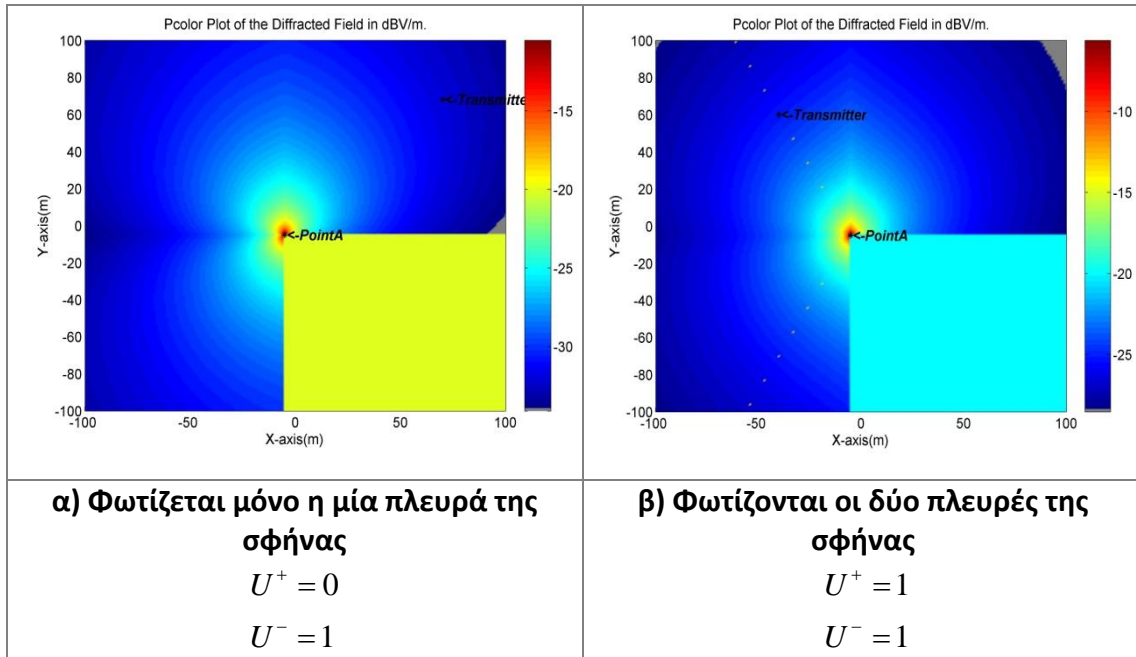
- $\psi_0 = e^{ikR} / 4\pi R$, η προσέγγιση της συνάρτησης Green στην περιοχή μακρινού πεδίου,
- β, β' , οι γωνίες πρόσπτωσης και περίθλασης μετρούμενες από τον κατακόρυφο άξονα της ακμής (σύμφωνα και με τη θεώρηση του Michaeli).

Οι βασικοί συντελεστές περίθλασης της σχέσης (2.22) δίνονται από τις εξής σχέσεις:

$$D_{\perp} = \frac{\sin \phi}{\sin \alpha_1} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} + \frac{\sin(n\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \quad (2.23)$$

$$D_{\parallel} = \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi'}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} + \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi'}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \quad (2.24)$$

$$D_{\perp\perp} = Q \left\{ \frac{\cos \phi}{\sin \alpha_1} \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} - \frac{\cos(n\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \right\} \quad (2.25)$$

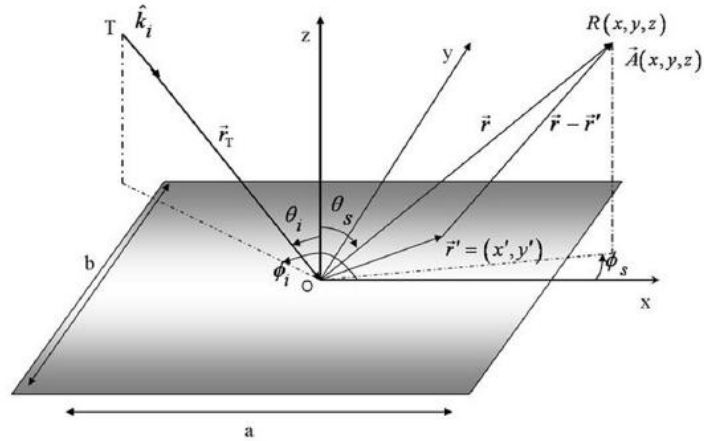


Σχ. 2.3 Προσομοιώσεις PTD-ILDC του Mitzner (3D , f=900MHz)

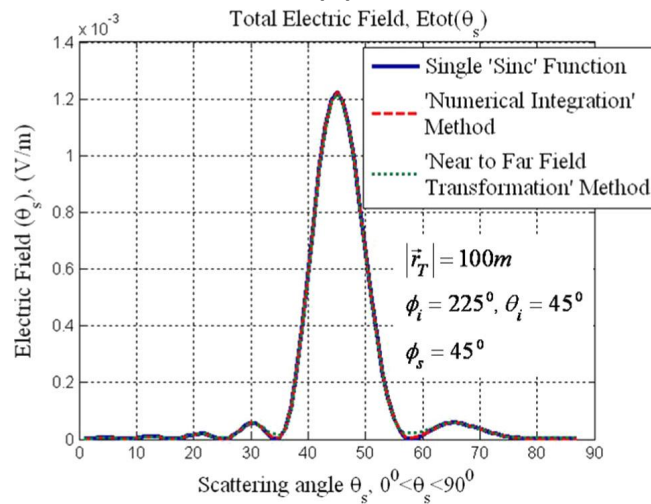
2.3.2 Χρήση της PTD-ILDC του Mitzner σε συνδυασμό με τη μέθοδο Near-to-far-field Transformation για τον υπολογισμό του περιθλώμενου πεδίου στην Κοντινή Περιοχή

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). Η μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό (Near to Far Field Transformation Method) μπορεί να συνδυαστεί με την PTD-ILDC ώστε να υπολογιστεί το πεδίο στις περιοχές του εγγύς πεδίου και της ζώνης Fresnel. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζει την τεχνική της διαίρεσης της ακμής σε κατάλληλα επιλεγμένο αριθμό μικρότερων τομέων προκειμένου να μετασχηματίσουμε το κοντινό πεδίο σε μακρινό. Ουσιαστικά, με την υποδιαίρεση αυτή, ένας δέκτης ο οποίος βρίσκεται στο κοντινό πεδίο της σφήνας, μεταφέρεται στο μακρινό πεδίο της κάθε υποδιαίρεσης της σφήνας. Εφαρμόζοντας την PTD-ILDC του Mitzner μπορούμε να βρούμε την αντίστοιχη συνεισφορά της υποδιαίρεσης της σφήνας στο συνολικό περιθλώμενο πεδίο.

Η παρακάτω εικόνα επαληθεύει ότι τα αποτελέσματα της μεθόδου Near to Far Field transformation method είναι σωστά για την περίπτωση ενός δέκτη ο οποίος βρίσκεται στο μακρινό πεδίο μίας τέλεια αγωγίμης πλάκας.



(α)



(β)

Σχ. 2.4 Επαλήθευση PTD-ILDC και Μεθόδου Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό, για δέκτη που βρίσκεται στο μακρινό πεδίο
(α) Γεωμετρία Σκέδασης **(β)** Προσομοίωση
Θέση Δέκτη: 300m → Far Field

Η συχνότητα για την προσομοίωση είναι 1GHz και οι διαστάσεις της PEC πλάκας είναι 10λ x 10λ.

Η συνθήκη μακρινού πεδίου, δίνει ότι προκειμένου ο δέκτης να βρίσκεται στο μακρινό πεδίο πρέπει να απέχει από το κέντρο της πλάκας απόσταση ίση με: $r > 2D^2/\lambda = 120\text{m}$. Το όριο του κοντινού πεδίου δίνεται από τον τύπο:

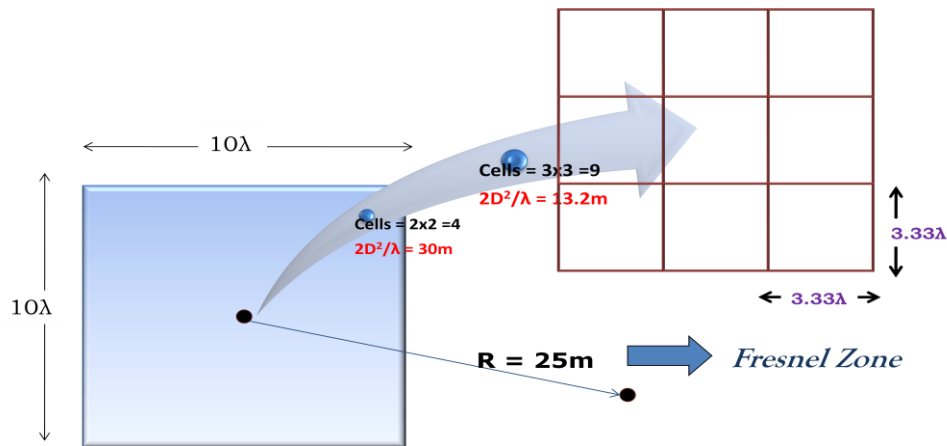
$$|\vec{r}| < R_1 = 0.62(D^3 / \lambda)^{1/2} = 9.89\text{m}$$

Η ζώνη Fresnel ορίζεται για σημεία δέκτη που απέχουν απόσταση $9.89\text{m} > r > 120\text{m}$, από το κέντρο του σκεδαστή.

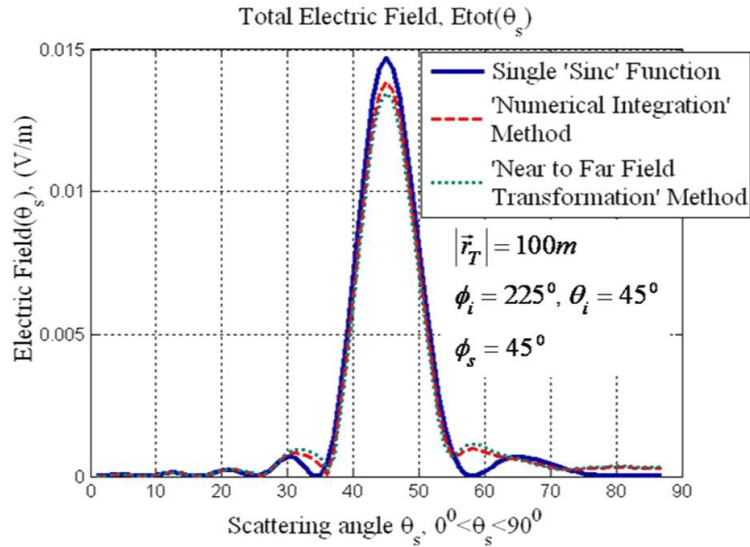
Τώρα θα εξετάσουμε την περίπτωση όπου ο η απόσταση του δέκτη δεν βρίσκεται στο μακρινό πεδίο του σκεδαστή. Στην εικόνα 2.5 βλέπουμε ότι ο δέκτης βρίσκεται

σε απόσταση 25m από το κέντρο της πλάκας, δηλαδή στη ζώνη Fresnel. Διαιρούμε την ορθογώνια πλάκα σε μικρές υποδιαίρεσεις. Με κάθε υποδιαίρεση τα cells μικραίνουν και επομένως η συνθήκη μακρινού πεδίου (απόσταση υποδιαίρεσης – δέκτη) αλλάζει κάθε φορά. Αυτό επαναλαμβάνεται μέχρι ο δέκτης να βρίσκεται στο μακρινό πεδίο (υπολογίζοντας από το κέντρο του κάθε cell).

Όπως φαίνεται, κατά την πρώτη υποδιαίρεση σε 4 κελιά (cells) η συνθήκη μακρινού πεδίου απαιτεί απόσταση μεγαλύτερη των 30m. Εφόσον ο δέκτης βρίσκεται σε απόσταση 25m από το σκεδαστή πρέπει να επαναληφθεί η υποδιαίρεση σε 9 cells. Με την υποδιαίρεση αυτή, η πλάκα χωρίζεται σε 9 cells διαστάσεων 3.33x3.33 μήκη κύματος, και μπορούμε πλέον να προσθέσουμε τις συνεισφορές των υποδιαίρεσεων για να υπολογίσουμε το σκεδαζόμενο πεδίο. Το αποτέλεσμα (σχ. 2.6) δείχνει ότι η μέθοδος είναι ακριβής.

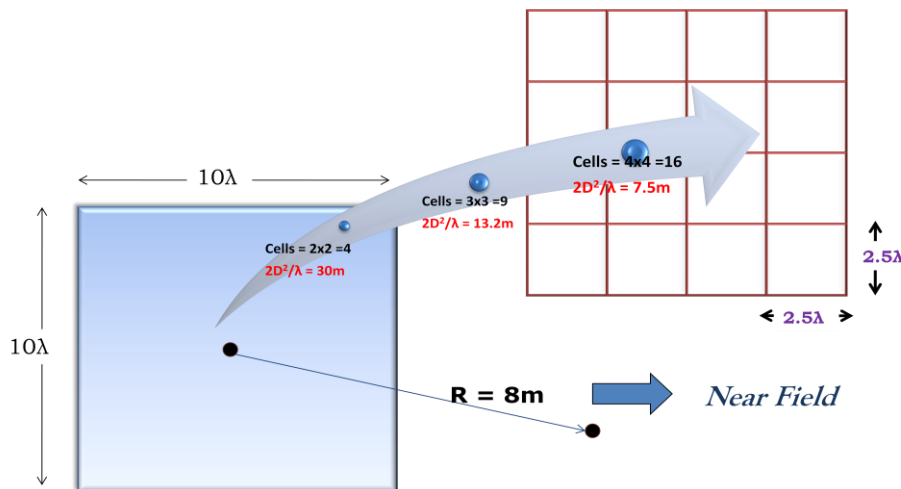


Σχ. 2.5 Απεικόνιση μεθόδου Μετασχηματισμού Κοντινού σε Μακρινό Πεδίο για δέκτη ο οποίος βρίσκεται στην Ζώνη Fresnel (Θέση Δέκτη: 25m)



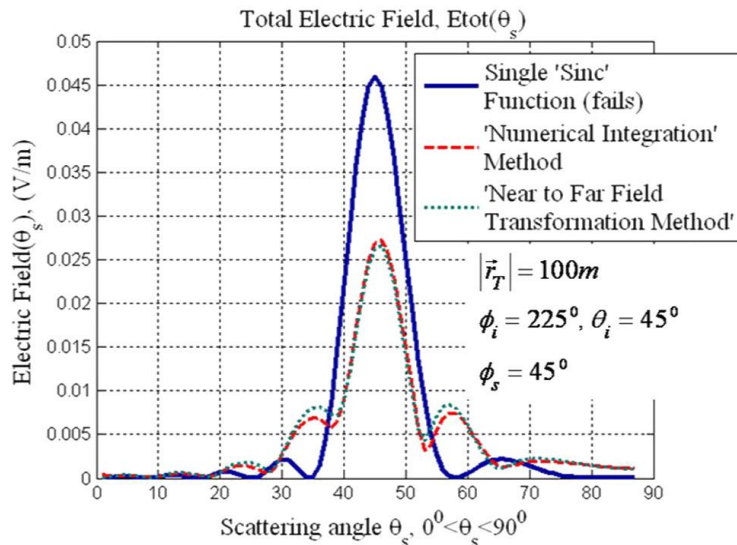
Σχ. 2.6 Αποτέλεσμα προσομοίωσης για δέκτη ο οποίος βρίσκεται στην Ζώνη Fresnel – Εφαρμογή Near to Far Field Transformation και χωρισμός σε 9 κυψέλες (cells) μεγέθους $3.33\lambda \times 3.33\lambda$

Το παρακάτω σχήμα απεικονίζει την εφαρμογή της μεθόδου Μετασχηματισμού Κοντινού πεδίου σε Μακρινό, για την περίπτωση ενός δέκτη ο οποίος βρίσκεται στο κοντινό πεδίο. Υποδιαιρούμε την πλάκα διαδοχικά σε 4, 9 and 16 υποτιμήματα.



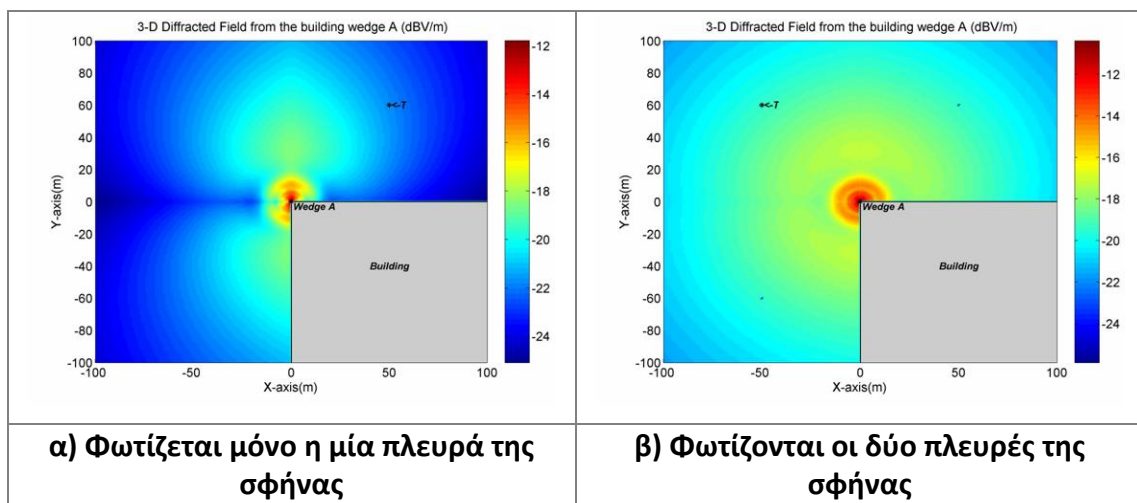
Σχ. 2.7 Απεικόνιση μεθόδου Μετασχηματισμού Κοντινού σε Μακρινό Πεδίο για δέκτη ο οποίος βρίσκεται στην Ζώνη Κοντινού Πεδίου (Θέση Δέκτη: 8m)

Το αποτέλεσμα παρουσιάζεται στο παρακάτω γράφημα το οποίο αποδεικνύει ότι η μέθοδος ήταν και σε αυτή την περίπτωση ακριβής.



Σχ. 2.8 Αποτέλεσμα προσομοίωσης για δέκτη ο οποίος βρίσκεται στο Κοντινό πεδίο – Εφαρμογή Near to Far Field Transformation και χωρισμός σε 16 κυψέλες (cells) μεγέθους 2.5λ x 2.5λ

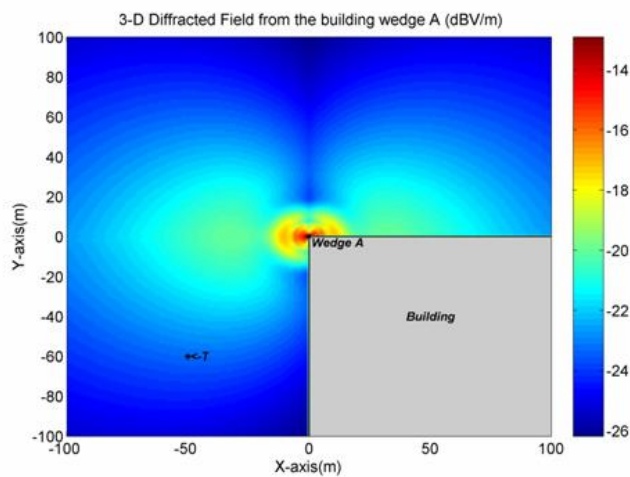
Τέλος, στις παρακάτω εικόνες βλέπουμε το περιθλώμενο πεδίο για περίθλαση από μία σφήνα χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Near to Far Field Transformation. Το ύψος του πομπού και του δέκτη είναι 3m και το ύψος της σφήνας είναι 6m.



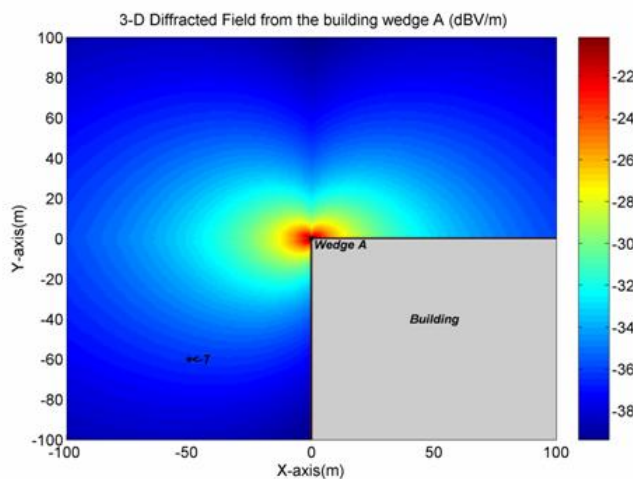
Σχ. 2.9 Προσομοιώσεις Κοντινού Πεδίου χρησιμοποιώντας την PTD-ILDC του Mitzner σε συνδυασμό με τη μέθοδο Μετατροπής Κοντινού σε Μακρινό Πεδίο (dBV/m)

Προκειμένου να εξεταστεί η συμβολή 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’. Από τα διαγράμματα ραδιοκάλυψης 2.10b-d, προκύπτει ότι

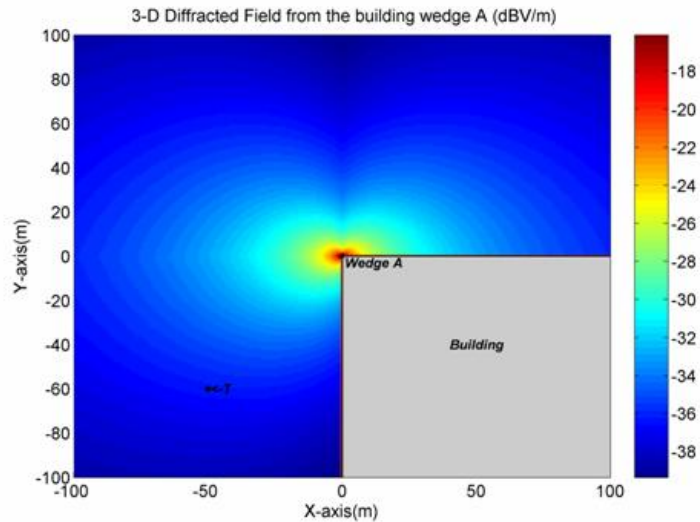
το πεδίο περίθλασης από κάθε τομέα, υπολογιζόμενο με βάση την ακριβή θεωρία μακράν πεδίου του Mitzner, συμπεριφέρεται ομαλά σε όλο το εύρος της περιοχής κάλυψης. Δεδομένου δηλαδή της ικανοποίησης των συνθηκών μακράν πεδίου, αποδεικνύεται ότι οι συνεισφορές όλων των τομέων είναι ακριβείς και δεν παρουσιάζουν 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.



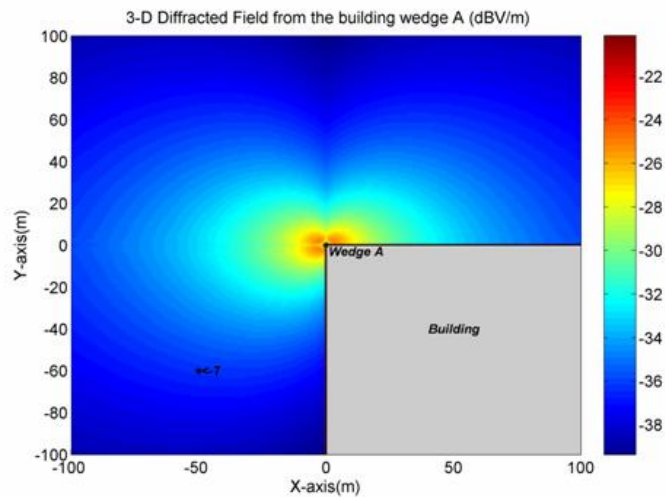
(a)- Συνολικό πεδίο περίθλασης με διαίρεση της σφήνας σε 25 τομείς



(b)-Πεδίο περίθλασης λόγω της συμβολής μόνο του 8ου τομέα



(c)- Πεδίο περίθλασης λόγω της συμβολής μόνο του 13^{ου} (μεσαίου) τομέα



(d)- Πεδίο περίθλασης λόγω της συμβολής μόνο του 25ου τομέα

Σχ. 2.10 Ανάλυση συμβολής των διαφόρων τομέων στο συνολικό περιθλώμενο κοντινό πεδίο

2.4 Σύγκριση της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης με την Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης, με την Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης και με τη Μέθοδο Ισοδυνάμων Ρευμάτων

Πολλά έχουν ειπωθεί και γραφτεί για τις σχετικές αρετές των δυο κύριων νέων προσεγγίσεων για τη θεωρία της περίθλασης. Η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD) από τη μια και η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης (GTD) από την άλλη και οι τροποποιημένες μορφές της, η Ενοποιημένη Θεωρία της Περίθλασης (UTD) και η Ενοποιημένη Ασυμπτωτική Θεωρία της Περίθλασης (UAT). Και οι δυο προσεγγίσεις είναι έγκυρες, κάθε μια παράγει μια ακτινική περιγραφή του πεδίου και

ειδικότερα η PTD ως τελικό αποτέλεσμα και η GTD ως αρχικό σημείο. Έχουν και οι δυο τα πλεονεκτήματά τους και διασταυρώνονται εδώ και μισό αιώνα.

