



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

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΣΕ ΤΟΥΝΕΛ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΙΚΑΤΕΡΙΝΗ Δ. ΖΩΗ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Ε. ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ

Επιβλέπων : Φ. ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2006



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

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΑΔΙΟΚΑΛΥΨΗΣ ΣΕ ΤΟΥΝΕΛ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΑΙΚΑΤΕΡΙΝΗ Δ. ΖΩΗ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Ε. ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ

Επιβλέπων : Φ. ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 26η Σεπτεμβρίου 2006.

.....
Φ. Κωνσταντίνου
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Ν. Ουζούνογλου
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Χ. Καψάλης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2006

.....
ΑΙΚΑΤΕΡΙΝΗ Δ. ΖΩΗ
ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Ε. ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ

Διπλωματούχοι Ηλεκτρολόγοι Μηχανικοί και Μηχανικοί Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © ΑΙΚΑΤΕΡΙΝΗ Δ. ΖΩΗ.
Copyright © ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Ε. ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ

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.

Για την εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε θερμά κατά κύριο λόγο τον καθηγητή μας, κ. Φ. Κωνσταντίνου , που μας έδωσε την ευκαιρία να ασχοληθούμε με το εν λόγω θέμα και μας βοήθησε να ξεπεράσουμε όποιες δυσκολίες προέκυψαν. Επίσης, πρέπει να τονίσουμε ότι η εργασία αυτή δεν θα είχε έλθει εις πέρας δίχως την αμέριστη συμπαράσταση ,την πολύτιμη συμβολή και τις πάντοτε εύστοχες παρεμβάσεις του διδάκτορα κ. Δ. Αποστολάκη που μας καθοδήγησε στη μελέτη αυτή.

Παπανικολάου Δημήτρης
Ζώη Κατερίνα

Σεπτέμβριος 2006

Περιεχόμενα

Εισαγωγή.....	3
1ο κεφάλαιο– ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ.....	5
1.1 Στοιχειώδες δίπολο – Δίπολο Hertz.....	5
1.2 Γραμμική κεραία μεγάλου μήκους.....	6
1.3 Το δίπολο $\lambda/2$	16
1.4 Προσομοίωση ακτινοβολίας διπόλου $\lambda/2$	21
1.5 Ίδια και αμοιβαία αντίσταση διπόλου.....	33
1.6 Αντίσταση στοιχειοκεραιών.....	40
1.7 Η στοιχειοκεραία Yagi-Uda.....	48
1.8 Εισαγωγικά για το Supرنec.....	57
1.9 Καλώδια διαρροής Leaky Feeder.....	63
2ο κεφάλαιο Προσομοίωση της κεραίας YAGI-UDA στον ελεύθερο χώρο.....	73
2.1 Περιγραφή της κεραίας – Προσομοίωση.....	73
2.2 Διαγράμματα ισχύος του πεδίου της Yagi στον ελεύθερο χώρο.....	90
3ο κεφάλαιο Μελέτη της έντασης ακτινοβολίας μιας κεραίας YAGI-UDA στο περιβάλλον ενός τούνελ.....	103
3.1 Χαρακτηριστικά του τούνελ.....	103
3.2 Σχεδιασμός του τούνελ στο περιβάλλον του SUPERNEC.....	104
3.3 Ορισμός ρυθμίσεων προσομοίωσης.....	109
4ο κεφάλαιο Προσομοίωση τούνελ με καλώδια διαρροής LCF.....	115
4.1 Προσομοίωση καλωδίου LCF στον ελεύθερο χώρο.....	115
4.2 Προσομοίωση περιβάλλοντος τούνελ με καλώδιο Leaky Feeder.....	121
5ο κεφάλαιο Σύγκριση αποτελεσμάτων προσομοίωσης με τα αντίστοιχα αποτελέσματα μετρήσεων.....	127

Εισαγωγή

Σκοπός

Είναι γνωστή η αναγκαιότητα επικοινωνίας σε κλειστούς χώρους σε οποιοδήποτε σημείο ακόμη και σε σήραγγες λόγω της αυξανόμενης ανάπτυξης των τηλεπικοινωνιών. Γενικότερα παρουσιάζει άνοδο η ζήτηση σήμερα για επικοινωνίες μεταξύ των σταθερών και κινητών σταθμών όπου χρησιμοποιούνται ραδιοζεύξεις.

Ωστόσο τα αποτελέσματα διάδοσης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που χρησιμοποιείται για την κινητή επικοινωνία δεν είναι πολύ ικανοποιητικά σε ορυχεία και σήραγγες, καθότι η μετάδοση στις σήραγγες με τη βοήθεια κεραιών καθίσταται δύσκολη. Γι αυτό το ενδιαφέρον μας στρέφεται σε άλλες λύσεις προκειμένου να καλυφθούν ανάγκες για ραδιοεπικοινωνίες, όπως η επικοινωνία σε υπόγειους χώρους (σταθμούς αυτοκινήτων, ορυχεία). Επίσης αναζητείται λύση βελτίωσης της κινητής τηλεφωνίας και FM ραδιοφωνίας σε μεγάλα κτίρια, οδικές σήραγγες, στους υπόγειους σιδηροδρόμους.

Προεξάρχουσα ανάγκη είναι η ανάπτυξη της κινητής τηλεφωνίας με νέα στοιχεία ακτινοβολίας που θα επιτρέπουν την αναμετάδοση της ζώνης συχνοτήτων των 900 MHz και 1800 MHz με ικανοποιητική στάθμη σήματος.

Σκοπός αυτής της διπλωματικής εργασίας είναι η ανάλυση, η προσομοίωση και η σχεδίαση διαφόρων συστημάτων κεραιών με τη χρησιμοποίηση της Αριθμητικής Μεθόδου Super nec και η σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων με αυτά του προγράμματος προσομοίωσης.

Τα συστήματα κεραιών που εξετάζονται είναι οι διπολικές κεραιές και η διπολική στοιχειοκεραία Yagi-Uda. Μελετώνται διάφορα χαρα-κτηριστικά των κεραιών, όπως η γεωμετρική τους διάταξη, το κέρδος ισχύος ακτινοβολίας και η εμπέδηση εισόδου.

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας, εκτός από σύντομη θεωρητική παρουσίαση των κεραιών, επιχειρείται και η προσομοίωση υπόγειας σήραγγας και η μελέτη των συνθηκών ακτινοβολίας σε αυτή. Στο τούνελ που προσομοιώνουμε χρησιμοποιούμε καλώδια διαρροής leaky feeder που λειτουργούν όπως μια συνεχής κεραία και στην εκπομπή και στη λήψη και των οποίων θα μελετήσουμε επίσης τα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας.

Τέλος μελετώνται οι αλλαγές στις συνθήκες ακτινοβολίας στο τούνελ με την αλλαγή που πραγματοποιούμε στο υλικό των τοιχωμάτων του.

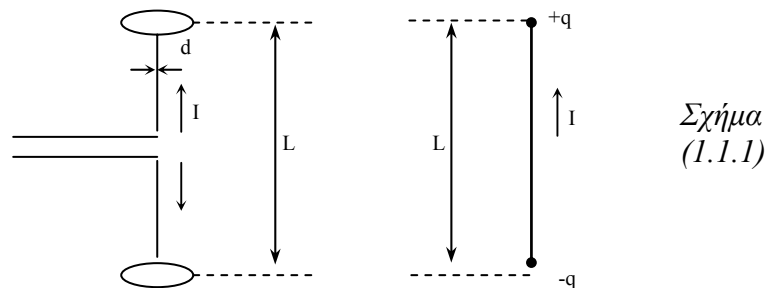
Κεφάλαιο 1 - ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ - Εισαγωγικά στοιχεία για τα δίπολα

1.1 ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΕΣ ΔΙΠΟΛΟ (ΔΙΠΟΛΟ HERTZ)

Μία κεραία η οποία χρησιμοποιείται πάρα πολύ είτε μόνη της είτε σαν στοιχειώδης ακτινοβολητής σε πιο σύνθετες κεραίες (στοιχείο-κεραίες) είναι το λεγόμενο δίπολο.

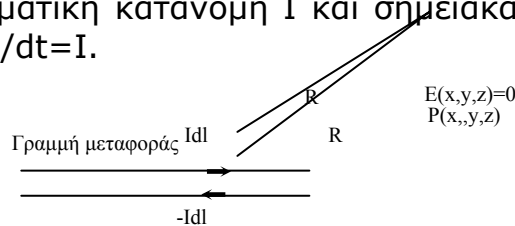
Δίπολο ονομάζουμε κάθε κομμάτι ευθύγραμμου σύρματος (κυκλικού κυλινδρικού αγωγού) μήκους L , το οποίο χρησιμοποιείται για την παραγωγή ή λήψη ηλεκτρομαγνητικού πεδίου σε συχνότητες των οποίων το μήκος κύματος είναι συγκρίσιμο με το διπλάσιο του μήκους του. Στα χαρακτηριστικά που σχετίζονται με το κοντινό πεδίο είναι η αντίσταση εισόδου και στα χαρακτηριστικά και ιδιότητες που σχετίζονται με το μακρινό πεδίο είναι το διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας.

Το δίπολο z Hertz ή βραχύ δίπολο είναι ένας ευθύγραμμος ακτινοβολητής με μήκος $L \ll \lambda$ και κατανομή ρεύματος σταθερή κατά μήκος του.



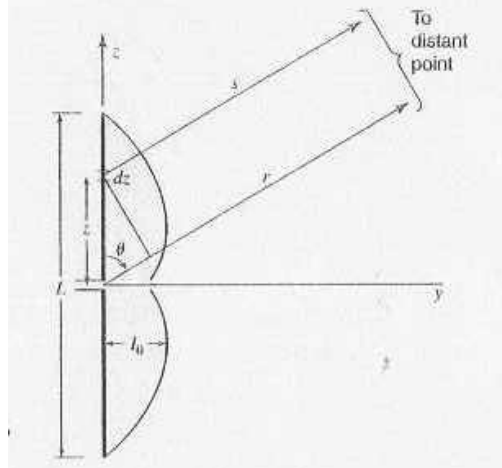
Στα άκρα του τοποθετούμε μεταλλικές πλάκες, που δρουν ως πυκνωτής για την επίτευξη σταθερής κατανομής ρεύματος κατά μήκος του δίπολου (φόρτιση κορυφής). Το δίπολο τροφοδοτείται από γραμμή με-ταφοράς, η οποία δεν ακτινοβολεί σε μακρινή περιοχή (καθώς τα ρεύματα στους δύο αγωγούς της είναι αντίθετα και σε μεγάλες αποστάσεις, τα πεδία που δημιουργούν αλληλοαναιρούνται) και η ακτινοβολία από τις μεταλλικές πλάκες θεωρείται αμελητέα. Το πάχος του αγωγού σε περίπτωση που είναι πολύ μικρότερο από το μήκος του δίπολου ($d \ll L$), θεωρείται επίσης αμελητέο. Από τα παραπάνω το ισοδύναμο μοντέλο του βραχέως δίπολου αποτελείται από αγωγό μηδενικού πάχους, μήκους

L , με σταθερή ρευματική κατανομή I και σημειακά φορτία $q, -q$ στα άκρα του οποίου $dq/dt = I$.



1.2 ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΚΕΡΑΙΑ ΜΕΓΑΛΟΥ ΜΗΚΟΥΣ

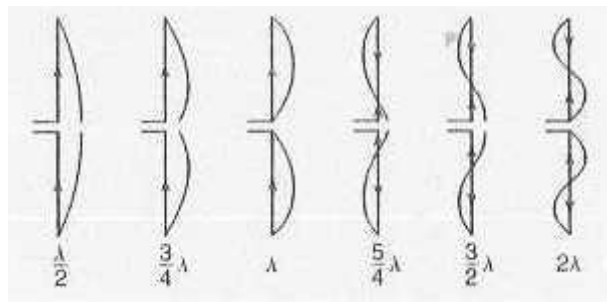
Στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές, οι χρησιμοποιούμενες γραμμικές κεραιές έχουν μήκη συγκρίσιμα με το μήκος κύματος. Αντιθέτως το δίπολο Hertz στο οποίο αναφερθήκαμε στην προηγούμενη ενότητα, δεν είναι ευρέως χρησιμοποιούμενο καθώς έχει μικρή αντίσταση ακτινοβολίας με αποτέλεσμα να απαιτεί μεγάλες τιμές ρεύματος τροφοδότησης για να ακτινοβολήσει επαρκώς.



Σχήμα (1.2.1)

Γραμμική κεντρικά τροφοδοτούμενη κεραιά μήκους L

Οι κεραιές τροφοδοτούνται συμμετρικά στο κέντρο από μια ισορροπημένη γραμμή μετάδοσης δύο καλωδίων, όπως η κεραιά του σχήματος (1.2.1). Οι κεραιές μπορούν να είναι οποιοδήποτε μήκους, και η τροφοδότηση θεωρείται ημιτονοειδής. Οι μετρήσεις τροφοδοσίας φορτίου δείχνουν ότι αυτή είναι μια καλή υπόθεση υπό τον όρο ότι η κεραιά είναι λεπτή (όταν είναι η διάμετρος αγωγών για παράδειγμα λιγότερο από $\lambda/100$). Ωστόσο, η ημιτονοειδής κατανομή προσεγγίζει τη φυσική κατανομή ρεύματος στα παραδείγματα λεπτών γραμμικών κεντρικά τροφοδοτούμενων κεραιών διαφορετικού μήκους που απεικονίζονται παρακάτω. Τα ρεύματα είναι σε φάση για τμήμα $\lambda/2$ και αντίθετης φάσης για τα επόμενα παραδείγματα.