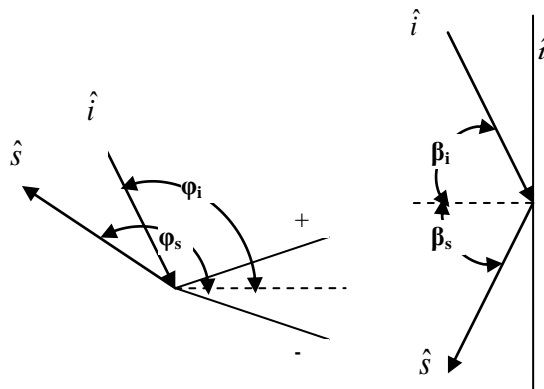
Η Ομοιόμορφη Θεωρία της Περίθλασης βασίζεται στον πολλαπλασιασμό των συντελεστών περίθλασης του Keller με κατάλληλα τροποποιημένο ολοκλήρωμα Fresnel. Το ολοκλήρωμα αυτό τείνει στην τιμή 1 για τις περιοχές περίθλασης εκτός του εύρους των περιοχών μετάβασης. Όμως στις περιοχές μετάβασης, όπου οι συντελεστές περίθλασης τείνουν στο άπειρο, το ολοκλήρωμα Fresnel τείνει στο μηδέν, με αποτέλεσμα το γινόμενο τους να παραμένει πεπερασμένο. Ωστόσο, 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. 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.

2.4.1 Σύγκριση των τεχνικών του Mitzner και του Michaeli για σκέδαση από ορθογώνια πλάκα

Ο Michaeli έβγαλε ένα σύνολο ισοδυνάμων ρευμάτων ακμής για τις κατευθύνσεις διάδοσης που δεν βρίσκονται στον κώνο του Keller. Μερικά χρόνια πριν, ο Mitzner ανέπτυξε τον Incremental Length Diffraction Coefficient (ILDC) για τον ίδιο σκοπό. Σε αυτή την παράγραφο 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 του Ufimtsev για κατευθύνσεις πάνω στον κώνο. Έτσι, η προσέγγιση του Michaeli με τα ισοδύναμα ρεύματα, επεκτείνει την θεωρία του Keller για κατευθύνσεις που δεν βρίσκονται στον κώνο του Keller, ενώ οι ILDC του Mitzner όμοια επεκτείνουν την θεωρία του Ufimtsev. Ουσιαστικά θα δείξουμε ότι η διαφορά μεταξύ των incremental μακρινών πεδίων του Mitzner και του Michaeli είναι τα PO incremental μακρινά πεδία.

Οι κατευθύνσεις πρόσπτωσης και διάδοσης θα σημειώνονται από 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 (σχ.2.11). Ο Mitzner μετράει τις διαμήκεις γωνίες των

διευθύνσεων πρόσπτωσης και διάδοσης β_i και β_s 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 τα β_i και β_s του Mitzner θα αντικατασταθούν από $\beta' - \pi/2$ και $\beta - \pi/2$ αντίστοιχα. Οι γωνίες πρόσπτωσης και διάδοσης στο εγκάρσιο πεδίο περιγράφονται προβλέποντας 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 τις συμβολίζει ως ϕ' και ϕ , μετρούμενες από μία από τις πλευρές της σφήνας (σχ. 2.11). Γι' αυτό το λόγο, οι ϕ_i και ϕ_s του Mitzner θα αντικατασταθούν από $\phi' + \alpha$ και $\phi + \alpha$, αντίστοιχα, όπου α είναι η εσωτερική μισή γωνία της σφήνας.



Σχ. 2.11 Γωνιακοί σχηματισμοί χρησιμοποιούμενοι από τον Mitzner και τον Michaeli

Ο Mitzner περιορίζει τα αποτελέσματά του στο μακρινό πεδίο, ενώ ο Michaeli περιλαμβάνει και τη ζώνη Fresnel. Εδώ θα θεωρήσουμε συνθήκες μακρινού πεδίου στις οποίες η απόσταση R_0 από ένα σημείο μέσα ή πάνω στο εμπόδιο σκέδασης μέχρι έναν απομακρυσμένο σημείο παρατήρησης είναι πολύ μεγαλύτερο από οποιαδήποτε διάσταση του εμπόδιου. Ο Michaeli εκφράζει το περιθλώμενο πεδίο στο σημείο παρατήρησης ως το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα

$$\overline{E_d} = -ik \int_C [Z I_e \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + I_m \hat{s} \times \hat{t}] \psi dt \quad (2.26)$$

όπου $\overline{E_d}$ είναι το περιθλώμενο ηλεκτρικό πεδίο, Z η ενδογενής αντίσταση του μέσου που περιβάλλει το εμπόδιο και μέσα στην οποία υπολογίζεται το μακρινό πεδίο, I_e

και I_m είναι νηματοειδή ισοδύναμα ηλεκτρικά και μαγνητικά ρεύματα ευθυγραμμισμένα κατά μήκος του στοιχείου ακμής dt , ψ είναι η τρισδιάστατη συνάρτηση του Green, \hat{t} είναι ένα μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της ακμής στο dt , και το ολοκλήρωμα υπολογίζεται κατά μήκος του περιγράμματος της ακμής C που φωτίζεται από το προσπίπτον κύμα. Να σημειωθεί ότι στο μακρινό πεδίο η συνάρτηση του Green μπορεί να προσεγγισθεί από

$$\psi \cong \frac{e^{ikR_0}}{4\pi R_0} e^{-ik\bar{r}\cdot\hat{t}} = \psi_0 e^{-ik\bar{r}\cdot\hat{t}} \quad (2.27)$$

όπου k είναι ο κυματικός αριθμός του προσπίπτοντος κύματος, \bar{r} είναι το διάνυσμα θέσης του στοιχείου ακμής dt , και R_0 είναι η απόσταση μακρινού πεδίου οριζόμενη ως άνω.

Η σχετική φάση του προσπίπτοντος κύματος θα αγνοηθεί και μόνο η συνεισφορά του στοιχείου dt θα ληφθεί υπόψη.

$$\overline{E_d} = -ik\psi_0 dt [Z I_e \hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t}) + I_m \hat{s} \times \hat{t}] \quad (2.28)$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο Michaeli συμπεραίνει μία εξάρτηση από το χρόνο $\exp(j\omega t)$, επομένως τα αποτελέσματά του μπορούν να προκύψουν από τα παραπάνω αντικαθιστώντας όπου i το $-j$.

Στον υπολογισμό των ισοδυνάμων ρευμάτων του, ο Michaeli θεωρεί τα ρεύματα σε δύο λεπτές επιφανειακές λωρίδες, μία σε κάθε μία από τις δύο πλευρές μιας σφήνας οι οποίες συναντιούνται στην ακμή. Εφαρμόζει έναν τελικό υπολογισμό των ολοκληρωμάτων που προκύπτουν και σχετίζει τα αποτελέσματα με την κανονική λύση του προβλήματος σφήνας. Τα αποτελέσματά του για τα ισοδύναμα ρεύματα μπορούν να εκφραστούν ως

$$I_e = \frac{i2E_{it}D_e}{kZ \sin^2 \beta'} + \frac{i2H_{it}D_{em}}{k \sin \beta'} \quad (2.29)$$

$$I_m = -\frac{i2ZH_{it}D_m}{k \sin \beta' \sin \beta} \quad (2.30)$$

όπου $Y=1/Z$ είναι η σύνθετη αγωγιμότητα του μέσου, E_{ii} και H_{ii} είναι τα στοιχεία των προσπιπτόντων ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων κατά μήκος του στοιχείου ακμής, και οι συντελεστές περίθλασης είναι

$$D_e = \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi'}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} + \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\phi'}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \quad (2.31)$$

$$D_m = \frac{\sin \phi}{\sin \alpha_1} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} + \frac{\sin(n\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \quad (2.32)$$

$$D_{em} = \frac{Q}{\sin \beta'} \left\{ \frac{\cos \phi}{\sin \alpha_1} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_1}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_1}{n} - \cos \frac{\phi'}{n}} - \frac{\cos(n\pi - \phi)}{\sin \alpha_2} \cdot \frac{\frac{1}{n} \sin \frac{\pi - \alpha_2}{n}}{\cos \frac{\pi - \alpha_2}{n} + \cos \frac{\phi'}{n}} \right\} \quad (2.33)$$

Σε αυτές τις εξισώσεις η εξωτερική γωνία της σφήνας είναι $n\pi$, η οποία συμβολίζεται από τον Michaeli ως $N\pi$ και από τον Mitzner ως π/n , και

$$Q = 2 \frac{1 + \cos \beta \cos \beta'}{\sin \beta \sin \beta'} \sin \frac{1}{2}(\beta + \beta') \sin \frac{1}{2}(\beta - \beta') \quad (2.34)$$

$$\sin \alpha_1 = [\sin^2 \beta' - \sin^2 \beta \cos^2 \phi]^{1/2} / \sin \beta' \quad (2.35)$$

$$\sin \alpha_2 = [\sin^2 \beta' - \sin^2 \beta \cos^2(n\pi - \phi)]^{1/2} / \sin \beta' \quad (2.36)$$

Είναι βολικό να εκφράσουμε τα E_{ii} , H_{ii} , $\hat{s} \times \hat{t}$ και $\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t})$ συναρτήσεων των διανυσμάτων που καθιέρωσε ο Mitzner παράλληλα και κάθετα στα επίπεδα πρόσπτωσης και διάδοσης. Αυτά είναι:

$$\hat{e}_{\perp}^i = \hat{t} \times \hat{i} / |\hat{t} \times \hat{i}| \quad , \quad \hat{e}_{\square}^i = \hat{i} \times \hat{e}_{\perp}^i \quad (2.37)$$

$$\hat{e}_{\perp}^s = \hat{t} \times \hat{s} / |\hat{t} \times \hat{s}| \quad , \quad \hat{e}_{\square}^s = \hat{s} \times \hat{e}_{\perp}^s \quad (2.38)$$

Η ηλεκτρική πόλωση του προσπίπτοντος κύματος λαμβάνεται παράλληλη με το διάνυσμα \hat{p} ,

$$\hat{p} = \hat{e}_{\perp}^i \cos \gamma + \hat{e}_{\parallel}^i \sin \gamma \quad (2.39)$$

όπου γ είναι η γωνία που σχηματίζεται από την πόλωση του προσπίπτοντος και την κάθετη στο επίπεδο πρόσπτωσης. Τα E_{it} και H_{it} μπορούν να γραφούν συναρτήσει των γ και β' και να εισαχθούν στις (2.29) και (2.30). Τα $\hat{s} \times \hat{t}$ και $\hat{s} \times (\hat{s} \times \hat{t})$ μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει των \hat{e}_{\perp}^s και \hat{e}_{\parallel}^s , και να αντικατασταθούν στην (2.28), μαζί με τις (2.29) και (2.30). Επομένως, το αποτέλεσμα του Michaeli μπορεί να εκφρασθεί ως

$$\overline{E}_d = 2E_0 \psi_0 dt \left[D_m \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma - D_e \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma - D_{em} \beta \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma \right] \quad (2.40)$$

Η εξίσωση (2.40) θα είναι η βάση για τη σύγκριση με το αποτέλεσμα του Mitzner.

Ο Mitzner εκφράζει το περιθλώμενο πεδίο ως

$$\overline{E}_d = E_0 \cdot \left\{ \frac{e^{i(kR_0 - \pi/4)}}{\sqrt{2\pi \cdot R_0}} \right\} dt \overline{d} \cdot \hat{p} \quad (2.41)$$

όπου E_0 είναι η ένταση του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου και \overline{d} είναι ο δυαδικός συντελεστής περίθλασης. Το πεδίο της (2.41) είναι αυτό που οφείλεται σε ένα στοιχειώδες μήκος dt της ακμής, και η συνολική συνεισφορά της ακμής μπορεί να αποκτηθεί αθροίζοντας όλες τις στοιχειώδεις συνεισφορές με ένα επικαμπύλιο ολοκλήρωμα κατά μήκος της ακμής. Το αποτέλεσμα $\overline{d} \cdot \hat{p}$ είναι

$$\overline{d} \cdot \hat{p} = d_{\perp\perp} \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma + d_{\perp\parallel} \hat{e}_{\perp}^s \sin \gamma + d_{\parallel\perp} \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma + d_{\parallel\parallel} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma \quad (2.42)$$

Όταν εκτιμηθούν τα στοιχεία της (2.42) και εισαχθούν στην (2.41), προκύπτει

$$\overline{E}_d = 2E_0 \psi_0 dt \left[(D_{\perp} - D'_{\perp}) \hat{e}_{\perp}^s \cos \gamma - (D_{\parallel} - D'_{\parallel}) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \sin \gamma - (D_x - D'_x) \frac{\sin \beta}{\sin \beta'} \hat{e}_{\parallel}^s \cos \gamma \right] \quad (2.43)$$

όπου οι πρώτης τάξης συντελεστές περίθλασης οι όροι φυσικής οπτικής.

Οι μηδενικής τάξης συντελεστές είναι ίδιοι με αυτούς του Michaeli,

$$D_{\perp} = D_m \quad , \quad D_{//} = D_e \quad , \quad D_x = D_{em} \sin \beta' \quad (2.44)$$

Οι πρώτης τάξης συντελεστές περίθλασης είναι

$$D'_{\perp} = -U^+ \frac{\sin \phi}{\cos a_1 + \cos \phi'} - U^- \frac{\sin(n\pi - \phi)}{\cos a_2 + \cos(n\pi - \phi')} \quad (2.45)$$

$$D'_{\square} = -U^+ \frac{\sin \phi'}{\cos a_1 + \cos \phi'} - U^- \frac{\sin(n\pi - \phi')}{\cos a_2 + \cos(n\pi - \phi')} \quad (2.46)$$

$$D'_x = -U^+ \left[\frac{Q \sin \phi}{\cos a_1 + \cos \phi'} - \cos \beta' \right] + U^- \left[\frac{Q \cos(n\pi - \phi)}{\cos a_2 + \cos(n\pi - \phi')} - \cos \beta' \right] \quad (2.47)$$

όπου οι βηματικές συναρτήσεις είναι

$$U^+ = \begin{cases} 1 \rightarrow \text{για "ανω" θεαση της πλευρας της σφηνας} \\ 0 \rightarrow \text{αλλιως} \end{cases} \quad (2.48)$$

$$U^- = \begin{cases} 1 \rightarrow \text{για "κατω" θεαση της πλευρας της σφηνας} \\ 0 \rightarrow \text{αλλιως} \end{cases} \quad (2.49)$$

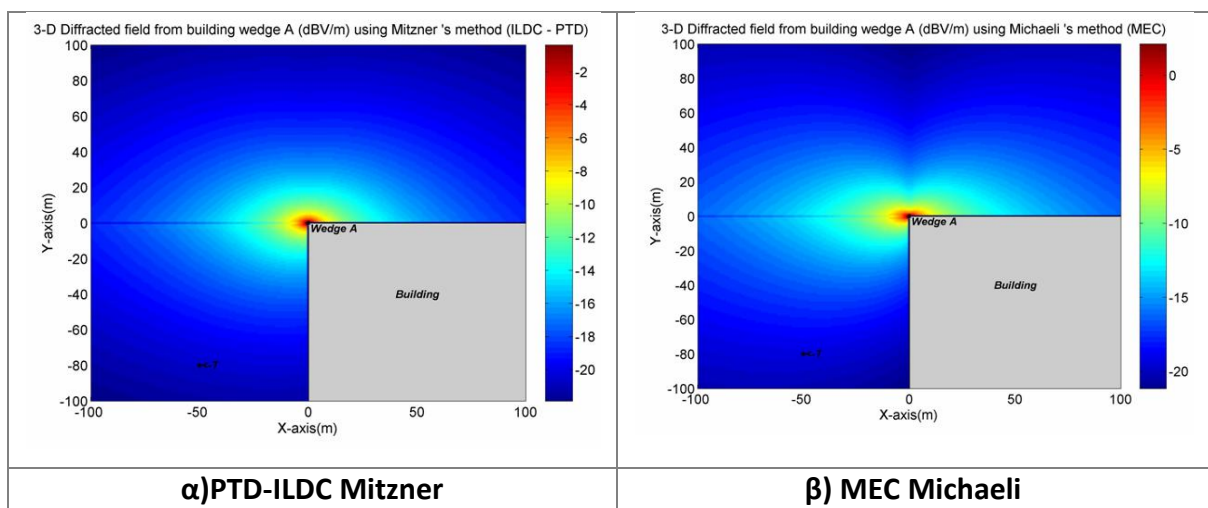
Αυτές οι βηματικές συναρτήσεις θέτουν on και off τους κατάλληλους συντελεστές περίθλασης φυσικής οπτικής, ανάλογα με το αν φωτίζεται μία δοσμένη πλευρά της σφήνας.

Αν δεν υπήρχαν οι πρώτης τάξης συντελεστές στο αποτέλεσμα (2.43) του Mitzner, θα ήταν ταυτόσημο με του Michaeli (2.40). Η αιτία της διαφοράς είναι ότι οι συντελεστές περίθλασης του Mitzner δίνουν το πεδίο που οφείλεται στην ακμή και μόνο, ενώ του Michaeli περιλαμβάνει της επιφάνειας καθώς επίσης και της ακμής. Γι' αυτό το λόγο η προσέγγιση ισοδυνάμων ρευμάτων του Michaeli επεκτείνει την θεωρία της περίθλασης του Keller για κατευθύνσεις που δεν βρίσκονται μέσα στον κώνο του Keller, ενώ η ILDC του Mitzner παρόμοια επεκτείνει τη θεωρία του Ufimtsev.

Καθότι οι συντελεστές στην λύση του Michaeli μοιάζουν με αυτούς του Keller, θα απειρίζονται κατά μήκος του ορίου σκίασης και του ορίου ανάκλασης, ενώ οι

συντελεστές στην λύση του Mitzner που μοιάζουν με αυτούς του Ufimtsev θα παραμένουν πεπερασμένοι εκεί. Οι απειρισμοί στους συντελεστές του Michaeli μπορούν να αποδοθούν σε έναν όρο επιφανείας ο οποίος αναιρείται στην λύση του Mitzner από τον απειρισμό στον όρο φυσικής οπτικής. Το τίμημα που πληρώνει κανείς για αυτό το πολύ επιθυμητό αποτέλεσμα είναι ότι απαιτούνται δύο ξεχωριστοί υπολογισμοί για οποιοδήποτε σώμα πεπερασμένων ακμών. Ο ένας υπολογισμός χρειάζεται για την συνεισφορά της ακμής από τον τύπο (2.43), και άλλος για το ολοκλήρωμα φυσικής οπτικής πάνω στην φωτιζόμενη επιφάνεια του σώματος.

Το παρακάτω σχήμα δείχνει τα αποτελέσματα προσομοίωσης χρησιμοποιώντας τις δύο μεθόδους για την περίπτωση περίθλασης από ορθογώνια σφήνα. Η συχνότητα είναι 900 MHz και το πλάτος του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου είναι $E_0=5$ V/m. Το ύψος ορθογώνιας σφήνας είναι 6m, και το ύψος της κεραίας πομπού και του δέκτη είναι 3 m. Η πόλωση του πεδίου εκπομπής είναι κατακόρυφη.



Σχ. 2.12 Σύγκριση των αποτελεσμάτων περιθλώμενου πεδίου (μακρινής περιοχής) από ορθογώνια σφήνα με βάση τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner (α) και του Michaeli (β), για την περίπτωση που φωτίζεται η μία πλευρά της σφήνας

2.4.2 Σύγκριση των τεχνικών του Mitzner, του Michaeli και του Ando για σκέδαση από Κυκλικό Δίσκο

Δυο σημαντικές τροποποιήσεις στην αυθεντική PTD έχουν επιτευχθεί. Η πρώτη είναι η εφαρμογή της έννοιας του ισοδύναμου ρεύματος ακμής που εξαλείφει τις caustic ιδιομορφίες στην αυθεντική ανίχνευση ακτίνας PTD. Η δεύτερη είναι μια επέκταση για γωνίες παρατήρησης που δεν είναι στον κώνο του Keller. Η

τροποποιημένη PTD του Ando που εξετάζεται παρακάτω είναι μια από τις τροποποιήσεις που χρησιμοποιούν την έννοια της EEC (Equivalent Edge Currents).

Ο Mitzner, από την άλλη, δεν χρησιμοποίησε τις EEC με σαφήνεια αλλά μάλλον εξέφρασε τα διορθωμένα PTD πεδία σε όρους των ILDC . Αυτοί οι συντελεστές πολλαπλασιαζόμενοι από τα πεδία πρόσπτωσης από τυχαία γωνία πρόσπτωσης και ολοκληρωμένα κατά μήκος της ακμής του σκεδαστή καθορίζουν το fringe πεδίο (κατωφλίου). Η μέθοδος του Mitzner είναι πιο πλήρης από αυτή του Ando με την έννοια ότι οι γωνίες παρατήρησης που μπορεί να μη συμφωνούν με τον κώνο του Keller, εμφανίζονται με σαφήνεια στους συντελεστές περίθλασης.

Ο τρίτος τροποποιημένος PTD που θα μελετηθεί στο κεφάλαιο αυτό είναι η δουλειά του Michaeli. Παρήγαγε τα GTD ισοδύναμα ρεύματα ακμής ασυμπτωτικά μειώνοντας το ολοκλήρωμα επιφάνειας σε ακμή. Αυτά τα ρεύματα ήταν τότε γραμμένα σε όρους των συντελεστών περίθλασης. Έχει δειχθεί ότι , αν τα PO συστατικά αφαιρεθούν από το συνολικό πεδίο σκέδασης του Michaeli, τα fringe πεδία (κατωφλίου) τα κατασκευασμένα από τους Mitzner και Michaeli ξαναλαμβάνονται. Η ισοδυναμία του συνολικά σκεδαζόμενου πεδίου στο άθροισμα των PO και των πεδίων κατωφλίου έχει επίσης παρατηρηθεί στην φασματική περιοχή. Αργότερα ο Michaeli εκτίμησε το ολοκλήρωμα ακτινοβολίας του ρεύματος κατωφλίου πάνω στη συντεταγμένη ακτίνας αντί πάνω στην κανονική συντεταγμένη. Αυτή η βελτίωση διόρθωσε πολλές από τις ιδιομορφίες στους ILDC του Mitzner. Οι μέθοδοι των Mitzner, Michaeli και Ando αναφέρονται συχνά ως τεχνικές PTD.

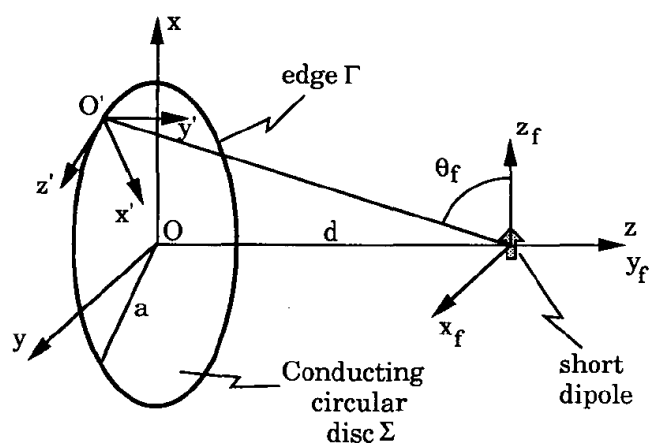
Μέχρι σ' αυτό το σημείο οι διατυπώσεις των Mitzner, Michaeli και Ando είναι οι ίδιες. Διαφέρουν μόνο στις λεπτομερείς περιγραφές των συντελεστών περίθλασης. Οι συγκρίσεις και οι υπολογισμοί μπορούν να διεξαχθούν με άνεση για σκεδαστές με λεπτές ακμές.

Θα αναλύσουμε τη σκέδαση από έναν αγωγίμο κυκλικό δίσκο όταν φωτίζεται από την ακτινοβολία από ένα απειροστό δίπολο ή από ένα κανονικά προσπίπτον επίπεδο κύμα. Αυτό το πρόβλημα διευκολύνει αποτελεσματικές συγκρίσεις επειδή η γεωμετρία είναι αρκετά απλή για να εφαρμοστεί αυστηρή ανάλυση. Σε προηγούμενες μελέτες έχουν βρεθεί ακριβείς λύσεις για τη σκέδαση από δίσκο αλλά στις προσομοιώσεις αυτού του κεφαλαίου έχει υλοποιηθεί η Μέθοδος των Στιγμών (MoM). Οι λύσεις της μεθόδου αυτής θεωρούνται αριθμητικά ακριβείς και χρησιμοποιούνται ως αναφορά όταν εξετάζουμε την ακρίβεια άλλων μεθόδων. Οι

copolar και cross-polar συνιστώσες του μακρινού πεδίου συγκρίνονται με τις PTD και GTD τεχνικές για διαφορετικά μεγέθη δίσκων και διαφορετικές συχνότητες. Στοιχεία ιδιαίτερου ενδιαφέροντος περιλαμβάνουν την απόδοση στα όρια ανάκλασης (RB), στα caustics και στους πλευρικούς λοβούς μακρινής γωνίας (far angle sidelobes).

Παρακάτω φαίνεται η σύγκριση και ο υπολογισμός των διστατικών RCS. Εδώ θεωρήθηκε μελέτη μόνο για τη μακρινή περιοχή αλλά οι μέθοδοι αυτοί μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για υπολογισμούς κοντινής περιοχής, πράγμα που θα ήταν σημαντικό στον καθορισμό των πεδιακών εντάσεων για υψηλής ισχύος μικροκυματικές εφαρμογές (HPM).

Η γεωμετρία του προβλήματος δίσκου – διπόλου φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχ.2.13 Γεωμετρία του προβλήματος δίσκου – δίπολου

Θα υιοθετήσουμε τη χρονική εξάρτηση $e^{j\omega t}$.

Μια τροφοδοσία τοποθετείται σε απόσταση d μπροστά από το κέντρο ενός κυκλικού αγωγίμου δίσκου ακτίνας a . Διάφορα χρήσιμα συστήματα συντεταγμένων ορίζονται παρακάτω. Η θέση του σημείου παρατήρησης καθορίζεται από το «παγκόσμιο» σύστημα συντεταγμένων (x, y, z) . Η αρχή αυτού του συστήματος συντεταγμένων βρίσκεται στο κέντρο O του δίσκου και το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{z} δείχνει στο boresight. Ένα «τοπικό» σύστημα συντεταγμένων (x', y', z') ορίζεται για ένα σημείο στην άκρη του δίσκου Γ . Το ίδιο το σημείο της ακμής είναι η αρχή για το τοπικό σύστημα συντεταγμένων. Το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{z}' επιλέγεται ώστε να είναι εφαπτομενικό στην καμπύλη της ακμής. Το \hat{x}' επιλέγεται να δείχνει στο κέντρο του δίσκου. Το \hat{y}' προσδιορίζεται από το $\hat{z}' \times \hat{x}'$, το οποίο είναι παράλληλο στο \hat{z} . Το σχήμα ακτινοβολίας της τροφοδοσίας περιγράφεται από το σύστημα

συντεταγμένων της τροφοδοσίας (x_f, y_f, z_f) . Τα σφαιρικά συστήματα συντεταγμένων (r, θ, ϕ) , (r', θ', ϕ') και (r_f, θ_f, ϕ_f) χρησιμοποιούνται εναλλακτικά με τα αντίστοιχα ορθογώνια πλαίσιά τους.

Στους υπολογισμούς του μακρινού πεδίου, η ακτινοβολήση από την τροφοδοσία υποθέτουμε ότι είναι η ίδια όπως του μακρινού πεδίου από ένα απειροστό ηλεκτρικό δίπολο Π ,

$$\vec{E}_f = \hat{\theta}_f j\omega\mu \frac{\Pi}{4\pi} \sin\theta_f \frac{e^{-jk r_f}}{r_f} \quad (2.50)$$

Οι διαδικασίες που διατυπώνονται από διαφορετικές τεχνικές για τον υπολογισμό του πεδίου σε ένα μακρινό πεδιακό σημείο (r, θ, ϕ) παρουσιάζονται συνοπτικά παρακάτω στις γενικές τους μορφές για σκεδαστές με λεπτά άκρα. Το μοναδιαίο διάνυσμα r' αναπαριστά την αντίστοιχη κατεύθυνση παρατήρησης, $\hat{r} = \hat{x} \sin\theta \cos\phi + \hat{y} \sin\theta \sin\phi + \hat{z} \cos\theta$. Ο τρίτος ορισμός του Ludwig θα χρησιμοποιηθεί στον ορισμό των copolar και cross-polar συντεταγμένων:

$$\vec{E}_{copolar} = \vec{E} \cdot (\hat{\theta} \cos\phi - \hat{\phi} \sin\phi) \quad (2.51)$$

$$\vec{E}_{cross-polar} = \vec{E} \cdot (\hat{\theta} \sin\phi + \hat{\phi} \cos\phi) \quad (2.52)$$

2.4.2.1 Φυσική Οπτική

Το PO πεδίο ακτινοβολίας δίνεται από τον τύπο:

$$\vec{E}^{PO} = -j\omega\mu \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} (\hat{1} - \hat{r}\hat{r}) \cdot \iint_{\Sigma} (2\hat{n} \times \vec{H}^i) e^{jk\hat{r} \cdot \vec{r}_\sigma} d\sigma \quad (2.53)$$

όπου Σ είναι η επιφάνεια του δίσκου, $2\hat{n} \times \vec{H}^i$ είναι το PO ρεύμα, $\hat{1}$ είναι η unit dyad, και \hat{n} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα το κανονικοποιημένο στην επιφάνεια, το οποίο είναι το ίδιο όπως το \hat{z} σε αυτό το πρόβλημα. Η dyad $(\hat{1} - \hat{r}\hat{r})$ χρησιμεύει για να εξάγουμε την εγκάρσια, προς το \hat{r} , συνιστώσα του ολοκληρώματος επιφανείας.

2.4.2.2 Οι τεχνικές PTD

Σε αυτή την παράγραφο θα αναλύσουμε τις τεχνικές PTD των Mitzner, Michaeli και Ando. Στις μεθόδους αυτές, το συνολικό σκεδαζόμενο πεδίο \vec{E}^T κατασκευάζεται προσθέτοντας ένα ανομοιόμορφο (“fringe”) πεδίο \vec{E}^{fr} στο πεδίο Φυσικής Οπτικής

\vec{E}^{PO} στην (2.53) . Αυτό το ανομοιομορφο πεδίο καθορίζεται από τα ηλεκτρικά και μαγνητικά ισοδύναμα ρεύματα κατά μήκος της ακμής του σκεδαστή:

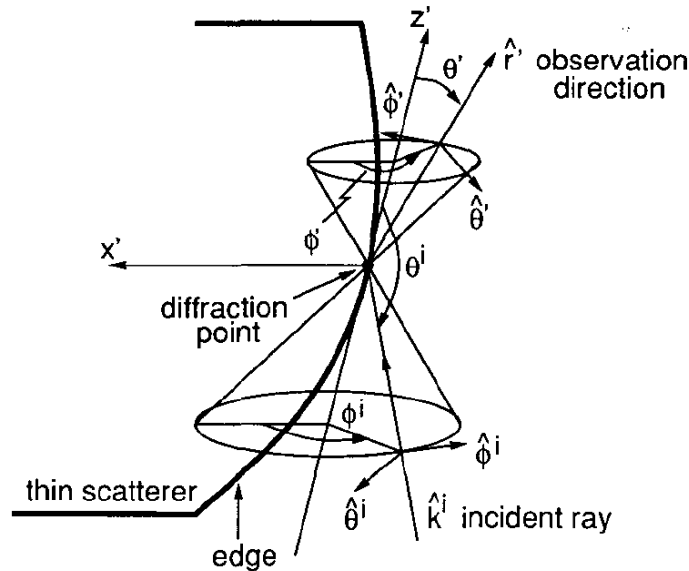
$$\vec{E}^T = \vec{E}^{PO} + \vec{E}^{fr} \quad (2.54)$$

$$\vec{E}^{fr} = -j\omega(\hat{1} - \hat{r}\hat{r}) \cdot \vec{A} + jk\hat{r} \times \vec{F} \quad (2.55)$$

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{\Gamma} \hat{z}' I^{eq} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dl' \quad (2.56)$$

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Gamma} \hat{z}' M^{eq} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} dl' \quad (2.57)$$

όπου dl' είναι το διαφορικό μήκος μονοπατιού κατά μήκος της ακμής του σκεδαστή. Οι γωνίες και τα μοναδιαία διανύσματα που σχετίζονται με το προσπίπτον και το περιθλώμενο πεδίο σε ένα σημείο περίθλασης ορίζονται στο σχήμα 2.14.



Σχ. 2.14 Γεωμετρία Σκέδασης από Κυκλικό Δίσκο - Ορισμοί των γωνιών και των μοναδιαίων διανυσμάτων για τα προσπίπτοντα και περιθλώμενα πεδία σε ένα τοπικό σύστημα συντεταγμένων

Σημειώστε ότι τα θ^i , ϕ^i , $\hat{\theta}^i$, $\hat{\phi}^i$ σχετίζονται με την κατεύθυνση πρόσπτωσης \hat{k}^i ενώ τα θ' , ϕ' , $\hat{\theta}'$, $\hat{\phi}'$ σχετίζονται με την κατεύθυνση παρατήρησης \hat{r}' .

Εξοπλισμένοι με αυτούς τους ορισμούς, τα ισοδύναμα ρεύματα ακμής, I^{eq} και M^{eq} , στις (2.56) και (2.57) γράφονται σε όρους των εφαπτομενικών συνιστωσών του προσπίπτοντος πεδίου και των συντελεστών περίθλασης D_e , D_x και D_m όπως φαίνεται από τους τύπους:

$$I^{eq} = \frac{j2E_z^i}{\omega\mu \sin^2 \theta^i} D_e + \frac{j2H_z^i}{k \sin^2 \theta^i} D_x \quad (2.58)$$

$$M^{eq} = \frac{-j2H_z^i}{\omega\varepsilon \sin \theta^i \sin \theta^i} D_m \quad (2.59)$$

Χρησιμοποιώντας τις (2.56)- (2.59), το ανομοιόμορφο πεδίο μπορεί να γραφεί εκ νέου στην εξής μορφή :

$$\vec{E}^{fr} = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_{\Gamma} 2 \left[\hat{\phi}^i \eta D_m H_{\theta}^i + \hat{\theta}^i \frac{\sin \theta^i}{\sin \theta^i} (D_e E_{\theta}^i + \eta D_x H_{\theta}^i) \right] e^{jkr \cdot \vec{r}} dl' \quad (2.60)$$

όπου η είναι η κυματική εμπέδηση του ελευθέρου χώρου, και E_{θ}^i , H_{θ}^i είναι οι σφαιρικές συνιστώσες του πεδίου πρόσπτωσης

$$\vec{E}_i = E_{\theta}^i \hat{\theta}^i + E_{\phi}^i \hat{\phi}^i \quad (2.61)$$

$$\vec{H}_i = H_{\theta}^i \hat{\theta}^i + H_{\phi}^i \hat{\phi}^i \quad (2.62)$$

Η εξίσωση (2.60) είναι η εξίσωση κλειδί για τον υπολογισμό του μακρινού πεδίου. Σημειώστε ότι, για το σκοπό του υπολογισμού, η ολοκληρωτέα συνάρτηση στην (2.60) πρέπει να εκφραστεί σε όρους του σφαιρικού συστήματος συντεταγμένων με κατάλληλους μετασχηματισμούς συντεταγμένων .

Μέχρι αυτό το σημείο οι διατυπώσεις των Mitzner, Michaeli και Ando είναι οι ίδιες. Διαφέρουν μόνο στις λεπτομερείς εκφράσεις των συντελεστών περίθλασης.

ILDC (Incremental Length Diffraction Coefficients) του Mitzner

Στους ILDC του Mitzner, οι συντελεστές μπορούν να εκφραστούν ως εξής:

$$D_e = \frac{-\sin \frac{\phi^i}{2}}{\cos \frac{\phi^i}{2} + \sin \frac{\alpha}{2}} \quad (2.63)$$

$$D_x = \frac{Q \cos \phi^i}{2 \sin \frac{\alpha}{2} (\cos \frac{\phi^i}{2} + \sin \frac{\alpha}{2})} - \cos \theta^i \quad (2.64)$$

$$D_m = \frac{\sin \phi^i}{2 \sin \frac{\alpha}{2} (\cos \frac{\phi^i}{2} + \sin \frac{\alpha}{2})} \quad (2.65)$$

$$Q = \frac{\cos \theta' \cos \theta^i - 1}{\sin \theta' \sin \theta^i} (\cos \theta' + \cos \theta^i) \quad (2.66)$$

$$\cos a = \frac{\sin \theta' \cos \phi'}{\sin \theta^i} \quad (2.67)$$

Ισοδύναμα Ρεύματα Ακμής του Michaeli (Equivalent Edge Currents)

Τα ισοδύναμα ρεύματα του Michaeli μπορούν να γραφούν σε όρους συντελεστών περίθλασης. Αυτοί οι συντελεστές περίθλασης αν και διαφορετικοί από του Mitzner μπορούν να γραφούν σε παρόμοια μορφή ως εξής:

$$D_e = \frac{-\sin \frac{\phi^i}{2}}{\cos \frac{\phi^i}{2} + \sqrt{\frac{1-\mu}{2}}} \quad (2.68)$$

$$D_x = \frac{Q \cos \phi' - \cos \theta^i (\mu - \cos \alpha)}{2\sqrt{\frac{1-\mu}{2}} \left(\cos \frac{\phi^i}{2} + \sqrt{\frac{1-\mu}{2}} \right)} - \cos \theta^i \quad (2.69)$$

$$D_m = \frac{\sin \phi'}{2\sqrt{\frac{1-\mu}{2}} \left(\cos \frac{\phi^i}{2} + \sqrt{\frac{1-\mu}{2}} \right)} \quad (2.70)$$

$$\mu = \frac{\sin \theta' \cos \phi'}{\sin \theta^i} - \frac{\cos \theta^i}{\sin^2 \theta^i} (\cos \theta' + \cos \theta^i) \quad (2.71)$$

όπου τα Q και $\cos a$ ορίστηκαν στις (2.66) και (2.67). Μπορούμε να λάβουμε τους συντελεστές περίθλασης του Mitzner από αυτούς του Michaeli αν η παράμετρος μ στις (2.68) – (2.70) αντικατασταθεί από $\cos a$. Συγκρίνοντας (2.67) και (2.71) , συμπεραίνουμε ότι οι συνθήκες κάτω από τις οποίες αυτή η αντικατάσταση είναι έγκυρη είναι

$$\theta^i = 90^\circ \quad (2.72)$$

$$\text{ή } \theta' = \pi - \theta^i \quad (2.73)$$

Η εξίσωση (2.72) αντιστοιχεί στη συνθήκη για την οποία μια ακτίνα προσπίπτει κανονικά στην ακμή του σκεδαστή, και η (2.73) ανταποκρίνεται στη συνθήκη για την οποία η κατεύθυνση παρατήρησης είναι πάνω στον κώνο του Keller. Η διαφορά

ανάμεσα σε cosa και μ προκύπτει από εναλλακτικές επιλογές της κατεύθυνσης ολοκλήρωσης. Για το πρόβλημα αυτό, βρέθηκε ότι η (2.72) ικανοποιείται για κάθε τοπικό σύστημα συντεταγμένων ορισμένο στο σημείο της ακμής. Έτσι, οι συντελεστές περίθλασης του Mitzner θα είναι ίδιοι με του Michaeli και οι κοινές λύσεις τους θα αναφέρονται σαν ILDC λύσεις.

Τροποποιημένη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης του Ando.

Οι συντελεστές περίθλασης στη μέθοδο του Ando μπορούν να εκφραστούν ως εξής:

$$D_e = \frac{-\sin \frac{\phi^i}{2}}{\cos \frac{\phi^i}{2} + \sin \frac{\phi^i}{2}} \quad (2.74)$$

$$D_x = -\cos \theta^i \quad (2.75)$$

$$D_m = \frac{\sin \theta^i}{\sin \theta^i} \frac{\sin \phi^i}{2 \sin \frac{\phi^i}{2} (\cos \frac{\phi^i}{2} + \sin \frac{\phi^i}{2})} \quad (2.76)$$

Με βάση τη συνθήκη $\theta^i = \pi - \theta^i$, οι συντελεστές του Ando είναι όμοιοι με εκείνους των Mitzner και Michaeli. Με βάση αυτή την παρατήρηση και το γεγονός ότι στο πρόβλημα αυτό υπάρχουν δυο σημεία περίθλασης για κάθε σημείο παρατήρησης μπροστά στο δίσκο, οι ILDC λύσεις δε θα είναι διάφορες αυτών του Ando, αφού οι μέγιστες συνεισφορές στο ολοκλήρωμα ακτινοβολίας προέρχονται από τις γειτονιές αυτών των σημείων περίθλασης.

2.4.2.3 Τεχνικές GTD

Τώρα θα αναλύσουμε ορισμένες τεχνικές GTD. Συγκεκριμένα θα αναλυθούν οι εξής θεωρίες:

- Η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης
- Η Ομοιόμορφη Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης
- Η Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία της Περίθλασης

Η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης

Το συνολικό πεδίο στην GTD του Keller χωρίζεται σε ένα μέρος Γεωμετρικής Οπτικής και ένα περιθλώμενο μέρος.

$$\vec{E}_{GTD} = \vec{E}_{GO} + \vec{E}^{diffracted} \quad (2.77)$$

$$\vec{E}_{GO} = \theta(-\epsilon^i) \vec{E}^i + \theta(-\epsilon^r) \vec{E}^r, \quad \theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{if } x < 0 \\ 1 & \text{if } x > 0 \end{cases} \quad (2.78)$$

$$\vec{E}^r = e^{-jkr_R} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r_{R_R}}{R_1^r}} \sqrt{1 + \frac{r_{R_R}}{R_2^r}}} \left[-\vec{E}_R^i + 2\hat{n}(\hat{n} \cdot \vec{E}_R^i) \right] \quad (2.79)$$

$$\vec{E}^{diffracted} = \frac{e^{-jkr_D(r_D + \frac{\pi}{4})}}{2\sqrt{2\pi kr_D}} \frac{1}{\sqrt{1 + r_D}} \frac{1}{R_1^d \sin \theta_i} (\hat{\theta} D^s \vec{E}_{\phi_D}^i - \hat{\phi} D^h \vec{E}_{\phi_D}^i) \quad (2.80)$$

$$\frac{1}{R_1^d} = \frac{1}{R_0^i} + \frac{\kappa(\hat{k}^i - \hat{k}) \cdot \hat{n}_e}{\sin^2 \theta_i} \quad (2.81)$$

$$D^{s,h} = \frac{1}{\sin \frac{\psi_i}{2}} \mp \frac{1}{\sin \frac{\psi_r}{2}} \quad (2.82)$$

όπου

- ϵ^i είναι ο δείκτης σκίασης, η τιμή του οποίου είναι -1 εάν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στην φωτιζόμενη περιοχή του προσπίπτοντος πεδίου και +1 στην περίπτωση που το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στη σκιαζόμενη περιοχή
- ϵ^r είναι ο δείκτης σκίασης, η τιμή του οποίου είναι -1 εάν το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στην φωτιζόμενη περιοχή του ανακλώμενου πεδίου και +1 στην περίπτωση που το σημείο παρατήρησης βρίσκεται στη σκιαζόμενη περιοχή
- r_R είναι η απόσταση μεταξύ του σημείου ανάκλασης και του σημείου παρατήρησης
- r_D είναι η απόσταση μεταξύ του σημείου περίθλασης και του σημείου παρατήρησης
- \vec{E}_R^i είναι το προσπίπτον πεδίο στο σημείο ανάκλασης.

- $\vec{E}_{\theta D}^i$ και $\vec{E}_{\phi D}^i$ είναι οι συνιστώσες του προσπίπτοντος πεδίου στο σημείο περίθλασης
- $R_0^i, R_{1,2}^r, R_1^d$ είναι οι ακτίνες των καμπυλοτήτων του προσπίπτοντος, του ανακλώμενου και περιθλώμενου κύματος αντίστοιχα.
- Στην (2.81), κ είναι η καμπυλότητα της ακμής του σκεδαστή στο σημείο περίθλασης, \hat{n}_e είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην ακμή στο σημείο περίθλασης, \hat{k}^i και \hat{k} είναι ένα μοναδιαίο διάνυσμα στην κατεύθυνση πρόσπτωσης και παρατήρησης αντίστοιχα
- Οι γωνίες ψ_i και ψ_r καθορίζονται στο επίπεδο «προβολής», το οποίο περιλαμβάνει το σημείο περίθλασης και είναι κάθετο στην εφαπτομένη της ακμής. Το μέγεθος του ψ_i είναι η γωνία μεταξύ των προβολών των \hat{k}^i και \hat{k} στο επίπεδο προβολής. Το μέγεθος του ψ_r είναι η γωνία μεταξύ των προβολών των \hat{k}^r και \hat{k} στο επίπεδο προβολής. Το πρόσημο των ψ_i και ψ_r είναι ίδιο με αυτό των ϵ^i και ϵ^r αντίστοιχα.

Για το πρόβλημα που αναλύουμε, υπάρχουν δύο σημεία περίθλασης πάνω στην ακμή του δίσκου και ένα σημείο ανάκλασης πάνω στην επιφάνεια του δίσκου για κάθε σημείο μακρινού πεδίου μπροστά από τον δίσκο ($z > 0$). Το πεδίο μπορεί να κατασκευασθεί απλά αθροίζοντας τις συνεισφορές από αυτά τα τρία σημεία. Βασικά, αυτή η ευκολία υπολογισμού αποτελεί βασικό πλεονέκτημα των τεχνικών GTD έναντι των τεχνικών PTD. Παρόλα αυτά, χρειάζεται προσοχή στην προσαρμογή των παραμέτρων της εξίσωσης (2.81) για κάθε ένα από αυτά τα σημεία.

Uniform GTD – Ομοιόμορφη Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης

Στην ομοιόμορφη εκδοχή της GTD, χρησιμοποιούνται ολοκληρώματα Fresnel στον υπολογισμό του GTD περιθλώμενου πεδίου για να διορθώσουν τους απειρισμούς στα όρια σκίασης και ανάκλασης. Αυτό το τροποποιημένο περιθλώμενο πεδίο καθορίζεται από:

$$\vec{E}^{diffracted} = \frac{F(|\xi^i|)}{\hat{F}(|\xi^i|)} \vec{E}^{di} + \frac{F(|\xi^r|)}{\hat{F}(|\xi^r|)} \vec{E}^{dr} \quad (2.83)$$

$$\xi^{i,r} = \epsilon^{i,r} \sqrt{k |S^d - S^{i,r}|} \quad (2.84)$$

$$F(x) = \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-jt^2} dt \quad (2.85)$$

$$\hat{F}(x) = \frac{e^{-j(x^2 + \pi/4)}}{2\sqrt{\pi x}} \quad (2.86)$$

όπου S^i είναι η απευθείας απόσταση από την πηγή έως το σημείο παρατήρησης, και S^r και S^d είναι η απόσταση από την πηγή έως το σημείο παρατήρησης μέσω ανάκλασης και περίθλασης αντίστοιχα. Τα ξ^i και ξ^r είναι συντελεστές που χαρακτηρίζουν κατά πόσο το σημείο παρατήρησης απέχει από τα όρια σκίασης και ανάκλασης αντίστοιχα.

Uniform Asymptotic Theory of Diffraction – Ομοιόμορφη Ασυμπτωτική Θεωρία της Περίθλασης

Αντί να διορθώσει τους απειρισμούς στο περιθλώμενο πεδίο με απευθείας τρόπο όπως η UTD, η UAT χρησιμοποιεί τη συνάρτηση Fresnel για να τροποποιήσει το πεδίο Γεωμετρικής Οπτικής στην GTD ώστε οι απειρισμοί αυτοί να αναιρεθούν. Αυτό το τροποποιημένο GO πεδίο καθορίζεται ως:

$$\vec{E}^{go} = [F(\xi^i) - \hat{F}(\xi^i)] \vec{E}^i + [F(\xi^r) - \hat{F}(\xi^r)] \vec{E}^r \quad (2.87)$$

Τα F και \hat{F} ορίστηκαν στις (2.85) και (2.86). Σε αντίθεση με την UTD, τα πρόσημα των $\xi^{i,r}$ πρέπει να ληφθούν υπόψη.

2.4.2.4 Μέθοδος των Ροπών (Method Of Moments)

Ολοκληρωτική Εξίσωση

Με χρήση της Αρχής Ισότητας του Schelkunoff, μπορεί να αποδειχθεί ότι ο απείρως λεπτός δίσκος μπορεί να αντικατασταθεί από ένα φύλλο ηλεκτρικού ρεύματος. Αυτό το ρεύμα \vec{K} αντιστοιχεί στο άθροισμα των επιφανειακών ρευμάτων στην μπροστά και την πίσω επιφάνεια του δίσκου. Πρέπει να εκπέμπει ένα ηλεκτρικό πεδίο το οποίο όταν προστεθεί στο προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο \vec{E}^i , παράγει

μηδενικό εφαπτόμενο ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια του δίσκου. Αυτό παράγει την παρακάτω ολοκληρωτική εξίσωση:

$$\hat{z} \times \left\{ \vec{E}'(P) + \int_{\Sigma} -j\omega\mu_0 \vec{G}(P, P') \cdot \vec{K}(P') dS' \right\} = 0 \quad (2.88)$$

Όπου P είναι ένα σημείο στην επιφάνεια του δίσκου και \vec{G} είναι η συνάρτηση ελευθέρου χώρου του Green.

Οι συναρτήσεις του Green

Η συνάρτηση ελευθέρου χώρου του Green \vec{G} , ικανοποιεί την συνθήκη ακτινοβολίας και την παρακάτω διαφορική εξίσωση:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{G}(P, P') - k^2 \vec{G}(P, P') = \frac{1}{\rho'} \delta(z - z') \delta(\rho - \rho') \delta(\phi - \phi') \hat{1} \quad (2.89)$$

όπου $P = (\rho, \phi, z)$ είναι το σημείο του πεδίου, $P' = (\rho', \phi', z')$ είναι το σημείο της πηγής, $\hat{1}$ είναι η μοναδιαία διάδα (unit dyad), και k είναι ο κυματαριθμός του ελευθέρου χώρου.