Σχήμα (1.2.2)

Κατανομή ρεύματος για λεπτές γραμμικές κεντρικά τροφοδοτούμενες κεραιές διάφορων μηκών

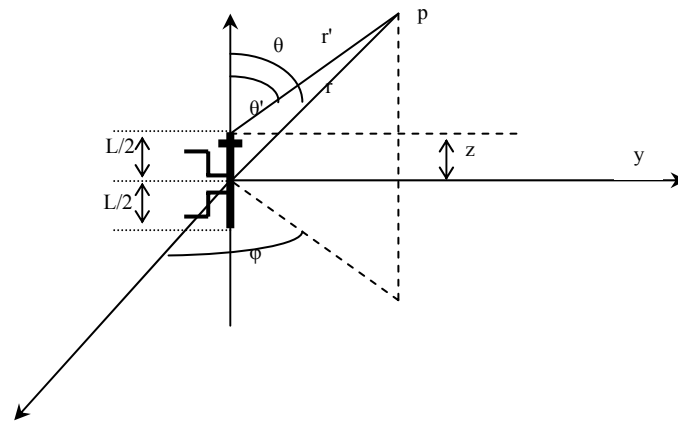
Καθώς το ρεύμα στις γραμμικές κεραιές δεν μπορεί να θεωρηθεί σταθερό σε όλο το μήκος τους, για να υπολογίσουμε το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που παράγουν, θεωρούμε ότι η κεραιά αποτελείται από ένα μεγάλο αριθμό δίπολων και εφαρμόζουμε την

αρχή της υπέρθεσης. Η αρχή αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί τόσο για τον υπολογισμό του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, όσο και για τον υπολογισμό των συναρτήσεων δυναμικού, καθώς τα μεγέθη αυτά είναι ανάλογα του ρεύματος. Αντιθέτως δεν μπορεί να εφαρμοστεί για τον υπολογισμό της ακτινοβολούμενης ισχύος, της αντίστασης ακτινοβολίας και την ένταση της ακτινοβολίας, καθώς τα μεγέθη αυτά είναι ανάλογα του τετραγώνου της ακτινοβολίας.

Αναφερόμενοι στο σχήμα (1.2.3) θα αναπτύξουμε τις εξισώσεις μακρινού πεδίου για μία συμμετρική γραμμική κεντρικά τροφοδοτούμενη κεραία μεγάλου μήκους (L), της οποίας το κέντρο ταυτίζεται με την αρχή του συστήματος συντεταγμένων.

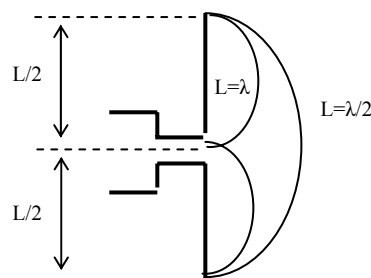
Η ρευματική κατανομή σε κάθε σημείο του z στην κεραία δίνεται από:

$$[I] = I_0 \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{L}{2} \pm z\right)\right] e^{j\omega(1-r/c)} \quad (1.2.1)$$



Σχήμα (1.2.3) όπου L το μήκος του διπόλου

Αναλυτικότερα, εφόσον η κατανομή ρεύματος κατά μήκος της γραμμικής κεραίας μπορεί να προσεγγιστεί με την ρευματική κατανομή της ανοιχτοκυκλωμένης γραμμής μεταφοράς, παίρνουμε την ημιτονοειδή συνάρτηση του z $I(z)$. Το στάσιμο κύμα για το ρεύμα επιλέγεται έτσι ώστε να παρουσιάζει μηδενισμό στα άκρα του δίπολου και η απόσταση που επιλέγεται μεταξύ ενός μηδενισμού του ρεύματος και του επόμενου μέγιστου, είναι ίση με το $1/4$ του μήκους κύματος στο κενό.



 Σχήμα (1.2.4)

Με βάση τα παραπάνω η ρευματική κατανομή δίνεται από:

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \sin \left[k_0 \left(\frac{L}{2} - z \right) \right] & z > 0 \\ I_0 \sin \left[k_0 \left(\frac{L}{2} + z \right) \right] & z < 0 \end{cases}$$

(1.2.2)

όπου $k_0 = 2\pi/\lambda$ με λ το μήκος κύματος λειτουργίας. Το στοιχειώδες ρεύμα $I(z)dz$ επί της γραμμικής κεραίας δημιουργεί στο μακρινό πεδίο, σε απόσταση r' από το στοιχειώδες ρεύμα, τις πεδιακές εντάσεις

$$dE_\theta = \frac{jk_0 I(z) dz}{4\pi r'} e^{-jk_0 r'} \sin \theta'$$

$$dH_\phi = \frac{jk_0 I(z) dz}{4\pi r'} e^{-jk_0 r'} \sin \theta'$$

(1.2.3)

Για να υπολογιστεί το πεδίο ακτινοβολίας στο σημείο P, το οποίο βρίσκεται σε απόσταση r από την αρχή των αξόνων και υπό γωνία θ , οι συντεταγμένες r' και θ' πρέπει να εκφραστούν συναρτήσει των r, θ . Ο υπολογισμός όμως γίνεται για την μακρινή περιοχή, συνεπώς προσεγγιστικά έχουμε (και μόνο για τους παρονομαστές των παραπάνω σχέσεων που αφορούν τα μέτρα των πεδιακών μεγεθών), $r' \cong r$ και $\theta' \cong \theta$ (σχήμα 1.2.3). Η παραδοχή αυτή δεν ισχύει για τους εκθέτες των παραπάνω σχέσεων που αφορούν τις φάσεις, καθώς

$$e^{-jk_0 r'} = e^{-\frac{j2\pi r'}{\lambda}}$$

που σημαίνει ότι, η τιμή της φάσης δεν εξαρτάται από τη φυσική απόσταση r' αλλά από την ηλεκτρική απόσταση r'/λ . Συνεπώς ακόμη και όταν οι αποστάσεις r και r' μπορούν να θεωρηθούν ίσες αυτό δεν ισχύει για τις ηλεκτρικές αποστάσεις.

Στο σχήμα (1.2.5) παρουσιάζεται η μαθηματική απλοποίηση που είναι γνωστή ως προσέγγιση δίπολου. Το σημείο παρατήρησης P περιγράφεται από το διάνυσμα \vec{r} και το σημείο πηγής από το διάνυσμα \vec{r}' . Με εφαρμογή του νόμου των συνημίτονων στο σχήμα (1.2.5), προκύπτει:

$$r' = |\vec{r}'| = |\vec{r} - \vec{r}''| = \sqrt{r^2 + z^2 - 2rz \cos \theta}$$

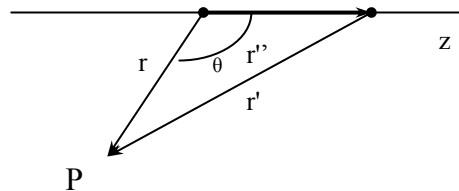
(1.2.4)

όπου $r' = |\vec{r}'|$. Επειδή η απόσταση r του σημείου παρατήρησης από την αρχή των αξόνων είναι πολύ μεγαλύτερη από το μήκος της κεραίας, η (1.2.4) μπορεί να απλοποιηθεί με βάση την προσέγγιση $(1-x)^{1/2} \approx 1 - x/2$ ως εξής:

$$r' = r \sqrt{1 + \left(\frac{z^2}{r^2}\right) - 2\left(\frac{z}{r}\right) \cos \theta} \approx r \left(1 - \frac{z}{r} \cos \theta\right)$$

(1.2.5)

Όπου ο όρος z^2/r^2 αγνοήθηκε ως πολύ μικρότερος του 1.



Σχήμα(1.2.5)

Με βάση όλες τις παραπάνω παραδοχές, υποθέτοντας ότι η ανάλυση γίνεται στο μακρινό πεδίο ($kr \gg 1$) και με δεδομένο ότι:

$$\int e^{ax} \sin(bx + c) dx = \frac{e^{ax}}{a^2 + b^2} [a \sin(bx + c) - b \cos(bx + c)]$$

(1.2.6)

οι δύο βασικές συνιστώσες των πεδίων (οι υπόλοιπες είναι μηδενικές) ακτινοβολίας της γραμμικής κεραίας προκύπτει:

$$E_{\theta} = nH_{\phi} = \frac{jn k_0 I_0}{4\pi r} \sin \theta e^{-jk_0 r} \left[\frac{2}{k_0 \sin^2 \theta} \left(\cos\left(k_0 \frac{L}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(k_0 \frac{L}{2}\right) \right) \right] =$$

$$= \frac{jn I_0}{2\pi r} e^{-jk_0 r} \frac{\cos\left(k_0 \frac{L}{2} \cos \theta\right) - \cos\left(k_0 \frac{L}{2}\right)}{\sin \theta}$$

(1.2.7)

ή αλλιώς

$$E_{\theta} = 120\pi H_{\phi} \quad (1.2.8)$$

Από τη σχέση αυτή βλέπουμε ότι στο μακρινό πεδίο, το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετα στη διεύθυνση μετάδοσης της ενέργειας. Ακόμη είναι σε φάση και ο λόγος τους ισούται με την αντίσταση κενού χώρου $n=120\pi \text{ Ohms}$ όπως φαίνεται και από την (1.2.8), ενώ η ένταση ακτινοβολίας δίνεται από την συνάρτηση :

$$U = r^2 W_{av} = r^2 \frac{1}{2} \text{Re}[\overline{E} \times \overline{H}^*] = \eta \frac{|I_0|^2}{8\pi^2} \left[\frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\sin\theta} \right]^2 \quad (1.2.9)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις δίνουν τα μακρινά πεδία H_{ϕ} , E_{θ} για συμμετρική κεραία μήκους L . Η μορφή του πεδίου δίνεται από τον παράγοντα στην παρένθεση. Για να επιτύχουμε την rms τιμή του πεδίου, παίρνουμε το I_0 σαν την rms τιμή στην περιοχή του μέγιστου ρεύματος. Δεν υπάρχει παράγοντας που να εμπεριέχει τη φάση στις δύο παραπάνω εξισώσεις, γιατί όπως προείπαμε το κέντρο της κεραίας λαμβάνεται σαν αρχή της φάσης. Ωστόσο σε κάθε αλλαγή της φάσης του πεδίου ο παράγοντας θ θα αλλάξει κατά 180° όταν ο παράγοντας του σχήματος αλλάξει πρόσημο.

Σαν παραδείγματα μακρινών πεδίων γραμμικών κεντρικά τροφοδοτούμενων κεραιών δίνονται τρεις κεραίες διαφορετικού μήκους. Ο παράγοντας διάταξης είναι ανεξάρτητος του μήκους της κεραίας.[1]

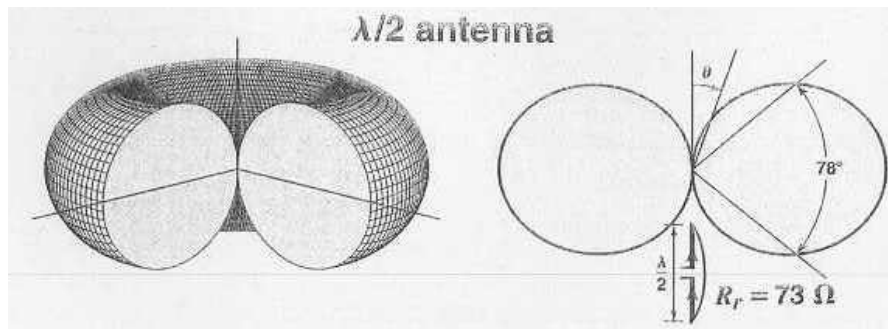
Παραδείγματα

- Κεραία $\lambda/2$ (Half-Wave Antenna)

Για $L=\lambda/2$ ο παράγοντας διάταξης γίνεται:

$$f(\theta) = \frac{\cos[(\pi/2)\cos\theta]}{\sin\theta} \quad (1.2.10)$$

Απεικονίζονται οι λεπτομέρειες στο σχήμα (1.2.6). Είναι ελάχιστα πιο κατευθυντικό από το σχήμα ενός βραχέος διπόλου που δίνεται από το $\sin\theta$. Το εύρος ζώνης μεταξύ των σημείων ημίσειας ισχύος μίας κεραίας $\lambda/2$ είναι 78° σε σύγκριση με τις 90° για ένα βραχύ δίπολο. Περισσότερες λεπτομέρειες για το δίπολο μήκους $\lambda/2$ θα δοθούν στην επόμενη ενότητα.



Σχήμα (1.2.6)

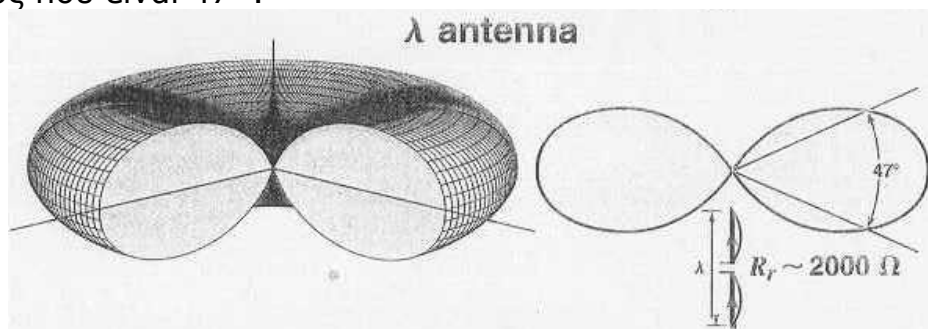
- Κεραία λ(Full Wave Antenna)

Για $L=\lambda$ ο παράγοντας διάταξης γίνεται:

$$f(\theta) = \frac{\cos(\pi \cos \theta) + 1}{\sin \theta}$$

(1.2.11)

Το σχήμα είναι το (1.2.7) όπου φαίνεται και το άνοιγμα Δ_{3dB} μισής ισχύος που είναι 47° .



Σχήμα (1.2.7)

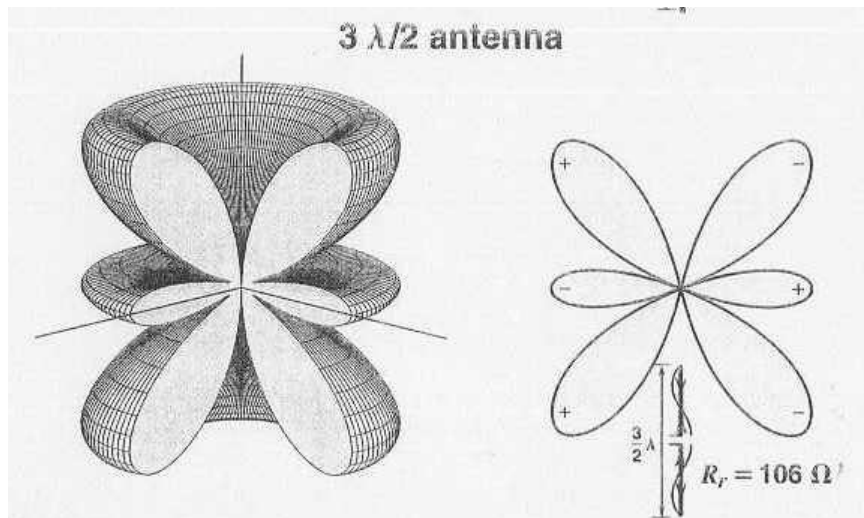
- Κεραία $3\lambda/2$ (Three Half-wave Antenna)

Για $L=3\lambda/2$ ο παράγοντας διάταξης είναι:

$$f(\theta) = \frac{\cos(\frac{3}{2}\pi \cos \theta)}{\sin \theta}$$

(1.2.12)

Το σχήμα σε αυτή την περίπτωση παρουσιάζεται στο (1.2.8). Με το μέσο της κεραίας σαν αρχή της φάσης, η φάση κυμαίνεται από -180° έως $+180^\circ$ και η φάση των λοβών δείχνεται με + και -. Και στις τρεις περιπτώσεις το τρισδιάστατο σχέδιο απεικονίζει ένα σχήμα γύρω απ' τον άξονα της κεραίας.



Σχήμα (1.2.8)

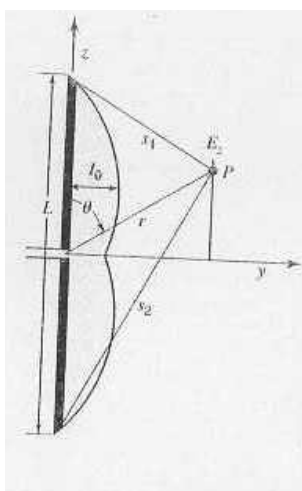
Τρισδιάστατα και πολικά διαγράμματα (1.2.6), (1.2.7), (1.2.8) για κεραίες μήκους $\lambda/2, \lambda$ και $3\lambda/4$ αντίστοιχα. Οι κεραίες θεωρούνται κεντρικά τροφοδοτούμενες με ημιτονοειδή κατανομή ρεύματος.

Εδώ να επισημανθεί ότι ο παράγοντας διάταξης στοιχειοκεραίας είναι μία συνάρτηση που περιγράφει τη διάταξη των στοιχείων και εάν πολλαπλασιασθεί με το μακρινό πεδίο ενός στοιχείου ακτινοβολίας προκύπτει το συνολικό πεδίο της στοιχειοκεραίας.

Το πεδίο σε οποιαδήποτε απόσταση από την κεντρικά τροφοδοτούμενη κεραία

Η γεωμετρία του διπόλου στο σημείο P από μία συμμετρικά τροφοδοτούμενη κεραία μήκους L που διαρρέεται από ημιτονοειδές ρεύμα, απεικονίζεται στο σχήμα (1.2.9). Το μέγιστο ρεύμα είναι το I_0 .

Η συνιστώσα z του ηλεκτρικού πεδίου δίνεται από τη σχέση



$$E_z = \frac{jI_0 Z}{4\pi} \left[\frac{e^{-j\beta r_1}}{s_1} + \frac{e^{-j\beta r_2}}{s_2} - 2 \cos \frac{\beta L}{2} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \right] \quad (1.2.13)$$

Σχήμα (1.2.9)

Συμμετρική κεντρικά τροφοδοτούμενη κεραία με ημιτονοειδή κατανομή ρεύματος. Η συνιστώσα του πεδίου E_z , μπορεί να εκφραστεί σαν το άθροισμα τριών ακτινοβολούντων στοιχείων, των άκρων και του κέντρου της κεραίας.

Η φ συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου στο σημείο P(σχήμα 1.2.9) δίνεται από τη σχέση :

$$H_{\phi} = \frac{jI_0}{4\pi r \sin \theta} (e^{-j\beta r_1} + e^{-j\beta r_2} - 2\cos \frac{\beta L}{2} e^{-j\beta r}) \quad (1.2.14)$$

Ωστόσο ενώ οι άλλες εξισώσεις πεδίου για ταλαντευόμενα δίπολα εφαρμόζονται μόνο με τους περιορισμούς, $\lambda \gg L$ και $r \gg L$ οι (1.2.12) και (1.2.13) εφαρμόζονται χωρίς περιορισμούς απόστασης.

Εάν το σημείο P βρίσκεται στον γ άξονα ($\theta=90^\circ$) και το δίπολο είναι $\lambda/2$ η (1.2.12) γίνεται:

$$E_z = \frac{I_0 Z}{2\pi \lambda \sqrt{\frac{1}{16} + r\lambda^2}} \angle(-360^\circ \sqrt{\frac{1}{16} + r\lambda^2} - 90^\circ) \quad (\text{Vm}^{-1}) \quad (1.2.15)$$

και η (1.2.13) γίνεται

$$H_{\phi} = \frac{I_0}{2\pi r} \angle(-360^\circ \sqrt{\frac{1}{16} + r\lambda^2} + 90^\circ) \quad (\text{Am}^{-1}) \quad (1.2.16)$$

όπου

$r_{\lambda} = r/\lambda$

$Z = 377\Omega$

$I_0 =$ το μέγιστο ρεύμα

Σε μεγάλες αποστάσεις είναι $E_z / H_{\phi} = Z$ και επίσης

$$|H_{\phi}| = \frac{I_0}{2\pi r} \quad (\text{Am}^{-1}) \quad (1.2.17)$$

Όπως προαναφέρθηκε, η ανάλυση αφορά το μακρινό πεδίο. Σε αυτό το σημείο κρίνεται σκόπιμο, για την καλύτερη κατανόηση της ανάλυσης περί διαγραμμάτων ακτινοβολίας που θα ακολουθήσει η παράθεση των τριών περιοχών ακτινοβολίας που περιβάλλουν μια κεραία:

- Κοντινό Πεδίο (reactive near-field region): είναι η περιοχή όπου το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο εμφανίζει άεργη συμπεριφορά, δηλαδή δεν ακτινοβολείται ηλεκτρομαγνητική ενέργεια. Η περιοχή αυτή περιορίζεται χωρικά στο εσωτερικό σφαιράς με ακτίνα

$$R_1 = 0.62 \left(\frac{D^3}{\lambda} \right)^{1/2}$$

(1.2.18)

που περιβάλλει τον ακτινοβολητή. Με D συμβολίζεται η μεγαλύτερη διάσταση της κεραίας και με λ το μήκος κύματος.

- Περιοχή Fresnel (radiating near-field region): είναι η ενδιάμεση μεταξύ της κοντινής και της μακρινής περιοχής μιας κεραίας. Στην περιοχή αυτή το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο εμφανίζει συμπεριφορά ακτινοβολίας αλλά και οι εγκάρσιες συνιστώσες του διατηρούν και ακτινική εξάρτηση.
- Μακρινό Πεδίο (far-field region): έχει ως χαρακτηριστικό την ανεξαρτησία των εγκάρσιων συνιστωσών του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου από την ακτινική συνιστώσα. Εκτείνεται συνήθως σε αποστάσεις από τον ακτινοβολητή μεγαλύτερες από

$$R_2 = \frac{2D^2}{\lambda}$$

(1.2.19)

Στην περίπτωση κεραιών που ακτινοβολούν σε μέσα με απώλειες με μιγαδικό κυματικό αριθμό γ η μακρινή περιοχή προσδιορίζεται από ελάχιστη απόσταση

$$R_2' = \frac{|\gamma| D^2}{\pi}$$

(1.2.20)

όπου γενικά ο κυματικός αριθμός (με R, G, L τα χαρακτηριστικά του συστήματος) δίνεται από τη σχέση: $\gamma = ((R + j\omega L)(G + j\omega C))^{1/2}$

Για να επανέλθουμε τώρα, θα αναφερθούμε στην κατευθυντικότητα κεραίας. Γενικά είναι γνωστό ότι ο αριθμός των λοβών αυξάνει καθώς το μήκος του διπόλου ξεπερνά το μήκος

κύματος, με συνέπεια το δίπολο να χάνει τις κατευθυντικές του ιδιότητες. Ως κατευθυντικότητα (directivity) δηλαδή μιας κεραίας ορίζουμε «το πηλίκο της έντασης ακτινοβολίας σε μια δοσμένη κατεύθυνση σε σχέση με την κεραία προς την ένταση ακτινοβολίας σε όλες τις διευθύνσεις» και η σχέση που την ορίζει είναι :

$$D = \frac{4\pi U}{P_{rad}}$$

(1.2.21)

Διευκρινίζεται σε αυτό το σημείο ότι όταν δεν αναφέρεται συγκεκριμένη κατεύθυνση υπονοείται η διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας.

Η αντίσταση ακτινοβολίας προκύπτει από τον τύπο:

$$R_r = \frac{2P_{rad}}{|I_0|^2}$$

(1.2.22)

όπου η ισχύς ακτινοβολίας προκύπτει από την αναλυτική λύση του παρακάτω ολοκληρώματος

$$P_{rad} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi W_{av} r^2 \sin\theta d\theta d\phi = \eta \frac{|I_0|^2}{4\pi} \int_0^\pi \frac{\left[\cos\left(\frac{kl}{2} \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right) \right]^2}{\sin\theta} d\theta$$

(1.2.23)

Ένα μέγεθος που θα χρησιμοποιήσουμε επίσης στην παρούσα διπλωματική εργασία είναι το εύρος ζώνης (bandwidth). Ως εύρος ζώνης μιας κεραίας ορίζεται το εύρος συχνοτήτων εντός των οποίων η συμπεριφορά της κεραίας, σε σχέση με κάποιο συγκεκριμένο χαρακτηριστικό πληροί κάποιο κριτήριο. Όταν θα αναφερόμαστε στο εξής στον όρο εύρος ζώνης θα υπονοείται το εύρος συχνοτήτων για τις οποίες ο λόγος στασίμων κυμάτων (VSWR) είναι μικρότερος ή ίσος του 2 (οπότε η διάταξη βρίσκεται κοντά στον συντονισμό), εκτός αν διευκρινίζεται διαφορετικά.[2]

Αυτό που πρέπει τέλος να επισημανθεί και έχει ιδιαίτερη σημασία για την ανάλυση που θα ακολουθήσει είναι ότι η επιθυμητή αντίσταση εισόδου των 75Ω δεν φαίνεται να εμφανίζεται για κάποιο άλλο μήκος δίπολου, με εξαίρεση μήκος λίγο μικρότερο από $\lambda/2$. Τονίζεται ότι η αντίσταση 75Ω είναι επιθυμητή για λόγους συμβατότητας με τις περισσότερες γραμμές μεταφοράς που κυκλοφορούν στην αγορά.