Εξαιτίας της συμμετρίας του προβλήματος ως προς ϕ , η αναπαράσταση της συνάρτησης ελευθέρου χώρου του Green βασίζεται σε μία σειρά Fourier:

$$\vec{G}(P, P') = \frac{1}{2\pi} \sum_{-\infty}^{\infty} \vec{G}_n(\rho, z, \rho', z') e^{-jn(\phi - \phi')} \quad (2.90)$$

Κάθε συνιστώσα Fourier $e^{-jn(\phi - \phi')} \vec{G}_n$, αντιστοιχεί στο πεδίο που παράγεται από ένα νηματοειδές δακτύλιο ρεύματος στο $\rho = \rho', z = z'$. Κάθε ένα από αυτά ικανοποιεί την εξίσωση:

$$\nabla \times \nabla \times e^{-jn\phi} \vec{G}_n - k^2 e^{-jn\phi} \vec{G}_n = \frac{1}{\rho'} e^{-jn\phi} \delta(z - z') \delta(\rho - \rho') \hat{1} \quad (2.91)$$

Για το πρόβλημα που αναλύουμε, μόνο τέσσερις συνιστώσες της δυαδικής εξίσωσης Green μας ενδιαφέρουν, και παρουσιάζονται πιο κάτω:

$$\vec{G}_{n\rho\rho'} = \frac{1}{2j} \int_0^{\infty} \frac{1}{\zeta\beta} e^{-j\beta|z-z'|} \cdot \left\{ \left[\frac{-jn}{\rho} J_{|n|}(\zeta\rho) \right] \left[\frac{jn}{\rho'} J_{|n|}(\zeta\rho') \right] + \left[\frac{-\beta\zeta}{jk} J_{|n|}'(\zeta\rho) \right] \left[\frac{\beta\zeta}{jk} J_{|n|}'(\zeta\rho') \right] \right\} d\zeta \quad (2.92)$$

$$\vec{\vec{G}}_{n\rho\phi} = \frac{1}{2j} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta\beta} e^{-j\beta|z-z'|} \cdot \left\{ \left[\frac{-jn}{\rho} J_{|n|}(\zeta\rho) \right] \left[-\zeta J'_{|n|}(\zeta\rho') \right] + \left[\frac{-\beta\zeta}{jk} J'_{|n|}(\zeta\rho) \right] \left[\frac{\beta n}{\kappa\rho'} J_{|n|}(\zeta\rho') \right] \right\} d\zeta \quad (2.93)$$

$$\vec{\vec{G}}_{n\rho\phi} = \frac{1}{2j} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta\beta} e^{-j\beta|z-z'|} \cdot \left\{ \left[-\zeta J'_{|n|}(\zeta\rho) \right] \left[\frac{jn}{\rho'} J_{|n|}(\zeta\rho') \right] + \left[\frac{-\beta n}{-\kappa\rho} J_{|n|}(\zeta\rho) \right] \left[\frac{\beta\zeta}{jk} J'_{|n|}(\zeta\rho') \right] \right\} d\zeta \quad (2.94)$$

$$\text{όπου } \beta^2 + \zeta^2 = k^2 \text{ και } J'_{|n|}(x) = \frac{d}{dx} (J_{|n|}(x))$$

Συναρτήσεις Βάσης και Δοκιμών

Όταν εργαζόμαστε με συναρτήσεις Bessel, μία φυσική επιλογή βασικών και δοκιμαστικών συναρτήσεων είναι τα πολυώνυμα αφού οι δυνάμεις της μορφής $\rho^{(2p+1-|n|)}$ (όπου p είναι μη αρνητικός ακέραιος αριθμός) αποτελούν κλειστής μορφής ολοκληρώσιμα όταν πολλαπλασιάζονται με $J_{|n|}(\zeta\rho)$ ή $\rho J'_{|n|}(\zeta\rho)$.

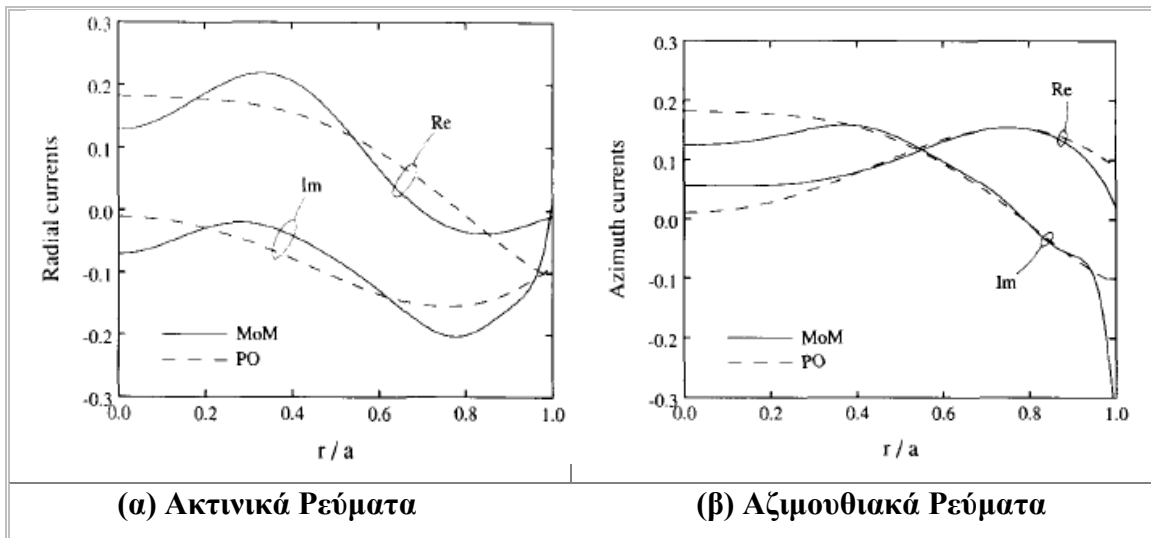
Η ανάλυση TE και TM (ως προς z) με κυλινδρικές συντεταγμένες δείχνει ότι κοντά στο $\rho=0$ οι ακτινικές και περιφερειακές συνιστώσες των μαγνητικών πεδίων μπορούν να αναπαρασταθούν από δυναμοσειρές της μορφής $c_{-1}\rho^{|n|-1} + c_0\rho^{|n|+1} + c_1\rho^{|n|+3} + \dots$ για ορισμένες συντεταγμένες c_i (για $n=0$ ο πρώτος όρος δεν χρειάζεται). Σύνολα από βασικές και δοκιμαστικές συναρτήσεις ($B_q^{(|n|)}(\rho', \phi')$ και $B_p^{(|n|)}(\rho, -\phi)$ αντίστοιχα) μπορούν να κατασκευαστούν από πολυώνυμα Jacobi, ως εξής:

$$B_{-1}^{(|n|)}(\rho', \phi') = -\left(\frac{\rho'}{\alpha}\right)^{|n|-1} e^{-jn\phi'} \quad (2.95)$$

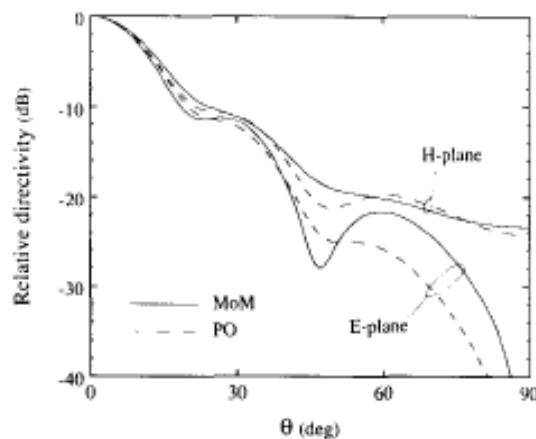
$$B_q^{(|n|)}(\rho', \phi') = \left(\frac{\rho'}{\alpha}\right)^{|n|+1} P_q^{(|n|,0)}\left(1 - 2\left(\frac{\rho'}{\alpha}\right)^2\right) e^{-jn\phi'} \quad q \geq 0 \quad (2.96)$$

Αυτές οι συναρτήσεις παρουσιάζουν μερική ορθογωνιότητα, μπορούν να μιμηθούν τη συμπεριφορά του πεδίου και μπορούν εύκολα να ολοκληρωθούν.

Η παρακάτω εικόνα παρουσιάζει τις ρευματικές κατανομές των PO και MoM πάνω στην επιφάνεια του δίσκου για $\alpha = 1.5\lambda$ και $d = 2.75\lambda$. Το ρεύμα της MoM πλησιάζει το μηδέν στην άκρη του δίσκου, αλλά το αζιμουθιακό ρεύμα αυξάνεται γρήγορα. Χρησιμοποιούνται οκτώ συναρτήσεις βάσης για την ανάλυση MoM προκειμένου να αναπαραστήσουμε το κάθε ρεύμα. Η θεωρητική συμπεριφορά των ρευμάτων μπορεί να γίνει ακριβέστερη αν χρησιμοποιηθούν περισσότερες συναρτήσεις. Παρόλα αυτά, οι μορφές του μακρινού πεδίου (σχ. 2.16) θα παρουσιάσουν αμελητέα μεταβολή. Στο σχ. 2.16 βλέπουμε ότι μέχρι τις 30° η PO δίνει καλά αποτελέσματα.



Εικόνα 2.15 Ρευματικές κατανομές των PO και MoM πάνω στην επιφάνεια του δίσκου για $\alpha=1.5\lambda$, $d=2.75\lambda$



Εικόνα 2.16 Μακρινό πεδίου των PO και MoM για $\alpha=1.5\lambda$, $d=2.75\lambda$

2.4.1.4 Συμπεράσματα

Οι PTD και οι GTD τεχνικές εξετάστηκαν λεπτομερώς αναλύοντας τη σκέδαση από έναν αγώγιμο κυκλικό δίσκο. Αυτή η γεωμετρία χρησιμοποιήθηκε επειδή ήταν αρκετά απλή αλλά επιτρέπει την εφαρμογή αυστηρής ανάλυσης και την επαγωγή αποτελεσματικών συγκρίσεων. Οι διατυπώσεις για τις τεχνικές αυτές γράφτηκαν με έναν ενοποιημένο τρόπο έτσι ώστε οι συγκρίσεις και οι υπολογισμοί να μπορούν να επαχθούν με άνεση. Χρησιμοποιώντας ένα απειροστό δίπολο ως τροφοδοσία, τα πεδία ακτινοβολίας του δίσκου υπολογίστηκαν από αυτές τις τεχνικές και συγκρίθηκαν με εκείνες που αποκτήθηκαν από τις PO και MoM. Από πολλές συγκρίσεις σε διαφορετικές συχνότητες και για διαφορετικά μεγέθη δίσκων, [2.7] είδαμε ότι η λύση των Mitzner και Michaeli (η λύση ILDC) διόρθωσε την PO λύση με έναν αποτελεσματικό τρόπο και παρήχε τις πιο ακριβείς λύσεις για όλη τη γωνιακή κλίμακα. Οι διαφορές ανάμεσα στις λύσεις του Ando και της ILDC λύσης είναι αξιοσημείωτες μόνο πίσω από την κορυφή του τελευταίου πλευρικού λοβού. Το cross-polar πεδίο που υπολογίστηκε από την PO βρέθηκε να μην είναι ακριβές γι' αυτό το μη συγκεντρωμένο σύστημα ακτινοβολίας. Επίσης, καλή συμφωνία αποκτήθηκε μεταξύ των ILDC λύσεων και των MoM λύσεων. Οι PTD τεχνικές μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν για να υπολογίσουν το κοντινό πεδίο.

Βιβλιογραφία 2^ο Κεφαλαίου

- [2.1] A Three - Dimensional Radio Coverage Prediction Model for Urban Outdoor Environment using Physical Optics and Physical Theory of Diffraction
Chrysostomou, I. Zorbas, E. Papkelis and P. Frangos, 2009
- [2.2] A Time-Efficient Near-Field Scattering Method Applied to Radio-Coverage Simulation in Urban Microcellular Environments, Efstratios G. Papkelis, Hristos T. Anastassiou, and Panayiotis V. Frangos , 2007
- [2.3] 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*, to be published in the April 2007 issue.
- [2.4] 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.
- [2.5] Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction , Pyotr Ya. Ufimtsev, A Wiley- Interscience publication, 2007
- [2.6] E. Torabi , A.Ghorbani, and A. Tajvidy, “A Modified Diffraction Coefficient for Imperfect Conducting Wedges and Buildings With Finite Dimensions” , *IEEE Transactions on Antenna and Publications*, Vol. 57, No. 4, April 2009
- [2.7] Dah- Weih Duan, Yahya Rahmat- Samii, Fellow, IEEE and John Patrick Mahon, “Scattering from a Circular Disk: A Comparative Study of PTD and GTD Techniques”, *Proceedings of the IEEE*, Vol 79, No 10, Oct 1991.
- [2.8] Y.Normura and S.Katsura, “Diffraction of electric waves by circular plate and circular holes”, *Sci. Rep. Inst.Comm., Tokohu Univ.*, 10(1):1-43, 1958.
- [2.9] S.Inawashiro, “Diffraction of electromagnetic waves from an electric dipole by a conduction circular disk”, *J.Phys.S.Japan*, vol.18, no.2, pp.273-287, Feb.1963.

- [2.10] Y.Rahmat-Samii, "Reflector antennas," in Antenna handbook, Y.T.Lo and S.W. Lee,Eds., New York: Van Nostrand- Reinhold Company, New York, 1988, ch. 15.
- [2.11] Y.Rahmat-Samii and Galindo-Israel, "Shaped reflector antenna analysis using the Jacobi-Bessel series," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-28,pp.425-435, July 1980.
- [2.12] Y.Rahmat-Samii, "Useful coordinate transformations for antenna applications," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, pp. 571-574, July 1979.
- [2.13] M. Ando and T. Kinoshita, "PO and PTD analysis in polarization prediction for plane wave diffraction from a large circular disc," in 1989 IEEE AP-S.
- [2.14] Y.Rahmat-Samii and R.Mitra, "Spectral analysis of high frequency diffraction of an arbitrary incident field by a half plane-comparison with four asymptotic techniques," Radio Science, vol. 13, no. 1, pp.31-48, Jan.-Feb. 1978.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Συνδυασμός PO-PTD για εφαρμογή στο πρόβλημα Ραδιοκάλυψης σε Αστική Περιοχή

3.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε το συνδυασμό των Θεωριών Φυσικής Οπτικής και Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης για υπολογισμό του συνολικού λαμβανόμενου πεδίου σε ένα πρόβλημα ραδιοκάλυψης σε αστική περιοχή. Συγκεκριμένα θα παρουσιαστούν τα φαινόμενα διάδοσης σε μία αστική περιοχή και ο συνδυασμός των παραπάνω μεθόδων προκειμένου με χρήση κατάλληλων εργαλείων να προκύψουν ορθά αποτελέσματα πρόβλεψης του λαμβανόμενου πεδίου.

3.2 Παρουσίαση του Προβλήματος

Θεωρούμε Τρισδιάστατη εξωτερική αστική περιοχή, σε συχνότητες GSM (900-1800MHz). Ο υπολογισμός του πεδίου γίνεται μέσω των παρακάτω:

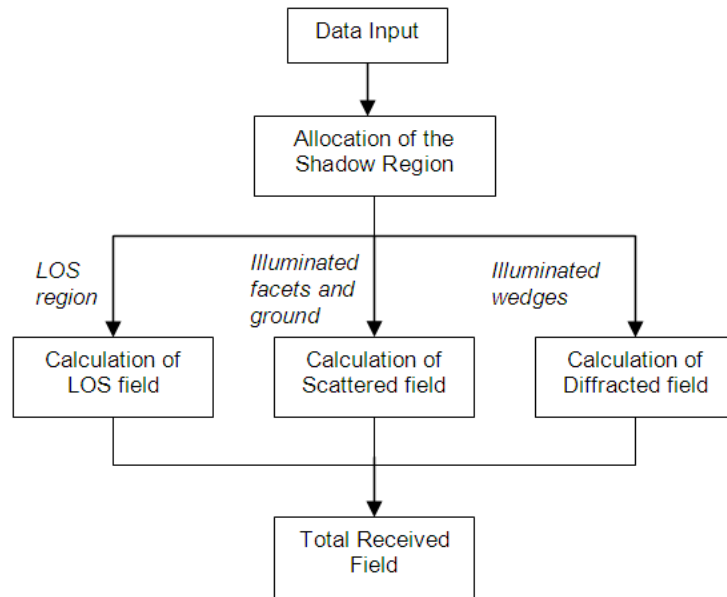
Εφαρμογή της Φυσικής Οπτικής σε συνδυασμό με τη Near to Far Field Transformation Method για τη σκέδαση σε επιφάνειες κτιρίων

Εφαρμογή της Θεωρίας Ειδώλων για υπολογισμό της συνεισφοράς της Ανάκλασης του εδάφους

Εφαρμογή της Φυσικής Θεωρίας της Περίθλασης (PTD-ILDC του Mitzner) σε συνδυασμό με τη Near to Far Field Transformation Method για τον υπολογισμό του περιθλώμενου πεδίου

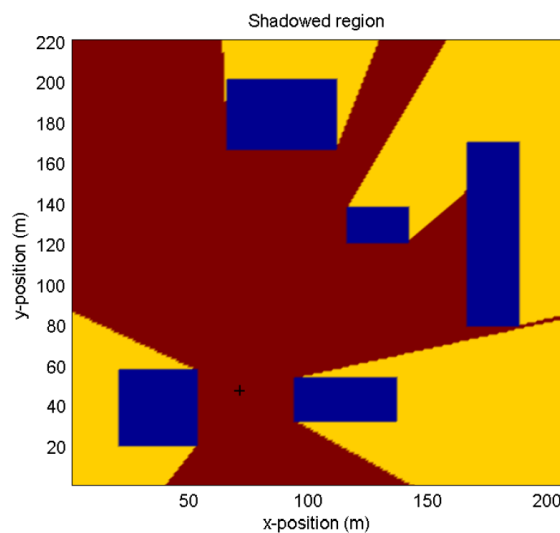
Τα παραπάνω, σε έναν αλγόριθμο προσομοίωσης θα εφαρμόζονταν όπως φαίνεται στο παρακάτω λογικό διάγραμμα. Όπως βλέπουμε, αρχικά θα εισαχθούν τα δεδομένα της προσομοίωσης (γεωμετρία, πλάτος προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου, ύψος

πομπού και δέκτη, κλπ.), και στη συνέχεια θα εξαχθεί μέσω ενός αλγόριθμου σκίασης η σκιαζόμενη περιοχή.



Σχ. 3.1 Λογικό Διάγραμμα Αλγορίθμου Προσομοίωσης

Η παρακάτω εικόνα δείχνει ένα παράδειγμα υπολογισμού της σκιαζόμενης περιοχής στο ύψος όπου βρίσκεται ο δέκτης. Αυτός ο υπολογισμός επιτρέπει να βρούμε τις επιφάνειες των κτιρίων στις οποίες θα γίνει ανάκλαση, και τις ακμές των κτιρίων στις οποίες θα γίνει περίθλαση.



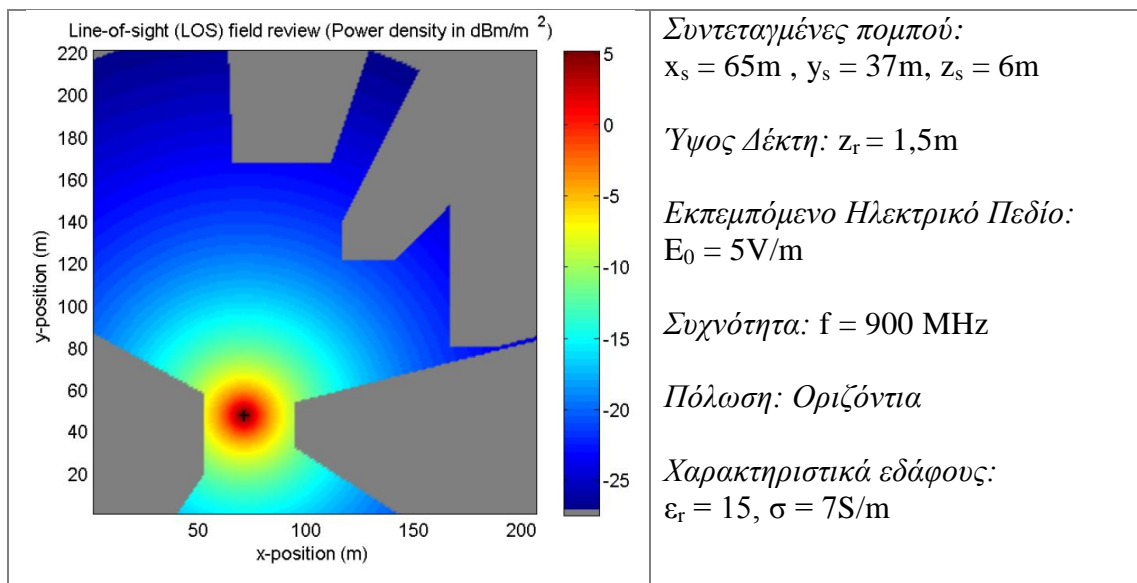
Σχ. 3.2 Παράδειγμα υπολογισμού σκιαζόμενης περιοχής

3.3 Υπολογισμός Πεδίου Line-of-Sight

Το ορατό πεδίο (Line of Sight field - LOS) υπολογίζεται με βάση τον παρακάτω τύπο:

$$E_{LOS-3D} = E_0 \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3.1)$$

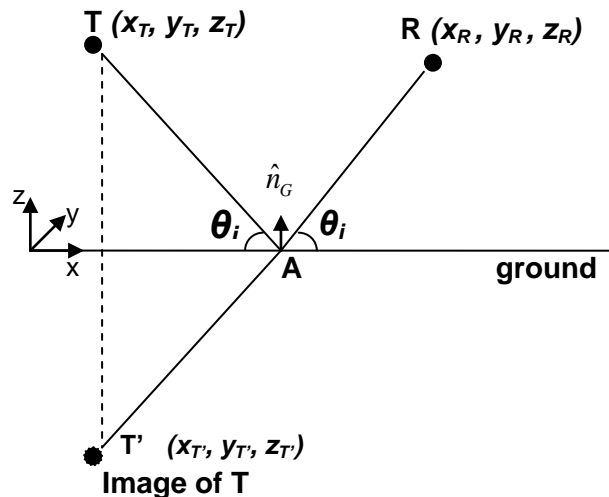
Όπου το k είναι η σταθερά διάδοσης, E_0 είναι η σταθερά που σχετίζεται με την εκπεμπόμενη ισχύ δοσμένη σε V/m και r είναι η απόσταση του δέκτη από τον πομπό. Το παρακάτω διάγραμμα απεικονίζει τον υπολογισμό του LOS πεδίου για το παράδειγμα σκίασης που δόθηκε προηγουμένως.



Σχ. 3.3 Υπολογισμός ορατού πεδίου (Line-of-Sight Field)

3.4 Σκέδαση από το έδαφος

Η παρακάτω εικόνα δείχνει την εφαρμογή της Θεωρίας των Ειδώλων για τον υπολογισμό του πεδίου το οποίο ανακλάται από το έδαφος:



Σχ. 3.4 Ανάκλαση πρώτης τάξης από το έδαφος (T: Πομπός, R: Δέκτης)

Το ανακλώμενο πεδίο στο σημείο του δέκτη υπολογίζεται σύμφωνα με την παρακάτω έκφραση:

$$E_R = E_T \cdot \bar{R} \cdot \frac{e^{-jk(T'R)}}{(T'R)} \quad (3.2)$$

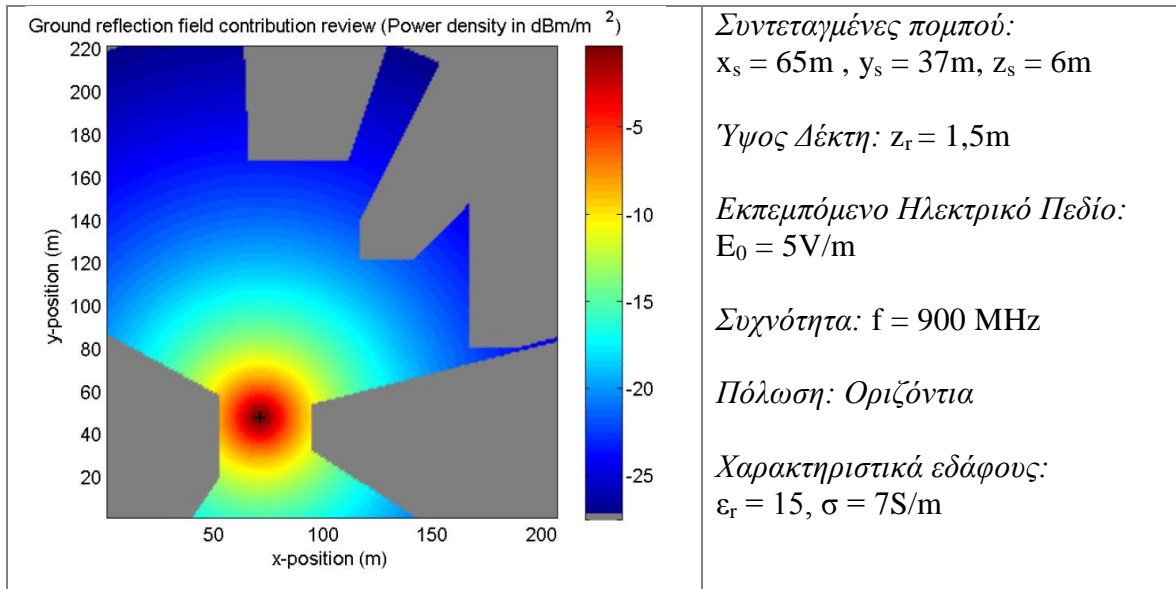
Όπου \bar{R} είναι ο δυαδικός συντελεστής ανάκλασης Fresnel. Ο συντελεστής αυτός παίρνει την εξής τιμή για οριζόντια πόλωση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου (κάθετου στο επίπεδο πρόσπτωσης):

$$R_{\perp}(\vartheta_i) = \frac{\sin(\vartheta_i) - \sqrt{\varepsilon_c - \cos^2(\vartheta_i)}}{\sin(\vartheta_i) + \sqrt{\varepsilon_c - \cos^2(\vartheta_i)}} \quad (3.3)$$

Στην περίπτωση κάθετης πόλωσης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου (παράλληλη στο επίπεδο πρόσπτωσης) ο συντελεστής ανάκλασης Fresnel παίρνει την εξής τιμή:

$$R_{\parallel}(\vartheta_i) = \frac{\varepsilon_c \cdot \sin(\vartheta_i) - \sqrt{\varepsilon_c - \cos^2(\vartheta_i)}}{\varepsilon_c \cdot \sin(\vartheta_i) + \sqrt{\varepsilon_c - \cos^2(\vartheta_i)}} \quad (3.4)$$

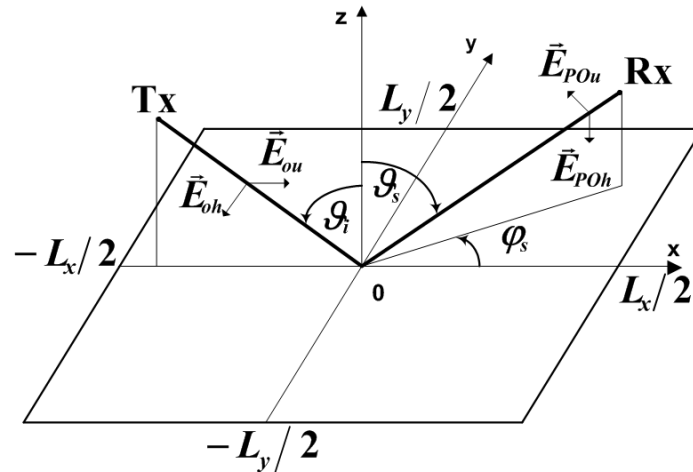
όπου $\varepsilon_c = \varepsilon_r - j60\sigma\lambda$. Εδώ, θεωρούμε ότι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του εδάφους είναι $\varepsilon_r = 15$ και η αγωγιμότητά του $\sigma = 7S/m$.