1.3 ΤΟ ΔΙΠΟΛΟ $\lambda/2$

Το γραμμικό δίπολο $\lambda/2$ είναι μια από τις πιο γνωστές κεραιές κυρίως εξαιτίας της απλότητάς του και του γεγονότος ότι η αντίσταση ακτινοβολίας του είναι 73Ω οπότε ο συντονισμός του με τις συνήθεις γραμμές μεταφοράς είναι απλός στην επίτευξή του. Η θεωρητική ανά-λυση για την περίπτωση αυτή δίνει τους εξής τύπους :

Για τη ρευματική κατανομή

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \sin\left[\frac{\pi}{2} - k_0 z\right], z > 0 \\ I_0 \sin\left[\frac{\pi}{2} + k_0 z\right], z < 0 \end{cases} = I_0 \cos k_0 z$$

(1.3.1)

Για το πεδίο ακτινοβολίας

$$E_\theta = nH_\phi = \frac{jnI_0}{2\pi r} e^{-jk_0 r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta}$$

(1.3.2)

Για την Ένταση ακτινοβολίας και το Διάνυσμα Poynting

$$P = \frac{15I_0}{\pi^2} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right]^2$$

(1.3.3)

$$U(\theta) = \frac{15I_0^2}{\pi} \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right]^2$$

(1.3.4)

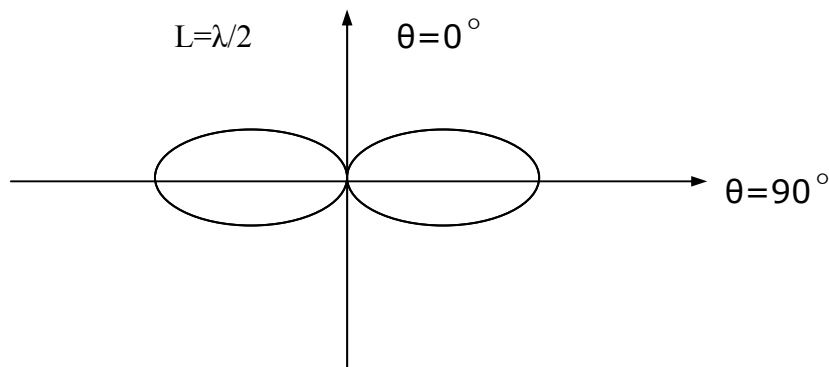
Για το κατευθυντικό κέρδος και την κατευθυντικότητα

$$D_g(\theta) = 4\pi \frac{U(\theta)}{W_{rad}} = 4\pi \frac{\frac{15I_0^2}{\pi} \left[\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right) / \sin \theta \right]^2}{\frac{I_0^2}{2} 73.09}$$

$$= 1.64 \left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right]^2$$

(1.3.5)

Η μέγιστη τιμή όπως άλλωστε φαίνεται και στο σχήμα (1.3.1) εμφανίζεται όταν $\theta=90^\circ$. Επομένως η κατευθυντικότητα είναι $D=1.64$ ή $D=2.15\text{db}$. Το W_{rad} επεξηγείται παρακάτω.



Σχήμα(1.3.1)
Διάγραμμα ακτινοβολίας διπόλου μήκους $\lambda/2$

Για την αντίσταση και την ισχύ ακτινοβολίας

$$R_{rad} \cong 73.09 \text{ Ohms}$$

$$W_{rad} = \frac{I_0^2}{2} 73.09 \text{ Watts}$$

(1.3.6)

Για να εξηγήσουμε πώς βρέθηκε η αντίσταση ακτινοβολίας κάνουμε τις ακόλουθες παραδοχές. Το διάνυσμα Poynting ενσωματώνεται σε μία σφαίρα παράγοντας την ισχύ που ακτινοβολείται, και αυτή η ισχύς εξισώνεται με $(I_0/\sqrt{2})^2 R_0$, όπου το R_0 είναι η αντίσταση ακτινοβολίας σε ένα τρέχον σημείο μέγιστου και I_0 είναι μέγιστη τιμή ρεύματος σε αυτό το σημείο. Η συνολική ισχύς P

δίνεται από τη σχέση $P = \iint S ds$ όπου για μία γραμμική κεραία θέτοντας $|j|I_0| = I_0$ γίνεται:

$$P = \frac{15I_0^2}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\{\cos[(\beta L/2)\cos\theta] - \cos(\beta L/2)\}^2}{\sin\theta} d\theta d\phi$$

$$= 30I_0^2 \int_0^\pi \frac{\{\cos[(\beta L/2)\cos\theta] - \cos(\beta L/2)\}^2}{\sin\theta} d\theta$$

(1.3.7)

Εξισώνοντας με την ποσότητα $(I_0/\sqrt{2})^2 R_0$ έχουμε:

$$P = \frac{I_0^2 R_0}{2} \quad \text{και}$$

(1.3.8)

$$R_0 = 60 \int_0^\pi \frac{\{\cos[\beta L/2 \cos\theta] - \cos(\beta L/2)\}^2}{\sin\theta} d\theta$$

(1.3.9)

όπου η αντίσταση ακτινοβολίας R_0 αναφέρεται στο τρέχον μέγιστο. Σε αυτή την περίπτωση μίας κεραίας $\lambda/2$ αυτό βρίσκεται στο κέντρο της κεραίας .[1]

Με τη βοήθεια του ολοκληρωτικού ημιτόνου και συνημιτόνου, $Si(x)$ και $Ci(x)$ μπορεί να αποδειχθεί ότι η αντίσταση ακτινοβολίας για μία κεραία $\lambda/2$ είναι:

$$R_r = 30Ci(2\pi) = 30 \times 2.44 = 73\Omega$$

(1.3.10)

Αυτή είναι γνωστή τιμή για αντίσταση κεντρικά τροφοδοτούμενης γραμμικής κεραίας με μιγαδική αντίσταση:

$$Z = 73 + j42.5 \Omega$$

(1.3.11)

όπου επιπλέον δίνονται οι ολοκληρωτικές σχέσεις του ημιτόνου και του συνημιτόνου:

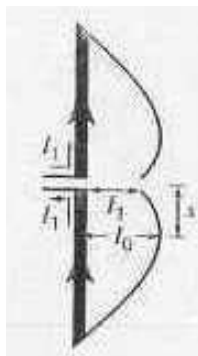
$$Si(x) = \int_0^x \frac{\sin z}{z} dz = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{2n+1}}{(2n+1)!(2n+1)}$$

$$Ci(x) = - \int_x^{\infty} \frac{\cos z}{z} dz = C + \ln x - Cin(x)$$

(1.3.12)

Η αντίσταση ακτινοβολίας σε σημείο που δεν είναι μέγιστο

Εδώ παρενθετικά αναφέρεται ότι εάν υπολογίσουμε για παράδειγμα την αντίσταση ακτινοβολίας μίας κεραίας $3\lambda/4$ με την παραπάνω μέθοδο, βρίσκουμε την τιμή της σε ένα τρέχον μέγιστο. Αυτό δεν είναι το σημείο όπου συνδέεται η γραμμή μεταφοράς. Αν αγνοήσουμε τις απώλειες της κεραίας, η τιμή της αντίστασης ακτινοβολίας που βρίσκουμε είναι η R_0 που θα εμφανιζόταν στα άκρα της γραμμής μεταφοράς συνδεδεμένης σε ένα τρέχον μέγιστο στην κεραία, δεδομένου ότι η τροφοδοσία είναι ίδια όπως στην κεντρικά τροφοδοτούμενη κεραία. Εφόσον μία αλλαγή στο σημείο τροφοδοσίας από το κέντρο της κεραίας μπορεί να αλλάξει την κατανομή του ρεύματος, η αντίσταση ακτινοβολίας R_0 δεν είναι η τιμή που θα μετρούσαμε σε μία κεραία $3\lambda/4$. Ωστόσο η R_0 μπορεί να μετατραπεί εύκολα σε μία τιμή που θα εμφανιζόταν κατά μήκος των άκρων της γραμμής μεταφοράς συνδεδεμένης στο κέντρο της κεραίας.



Σχήμα (1.3.2)
Σχέση του ρεύματος I_1 στα άκρα της γραμμής μεταφοράς με το μέγιστο ρεύμα I_0

Αυτό μπορεί να γίνει εξισώνοντας την (1.3.8) με την ισχύ που τροφοδοτεί τη γραμμή μεταφοράς, που δίνεται από τη σχέση $I_1^2 R_1 / 2$, όπου I_1 είναι το ρεύμα στα άκρα και R_1 είναι η αντίσταση ακτινοβολίας σ' αυτό το σημείο όπως φαίνεται στο σχήμα (1.3.2). Έτσι,

$$I_1^2 R_1 / 2 = I_0 R_0^2 / 2$$

(1.3.12)

όπου R_0 είναι η αντίσταση ακτινοβολίας που μετράται στο σημείο μεγίστου του ρεύματος. Επομένως η αντίσταση ακτινοβολίας που εμφανίζεται στα άκρα,

$$R_1 = \left(\frac{I_0}{I_1} \right)^2 R_0$$

(1.3.13)

Το ρεύμα I_1 σε απόσταση x από το κοντινότερο σημείο μεγίστου του ρεύματος όπως φαίνεται στο σχήμα (1.3.2) δίνεται από τη σχέση

$$I_1 = I_0 \cos \beta x$$

(1.3.14)

όπου I_1 = το ρεύμα στη γραμμή μεταφοράς

I_0 = το μέγιστο ρεύμα

Η παραπάνω σχέση για την R_1 μπορεί να γραφτεί και ως εξής:

$$R_1 = \frac{R_0}{\cos^2 \beta x}$$

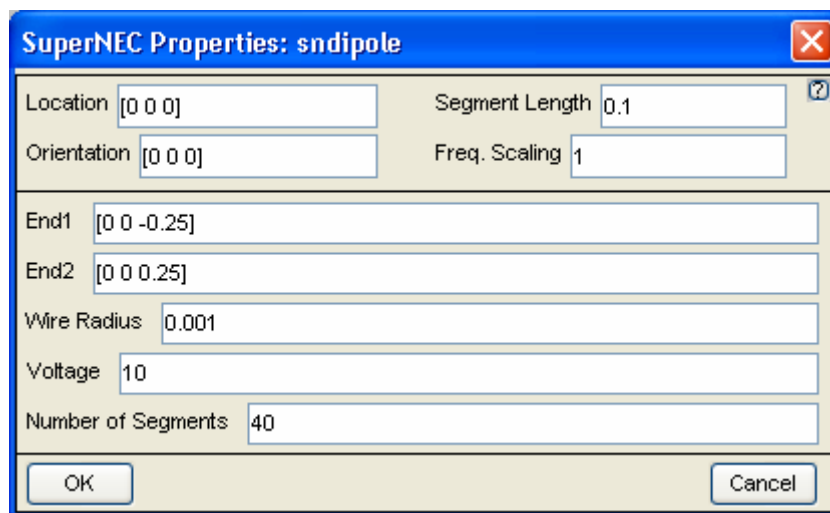
(1.3.15)

Όταν $x=0$, $R_1=R_0$, αλλά όταν $x=\lambda/4$, $R_1=\infty$ αν $R_0 \neq 0$. Ωστόσο, η ακτινοβολία μετρούμενη σε σημείο που το ρεύμα γίνεται μέγιστο ($x=\lambda/4$) δεν είναι άπειρη όπως θα υπολογιζόταν από την (1.3.15), αφού στην πράξη μία κεραία δεν είναι άπειρα λεπτή και το ρεύμα σε σημείο ελαχίστου δεν είναι μηδέν. Ωστόσο, η αντίσταση ακτινοβολίας σε σημείο όπου το ρεύμα είναι ελάχιστο μπορεί πρακτικά να είναι αρκετά μεγάλη, για παράδειγμα χιλιάδες Ohms.

1.4 ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΔΙΠΟΛΟΥ $\lambda/2$

Σε αυτήν την παράγραφο θα δούμε τα χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας ενός διπόλου $\lambda/2$ όπως αυτά προκύπτουν με τη χρησιμοποίηση του τρισδιάστατου προσομοιωτή Super nec.

Αρχικά ας προσθέσουμε στην τοπολογία μας ένα δίπολο $\lambda/2$. Όπως βλέπουμε από το παρακάτω στιγμιότυπο του προγράμματος επιλέγουμε να εισάγουμε ένα δίπολο με μήκος 0,5m σε προσομοίωση σε συχνότητα 300Mhz (δηλαδή $\lambda=1$)



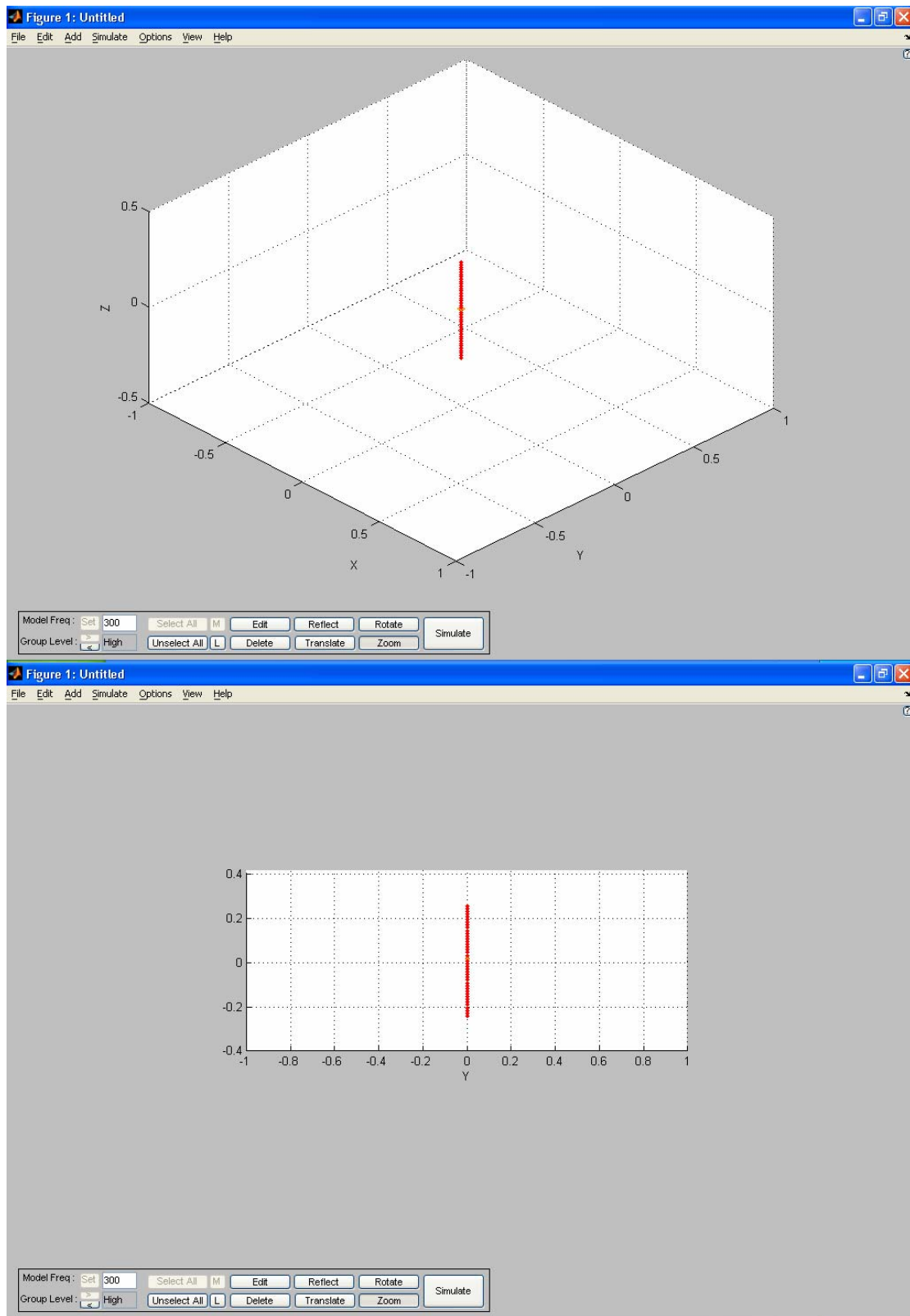
The image shows a dialog box titled "SuperNEC Properties: sndipole". It contains several input fields for configuring a dipole antenna. The fields are: Location [0 0 0], Orientation [0 0 0], Segment Length 0.1, Freq. Scaling 1, End1 [0 0 -0.25], End2 [0 0 0.25], Wire Radius 0.001, Voltage 10, and Number of Segments 40. There are OK and Cancel buttons at the bottom.