Σχ. 3.5 Υπολογισμός ανακλώμενου από το έδαφος πεδίου

3.5 Ανάκλαση από επιφάνειες κτιρίων

Η παρακάτω εικόνα δείχνει τη γεωμετρία της σκέδασης πάνω σε επιφάνειες κτιρίων.



Σχ. 3.6 Γεωμετρία Σκέδασης σε επιφάνειες κτιρίων

Το σκεδαζόμενο πεδίο υπολογίζεται από την παρακάτω έκφραση, στην οποία λαμβάνεται υπόψη και η σχετική απώλεια διαδρομής:

$$E_{PO} = E_0 \frac{jke^{jk(s'-s)}}{4\pi s's} [\cos(\theta_i)(1 - \bar{R}) - \cos(\theta_s)(1 + \bar{R})] \cdot L_x L_y \cdot \sin c[k(\sin(\theta_i) - \sin(\theta_s) \cos(\varphi_s)) \frac{L_x}{2}] \cdot \sin c[k(\sin(\theta_s) \sin(\varphi_s)) \frac{L_y}{2}] \quad (3.5)$$

όπου

- k σταθερά διάδοσης, ίση με $\frac{2\pi}{\lambda}$,
- s απόσταση διάδοσης από τον πομπό στο σκεδαστή,
- s' απόσταση διάδοσης από το σκεδαστή στο δεκτή,
- \bar{R} ο δυαδικός συντελεστής ανάκλασης Fresnel,
- θ_i η κάθετη γωνιά πρόσπτωσης,
- θ_s η κάθετη γωνιά σκέδασης,
- φ_s η οριζόντια γωνιά σκέδασης,
- L_x, L_y διαστάσεις του ανοίγματος του σκεδαστή,

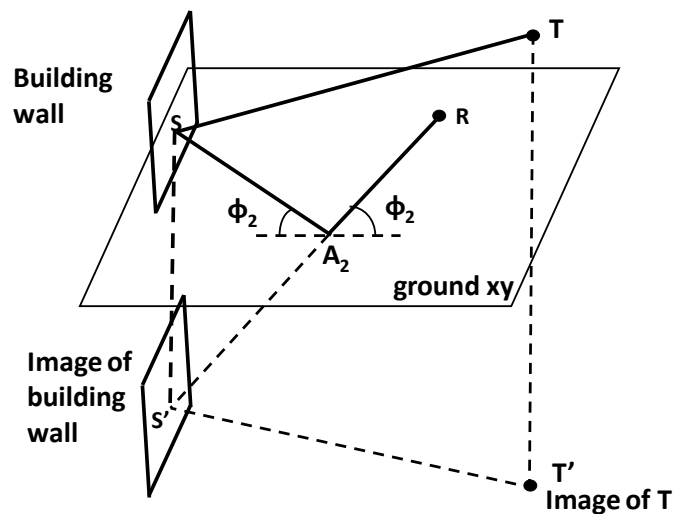
E_0 το εκπεμπόμενο ηλεκτρικό πεδίο (V/m)

και
$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$$

Στις περιπτώσεις όπου η επιφάνεια του κτιρίου βρίσκεται στο κοντινό πεδίο του δέκτη, εφαρμόζεται η μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο.

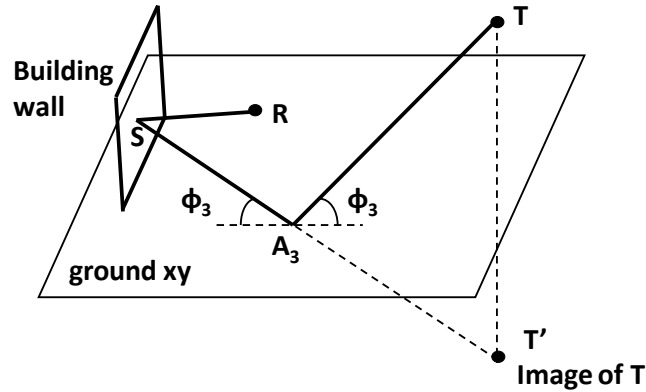
3.6 Υπολογισμός Φαινομένων Δεύτερης Τάξης

Η παρακάτω εικόνα παρουσιάζει τη γεωμετρία σκέδασης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος αρχικά από την επιφάνεια του κτιρίου και στη συνέχεια από το έδαφος. Σε αυτή την περίπτωση, υπολογίζεται το είδωλο της επιφάνειας του κτιρίου και θεωρείται ότι το σκεδαζόμενο κύμα εκπέμπεται από το είδωλο. Το αποτέλεσμα πολλαπλασιάζεται με τον συντελεστή Fresnel ώστε να υπολογισθεί η συνεισφορά της ανάκλασης στο έδαφος.



Σχ. 3.7 Ανάκλαση δεύτερης τάξης (Πομπός – Κτίριο – Έδαφος)

Η παρακάτω εικόνα παρουσιάζει την δευτέρας τάξης σκέδαση αρχικά από το έδαφος και στη συνέχεια από τον τοίχο του κτιρίου.



Σχ. 3.8 Ανάκλαση δεύτερης τάξης (Πομπός – Έδαφος – Κτίριο)

Σε αυτή την περίπτωση πρώτα βρίσκουμε το είδωλο του πομπού T και τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα θεωρούμε ότι προέρχονται από το είδωλο T'. Και σε αυτή την περίπτωση, πολλαπλασιάζουμε με τον συντελεστή ανάκλασης Fresnel τόσο του εδάφους όσο και του τοίχου του κτιρίου. Τελικά σε αυτή την περίπτωση εφαρμόζεται η εξίσωση (3.5) με $s = (T'S)$ και $s' = (SR)$.

3.7 Περίθλαση

Το περιθλώμενο πεδίο υπολογίζεται για τις σφήνες των κτιρίων οι οποίες «φωτίζονται» από τον πομπό σύμφωνα με την θεωρία του Mitzner, υλοποιώντας τις implementing Incremental Length Diffraction Coefficients (ILDC) όπως παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Στις περιπτώσεις όπου κάποια ακμή βρίσκεται στο κοντινό πεδίο του δέκτη, εφαρμόζεται η μέθοδος Μετασχηματισμού Κοντινού Πεδίου σε Μακρινό.

3.8 Υπολογισμός Συνολικού πεδίου

Το συνολικό λαμβανόμενο πεδίο προκύπτει από το διανυσματικό άθροισμα των πεδίων LOS, σκέδασης και περίθλασης:

$$E_{\text{total}} = E_{\text{LOS}} + E_{\text{PO_scattered}} + E_{\text{PTD_diffracted}} \quad (3.6)$$

Η αντίστοιχη απώλεια διάδοσης σε dB υπολογίζεται με βάση τον παρακάτω τύπο:

$$L_{3-D} = -20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi} \cdot \frac{|E_{\text{tot}}|}{E_0} \right) \quad (3.7)$$

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 3^{ου} ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

- [3.1] A. Chrysostomou, I. Zorbas, E. Papkelis, P. Frangos, Radio Coverage Simulation for Three - Dimensional Urban Environment using Physical Optics, Physical Theory of Diffraction and the Near-to-Far-Field Transformation Method, 4th International Conference on Communications, Electromagnetics and Medical Applications, Days of Diffraction 2010, 8-11 June 2010, St. Petersburg, Russia
- [3.2] E. Papkelis, I. Psarros, I. Ouranos, Ch. Moschovitis, K. Karakatselos, E. Vagenas, H. Anastassiu and P. Frangos, 'A Radio Coverage Prediction Model in Wireless Communication Systems based on Physical Optics and Physical Theory of Diffraction', IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 49, No. 2, pp. 156 - 165, April 2007.
- [3.3] K. M. Mitzner, 'Incremental Length Diffraction Coefficients', Tech. Rep. No. AFAL-TR-73-296, April 1974.
- [3.4] E. Papkelis, H. Anastassiu and P. Frangos, 'A time - efficient near - field scattering method applied to radio - coverage simulation in urban microcellular environments', IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. 56, No. 10, pp. 3359 - 3363, October 2008.
- [3.5] E. Papkelis, H. Anastassiu and P. Frangos, 'An Enhanced Method Based on ILDC Theory for the Computation of Near \ Fresnel Zone Diffraction from Finite Edged Scatterers', 'EUCAP'07 International Conference on Antennas and Propagation', Edinburgh, UK, 12 -16 November 2007.
- [3.6] Ch. Moschovitis, K. Karakatselos, E. Papkelis, H. Anastassiu, I. Ouranos, A. Tzoulis and P. Frangos, 'High Frequency Analytical Model for Scattering of Electromagnetic Waves from a Perfect Electric Conductor Plate using an Enhanced Stationary Phase Method Approximation', IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. 58, No. 1, pp. 233 - 238, Jan. 2010.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Ιχνηλάτηση ακτίνας με PO/PTD – Εφαρμογή για τον υπολογισμό της ραδιοτομής (RCS) στόχου ραντάρ

4.1 Εισαγωγή

Στο προηγούμενο κεφάλαιο ασχοληθήκαμε με τη ραδιοκάλυψη σε αστικές περιοχές, όμως οι τεχνικές PO/PTD μπορούν να εφαρμοστούν και για τον υπολογισμό του RCS (Radar Cross Section) με ιχνηλάτηση ακτίνας (ray-tracing). Αυτές τις τεχνικές θα αναλύσουμε στο κεφάλαιο αυτό. Ο αλγόριθμος τεχνικής ιχνηλάτησης ακτίνας βασίζεται σε διακριτές ακτίνες που χρησιμοποιούνται για την εύρεση των σχετικών μονοπατιών διάδοσης. Ξεκινώντας από έναν πομπό, ένας καθορισμένος αριθμός N ακτίνων, οι οποίες χρησιμεύουν ως αντιπρόσωποι των μονοπατιών διάδοσης, εκτοξεύονται ακολουθώντας μια βολή ρυθμιζόμενης γωνίας προς το αντικείμενο.

Αυτές οι ακτίνες ανιχνεύονται σύμφωνα με τη γνωστή τεχνική Shooting and Bouncing Rays (SBR), που επιτρέπει έναν πρακτικά απεριόριστο αριθμό ανακλάσεων. Κάθε φορά που μια ακτίνα χτυπάει σε μια επιφάνεια, η φωτισμένη περιοχή που αντιστοιχεί σε αυτή την ακτίνα υπολογίζεται από την πυκνότητα ακτίνων της, που δείχνει τον αριθμό των ακτίνων ανά μονάδα επιφάνειας. Αυτή η περιοχή χρησιμεύει σαν περιοχή ολοκλήρωσης για τον υπολογισμό PO. Έτσι το ολοκλήρωμα PO μειώνεται σε ένα άθροισμα από συνεισφορές ακτίνων. Μια παρόμοια προσέγγιση εφαρμόζεται στον υπολογισμό των PTD συνεισφορών. Εντούτοις η PO υλοποιήθηκε μόνο για μεταλλικές επιφάνειες. Για να μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σε διηλεκτρικά αντικείμενα, η PO πρέπει να διατυπωθεί σε μια γενική μορφή. Ο αλγόριθμος ιχνηλάτησης ακτίνας πρέπει επίσης να προσαρμοστεί στα ειδικά φαινόμενα που εμφανίζονται σε **διηλεκτρικά** αντικείμενα, το οποίο περιγράφεται παρακάτω.

Στο σημείο αυτό σημειώνουμε ότι, σε αντίθεση με τα προηγούμενα κεφάλαια, όπου τα αριθμητικά αποτελέσματα παρήχθησαν στα πλαίσια της παρούσας

διπλωματικής (ή, γενικότερα, από την ερευνητική ομάδα του επιβλέποντος καθηγητή κ. Π. Φράγκου), το παρόν κεφάλαιο έχει καθαρά βιβλιογραφικό χαρακτήρα, για πιθανή μελλοντική έρευνα της ερευνητικής μας ομάδας. Έτσι, τα αριθμητικά αποτελέσματα του παρόντος κεφαλαίου έχουν ληφθεί από την διεθνή βιβλιογραφία.

4.2 Μηχανισμοί Σκέδασης

Οι βασικοί μηχανισμοί σκέδασης είναι οι εξής:

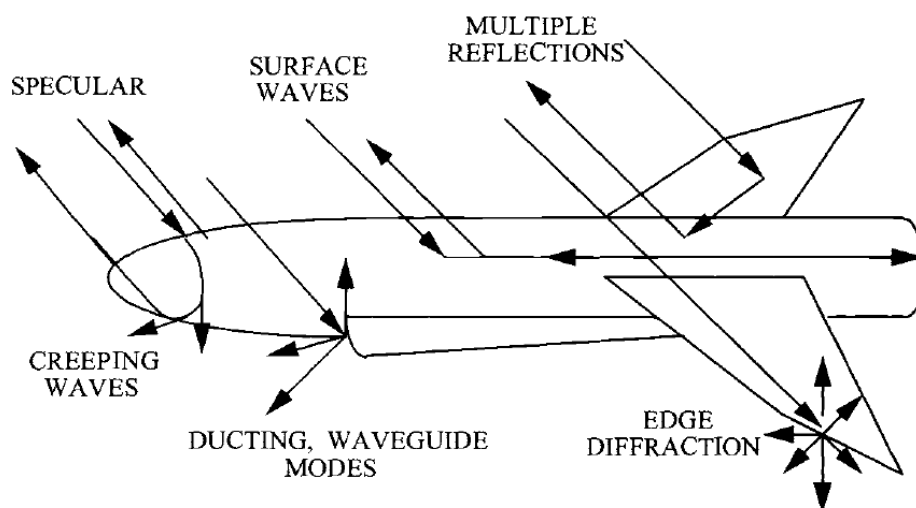
1. **Ανακλάσεις:** Αυτός ο μηχανισμός δίνει τις υψηλότερες τιμές RCS (κορυφές του RCS στο διάγραμμα) αλλά οι κορυφές αυτές θα είναι λίγες σε αριθμό, επειδή πρέπει να ικανοποιείται ο νόμος του Snell. Όταν υπάρχουν πολλαπλές επιφάνειες μπορούν να προκύψουν πολλαπλές ανακλάσεις. Για παράδειγμα, το προσπίπτον επίπεδο κύμα θα μπορούσε να ανακλαστεί αρχικά σε ένα σημείο του αεροσκάφους, στη συνέχεια σε κάποιο άλλο σημείο και τέλος να επιστρέψει στο radar.

Περιθλάσεις: Περιθλώμενα πεδία είναι αυτά τα οποία σκεδάζονται από ασυνέχειες (πχ. ακμές). Τα κύματα τα οποία περιθλώνονται από αυτά τα σχήματα είναι λιγότερο έντονα απ' ό,τι τα ανακλώμενα αλλά μπορούν να εμφανιστούν σε μεγαλύτερο εύρος γωνιών. Σε περιοχές μικρού RCS το περιθλώμενο πεδίο είναι πολύ χρήσιμο.

Επιφανειακά κύματα: Ο όρος επιφανειακό κύμα αναφέρεται στο ρεύμα το οποίο ταξιδεύει κατά μήκος ενός σώματος και περιλαμβάνει διάφορους τύπους κυμάτων. Γενικά, ο στόχος δρα ως γραμμή μετάδοσης οδηγώντας το κύμα κατά μήκος της επιφάνειας. Αν η επιφάνεια είναι ένα μαλακό κλειστό σχήμα όπως η σφαίρα το κύμα θα κυκλοφορήσει γύρω από το σώμα πολλές φορές. Σε καμπύλα σώματα, το επιφανειακό κύμα, συνεχώς θα εκπέμπει. Αυτά τα κύματα ονομάζονται creeping waves διότι εμφανίζονται να «σέρνονται» γύρω στο πίσω μέρος ενός καμπύλου σώματος. Τα επιφανειακά κύματα που εκπέμπονται από επίπεδα σώματα ονομάζονται συνήθως leaky waves. Τα traveling waves εμφανίζονται σε λεπτά σώματα και κατά μήκος ακμών και παθαίνουν μικρή εξασθένηση καθώς εκπέμπουν. Αν η επιφάνεια τερματίζεται με μία ασυνέχεια όπως μία ακμή, το traveling wave θα ανακλαστεί πίσω στο σημείο απόπου προήλθε. Οι λοβοί RCS των traveling waves μπορούν να πάρουν εκπληκτικά μεγάλη τιμή.

Ducting – waveguide modes: Αυτό προκύπτει όταν ένα κύμα παγιδεύεται μέσα σε μία μερικά κλειστή επιφάνεια, όπως πχ. ένας αεραγωγός αεροσκάφους. Όταν το κύμα μπει στην κοιλότητα, υφίσταται πολλαπλές αναπηδήσεις πριν εμφανιστεί η ακτίνα. Η ακτίνα μπορεί να ακολουθήσει πολλές διαδρομές και επομένως, οι ακτίνες θα εμφανιστούν σε διάφορες γωνίες. Το αποτέλεσμα είναι ένας μεγάλος ευρύς λοβός RCS.

Πολλές φορές οι παραπάνω μηχανισμοί μπορεί να διαδεχθούν ο ένας τον άλλο. Για παράδειγμα, ένα κύμα μπορεί να ανακλαστεί σε μία επίπεδη επιφάνεια, στη συνέχεια να διαθλαστεί σε μία ακμή και να μπει σε μία κοιλότητα.

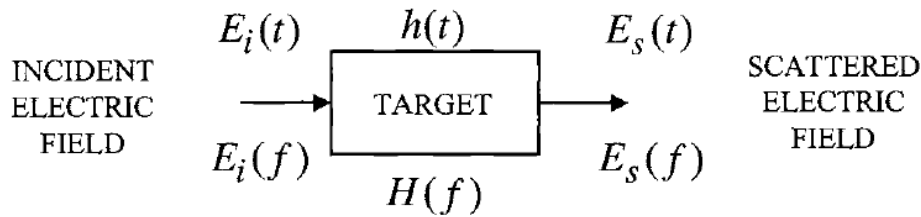


Σχ. 4.1 Αναπαράσταση σημαντικότερων μηχανισμών σκέδασης

4.3 Μέθοδοι υπολογισμού του RCS

Οι αναλυτικές μέθοδοι που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό του RCS είναι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση κεραιών. Ένας στόχος ραντάρ δρα ουσιαστικά όπως μία κεραία. Το προσπίπτον κύμα επάγει ένα ρεύμα στον στόχο και το επαγόμενο ρεύμα εκπέμπει ένα πεδίο όπως ακριβώς θα έκανε και μία κεραία. Σε αυτή την περίπτωση όμως το πεδίο ονομάζεται *σκεδαζόμενο πεδίο*. Το πρόβλημα όμως είναι ότι το επαγόμενο ρεύμα είναι άγνωστο και γενικά πολύ δύσκολο να καθοριστεί. Τα προβλήματα σκέδασης και ακτινοβολίας μπορούν να επιλυθούν είτε στο πεδίο του χρόνου (Time Domain) είτε στο πεδίο της συχνότητας (Frequency Domain). Το RCS ως συνάρτηση χρόνου σχετίζεται με το RCS ως συνάρτηση της

συχνότητας μέσω του μετασχηματισμού Fourier. Ένα απλό γραμμικό μοντέλο συστήματος μίας ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.



Σχ. 4.2 Γραμμικό μοντέλο συστήματος ενός στόχου σκέδασης

Αν τα ζευγάρια μετασχηματισμού Fourier τα σημειώσουμε με διπλό βέλος έχουμε:

$$E_i(t) \leftrightarrow E_i(f) \quad (4.1\alpha)$$

$$h(t) \leftrightarrow H(f) \quad (4.1\beta)$$

$$E_s(t) \leftrightarrow E_s(f) \quad (4.1\gamma)$$

Για ένα γραμμικό σύστημα:

$$E_s(f) = H(f)E_i(f) \quad (4.2)$$

ή

$$H(f) = \frac{E_s(f)}{E_i(f)} \quad (4.3)$$

Επομένως το RCS είναι μία συνάρτηση της συχνότητας που επιστρέφει ο στόχος.

$$\sigma \propto |H(f)|^2 \quad (4.4)$$

Προφανώς υπάρχουν πολλές μέθοδοι για τον υπολογισμό του RCS. Μία είναι ο υπολογισμός της χρονικής απόκρισης του στόχου $h(t)$ και στη συνέχεια να πάρουμε τον μετασχηματισμό Fourier. Η άλλη μέθοδος είναι να υπολογίσουμε τη συνάρτηση μεταφοράς συχνότητας $H(f)$ απευθείας από το προσπίπτον και το σκεδαζόμενο πεδίο. Υπάρχουν πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα στην κάθε προσέγγιση.

Παρακάτω παρουσιάζονται ορισμένες μέθοδοι πρόβλεψης RCS. Οι κλασικές μέθοδοι υπολογισμού δεν παρουσιάζονται εδώ επειδή οι περισσότερες από αυτές περιορίζονται σε δισδιάστατες δομές ή απλά τρισδιάστατα σχήματα. Οι μέθοδοι οι οποίες μας ενδιαφέρουν είναι αυτές οι οποίες εφαρμόζονται για αυθαίρετους τρισδιάστατους στόχους. Οι μέθοδοι οι οποίες απαντώνται είναι η Φυσική Οπτική (Physical Optics), η Ιχνηλάτηση Ακτίνας (Ray Tracing), η Μέθοδος των Ροπών

(Method of Moments), η Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων (Finite Elements Method) και οι μέθοδοι Πεπερασμένων Διαφορών (Finite Differences Methods).

4.3.1 Η Μέθοδος της Φυσικής Οπτικής (Physical Optics)

Μία μέθοδος υπολογισμού του επιφανειακού ρεύματος το οποίο επάγεται σε ένα αυθαίρετο σώμα είναι η προσέγγιση Φυσικής Οπτικής (Physical Optics - PO). Πάνω στα τμήματα του σώματος τα οποία φωτίζονται απευθείας από το προσπίπτον κύμα, το επαγόμενο ρεύμα είναι ανάλογο της έντασης του προσπίπτοντος μαγνητικού πεδίου. Στο σκιαζόμενο τμήμα του στόχου θέτουμε το ρεύμα ίσο με μηδέν. Το ρεύμα χρησιμοποιείται στη συνέχεια στα ολοκληρώματα ακτινοβολίας προκειμένου να βρεθεί το σκεδαζόμενο πεδίο μακριά από τον στόχο.

Η Φυσική Οπτική είναι μία προσέγγιση υψηλών συχνοτήτων η οποία δίνει καλύτερα αποτελέσματα για μεγάλα σώματα ($L \geq 10$). Είναι πιο ακριβής στην κατοπτρική κατεύθυνση. Εξαιτίας του ότι η Φυσική Οπτική θέτει το ρεύμα στο όριο της σκιαζόμενης περιοχής απότομα στο μηδέν, οι υπολογιζόμενες τιμές του πεδίου σε μεγάλες γωνίες και στην σκιαζόμενη περιοχή είναι ανακριβείς. Επιπρόσθετα, τα επιφανειακά κύματα δεν συμπεριλαμβάνονται. Η Φυσική Οπτική μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε στο επίπεδο του χρόνου είτε στο επίπεδο της συχνότητας.