Location	[0 0 0]	Segment Length	0.1
Orientation	[0 0 0]	Freq. Scaling	1
End1	[0 0 -0.25]		
End2	[0 0 0.25]		
Wire Radius	0.001		
Voltage	10		
Number of Segments	40		

Σχήμα (1.4.1)

Χαρακτηριστικά διπόλου $\lambda/2$ ως παράμετροι στο Super nec

και όταν αυτό τοποθετείται στο χώρο της προσομοίωσης η εικόνα που εμφανίζει το πρόγραμμα είναι η ακόλουθη:

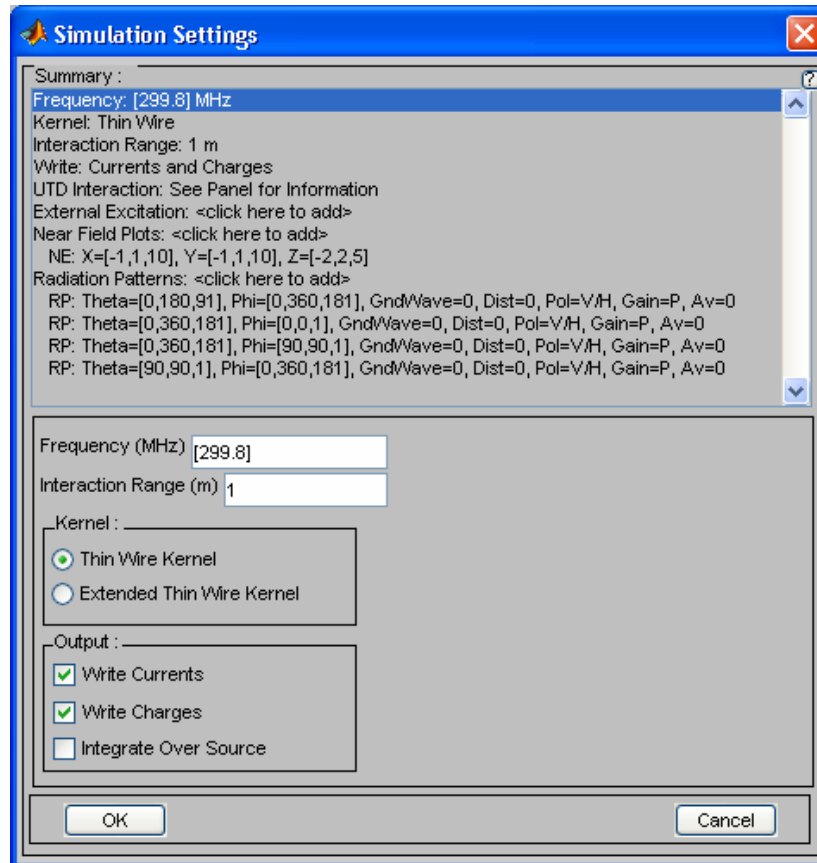


Σχήμα (1.4.2)

Στιγμιότυπα του σεναρίου όπως απεικονίζονται στο περιβάλλον του SuperNEC

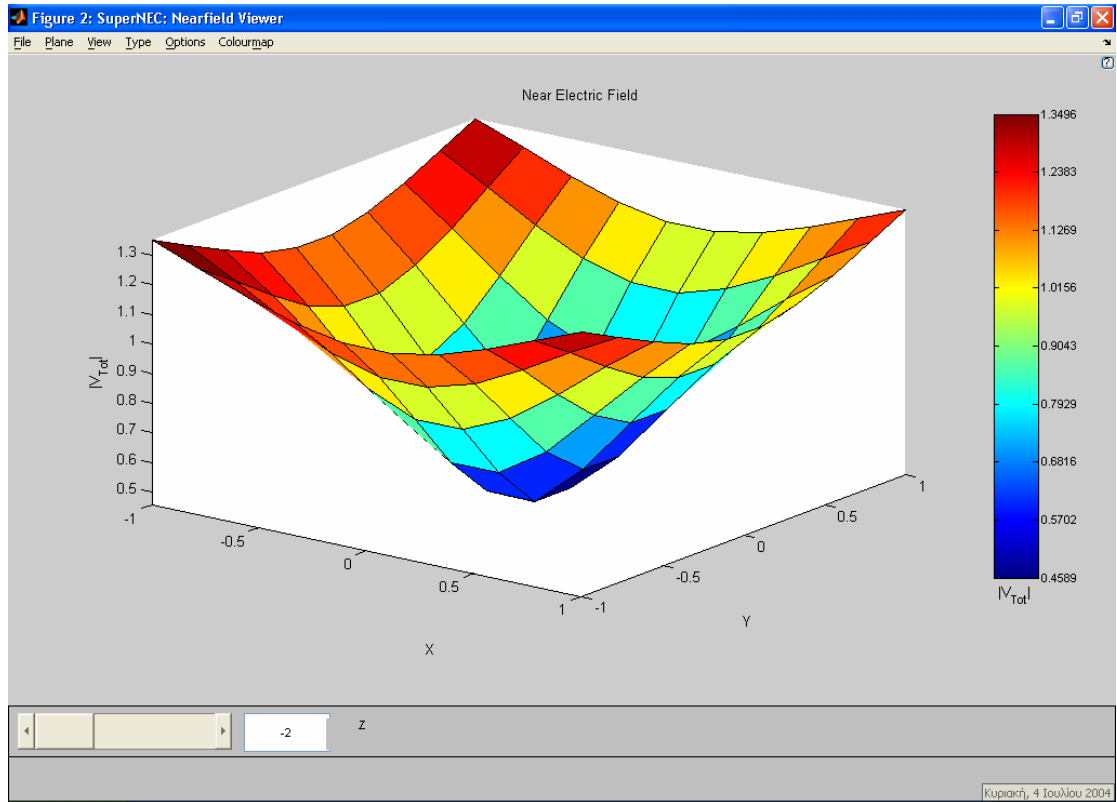
Άρα έχοντας τώρα το δίπολο $\lambda/2$ στο χώρο τοποθετημένο επιλέγουμε τι αποτελέσματα θέλουμε από την προσομοίωση. Έτσι εμείς επιλέγουμε να πάρουμε το διάγραμμα ακτινοβολίας του

διπόλου σε απεικονίσεις των δυο και τριών διαστάσεων, καθώς επίσης και αποτελέσματα για την ένταση ακτινοβολίας στο κοντινό και μακρινό πεδίο. Αυτές οι ρυθμίσεις φαίνονται στο παρακάτω παράθυρο του προγράμματος:



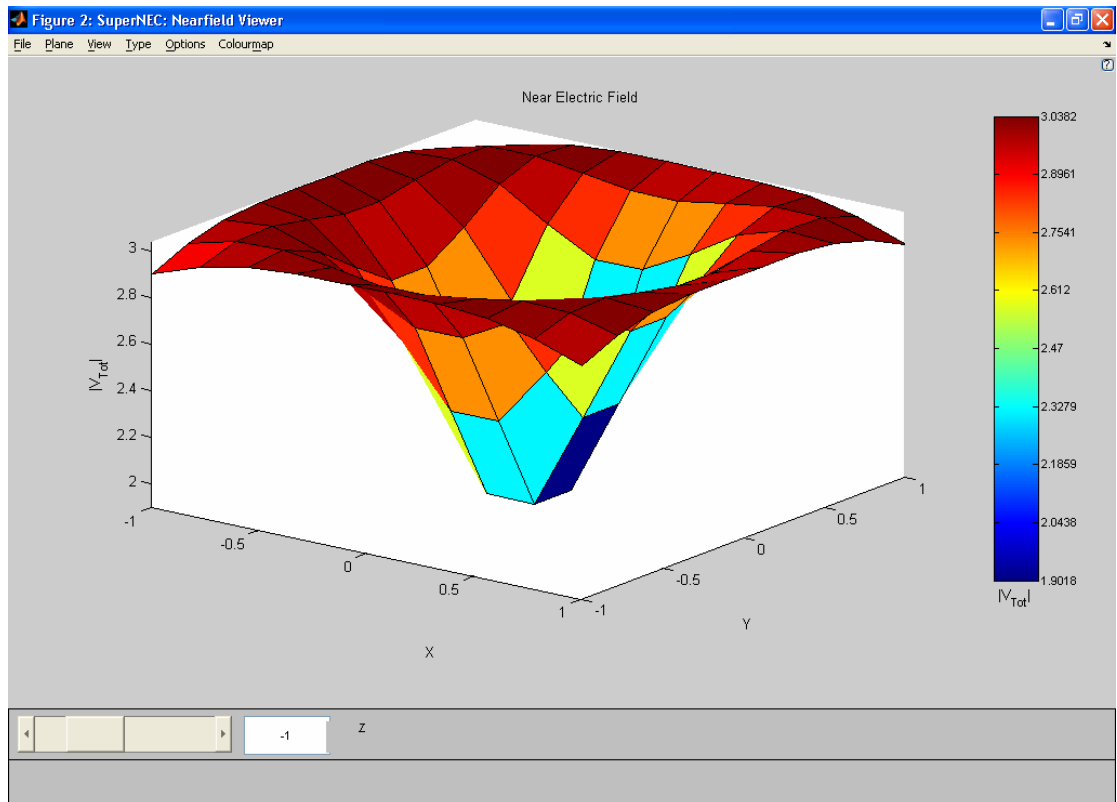
Σχήμα (1.4.3)

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι τα ακόλουθα:



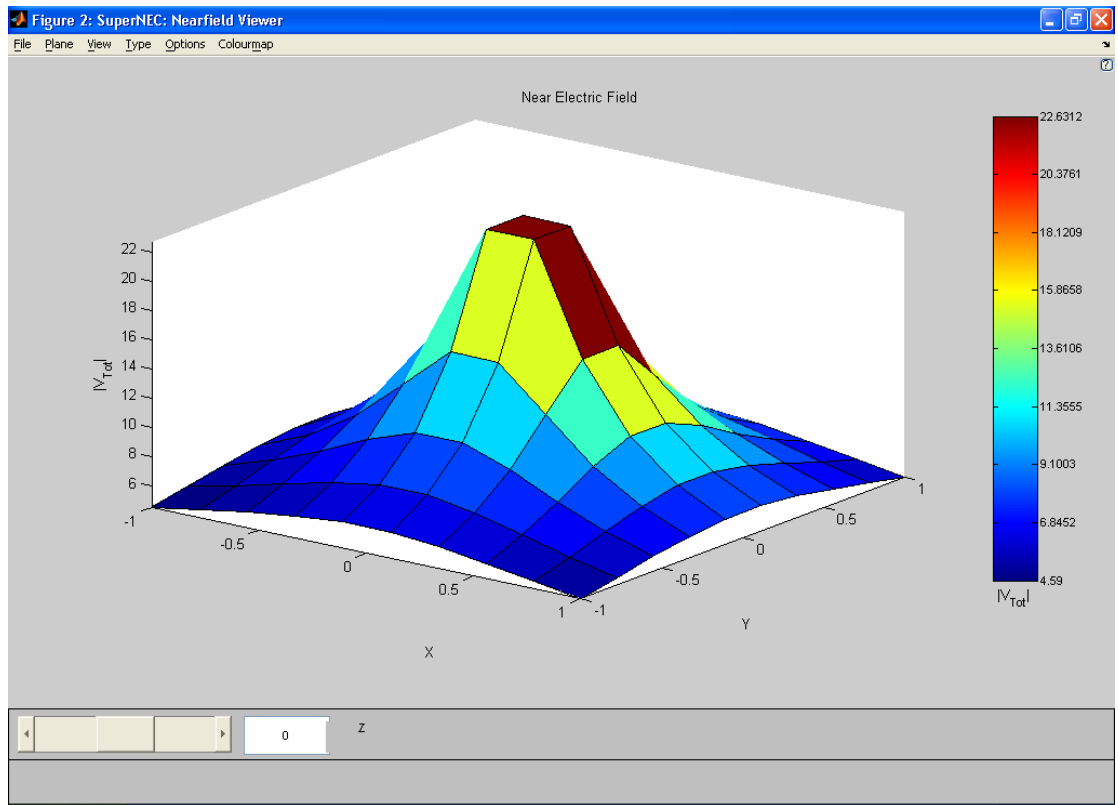
Σχήμα (1.4.4)

Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου $2m$ πάνω και κάτω από το σημείο τροφοδότησης του διπόλου



Σχήμα (1.4.5)

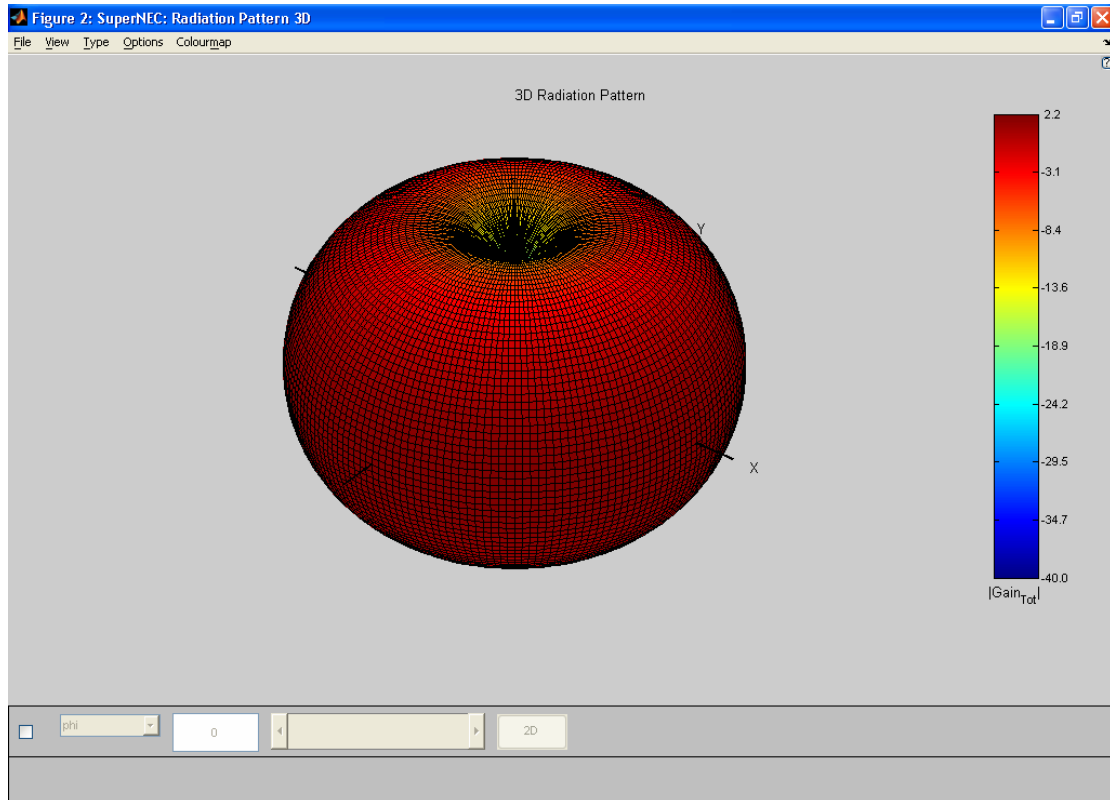
Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου $1m$ πάνω και κάτω από το σημείο τροφοδότησης του διπόλου



Σχήμα (1.4.6)

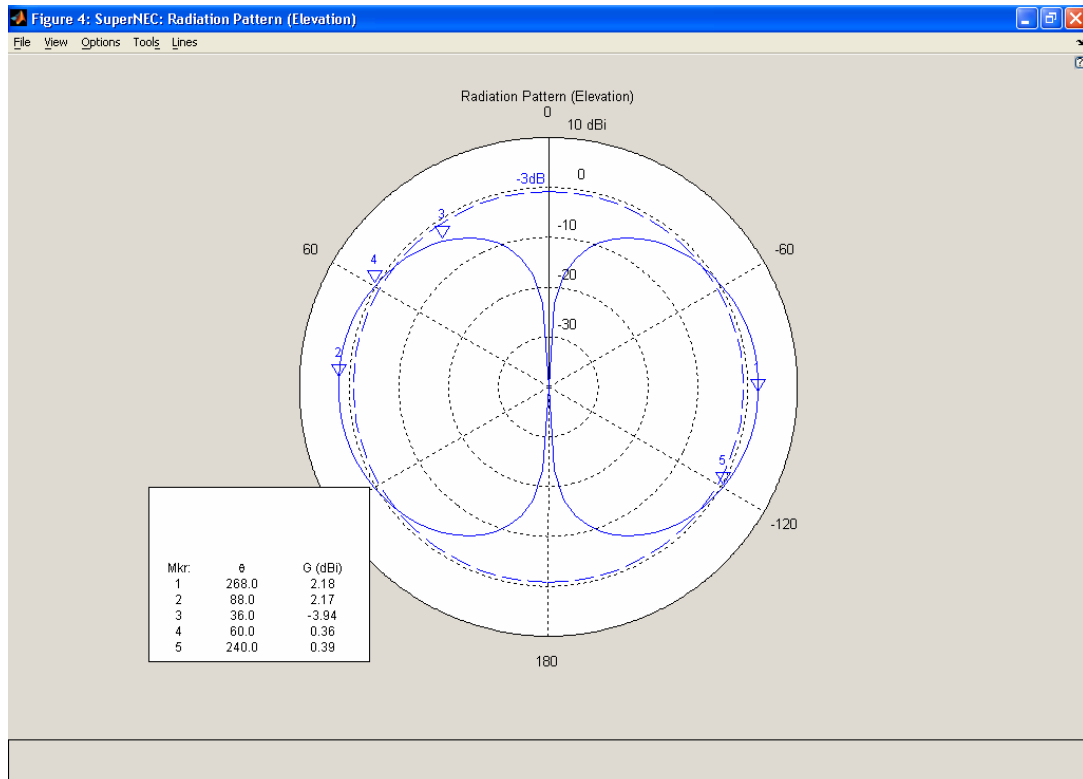
Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου στο σημείο τροφοδότησης του διπόλου

Τα παραπάνω διαγράμματα δεν είναι τίποτα παραπάνω από τη γνωστή απεικόνιση του διαγράμματος ακτινοβολίας ενός διπόλου $\lambda/2$ που εμφανίζεται στη βιβλιογραφία και η οποία είναι η ακόλουθη:

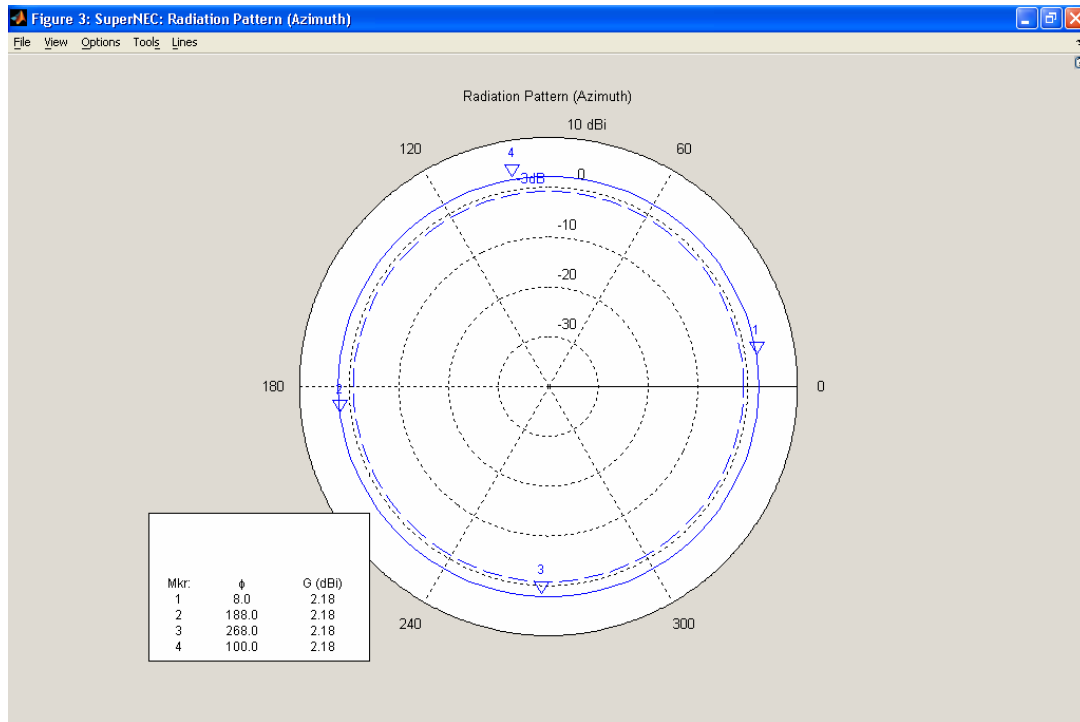


Σχήμα (1.4.7)
3-Δ διάγραμμα ακτινοβολίας ενός διπόλου $\lambda/2$

Η οριζόντια (xy) τομή και κάθετη (yz ή xz) τομή του παραπάνω διαγράμματος όπως απεικονίζονται από το Superneec είναι οι ακόλουθες:

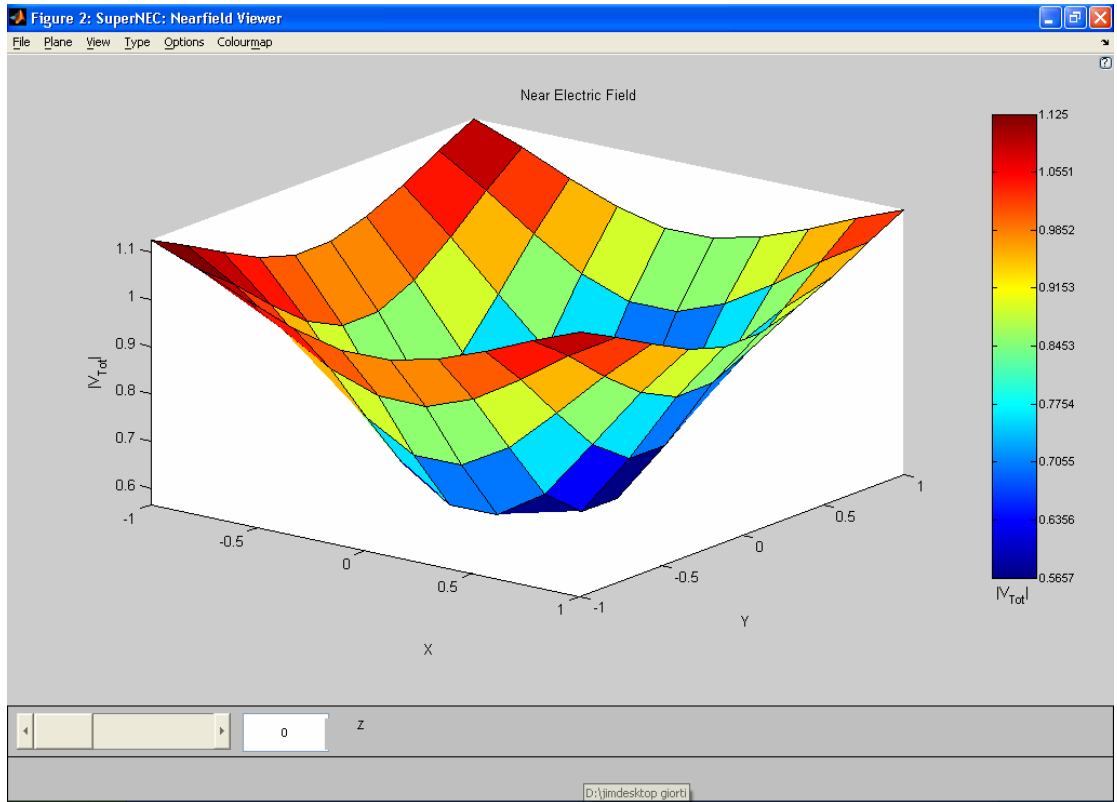


Σχήμα (1.4.8)
xz τομή του διαγράμματος ακτινοβολίας διπόλου $\lambda/2$



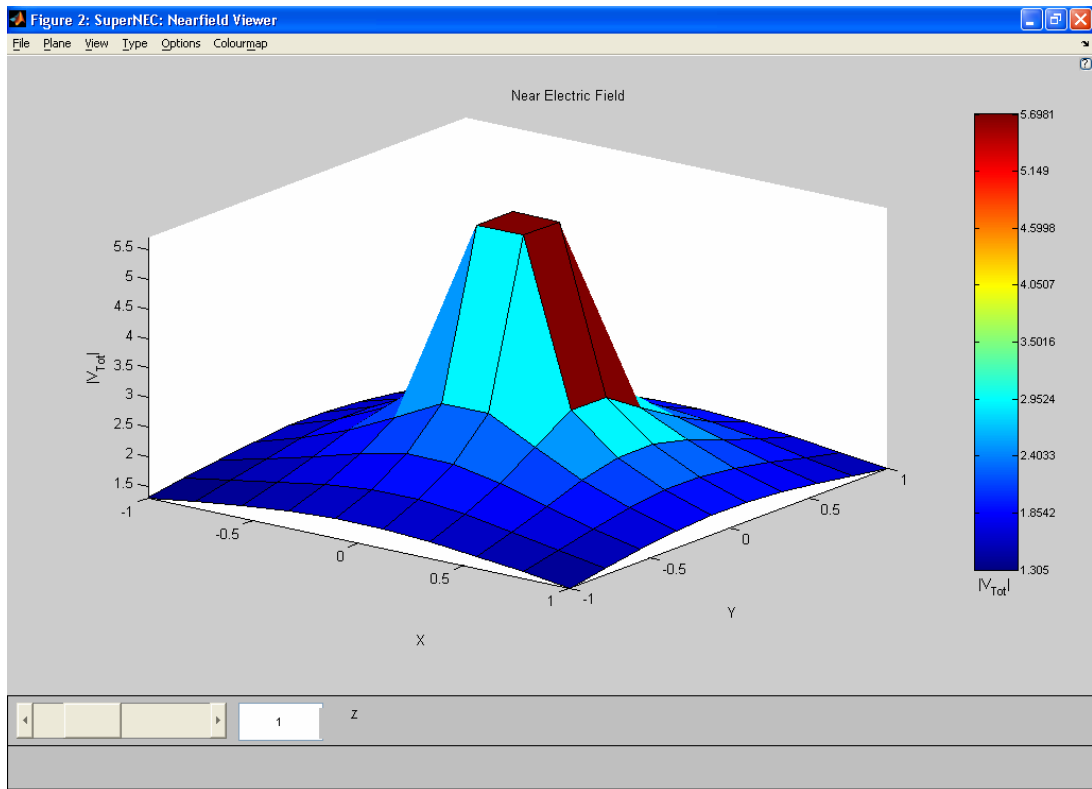
Σχήμα (1.4.9)
xy τομή του διαγράμματος ακτινοβολίας διπόλου $\lambda/2$