4.3.2 Ιχνηλάτηση Ακτίνας – Ray Tracing

Οι μέθοδοι ιχνηλάτησης ακτίνας οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ηλεκτρική ανάλυση μεγάλων στόχων αυθαίρετου σχήματος είναι επίσης γνωστές ως microwave optics. Οι κανόνες για ιχνηλάτηση ακτίνας σε ένα «απλό» μέσο (γραμμικό, ομογενές και ισοτροπικό) είναι παρόμοιοι με την ανάκλαση και τη διάθλαση στην Οπτική. Επιπλέον, οι περιθλώμενες ακτίνες επιτρέπεται να προέρχονται από τη σκέδαση του προσπίπτοντος κύματος σε ακμές, γωνίες και κορυφές. Οι τύποι προκύπτουν με βάση την άπειρη συχνότητα ($\lambda \rightarrow 0$). Αυτό συνεπάγεται έναν ηλεκτρικά μεγάλο στόχο. Η Οπτική Ακτίνων χρησιμοποιείται συχνά στις περιπτώσεις που παραβιάζουν αυτό τον περιορισμό και παρόλα αυτά δίνουν καλά αποτελέσματα. Η ιχνηλάτηση ακτίνας χρησιμοποιείται στο επίπεδο της συχνότητας (Frequency Domain).

4.3.3 Μέθοδος των Ροπών (Method of Moments)

Μία συνήθης τεχνική για την επίλυση μίας εξίσωσης ολοκληρώματος είναι η Μέθοδος των Ροπών (Method of Moments - MoM). Οι εξισώσεις ολοκληρώματος (integral equations) ονομάζονται έτσι διότι η άγνωστη ποσότητα βρίσκεται στην παράσταση προς ολοκλήρωση. Στον ηλεκτρομαγνητισμό οι εξισώσεις ολοκληρώματος προκύπτουν από τις εξισώσεις του Maxwell και τις οριακές συνθήκες. Η άγνωστη ποσότητα μπορεί να είναι ένα ηλεκτρικό ή μαγνητικό ρεύμα. Η Μέθοδος των Ροπών μειώνει τις εξισώσεις ολοκληρώματος σε ένα σύνολο ταυτόχρονων γραμμικών εξισώσεων οι οποίες μπορούν να επιλυθούν με κλασσική άλγεβρα μητρών. Το μέγεθος της μήτρας εξαρτάται από το μέγεθος του σώματος.

Πολλές διατυπώσεις της Μεθόδου Ροπών απαιτούν μία τμηματοποίηση του σώματος. Επομένως, είναι συμβατές με μεθόδους πεπερασμένου στοιχείου. Η Μέθοδος των Ροπών μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την επίλυση εξισώσεων ολοκληρώματος και στο πεδίο του χρόνου και στο πεδίο της συχνότητας.

4.3.4 Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων

Η Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων (Finite Elements Method - FEM) είναι ίσως η πιο παλαιά από όλες τις αριθμητικές μεθόδους. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται γενικά στο πεδίο της συχνότητας ξεκινώντας από τη διανυσματική κυματική εξίσωση. Όπως και στην περίπτωση της Μεθόδου των Ροπών μία εξίσωση με μήτρες πρέπει να επιλυθεί. Σε αντίθεση όμως με την Μέθοδο των Ροπών η εξίσωση μητρών που προκύπτει στην FEM έχει πολλά μηδενικά, γεγονός το οποίο επιτρέπει πιο εύκολη επίλυση.

4.3.5 Μέθοδοι Πεπερασμένων Διαφορών – Finite Differences Method

Οι Μέθοδοι Πεπερασμένων Διαφορών χρησιμοποιούνται προκειμένου να προσεγγίσουμε τους διαφορικούς τελεστές στις εξισώσεις του Maxwell είτε στο πεδίο του χρόνου είτε στο πεδίο της συχνότητας. Όπως και στην MoM ο στόχος πρέπει να καταταμηθεί. Οι εξισώσεις του Maxwell και οι οριακές συνθήκες επιβάλλονται στην επιφάνεια του στόχου και στα όρια των υποτμημάτων.

4.4 Τεχνικές υπολογισμού περιθλώμενου πεδίου από ακμή

Στις μικροκυματικές συχνότητες, μία χρήσιμη θεωρία ανίχνευσης ακτίνας πρέπει να περιλαμβάνει τους εξής μηχανισμούς σκέδασης:

1. Κατοπτρικές συνεισφορές από μεγάλες περιοχές επιφάνειας
2. Σκέδαση από ακμή
3. Αλληλεπιδράσεις μεταξύ επιφανειών και ακμών (διπλές σκεδάσεις)

Η Γεωμετρική και η Φυσική Οπτική καλύπτουν την πρώτη προϋπόθεση και ως ένα σημείο και την τρίτη προϋπόθεση. Όσον αφορά τα φαινόμενα σχετικά με σκέδαση από ακμή πρέπει να χρησιμοποιηθεί ένα μαθηματικό μοντέλο για περίθλαση από ακμή. Το μοντέλο περίθλασης από ακμή συναφές με την Γεωμετρική Οπτική είναι η Γεωμετρική Θεωρία της Περίθλασης. Το αντίστοιχο μοντέλο που χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με την Φυσική Οπτική είναι η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης. Παρόλο που η Φυσική Θεωρία της Περίθλασης δεν είναι μέθοδος ανίχνευσης ακτίνας, είναι μία μέθοδος υψηλών συχνοτήτων για την πρόβλεψη περίθλασης από ακμή.

Στην GTD οι ακτίνες υποθέτουμε ότι ακολουθούν νόμους της περίθλασης παρόμοιους με τους νόμους ανάκλασης. Για μία ακμή καθορίζεται ένας συντελεστής περίθλασης ο οποίος εξαρτάται από τη γεωμετρία της ακμής και την πόλωση του προσπίπτοντος κύματος. Μόλις γίνει η περίθλαση, το σκεδαζόμενο πεδίο δίνεται από τον πολλαπλασιασμό του προσπίπτοντος πεδίου με τον συντελεστή περίθλασης. Επιπλέον, το περιθλώμενο κύμα ακολουθεί ευθύγραμμο μονοπάτι στον ελεύθερο χώρο. Το συνολικό πεδίο σε ένα σημείο είναι το διανυσματικό άθροισμα όλων των ανακλώμενων και περιθλώμενων πεδίων που φθάνουν στο σημείο.

Η διόρθωση της Φυσικής Οπτικής για περίθλαση από ακμή παρέχεται από τα fringe currents τα οποία ρέουν κατά μήκος των ακμών. Το μέγεθος, η φάση και η τοποθεσία αυτών των ρευμάτων δίνεται από την PTD. Προκειμένου να βρεθεί το περιθλώμενο πεδίο από την ακμή σε ένα σημείο του χώρου, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε τα fringe currents στα ολοκληρώματα ακτινοβολίας. Το συνολικό πεδίο είναι το άθροισμα του σκεδαζόμενου πεδίου φυσικής οπτικής με το περιθλώμενο πεδίο.

Οι παραπάνω προσεγγίσεις παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα :

Μηχανισμός	Με βάση το Ρεύμα	Με βάση την Οπτική ακτίνας
	Current Based	Ray Optics Based
Ανάκλαση Επιφάνειας	ΦΥΣΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ GO surface current – physical optics (PO)	ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗ ΟΠΤΙΚΗ Specular rays – Geometrical Optics (GO)
Σκέδαση Ακμής	ΦΥΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ Fringe Currents – Physical Theory of Diffraction (PTD)	ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΗΣ ΠΕΡΙΘΛΑΣΗΣ Diffracted Rays – Geometrical Theory of Diffraction (GTD)
Επιφανειακά κύματα	Αλληλεπίδραση μεταξύ fringe currents	Πολλαπλές περιθλάσεις

Πίνακας 4.1 Μέθοδοι υπολογισμού των μηχανισμών σκέδασης με βάση το ρεύμα και με βάση την Οπτική Ακτίνων

Ο παρακάτω πίνακας περιγράφει τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα των διαφόρων τεχνικών υπολογισμού περίθλασης από ακμές.

Μέθοδος	Πλεονεκτήματα	Μειονεκτήματα
GTD	Οι ομοιόμορφες θεωρίες είναι συνεχείς στα όρια σκίασης	Οι πολλαπλές περιθλάσεις είναι πολύπλοκες Πρόβλημα με caustics Το σημείο παρατήρησης πρέπει να βρίσκεται πάνω στον κώνο του Keller
PTD	Δεν έχει ασυνέχειες	Δύσκολη μοντελοποίηση αλληλεπίδρασης ακμών Πρέπει να υπολογιστεί διπλό ολοκλήρωμα

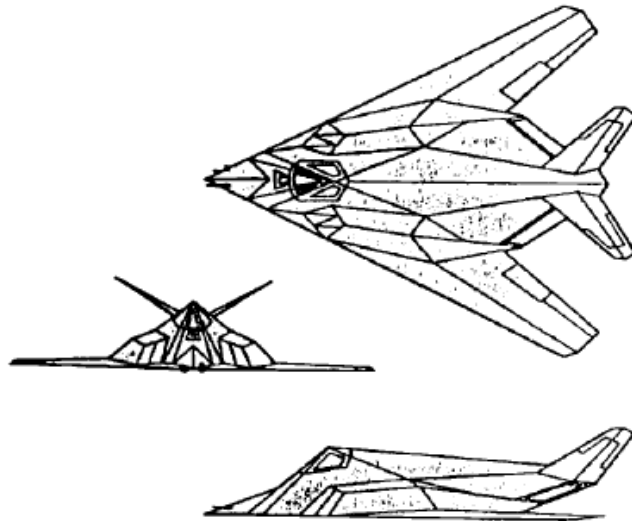
MEC	Τα σημεία παρατήρησης μπορούν να βρίσκονται εκτός του κώνου του Keller	Πρέπει να είναι γνωστοί οι συντελεστές περίθλασης GTD Ακριβής μόνο στην κατοπτρική κατεύθυνση
------------	--	---

Πίνακας 4.2 Πλεονεκτήματα και Μειονεκτήματα των τεχνικών υπολογισμού περιθλώμενου πεδίου από ακμή

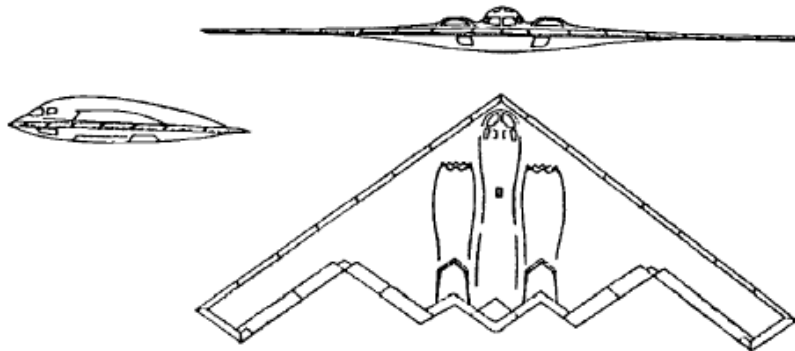
4.5 Εφαρμογές

Πρώτη μορφή της PTD αναπτύχθηκε από τον καθηγητή Ufimtsev, η διανυσματική μορφή εφαρμόσιμη σε ηλεκτρομαγνητική σκέδαση από τρισδιάστατα σώματα και έχει παίξει ένα ρόλο κλειδί στην ανάπτυξη μοντέρνων συστημάτων όπλων ραντάρ χαμηλής ανακλαστικότητας (low-radar-reflectivity) όπως το Lockheed F-117 Stealth Fighter (Μυστικός Μαχητής) και το Northrop B-2 Stealth Bomber (Βομβαρδιστικό αεροπλάνο μυστικών υπηρεσιών), που λειτουργούν τόσο για σχεδιαστικό εργαλείο και για εννοιολογικό πλαίσιο εργασίας. Αυτά τα συστήματα με τη σειρά τους έχουν βοηθήσει σε μεγάλης κλίμακας διακυβερνητικές εχθροπραξίες και έχουν έτσι βοηθήσει στην τροπή της ιστορίας. Πρέπει να διευκρινίσουμε ότι ο ορισμός stealth δεν αφορά τη χρήση μίας μεμονωμένης τεχνολογίας, αλλά αποτελεί ένα συνδυασμό τεχνολογιών που εφαρμόζονται για την επίτευξη χαμηλού ίχνους παρατηρησιμότητας, καθώς σήμερα καμία μεμονωμένη τεχνική δεν μπορεί να εξασφαλίσει το επιθυμητό αποτέλεσμα αλλά είναι δεδομένη η πρόοδος της αμερικανικής τεχνολογίας με τον σχεδιασμό και την επιχειρησιακή χρήση των F-117A/B-2/F-22 και μελλοντικά του F-35 JSF [4.1].

Ο Ben Rich, που επιτήρησε το F-117 project, ως αρχηγός, παρομοιάζει τη δουλειά του καθηγητή Ufimtsev ως την ανακάλυψη της Rosetta Stone για την τεχνολογία των μυστικών υπηρεσιών. Ο Mitzner δούλεψε στο Northrop για το B-2 project και υπήρχε τέτοιος ενθουσιασμός για την PTD που αυτός και ένας συνεργάτης του συχνά τραγουδούσαν "Go, Ufimtsev" στο ρυθμό του "On, Wisconsin".



Σχ. 4.3 Lockheed F-117 Stealth Fighter



Σχ. 4.4 Northrop B-2 Stealth Bomber

Τόσο στο Lockheed όσο και στο Northrop αναφέρονταν στο PTD ως θεωρία περίθλασης με βιομηχανική δύναμη για να ξεχωρίσουν αυτή την προσέγγιση από την περίθλαση που ευνοούνταν τότε από τα πανεπιστήμια, η οποία δεν ήταν αρκετά καλά ανεπτυγμένη για να χειριστεί τα προβλήματα του σχεδιασμού για τις μυστικές υπηρεσίες.

Όπως πολλές καλές θεωρίες είναι πολύ ευκολότερο να εφαρμόσουμε το PTD από το να το εξηγήσουμε. Αλλά ας δούμε γιατί είναι αυτό μια χρήσιμη προσέγγιση. Πρώτα απ' όλα, η PTD βασίζεται σε δυο σημαντικές αρχές στις οποίες είναι βολικό να αναφερθούμε εδώ, στην φυσική αρχή και στη γεωμετρική αρχή.

Η φυσική αρχή δείχνει πώς το σκεδαζόμενο πεδίο σε ένα σημείο έξω από ένα σώμα σκέδασης μπορεί να οριστεί από ένα ολοκλήρωμα πάνω σε κατάλληλες πεδιακές ποσότητες πάνω στην επιφάνεια ενός σώματος. Στην ακουστική, αυτές οι ποσότητες είναι η πίεση σε μια σκληρή επιφάνεια, η κανονική ταχύτητα σε μια μαλακή επιφάνεια, τόσο σε ένα σύνορο εμπέδησης όσο και στην επιφάνεια ενός

σώματος διείσδυσης. Στον ηλεκτρομαγνητισμό αυτές οι ποσότητες είναι το εφαπτόμενο μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια ενός τέλει αγωγού, τα εφαπτόμενα μαγνητικά και ηλεκτρικά πεδία σε ένα σύνορο εμπέδησης ή στην επιφάνεια ενός διαπερατού σώματος.

Η γεωμετρική αρχή δηλώνει ότι σε αρκετά υψηλή συχνότητα, όταν το μήκος κύματος είναι αρκετά μικρό συγκρινόμενο με τις κριτικές διαστάσεις του σώματος σκέδασης, τα ολοκληρώματα επιφανείας μπορούν να εκτιμηθούν ασυμπτωτικά για να παράγουν μια περιγραφή του ολικού πεδίου εκτός του σώματος σε όρους γεωμετρικών ακτίνων περίθλασης. Η αλλαγή στο πλάτος του πεδίου κατά μήκος μιας ακτίνας μπορεί να υπολογιστεί γεωμετρικά ανιχνεύοντας την απόκλιση και σύγκλιση από δέσμες ακτίνων εκτός από τις περιοχές που περιβάλλουν (α) ένα γεωμετρικό σύνορο σκιάς, για το οποίο η ανίχνευση ακτίνων προβλέπει μια ασυνέχεια πεδίου κατά μήκος του συνόρου, και (β) ένα caustic, είναι ένας τόπος όπου οι γειτονικές γεωμετρικές ακτίνες συναντιούνται ή διασταυρώνονται, όπως στην απλούστερη περίπτωση, ένα σημείο εστίασης, στο οποίο η ανίχνευση ακτίνων προβλέπει ένα άπειρο πεδίο. Η σωστή τιμή για το πεδίο σε αυτές τις περιοχές, που μικραίνουν με την αύξηση της συχνότητας μπορεί να βρεθεί χρησιμοποιώντας uniform ασυμπτωτικές τεχνικές για τον υπολογισμό των ολοκληρωμάτων επιφανείας. Ένα από τα σημαντικά στοιχεία του PTD είναι αυτή η ικανότητα για να υπολογίσουμε το πεδίο με ακρίβεια στα σύνορα σκίασης και στις caustic περιοχές. Είναι ιδιαίτερα σημαντικό στη σχεδίαση ώστε να επιτευχθεί χαμηλό ίχνος παρατηρησιμότητας. Τα άλλα κύρια πλεονεκτήματα του ομοιόμορφου μέρους είναι συνήθως, αν και όχι πάντα, δοσμένα από την προσέγγιση φυσικής οπτικής (PO), ότι τα επιφανειακά πεδία σε ένα σημείο είναι τα ίδια όπως αν το σημείο βρίσκεται σε μια άπειρη επίπεδη επιφάνεια εφαπτόμενη στο πραγματικό σώμα στο σημείο και με τις ίδιες συνοριακές συνθήκες όπως στο σημείο.

Για την ακουστική, το ομοιόμορφο μέρος είναι συνήθως δοσμένο από την ανάλογη προσέγγιση. Επειδή αυτή η ακουστική προσέγγιση δεν έχει ένα σταθερά ανεπτυγμένο όνομα και επειδή άλλοι ερευνητές έχουν θέσει το προηγούμενο, ο καθηγητής Ufimtsev χρησιμοποιεί τον όρο PO τόσο στον ηλεκτρομαγνητισμό όσο και στην ακουστική. Τα ανομοιόμορφα πεδία για ένα αδιαπέραστο σώμα, για παράδειγμα ένα σκληρό σώμα στην ακουστική ή ένας τέλει αγωγός στον ηλεκτρομαγνητισμό, τείνουν να είναι ισχυρότερα κοντά σε ένα στοιχείο περίθλασης

όπως μια ακμή όπου δυο επιφάνειες μιας πολύπλευρης επιφάνειας συναντιούνται, και αυτά τα πεδία συχνά εξασθενούν γρήγορα με την απόσταση από το στοιχείο. Θα έπρεπε να τονιστεί εδώ ότι αυτή η επιθυμητή συμπεριφορά είναι επακόλουθο της συνετής επιλογής του ομοιόμορφου μέρους.

Τα ανομοιόμορφα επιφανειακά πεδία καθορίζονται χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα απλούστερων προβλημάτων σκέδασης, συχνά λεγόμενων ως κανονικά προβλήματα. Θεωρείστε ξανά, για παράδειγμα, μια ακμή σε μια πολύπλευρη επιφάνεια. Ας θεωρήσουμε ότι το σώμα είναι τέλειος αγωγός και η ακμή είναι ευθεία με τη γωνία της σφήνας να σχηματίζεται από δυο επιφάνειες σταθερές κατά μήκος της και ότι το φωτιζόμενο πεδίο είναι ένα επίπεδο κύμα και ας επιλέξουμε τα ΡΟ πεδία σαν το ομοιόμορφο μέρος. Τότε το κανονικό πρόβλημα είναι η περίθλαση ενός κατάλληλα προσανατολισμένου επιπέδου κύματος από μια απείρως μακριά σφήνα με τέλεια αγωγίμες επίπεδες επιφάνειες (ακόμη κι αν οι επιφάνειες στο σώμα που μας ενδιαφέρει δεν είναι επίπεδες). Αυτό το πρόβλημα μετατρέπεται σε δυο δισδιάστατα προβλήματα, το ένα για το προσπίπτον ηλεκτρικό πεδίο κανονικοποιημένο στην ακμή, το άλλο για το προσπίπτον μαγνητικό πεδίο κανονικοποιημένο στην ακμή, και ακριβείς λύσεις υπάρχουν για αυτά τα προβλήματα. Τα διανυσματικά επιφανειακά πεδία μπορούν να κατασκευαστούν από τις δυο γραμμικές λύσεις, και τα ανομοιόμορφα επιφανειακά πεδία τα σχετιζόμενα με την ακμή βρίσκονται τότε αφαιρώντας τα πεδία της φυσικής οπτικής του κανονικού προβλήματος από την πλήρη λύση. Έτσι εμφανίζεται το πρόβλημα συμβιβασμού του ομοιόμορφου μέρους και του ανομοιόμορφου μέρους, που ορίζεται πάνω σε μια επιφάνεια που μπορεί να μην ταιριάζει ακριβώς στην επιφάνεια του σώματος.

Ο Ufimtsev ασχολείται με το πρόβλημά αυτό μετατρέποντας το ανομοιόμορφο μέρος σε ένα συνεχή πίνακα στοιχειωδών κυμάτων ακμής συγκεντρωμένων κατά μήκος της ακμής. Αυτά τα στοιχειώδη κύματα ακμής είναι οι πηγές περιθλώμενων ακτίνων και έχουν ένα κατευθυντικό σχήμα σχετιζόμενο στο κανονικό πρόβλημα. Σε όρους μηχανικών αυτοί λέγονται συντελεστές περίθλασης. Η ανομοιόμορφη συνεισφορά στο πεδίο περιθλώμενο από την ακμή δίνεται τώρα από ένα ολοκλήρωμα από τα στοιχειώδη κύματα ακμής κατά μήκος της ακμής. Αλλά, όταν υπολογίζουμε ασυμπτωτικά το ολοκλήρωμα για την περίθλαση φυσικής οπτικής από μια πλευρά, βλέπουμε ότι αυτό μετατρέπεται σε ένα ολοκλήρωμα κατά μήκος του φωτιζόμενου

μέρους της περιμέτρου της πλευράς μαζί πιθανόν με άλλους εντοπισμένους όρους όπως την κατοπτρική ανακλαστική συνεισφορά (specular reflection contribution).

Μπορούμε τώρα από αυτή την έρευνα από το πώς τα επιφανειακά πεδία μοντελοποιούνται, να εξάγουμε αυτά τα επιπλέον σημαντικά στοιχεία για το PTD:

1. Η PTD μπορεί να βρει με ακρίβεια την ανάκλαση και την περίθλαση από ένα σώμα περίπλοκου μεγέθους χωρίς να πρέπει να ταιριάσει ολόκληρο το σώμα σε κανονικά προβλήματα, μόνο στις περιοχές που αναπτύσσεται η περίθλαση.
2. Η PTD ελαχιστοποιεί τη δυσκολία συμβιβασμού των γεωμετριών του σώματος με το κανονικό πρόβλημα.
3. Η PTD παράγει περιθλώμενες ακτίνες σε όλες τις κατευθύνσεις από κάθε στοιχείο ενός γραμμικού στοιχείου περίθλασης παρά απλώς σε κατευθύνσεις στον καλά γνωστό κώνο της περίθλασης.

Το τρίτο σημείο είναι πολύ σημαντικό στην επίτευξη χαμηλού ίχνους παρατηρησιμότητας, όπου οι εκτός κώνου ακτίνες μπορούν μερικές φορές να παράγουν τα ισχυρότερα πεδία σε μια περιοχή. Για την ακουστική είναι βέβαια η βαθμωτή θεωρία που μας ενδιαφέρει. Τα κανονικά προβλήματα είναι συχνά δυο διαστάσεων και τα δυο διαστάσεων προβλήματα μπορούν να ελαχιστοποιηθούν σε βαθμωτή μορφή.

4.6 Ειδικές βελτιώσεις της PO για εφαρμογή στην ιχνηλάτηση ακτίνας με PO/PTD σε διηλεκτρικά αντικείμενα

4.6.1 Ιχνηλάτηση ακτίνας με PO/PTD

Η PO χρησιμοποιείται επιτυχώς για μεταλλικά αντικείμενα στην μεθοδολογία ιχνηλάτησης ακτίνας με SBR και χρήση PO-PTD αλγόριθμου. Αυτό έχει επιβεβαιωθεί μέσω της σύγκρισης με την MoM [4.2]. Προκειμένου να διαχειριστούμε διηλεκτρικά αντικείμενα η PO πρέπει να τροποποιηθεί σε μία πιο γενική μορφή. Επίσης, ο αλγόριθμος ιχνηλάτησης ακτίνας πρέπει να υιοθετηθεί στα ειδικά φαινόμενα που προκύπτουν λόγω των διηλεκτρικών αντικειμένων, όπως παρουσιάζεται πιο κάτω.

4.6.2 Τροποποίηση PO ώστε να χρησιμοποιηθεί στην ιχνηλάτηση ακτίνας μέσω εφαρμογής PO/PTD

Μία ειδική τεχνική για σκέδαση από διηλεκτρικά αντικείμενα είναι ο διαχωρισμός του προσπίπτοντος κύματος σε ένα ανακλώμενο και ένα διαδιδόμενο. Αυτό μπορεί να λυθεί αποφασίζοντας τυχαία για κάθε ακτίνα αν αυτή είναι να ανακλαστεί ή να διαδοθεί. Έτσι αναδρομικοί αλγόριθμοι που σπαταλούν άσκοπα μνήμη υπολογιστή αποφεύγονται, και μόνο η πυκνότητα ακτίνων μπορεί να προσαρμοστεί. Με αυτή την προσέγγιση, καλή σύγκλιση των αποτελεσμάτων παρατηρείται αν ο αριθμός των ακτίνων που προσπίπτουν επί της επιφάνειας είναι αρκετά μεγάλος. Έτσι, οι μισές από τις προσπίπτουσες ακτίνες ανακλώνται και οι άλλες μισές διαδίδονται. Επομένως, η πυκνότητα ακτίνων των ανακλώμενων και διαδιδόμενων ακτίνων αντίστοιχα είναι η μισή της πυκνότητας των προσπιπτόντων ακτίνων, γεγονός που πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν στην περαιτέρω διαδικασία ιχνηλάτησης ακτίνας.

Αφού ο ανωτέρω περιγραφής 'διαχωρισμός' έχει εκτελεστεί για μια ακτίνα που προσπίπτει επί μιάς διηλεκτρικής επιφάνειας, υπολογίζονται οι συνεισφορές των αντίστοιχων πεδιακών εντάσεων ηλεκτρικού πεδίου. Σύμφωνα με την διατύπωση 'Φυσικής Οπτικής' (PO), αυτή συμπληρώνεται ορίζοντας τα ρεύματα επιφάνειας. Το ολοκλήρωμα πάνω στη συνολική επιφάνεια παράγει τις εντάσεις του σκεδαζόμενου πεδίου.

Σε αντίθεση με τη διατύπωση για μεταλλικές επιφάνειες, όπου μόνο ηλεκτρικά ρεύματα J εμφανίζονται, η γενικευμένη διατύπωση περιλαμβάνει επίσης μαγνητικά ρεύματα M . Ο τύπος για τις PO σκεδαζόμενες εντάσεις ηλεκτρικού πεδίου είναι:

$$E_{\theta} = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_{\phi} + Z_0 N_{\theta}) \quad (4.5)$$

$$E_{\phi} = \frac{jke^{jkr}}{4\pi r} (L_{\theta} - Z_0 N_{\phi}) \quad (4.6)$$

όπου Z_0 η κυματική εμπέδηση ελευθέρου χώρου και L και N τα ολοκληρώματα επιφάνειας των μαγνητικών και ηλεκτρικών ρευμάτων, αντίστοιχα.

Βλέπουμε ότι η διατύπωση της πυκνότητας ακτίνων είναι κατάλληλη να συνδυαστεί με την PO διατύπωση επειδή χρειάζεται να υπολογίσουμε απλώς ένα άθροισμα ακτινικών συνεισφορών. Με την υπόθεση ενός αρκετά μεγάλου αριθμού

ακτίνων να προσπίπτουν επί μιάς επιφανείας, η επιφάνεια ολοκλήρωσης μιας ακτίνας υπολογίζεται από την πυκνότητα ακτίνων της. Επιπλέον, το ακριβές μέγεθος αυτής της περιοχής δεν είναι πλέον σχετικό και πρέπει να υποθεθεί ότι είναι ένα τετράγωνο, που σίγουρα απλοποιεί τους υπολογισμούς των ολοκληρωμάτων.

4.6.3 Αποτελέσματα προσομοίωσης βελτιωμένης PO

Προσομοιώσεις έχουν εκτελεστεί για μια ευρεία ποικιλία αντικειμένων. Η επαλήθευση του αλγορίθμου έδειξε αξιοσημείωτη ακρίβεια των προσομοιώσεων στα μελετούμενα αντικείμενα αναφοράς. Έτσι σε αυτή την ενότητα θα δείξουμε συνοπτικά τα αποτελέσματα προσομοίωσης που αποκτήθηκαν από σύνθετα μεταλλικά αντικείμενα, και στην συνέχεια θα εστιάσουμε στην επαλήθευση της PO για διηλεκτρικά αντικείμενα.

4.6.3.1 Εφαρμογή PO/PTD για μεταλλικά αντικείμενα

Το πρώτο αντικείμενο είναι ένα 1:32 γραμμικό μοντέλο ενός μαχητικού αεροσκάφους, του οποίου το επιφανειακό πλέγμα (surface mesh) αποτελείται από 500,000 τριγωνικές έδρες.

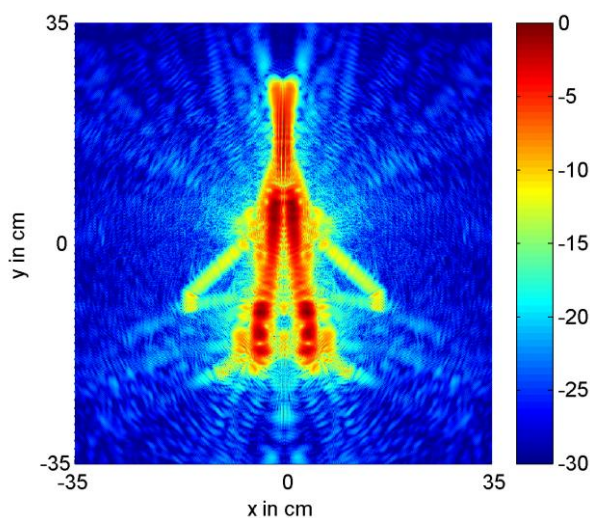
Ξέρουμε ότι τα επιφανειακά πλέγματα συνήθως χρησιμοποιούνται σε αεροδυναμικές μελέτες και κατά κόρον σε μελέτες ροής σε αεροδυναμικές σήραγγες. Μερικές φορές τέτοια πλέγματα χρησιμοποιούνται και για την μελέτη φορτίσεων επί της δομής του αεροσκάφους. Η μελέτη με πλέγμα είναι και η βασική μέθοδος που χρησιμοποιούν τα "πεπερασμένα στοιχεία" ή "finite elements" σύμφωνα με την οποία οι διάφορες τάσεις επί του αεροσκάφους μελετώνται χωρίζοντας την επιφάνεια του αεροσκάφους σε πεπερασμένο αριθμό τετραγώνων (τετραγωνικές έδρες) ή τριγώνων (τριγωνικές έδρες).

Το μήκος του αντικειμένου είναι περίπου 60cm και για απλούστευση, οι αγωγοί της μηχανής είναι άδαιοι. Γι' αυτό το σενάριο, αποτελέσματα προσομοίωσης παράγονται στην κλίμακα συχνοτήτων από 25GHz ως 39 GHz στο αζιμουθιακό επίπεδο με γωνιακή ανάλυση των $0,25^\circ$ και ένα βήμα συχνότητας των 50 MHz (για παράδειγμα 281 συχνότητες και 1441 γωνίες θέασης του στόχου - aspect angles).

Ως γωνία θέασης (aspect angle) λογίζεται η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ των αξόνων συμμετρίας δυο αντικειμένων. Στις αερομαχίες χρησιμοποιείται ευρέως ο όρος αυτός, π.χ. όταν τα ρύγχη δυο αεροσκαφών κινούνται το ένα μετωπικά το ένα

προς το άλλο τότε έχουμε γωνία θέασης 180 μοίρες. Εάν κάποιο αεροσκάφος έχει το ρύγχος του ακριβώς από πίσω και παράλληλα με τον άξονα του καταδιωκόμενου, τότε έχουμε γωνία θέασης 0 μοίρες.

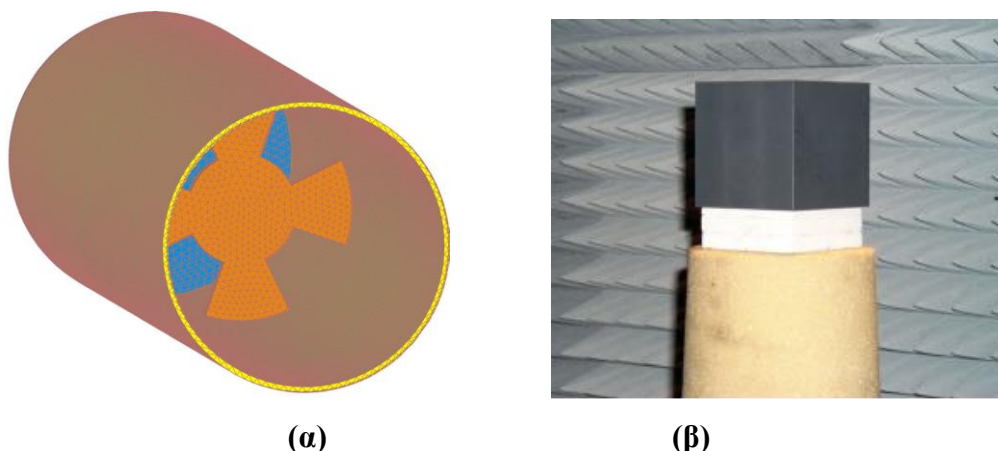
Για κάθε γωνία θέασης, ο αριθμός των ακτίνων που χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση είναι $N=200$ εκατομμύρια. Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο που προτάθηκε στην [4.4], τα τελικά δεδομένα χρησιμοποιούνται για να παράγουν μια εικόνα του αντικειμένου (σχήμα 4.5), που δείχνει το σχετικό RCS. Έτσι ειδικά κέντρα σκέδασης μπορούν να ταυτοποιηθούν. Το μέγεθος του αντικειμένου είναι καθαρά ορατό, αλλά επιπλέον θόρυβος παρατηρείται εκτός του αντικειμένου. Ο λόγος γι' αυτό το αποτέλεσμα είναι ο στοχαστικός αλγόριθμος ιχνηλάτησης ακτίνας, που συγκλίνει για αρκετά μεγάλους αριθμούς ακτίνων. Προφανώς ο αριθμός ακτίνων σε αυτή την προσομοίωση είναι αρκετά μεγάλος για να παράγει ένα σωστό σχήμα, αλλά πολύ μικρός για να εξαλείψει τον θόρυβο. Παρ' όλ' αυτά, εξ αιτίας του εξαιρετικά μεγάλου υπολογιστικού φόρτου στην προσομοίωση αυτή, έχει γίνει προσπάθεια εξισορρόπησης ανάμεσα στην ακρίβεια των υπολογισμών και τον υπολογιστικό φόρτο (CPU).



Σχ. 4.5 Σχετικό RCS (σε dB) ενός μοντέλου αεροσκάφους υπό κλίμακα (hh-πόλωση).

Το 2^ο μεταλλικό αντικείμενο είναι ένα απλοποιημένο μοντέλο μηχανής που έχει κατασκευαστεί από μια κυλινδρική κοιλότητα και έναν ανεμιστήρα με τέσσερα πτερύγια. Αν και το CAD μοντέλο στο σχήμα 4.6α αποτελείται μόνο από έναν μικρό αριθμό επιφανειών, είναι αρκετά σύνθετο αν το δούμε από την όψη του αλγορίθμου ιχνηλάτησης ακτίνας. Εκτός από τις ανακλάσεις στην καμπύλη επιφάνεια, πολλαπλές

αναπηδήσεις έχουν επίσης ληφθεί υπ' όψιν. Έτσι, ο μέγιστος αριθμός ανακλάσεων έχει τεθεί στο 50 για την προσομοίωση αυτού του σεναρίου.



**Σχ. 4.6 (α) Μοντέλο CAD μίας απλοποιημένης μηχανής
(β) PVC- κύβος σε ανηχοϊκό θάλαμο
($f = 30 \text{ GHz}$, hh-πόλωση, τριγωνικές έδρες)**

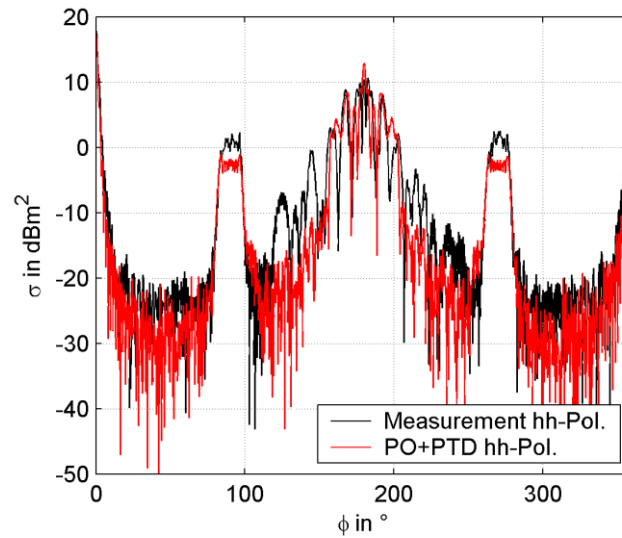
Για επαλήθευση αυτής της προσομοίωσης, τα αποτελέσματα RCS συγκρίνονται με μετρήσεις σε έναν 600mm μακρύ κύλινδρο διαμέτρου 150mm. Ο ανεμιστήρας έχει επίσης χτιστεί με μια μεταλλική επιφάνεια και είναι τοποθετημένος μέσα στον κύλινδρο σε μια απόσταση 250mm αναφορικά με το άνοιγμα. Και στις δυο περιπτώσεις, στην προσομοίωση και στη μέτρηση, το RCS εκτιμάται στη συχνότητα των $f=30\text{GHz}$ σε 2m απόσταση από το κέντρο του κυλίνδρου.

Τα αποτελέσματα για την hh-πόλωση στο σχήμα 4.7α δείχνουν καλή συμφωνία με τη μέτρηση RCS. Παρόλα αυτά, κάποιες αποκλίσεις παρατηρούνται γύρω στις $\varphi=180^\circ$, που δηλώνει κάθετη πρόσπτωση αναφορικά με το άνοιγμα. Ένας προφανής λόγος για αυτές τις αποκλίσεις είναι η ανάκλαση των ακτίνων σε τοπικά επίπεδες έδρες μέσα στον κύλινδρο, εστιάζοντας έτσι σε αποτελέσματα εξαιτίας της καμπύλης επιφάνειας που δεν μπορεί να ληφθεί υπόψη στην προσομοίωση.

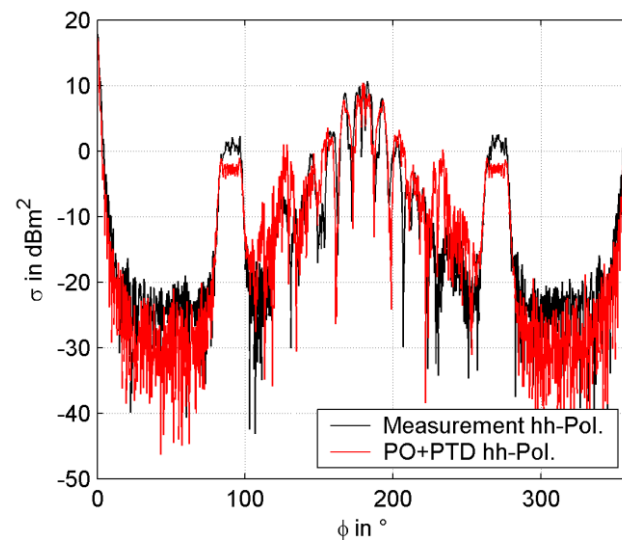
Έτσι, μια δεύτερη προσομοίωση, αντιμετωπίζοντας τον κύλινδρο σαν μια απλή καμπύλη επιφάνεια, εκτελείται και τα αποτελέσματα δίνονται στο σχήμα 4.7β. Είναι φανερό ότι τα μέγιστα γύρω από τις $\varphi = 180^\circ$ συμφωνούν πολύ περισσότερο με τη μέτρηση. Παρόλα αυτά, αποκλίσεις παρατηρούνται από πλάγια πρόσπτωση, το οποίο μπορεί να εξηγηθεί από ανακρίβειες στις μετρήσεις.

Οι προσομοιώσεις στην εν λόγω κυλινδρική δομή αποδεικνύουν καθαρά ότι η καμπυλότητα της επιφάνειας είναι σχετική, αν πολλαπλές ανακλάσεις λαμβάνονται υπ' όψιν. Παρόλα αυτά, πρέπει να σημειωθεί ότι η γενική περίπτωση για καμπύλες

επιφάνειες είναι πολύ πιο σύνθετη από τον κύλινδρο σε αυτό το παράδειγμα και παραμένει ένα σημαντικό καθήκον για μελλοντική μελέτη.



(α)



(β)

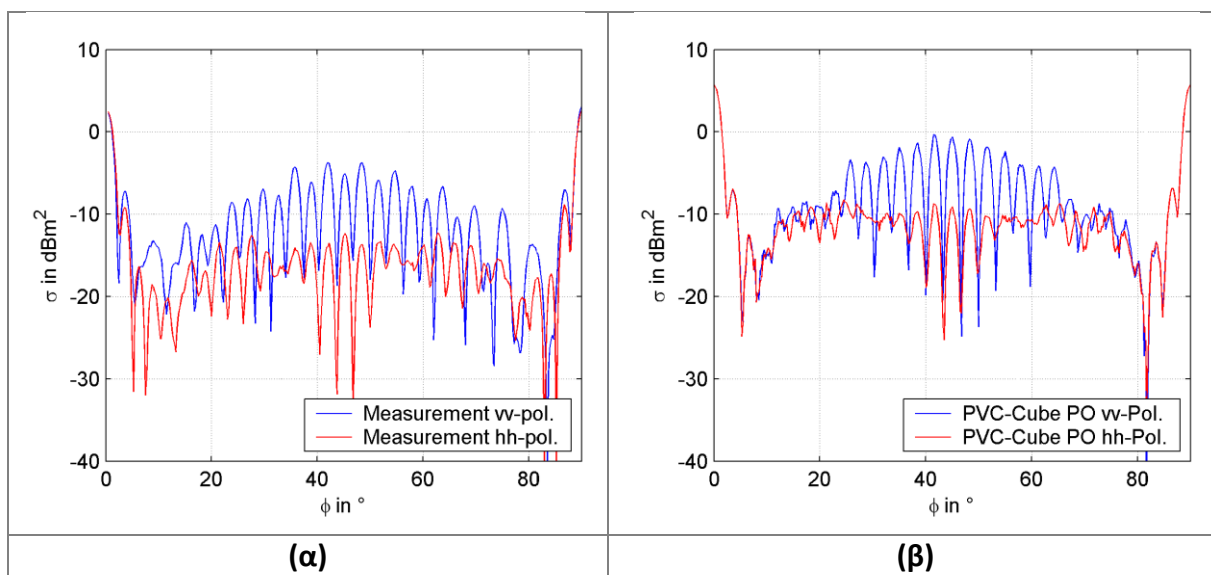
Σχ. 4.7 Αποτελέσματα Προσομοίωσης Μονοστατικού RCS μίας απλοποιημένης μηχανής, $f = 30$ GHz, hh-πόλωση (α)τριγωνικές έδρες, (β) θεώρηση κυλίνδρου ως καμπύλη επιφάνεια

4.6.3.2 Εφαρμογή Τροποποιημένης ΡΟ για Διηλεκτρικά αντικείμενα

Για επαλήθευση της ΡΟ υλοποίησης για διηλεκτρικά αντικείμενα, ένας κύβος με $a=12$ cm μελετάται στις επόμενες προσομοιώσεις στη συχνότητα $f = 30$ GHz. Αν και το αντικείμενο είναι αρκετά απλό, μια προσομοίωση αναφοράς που χρησιμοποιεί έναν κώδικα πεπερασμένων στοιχείων δεν είναι ασήμαντη επειδή το απαιτούμενο κυβικό πλέγμα απαιτεί μεγάλη ποσότητα μνήμης. Έτσι, οι μετρήσεις παίρνονται σαν αναφορά. Γι' αυτό το σκοπό, ένας PVC-κύβος με τις δοσμένες διαστάσεις έχει κατασκευαστεί και έχει τοποθετηθεί σε ένα σύστημα RCS μετρήσεων με έναν ανηχοϊκό θάλαμο (σχήμα 4.6β).

Προκειμένου να παρέχουμε τη σωστή αναπαράσταση στην προσομοίωση, οι ιδιότητες του υλικού αυτού του κύβου πρέπει να καθοριστούν. Η διηλεκτρική σταθερά ϵ του υλικού μπορεί να οριστεί χρησιμοποιώντας ένα στρώμα συχνοτήτων ($f= 20$ GHz ως 40GHz) στη σταθερά εξωτερική γωνία $\varphi = 0$. Εξαιτίας της υπέρθεσης των κυμάτων που ανακλώνται στις μπροστινές και πίσω επιφάνειες του κύβου, η ένταση του συνολικού πεδίου δείχνει μέγιστα σε συγκεκριμένες συχνότητες και ελάχιστα σε άλλες συχνότητες. Η απόσταση μεταξύ των δυο μεγίστων ή ελαχίστων εξαρτάται από τη διηλεκτρική σταθερά και μπορεί να συγκριθεί με προσομοιώσεις σε διαφορετικά ϵ_r . Αυτή η διαδικασία αποφέρει τη σχετική διηλεκτρική σταθερά $\epsilon_r = 2.7$.

Για την αναπαράσταση απωλειών στον PVC – κύβο, ένα επιπλέον φανταστικό μέρος χρειάζεται, που αποκτάται επίσης από σύγκριση με προσομοιώσεις σε διαφορετικές τιμές. Σαν ένα αποτέλεσμα, $\epsilon_r = 2,7-j0,01$ χρησιμοποιείται για τις προσομοιώσεις του μονοστατικού RCS του κύβου. Το μετρούμενο RCS του κύβου απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα.



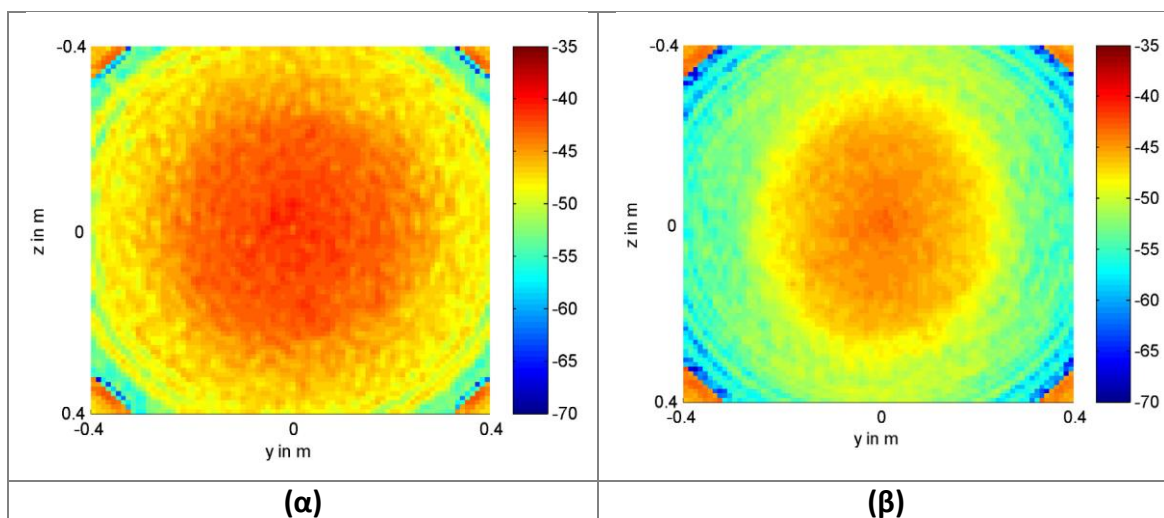
Σχ. 4.8 Μονοστατικό RCS για τον κύβο PVC, $f = 30 \text{ GHz}$

(α) $\epsilon_r = 2,7$ (β) $\epsilon_r = 2,7 - j0,01$

Οι απόλυτες τιμές έχουν αποκτηθεί με μια διαβαθμισμένη μέτρηση σε έναν μεταλλικό κύβο. Φανερά, τα w-πολωμένα σκεδαζόμενα πεδία αυξάνονται προς τις $\phi=45$, ενώ οι hh-συνεισφορές παραμένουν σε μια σταθερή τιμή. Αν μόνο επιφανειακά ανακλώμενες συνεισφορές υποτεθούν, ένας θα περίμενε μια μείωση του RCS προς τις $\phi=45$. Έτσι, το μετρούμενο RCS περιέχει μια σχετική συνεισφορά από την ανάκλαση στην πίσω πλευρά του κύβου. Η χαρακτηριστική εξάρτηση αναπαράγεται με μεγάλη ακρίβεια στην προσομοίωση, η οποία λαμβάνει υπόψη πολλαπλές ανακλάσεις μέσα στον κύβο. Επιπλέον, οι απόλυτες RCS τιμές δείχνουν καλή συμφωνία. Σημειώστε ότι τα αποτελέσματα της RCS προσομοίωσης είναι πολύ ευαίσθητα όσον αφορά και το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του ϵ_r , το οποίο κάνει τη σύγκριση με τη μέτρηση αρκετά δύσκολη. Επιπλέον, τα λάθη της μέτρησης ίσως να προκύψουν εξαιτίας μιας ανακριβούς θέσης του αντικειμένου. Λαμβάνοντας υπόψη τέτοιες πηγές ανακρίβειών, οι προσομοιώσεις στον PVC – κύβο δείχνουν μια πολύ καλή συμφωνία με τις μετρήσεις αναφοράς.

Το δεύτερο παράδειγμα για μια προσομοίωση σε ένα διηλεκτρικό αντικείμενο είναι ένα τυπικό θολωτό κάλυμμα κεραίας που μοντελοποιήθηκε σαν ένα μέρος ενός παραβολοειδούς. Το αντικείμενο αποτελείται από ένα διηλεκτρικό στρώμα ($\epsilon_r = 1,5$) πάχους 7mm, συνολικού μήκους 1m κατά μήκος του άξονα συμμετρίας και διάμετρο ανοίγματος 80cm. Για την προσομοίωση χρησιμοποιείται ένα πλέγμα (mesh) με περίπου 38,000 τριγωνικές έδρες για να αναπαραστήσει την καμπύλη δομή με καλή

ακρίβεια. Αυτό το σενάριο φωτίζεται από ένα τοπικά επίπεδο κύμα ($f = 10\text{GHz}$), το οποίο προσκρούει κατά μήκος του άξονα συμμετρίας. Σαν ένα αποτέλεσμα της προσομοίωσης αυτής, η κατανομή της πεδιακής έντασης στο επίπεδο του ανοίγματος υπολογίζεται. Τα αντίστοιχα δεδομένα για την w – πόλωση απεικονίζονται στο σχήμα 4.9α. Η κωδικοποίηση με τα χρώματα δηλώνει τη σχετική πεδιακή ένταση για ένα σημειακό πομπό σε μια απόσταση 100m, για παράδειγμα η τιμή -40 dB αντιστοιχεί σε διάδοση ελευθέρου χώρου. Όπως γίνεται φανερό από το σχήμα αυτό, το θολωτό κάλυμμα κεραίας προκαλεί μια ελαφριά εξασθένηση και μια συγκέντρωση πεδιακής έντασης στο κέντρο του επιπέδου του ανοίγματος. Αυτά τα αποτελέσματα ενισχύονται με μεγαλύτερες τιμές διηλεκτρικών σταθερών στο υλικό του θολωτού καλύμματος της κεραίας ($\epsilon_r = 3$ στο σχήμα 4.9β). Σημειώνεται ότι η κατανομή της πεδιακής έντασης εξαρτάται επίσης από την πόλωση του προσπίπτοντος κύματος.