Στο παραπάνω σενάριο προσομοίωσης μπορούμε να προσθέσουμε ό,τι στοιχείο θέλουμε. Για παράδειγμα αν εμείς επιλέξουμε να προσθέσουμε 1m κάτω από το σημείο τροφοδοσίας (δηλαδή για $z=0$ το τέλει έδαφος και στο $z=1$ τώρα το σημείο τροφοδότησης του διπόλου) επίπεδο άπειρο και τέλει έδαφος τα αντίστοιχα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι τα ακόλουθα:



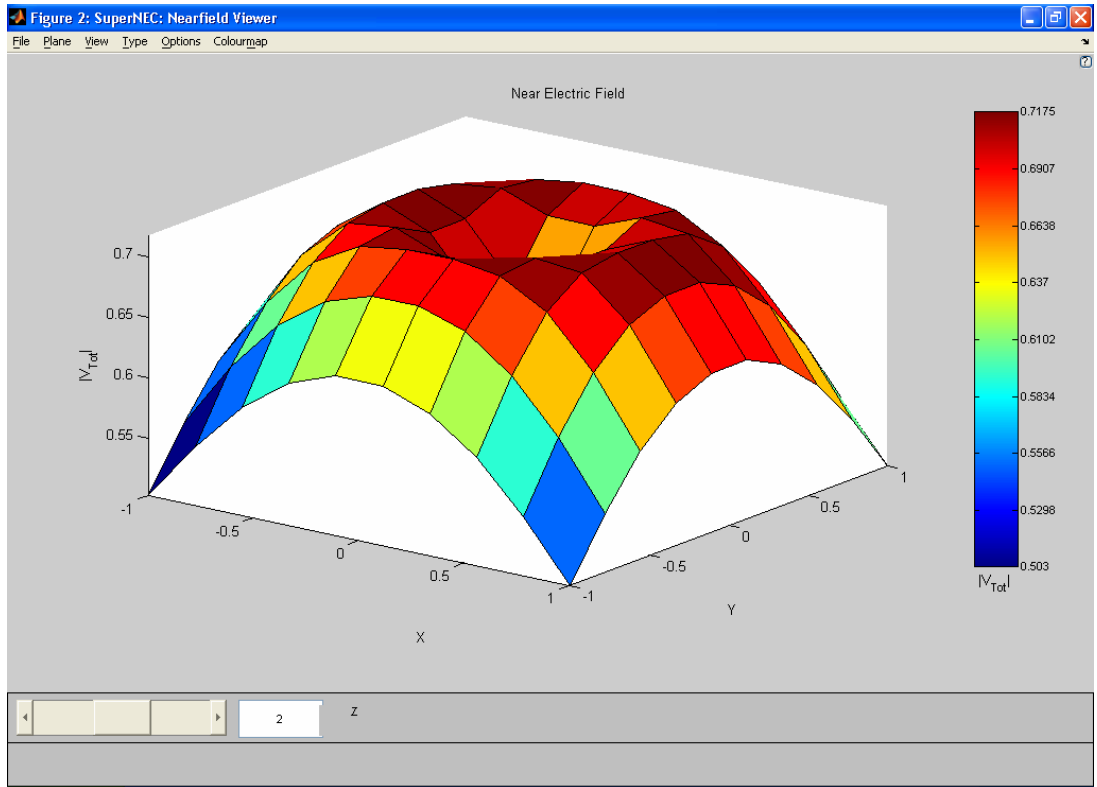
Σχήμα (1.4.10)

Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου $1m$ κάτω από το σημείο τροφοδότησης του διπόλου



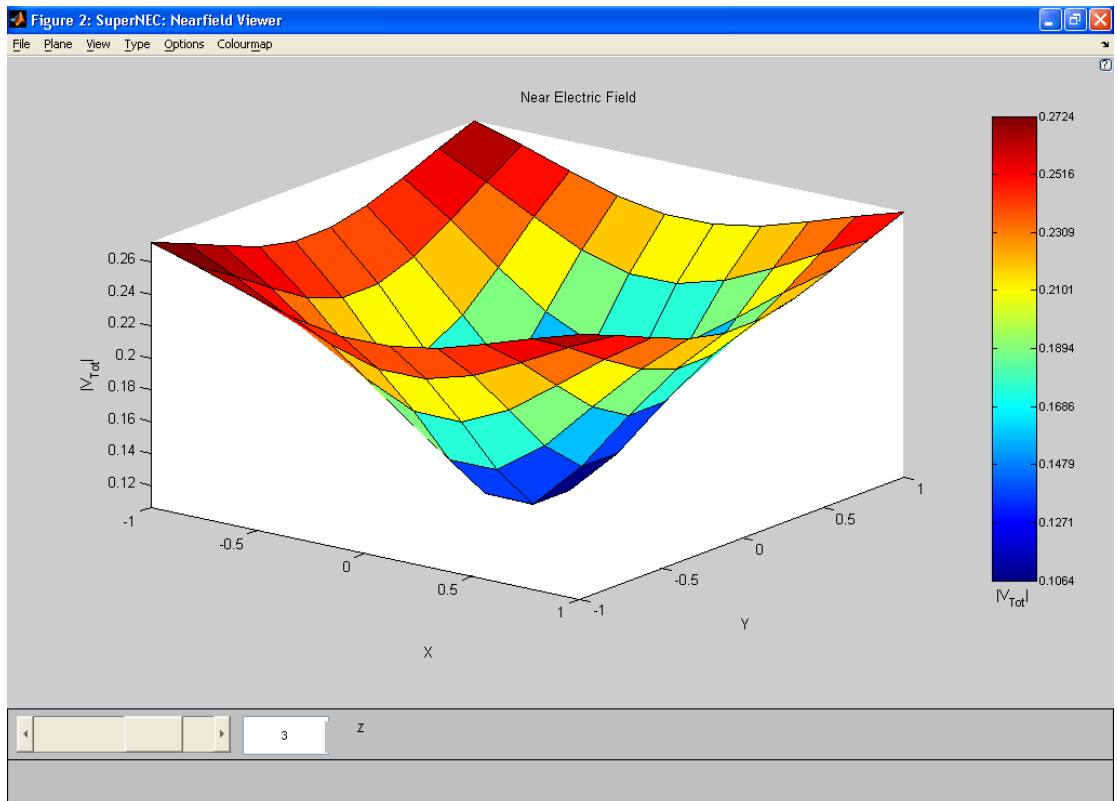
Σχήμα (1.4.11)

Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου στο σημείο τροφοδότησης του διπόλου



Σχήμα (1.4.12)

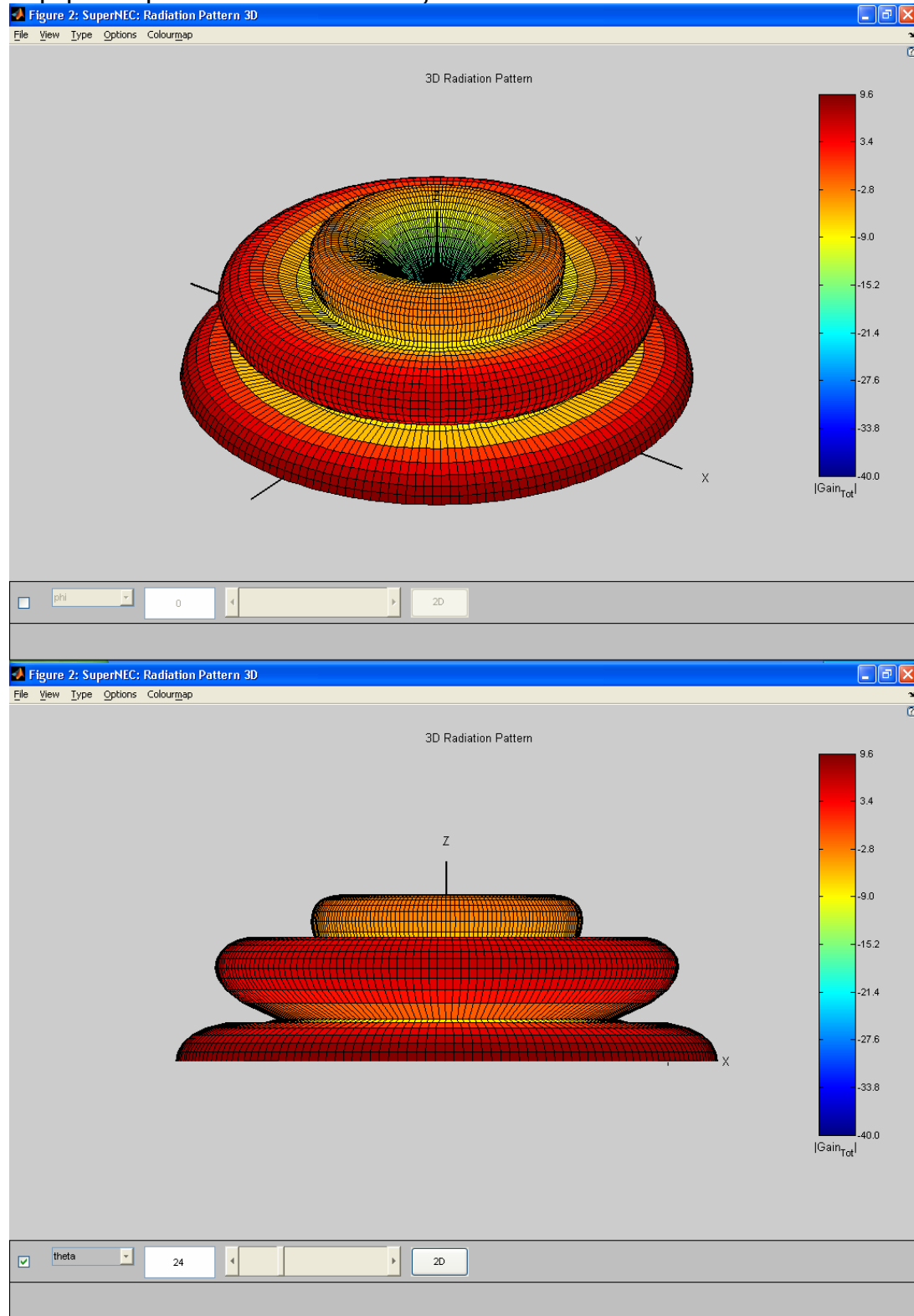
Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου 1m πάνω από το σημείο τροφοδότησης του διπόλου



Σχήμα (1.4.13)