Σχ. 4.9 Σχετική κατανομή πεδίου σε dB στο επίπεδο του ανοίγματος ενός τυπικού θολωτού καλύμματος κεραίας $f = 10\text{ GHz}$, vv -πόλωση (α) $\epsilon_r = 1.5$, (β) $\epsilon_r = 3$

4.6.4 Συμπεράσματα από προσομοιώσεις για μεταλλικά και διηλεκτρικά αντικείμενα

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάστηκε η πρόοδος στην RCS μοντελοποίηση αυθαίρετα μεταλλικών και διηλεκτρικών αντικειμένων χρησιμοποιώντας ένα νέο αποτελεσματικό κώδικα ιχνηλάτησης ακτίνας. Η βάση των προσομοιώσεων είναι ο υβριδικός συνδυασμός από οπτικές μεθόδους ακτίνων για την εύρεση σχετικών μονοπατιών διάδοσης με μεθόδους βασισμένες στην πηγή (πχ. PO και PTD) για τον

υπολογισμό των αντίστοιχων εντάσεων σκεδαζόμενου πεδίου. Εξαιτίας της χρήσης διακριτών ακτίνων, ρουτίνες τομής μπορούν να υλοποιηθούν πολύ αποτελεσματικά και ο αριθμός των ανακλάσεων είναι πρακτικά απεριόριστος, πράγμα που αποτελεί σημαντική προϋπόθεση για τη μοντελοποίηση μεγάλων σύνθετων αντικειμένων. Παρ' όλ' αυτά, τα παρουσιαζόμενα αποτελέσματα υποδεικνύουν την απαίτηση για περαιτέρω βελτιώσεις του αλγορίθμου, π.χ. όσον αφορά αυθαίρετα καμπύλες επιφάνειες και τη μοντελοποίηση πιο ρεαλιστικών θολωτών καλυμμάτων κεραίας.

Μια νέα, αποτελεσματική και πολύ ακριβής προσέγγιση προσομοίωσης βασισμένη σε μια υβριδική τεχνική ανίχνευσης ακτίνας παρουσιάζεται. Ο μοναδικός συνδυασμός κανονικοποίησης πυκνότητας ακτίνων (RDN) με Φυσική Οπτική (PO) και τη Φυσική Θεωρία της Περίθλασης (PTD) κάνει τον αλγόριθμο σχεδόν καθολικά εφαρμόσιμο σε αυθαίρετες προσομοιώσεις μεγάλων και σύνθετων αντικειμένων. Στην ενότητα αυτή βλέπουμε συνοπτικά αποτελέσματα προσομοίωσης που αποκτήθηκαν από πολύ σύνθετα αντικείμενα και εστιάζουμε στην υλοποίηση της PO για διηλεκτρικά αντικείμενα.

4.7 Προσομοιώσεις σκέδασης με χρήση τεχνικών ιχνηλάτησης ακτίνας GO/UTD και PO/PTD

Στην ενότητα αυτή ρίχνουμε μια γρήγορη ματιά στον κώδικα ιχνηλάτησης ακτίνας FARAD (FASt Ray Tracing Algorithm with Ray Density normalization - Γρήγορος αλγόριθμος ιχνηλάτησης ακτίνας με κανονικοποίηση της πυκνότητας ακτίνων) και μια άποψη πάνω στις προκλήσεις που γενικά εμφανίζονται με τους περισσότερους από τους κώδικες προσομοίωσης υψηλής συχνότητας.

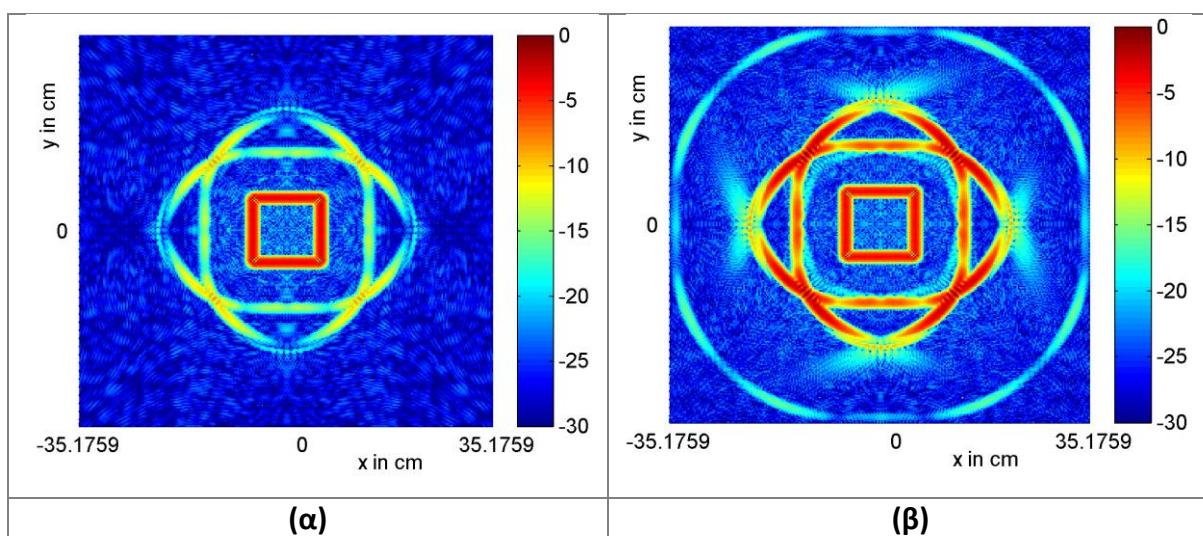
Σκοπός του παρουσιαζόμενου αλγορίθμου είναι η μοντελοποίηση σύνθετων ρεαλιστικών σεναρίων, έτσι ώστε ένας GO/UTD αλγόριθμος ιχνηλάτησης ακτίνας συνδυάζεται με έναν PO/PTD αλγόριθμο, παρέχοντας έτσι γρήγορες ρουτίνες τομής όπως επίσης κι έναν υπολογισμό των τελικών εντάσεων των σκεδαζόμενων πεδίων. Το μέγεθος και η πολυπλοκότητα του αντικειμένου είναι ουσιαστικά χωρίς όρια, πράγμα που επιτρέπει τη μοντελοποίηση αεροσκάφους πραγματικής κλίμακας σε συχνότητες σχετικές για ραντάρ. Οι περισσότερες εφαρμογές περιλαμβάνουν την ανάλυση κέντρων σκέδασης και εξακρίβωση της ταυτότητας των στόχων από τα σκεδαζόμενα πεδία τους. Αυτό το βασικό μέρος ιχνηλάτησης ακτίνας χρησιμεύει στο

να καθορίσει τα σχετικά μονοπάτια. Εν συνεχεία, μέθοδοι βασισμένες στην πηγή, για παράδειγμα οι PO και PTD χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των αντίστοιχων εντάσεων του σκεδαζόμενου πεδίου. Ο συνδυασμός με τον SBR αλγόριθμο μειώνει τα PO και PTD ολοκληρώματα σε ένα απλό άθροισμα συνεισφορών ακτίνων που επιτρέπει τη μοντελοποίηση αυθαίρετα σύνθετων αντικειμένων. Η PO έχει επεκταθεί σε διηλεκτρικά αντικείμενα, που επίσης υπονοεί την ιχνηλάτηση των διαδιδόμενων ακτίνων.

Μελέτες σε κοιλότητες έχουν αποκαλύψει ότι η ιχνηλάτηση περιθλώμενων ακτίνων, για παράδειγμα μετά από μια πρώτη περίθλαση στο άνοιγμα, ουσιαστικά επιβάλλεται για την παραγωγή πιο ακριβών αποτελεσμάτων. Έτσι, η UTD έχει υλοποιηθεί για ιχνηλάτηση περιθλώμενων ακτίνων παρέχοντας μια ορισμένη βελτίωση στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων. Τα επόμενα παραδείγματα θα δείξουν τις ικανότητες προσομοίωσης του κώδικα ανίχνευσης ακτίνας και θα συζητήσουμε περαιτέρω επεκτάσεις που θα αναπτυχθούν στο κοντινό μέλλον.

4.7.1 RCS προσομοιώσεις για διηλεκτρικά αντικείμενα χρησιμοποιώντας τον κώδικα FARAD

Από την όψη ενός αλγορίθμου ιχνηλάτησης ακτίνας, ακόμη κι ένας διηλεκτρικός κύβος είναι ένα σύνθετο αντικείμενο επειδή ίσως πρέπει να ληφθούν υπόψη ένας μεγάλος αριθμός από εσωτερικές ανακλάσεις. Το σχήμα 4.10 δείχνει τις τελικές εικόνες ενός κύβου με μήκος ακμής $a=12\text{cm}$ και διαφορετικές διηλεκτρικές σταθερές.



Σχ. 4.10 Ανάλυση σκέδασης από διηλεκτρικό κύβο
Σχετικό RCS σε dB, $a = 12$ cm, $f=20-40$ GHz, νν-πόλωση στο αζιμουθιακό-επίπεδο
 $(\alpha)\epsilon_{r,1} = 2.7 - j 0.05$, $(\beta)\epsilon_{r,2} = 2.7 - j 0.01$

Εξαιτίας της συμμετρίας του αντικειμένου, προσομοιώσεις χρειάζεται να εκτελεστούν μόνο από $\varphi=0^\circ$ ως $\varphi=45^\circ$. Η κλίμακα συχνοτήτων εκτείνεται από 20GHz έως 40GHz με μια ανάλυση από $\Delta f=50$ MHz. Για κάθε γωνία θέασης έχουν χρησιμοποιηθεί $N=100,000$ ακτίνες με ένα χρόνο CPU περίπου 20 sec ανά γωνία θέασης. Για να υπολογίσουμε για τις εσωτερικές ανακλάσεις μέσα στον κύβο, ένα μέγιστο από 10 ανακλάσεις έχει θεωρηθεί. Όπως το σενάριο που περιγράφεται παραπάνω χρησιμοποιήθηκε επίσης για μετρήσεις [4.3], η απόσταση από τον πομπό και το δέκτη στο κέντρο του κύβου έχει τεθεί στο $d= 2.8$ cm - και όπως στη μέτρηση – μια διστατική γωνία $1,6^\circ$ έχει υποτεθεί. Από τα τελικά δεδομένα, οι εικόνες του αντικειμένου έχουν παραχθεί χρησιμοποιώντας τη μέθοδο κοντινού πεδίου ISAR που περιγράφεται στο [4.4].

Η προσομοίωση έχει εκτελεστεί με τις διηλεκτρικές σταθερές $\epsilon_{r,1} = 2.7 - j0.05$ και $\epsilon_{r,2} = 2.7 - j0.01$. Φανερά, το μεγάλο φανταστικό μέρος του $\epsilon_{r,1}$ οδηγεί σε μια σημαντική εξασθένιση των ακτίνων που διαδίδονται διαμέσου του διηλεκτρικού μέσου. Έτσι το σχ.4.10(α) δείχνει τα μέτωπα του κύβου με υψηλό σχετικό RCS, που περιβάλλονται από εσωτερικές ανακλάσεις στο πίσω μέρος του αντικειμένου. Υψηλότερης τάξης ανακλάσεις δεν είναι σχετικές. Αντίθετα, τέτοιες υψηλότερης τάξης ανακλάσεις γίνονται ορατές στο $\epsilon_{r,2}$, οδηγώντας σε ένα ιδιαίτερα σύνθετο σχήμα κέντρων σκέδασης.

Αυτή η εικόνα επίσης αποκαλύπτει ότι για ένα ακριβές αποτέλεσμα σημαντικά περισσότερες από δυο ανακλάσεις θα έπρεπε να ληφθούν υπόψη για τις $\epsilon_{r,2}$ ιδιότητες των υλικών. Για να συνοψίσω αυτό το παράδειγμα, ο κώδικας ιχνηλάτησης ακτίνας μπορεί να συνδυαστεί κατάλληλα με μια μέθοδο ειδώλων και παρέχει μια βάση για σοφιστικέ ανάλυση για μηχανισμούς σκέδασης ακόμη και για διηλεκτρικά αντικείμενα.

4.7.2 RCS προσομοιώσεις με UTD επέκταση

Η UTD επέκταση του αλγορίθμου ιχνηλάτησης είναι ένα πολύ σύνθετο θέμα και δε θα εξηγηθεί με λεπτομέρειες εδώ. Συνοπτικά μιλώντας, κάθε φορά που μια ακτίνα χτυπάει μια ακμή, ένας δοσμένος αριθμός NUTD παράγεται και ρίχνεται στον λεγόμενο κώνο του Keller. Αυτές οι ακτίνες ανιχνεύονται στο σενάριο και θα υποστούν περαιτέρω ανακλάσεις κι έτσι θα παράγουν αντίστοιχα PO και PTD συνεισφορές. Το πιο κρίσιμο θέμα είναι η σωστή προσαρμογή της πυκνότητας ακτίνων στην UTD, έτσι ώστε κάθε συνεισφορά βαρύνεται με τον σωστό παράγοντα. Σύμφωνα με την υλοποίηση που περιγράφεται παραπάνω, η UTD επέκταση είναι σχετική αν περιθλώμενες ακτίνες δέχονται περαιτέρω αλληλεπιδράσεις με το αντικείμενο. Αυτό είναι σωστό ειδικά για αντικείμενα που μοιάζουν με κοιλότητες, όπως για παράδειγμα οι αεραγωγοί εισόδου αέρα (inlets) αεροσκαφών (σχ. 4.11).



(α)

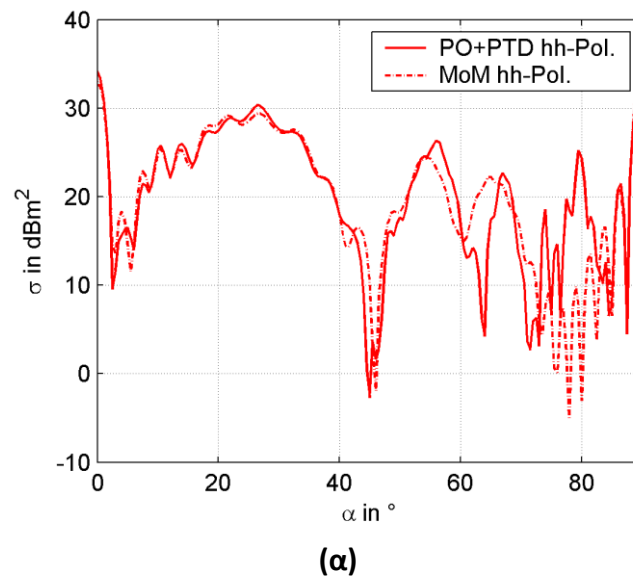


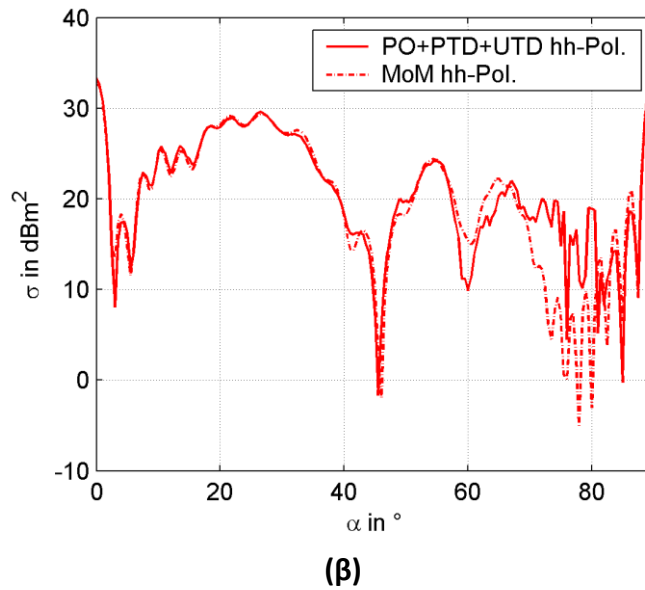
(β)

Σχ. 4.11 Εικόνες αεραγωγού (air-inlet)
(α)μαχητικού και (β)πολιτικού αεροσκάφους

Πρέπει να διευκρινίσουμε ότι ο ορισμός inlets αεροσκαφών χρησιμοποιείται για τους αεραγωγούς εισόδου αέρα και κυρίως για τους αεραγωγούς των στροβιλοκινητήρων. Όπως φαίνεται και στις φωτογραφίες, τα πολιτικά αεροσκάφη έχουν τους αεροκινητήρες κάτω από τις πτέρυγες και οι αεραγωγοί λέγονται air-inlet nacelles (αεραγωγός σχήματος μικρής ατράκτου), ενώ στα μαχητικά λόγω της ανάγκης για υπερηχητική πτήση είναι ενσωματωμένοι στην άτρακτο και λέγονται blended air inlet δηλαδή αεραγωγός προσαρμοσμένος στο κύριο σχήμα της ατράκτου.

Εδώ μια σχετικά απλή γεωμετρία αποτελούμενη από μια κοιλότητα κυβικού σχήματος μελετάται σε όρους του μονοστατικού RCS. Το σχήμα 4.12 απεικονίζει το μονοστατικό RCS της κοιλότητας μέσα στο επίπεδο ανύψωσης με το α να δηλώνει τη γωνία με αναφορά τον άξονα του αντικειμένου. Η κοιλότητα έχει ένα μήκος ακμής $a=1\text{m}$ ($a=10\lambda$, $f=3\text{GHz}$) και περιβάλλεται από έναν τοίχο από πάχος 1λ . Η προσομοίωση για την hh-πόλωση έχει εκτελεστεί με PO και PTD συνεισφορές (4.12α) και επιπρόσθετα με UTD ακτίνες (4.12β).





Σχ. 4.12 Προσομοίωση (α) PO-PTD (β)PO-PTD με επέκταση UTD

Είναι φανερό ότι η επέκταση με UTD βελτιώνει την ακρίβεια των αποτελεσμάτων και παρέχει σχεδόν την ακριβή τιμή της ραδιοτομής (RCS).

4.8 Προοπτικές για μελλοντική ανάπτυξη ασυμπτωτικών μεθόδων ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης

Τα φαινόμενα σκέδασης που περιγράφηκαν παραπάνω (για παράδειγμα PO για διηλεκτρικά αντικείμενα και UTD ανίχνευση ακτίνας) έχουν υλοποιηθεί στον κώδικα ιχνηλάτησης ακτίνας FARAD και φανερά δουλεύουν πολύ καλά με τα αντικείμενα μελετήθηκαν στην ενότητα αυτή. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι επεκτάσεις αυτές δεν είναι καθόλου ασήμαντες και παρέχουν ακριβή αποτελέσματα για σύνθετα μονοπάτια διάδοσης που έχουν παραμεληθεί σε πολλούς πρόσφατους ασυμπτωτικούς κώδικες προσομοίωσης.

Εντούτοις για την ακριβή μοντελοποίηση σύνθετων αντικειμένων, περαιτέρω επεκτάσεις απαιτούνται που θα βελτιώσουν τα αποτελέσματα και θα κάνουν ασυμπτωτικές μεθόδους προσομοίωσης ικανές να συναγωνιστούν με μετρήσεις ή ακριβείς μεθόδους. Μια τάξη αντικειμένων, η οποία απαιτεί ακριβή μοντελοποίηση, είναι οι κοιλότητες, π.χ. ρεαλιστικά μοντέλα αεραγωγών εισόδου αέρα αεροσκαφών.

Γενικά τέτοιες δομές αποφέρουν μια σημαντική συνεισφορά στο RCS του αεροσκάφους και έτσι μελετώνται από πολυάριθμες ομάδες ειδικών. Για να

παρέχουμε ακριβή αποτελέσματα για τέτοια αντικείμενα, ασυμπτωτικές μέθοδοι πρέπει να λάβουν υπόψη ένα μεγάλο αριθμό εσωτερικών ανακλάσεων.

Για να παραχθούν ακριβή αποτελέσματα για τέτοια αντικείμενα, οι ασυμπτωτικές μέθοδοι πρέπει να θεωρήσουν ένα μεγάλο αριθμό εσωτερικών ανακλάσεων. Μια άλλη σημαντική οπτική είναι η καμπύλη εσωτερική επιφάνεια της οποίας η επιρροή στο μέτωπο του κύματος για τις GO ακτίνες γενικά παραμελείται. Εντούτοις, οι πρώτες προσομοιώσεις σε απλά μοντέλα μηχανής απέδειξαν ότι η σωστή μοντελοποίηση καμπύλων επιφανειών είναι υποχρεωτική για την απόκτηση ακριβών RCS αποτελεσμάτων. Η γενίκευση αυτής της προσέγγισης από επιφάνειες έδρας προς αυθαίρετα καμπύλες επιφάνειες θα είναι ένα μελλοντικό βήμα προς τη μοντελοποίηση αντηχητικών δομών.

Μια άλλη σημαντική πρόκληση όταν χρησιμοποιούμε ασυμπτωτικές μεθόδους για προσομοιώσεις σε πολύ υψηλές συχνότητες, όπως για εφαρμογές ραντάρ για τις αυτοκινητοβιομηχανίες, είναι η μοντελοποίηση της τραχύτητας του εδάφους. Μέχρι τώρα είναι κοινή πρακτική να υποθέτουμε τέλεια λείες επιφάνειες, το οποίο βέβαια δεν ισχύει για πραγματικό αεροσκάφος, πλοία ή οχήματα στην περίπτωση υψηλών συχνοτήτων. Η σύγκριση με τις μετρήσεις υποδεικνύει ότι ήδη στα 35 GHz, η τραχύτητα παίζει έναν σημαντικό ρόλο για τη μοντελοποίηση RCS. Έτσι, ένα επαρκές φυσικό μοντέλο θα πρέπει να αναπτυχθεί και να υλοποιηθεί στο κοντινό μέλλον.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ 4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

- [4.1] Pyotr Ya. Ufimtsev, A Wiley, "Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction", Interscience publication, 2007
- [4.2] F. Weinmann, "Ray Tracing with PO/PTD for RCS Modeling of Large Complex Objects", IEEE Trans.Antennas Propagat., vol. 54, pp. 1797-1806, June 2006.
- [4.3] Frank Weinmann, "PO/PTD Ray Tracing for arbitrary Metallic and Dielectric Object", Proc. 'EuCAP 2006', Nice, France, 6-10 November 2006, (ESA SP-626, October 2006)
- [4.4] T. Vaupel and T. F. Eibert, "Comparison and Application of Near-Field ISAR Imaging Techniques for Far-Field Radar Cross Section Determination", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 54, pp. 144-151, Jan. 2006.
- [4.5] Shyh-Kang Jeng, "Near-Field Scattering by Physical Theory of Diffraction and Shooting and Bouncing Rays" , IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 46, No. 4, April 1998
- [4.6] Hasnain H. Syed, John L. Volakis, "PTD Analysis of Impedance Structures", IEEE Transactions on Antennas and Propagation,, Vol. 44, No. I, July 1996
- [4.7] F. Weinmann, "UTD Shooting-and-Bouncing Extension to a PO/PTD Ray Tracing Algorithm," submitted to IEEE Trans. Antennas Propag.
- [4.8] U. Saynak, A. Çolak, D. Bölükbas, H. Tayyar, C. Özdemir, "Utilizing ISAR Imagery to Analyze the Diffraction Effects from Leading and Trailing Edges of a Target" , 2010
- [4.9] F.Weinmann,"Scattering simulations with GO/UTD – PO/PTD Ray tracing", EMTS 2007 International URSI Commission B – Electromagnetic Theory Symposium – July 26-28, 2007 – Ottawa ,ON, Canada.
- [4.10] W. C. Chew, J.-M. Jin, E. Michielssen, and J. M. Song, *Fast and Efficient Algorithms in Computational Electromagnetics*, Boston: Artech House, 2001.
- [4.11] A. Tzoulis and T. F. Eibert, "A Hybrid FEBIMLFMM-UTD Method for Numerical Solutions of Electromagnetic Problems Including Arbitrarily Shaped and Electrically Large Objects," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 53, pp. 3358-3366, Oct. 2005.

- [4.12] D. J. Andersh, M. Hazlett, S. W. Lee, D. D. Reeves, D. P. Sullivan, and Y. Chu, "XPATCH: A High Frequency Electromagnetic-Scattering Prediction Code and Environment for Complex 3D Objects," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 36, pp. 65-69, Feb. 1994.
- [4.13] M. Domingo, F. Rivas, J. Pérez, R. P. Torres, and M. F. Cátedra, "Computation of the RCS of Complex Bodies Using NURBS Surfaces," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 37, pp. 36-47, Dec. 1995.
- [4.14] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York: John Wiley & Sons Inc., 1989.