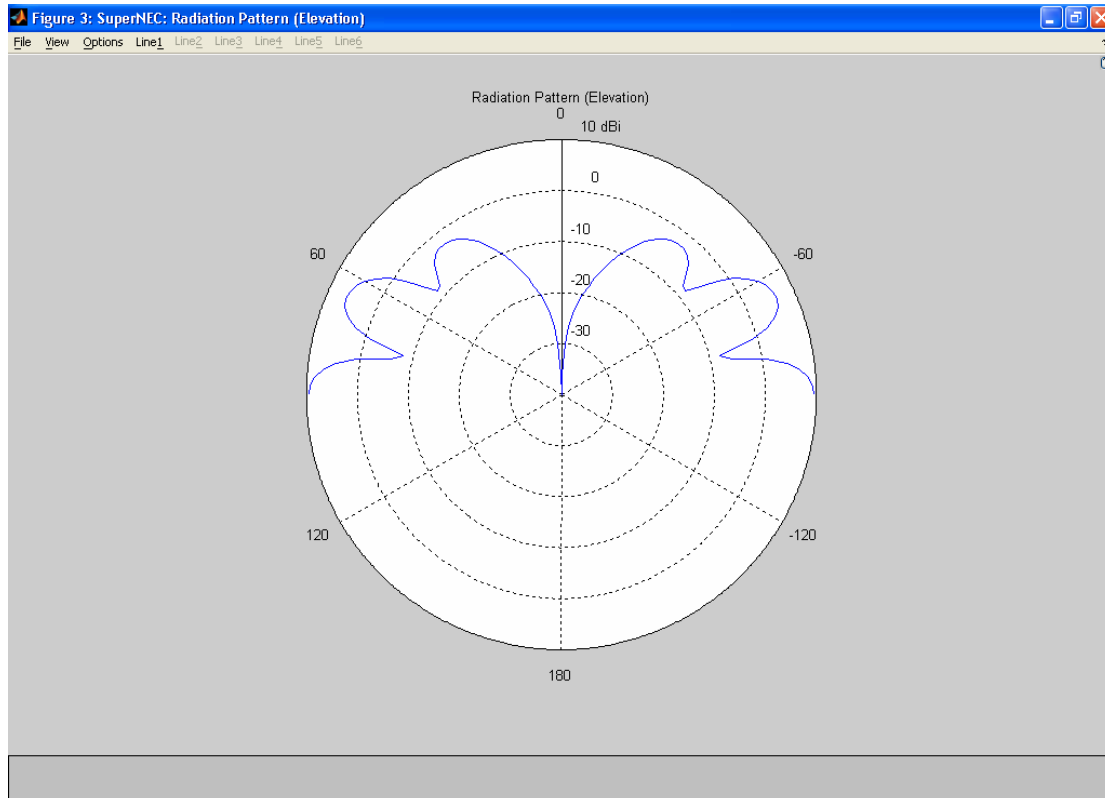
Ένταση κοντινού και μακρινού πεδίου 2m πάνω από το σημείο τροφοδότησης του διπόλου

και το αντίστοιχο διάγραμμα ακτινοβολίας του διπόλου αλλά και μια τομή του φαίνονται ακολούθως:



Σχήμα (1.4.14)

3-D διάγραμμα ακτινοβολίας ενός διπόλου $\lambda/2$ με τέλειο έδαφος $1m$ κάτω από το σημείο τροφοδότησης του και σε συχνότητα $300MHz$



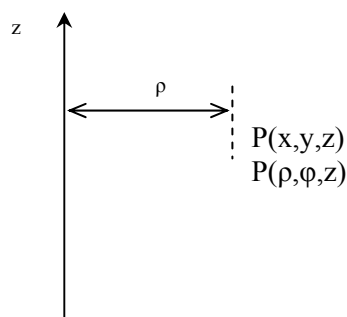
Σχήμα (1.4.15)

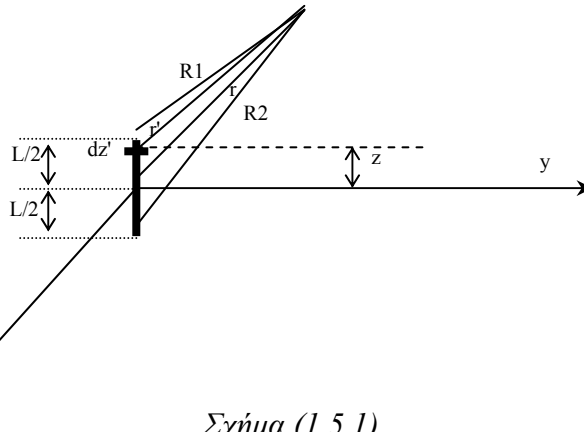
xz τομή ενός 3-Δ διάγραμμα ακτινοβολίας ενός διπόλου $\lambda/2$ με τέλειο έδαφος 1m κάτω από το σημείο τροφοδότησης του και σε συχνότητα 300Mhz

1.5 ΙΔΙΑ ΚΑΙ ΑΜΟΙΒΑΙΑ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΔΙΠΟΛΟΥ

Για λόγους πληρότητας του κειμένου παρατίθεται ο ορισμός της αντίστασης εισόδου μιας κεραίας, μιας και είναι ένα μέγεθος που θα μας απασχολήσει στην διπλωματική εργασία. Ως αντίσταση εισόδου ορίζεται ο λόγος της τάσης προς το ρεύμα σε ένα ζεύγος ακροδεκτών ή ο λόγος των κατάλληλων συνιστωσών του ηλεκτρικού προς το μαγνητικό πεδίο σε κάποιο σημείο. Αποτελείται από δύο όρους ,την ίδια αντίσταση κεραίας και την αμοιβαία αντίσταση κεραίας ως προς το περιβάλλον. Η ίδια αντίσταση μετράται στο σημείο τροφοδότησης, ενώ η αμοιβαία περιλαμβάνει την επίδραση της υπό μέτρηση κεραίας και κάθε πηγής του περιβάλλοντος χώρου.

Αναλυτικότερα, έστω δίπολο αυθαίρετου μήκους στο κέντρο του συστήματος συντεταγμένων. Για να βρούμε την ίδια αντίσταση μιας κεραίας, χρειαζόμαστε τη συνιστώσα E_z . Συνεπώς θα χρησιμοποιήσουμε κυλινδρικές συντεταγμένες.





Σχήμα (1.5.1)

όπου έχουμε,

$$E_z = \frac{j}{\mu_0 \epsilon_0} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right) = -\frac{jnI_m}{4\pi} \left[\frac{e^{-jk_0 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-jk_0 R_2}}{R_2} - 2z \cos\left(k_0 \frac{L}{2}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \right]$$

(1.5.1)

Ο πρώτος όρος της σχέσης (1.5.1) παριστάνει σφαιρικό κύμα το οποίο πηγάζει από το πάνω άκρο της κεραίας, ο δεύτερος όρος παριστάνει σφαιρικό κύμα το οποίο πηγάζει από το κάτω άκρο της κεραίας ενώ ο τελευταίος σφαιρικό κύμα το οποίο πηγάζει από το κέντρο της κεραίας. Το πλάτος του τελευταίου κύματος εξαρτάται από το συνημίτονο $k_0 L/2$ το οποίο μηδενίζεται για μήκη κεραίας ακέραια πολλαπλάσια του μήκους κύματος.

Από την παρακάτω σχέση μπορούμε να υπολογίσουμε την ίδια αντίσταση ενός δίπολου

$$Z_{11} = -\frac{1}{I^2(0)} \int_0^L I(z) E_z(\rho = \alpha, z) dz$$

(1.5.2)

Αντικαθιστώντας, προκύπτει:

$$Z_{11} = -\frac{jnI_m^2}{4\pi I^2(0)} \int_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{e^{-jk_0 R_1}}{R_1} + \frac{e^{-jk_0 R_2}}{R_2} - 2z \cos\left(k_0 \frac{L}{2}\right) \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \right] \sin\left(k_0 \left(\frac{L}{2} - |z|\right)\right) dz$$

(1.5.3)

όμως όπως προκύπτει από ρευματική κατανομή αυθαίρετου μήκους

έχουμε
$$I_m = \frac{I(0)}{\sin\left(k_0 \frac{L}{2}\right)}$$

(1.5.4)

και με τη χρήση των παρακάτω σχέσεων για την επιφάνεια $\rho=a$ της κεραίας

$$R_1 = \sqrt{a^2 + \left(\frac{L}{2} - z\right)^2}$$

(1.5.5)

$$R_2 = \sqrt{a^2 + \left(\frac{L}{2} + z\right)^2}$$

(1.5.6)

$$r = \sqrt{a^2 + z^2}$$

(1.5.7)

Η ίδια αντίσταση του δίπολου δίνεται από τους τύπους για το πραγματικό και φανταστικό μέρος αντίστοιχα:

$$R_{11} = \frac{n}{2\pi} \frac{1}{\sin^2\left(k_0 \frac{L}{2}\right)} \int_0^{L/2} \left(\frac{\sin(k_0 R_1)}{R_1} + \frac{\sin(k_0 R_2)}{R_2} - 2 \cos\left(k_0 \frac{L}{2}\right) \frac{\sin(k_0 r)}{r} \right) \sin\left(k_0 \left(\frac{L}{2} - |z|\right)\right) dz$$

$$Z_{11} = \frac{n}{2\pi} \frac{1}{\sin^2\left(k_0 \frac{L}{2}\right)} \int_0^{L/2} \left(\frac{\cos(k_0 R_1)}{R_1} + \frac{\cos(k_0 R_2)}{R_2} - 2 \cos\left(k_0 \frac{L}{2}\right) \frac{\cos(k_0 r)}{r} \right) \sin\left(k_0 \left(\frac{L}{2} - |z|\right)\right) dz$$

(1.5.8)

Η σχέση (1.5.8) υπολογίζεται αναλυτικά με τη βοήθεια των συναρτήσεων ολοκληρωτικού ημίτονου και συνημίτονου.

Η παραπάνω αντίσταση εισόδου αναφέρεται στο ρεύμα βάσης $I(0)$. Όταν η αντίσταση αναφέρεται στη μέγιστη τιμή του ρεύματος I_m δίνεται από τη σχέση

$$Z_{11}(\text{max}) = \frac{I^2(0)}{I_m^2} Z_{11}$$

(1.5.9)

Όταν το μήκος του δίπολου τείνει στο μηδέν, αυτό συμπεριφέρεται σαν βραχύ δίπολο. Επιπλέον καθώς σύμφωνα με την υπόθεση έχουμε

$$\frac{I^2(0)}{I_m^2} = \sin^2\left(k_0 \frac{L}{2}\right)$$

η παραπάνω σχέση θα γίνει:

$$Z_{11}(\text{max}) = \frac{Z_{11}}{\sin\left(k_0 \frac{L}{2}\right)}$$

(1.5.10)

Για δίπολα για τα οποία ισχύει $k_0 L = 2n\pi$ από τη σχέση (1.5.10) παρατηρούμε ότι η $Z_{11} \rightarrow \infty$. Στη πραγματικότητα όμως απλά παίρνει πολύ μεγάλες τιμές γεγονός το οποίο αποτελεί μειονέκτημα της συγκεκριμένης ρευματικής κατανομής.

Για δίπολα λίγο βραχύτερα από $\lambda/2$ παρατηρείται μηδενισμός του φανταστικού μέρους της αντίστασης εισόδου. Η αντίσταση δίπολου είναι χωρητική για $L < \lambda/2$ και επαγωγική σε αντίθετη περίπτωση.

Για τον υπολογισμό της αμοιβαίας αντίστασης τώρα, γνωρίζουμε ότι παρεμβάλλοντας οποιοδήποτε αντικείμενο στο κοντινό πεδίο ακτινοβολίας μίας κεραίας, προκαλείται αλλαγή τόσο της κατανομής του ρεύματος όσο και του πεδίου ακτινοβολίας και της αντίστασης εισόδου σε σχέση με τα χαρακτηριστικά αυτά όταν δεν υπάρχει παρεμβολή. Όταν στη κοντινή περιοχή μίας κεραίας τοποθετηθεί παρασιτικό στοιχείο (στοιχείο που δεν τροφοδοτείται), εξαιτίας του ρεύματος που επάγεται σε αυτό παρατηρείται μεταβολή της απόδοσης της κεραίας.

Για παράδειγμα έστω διάταξη δύο συζευγμένων γραμμικών κεραιών παράλληλων με τον άξονα z. Η αμοιβαία αντίσταση των δίπολων Z_{21} είναι ο λόγος της επαγόμενης τάσης στα άκρα του

δίπολου 2 προς το ρεύμα στο σημείο τροφοδότησης του δίπολου 1.
Από το θεώρημα αμοιβαιότητας

$$\left(\frac{V_1}{I_2} = \frac{V_2}{I_1} \right)$$

είναι,

$$Z_{21} = \frac{V_{21}}{I_{1i}} = \frac{V_{12}}{I_{2i}} = Z_{12}$$

(1.5.11)

ενώ προκύπτει:

$$V_{21} = -\frac{1}{I_{1i}I_{2i}} \int_0^L I_2(z)E_{21}(z)dz$$

(1.5.12)

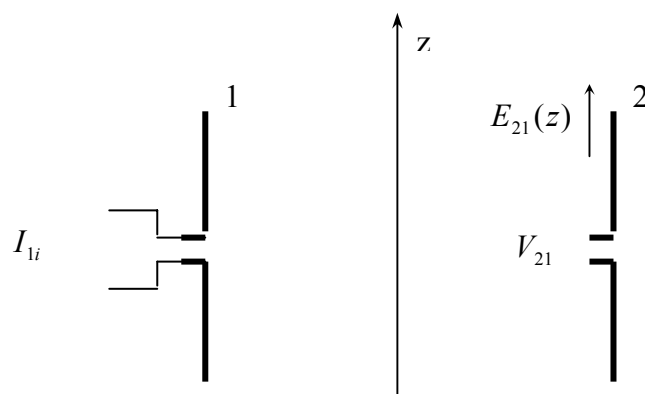
όπου, L = το μήκος του δίπολου

$I_2(z)$ = η ρευματική κατανομή στο δίπολο 2

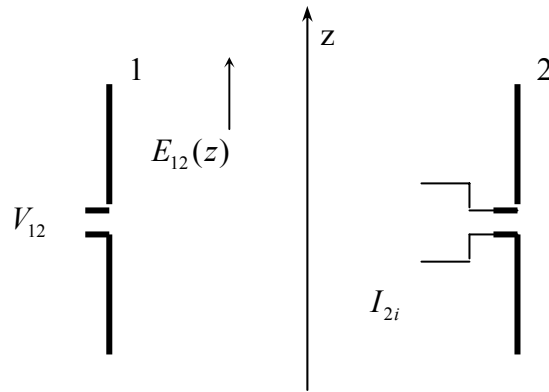
$E_{21}(z)$ = η κατανομή του πεδίου στην επιφάνεια του δίπολου 2

η οποία προκαλείται από την ακτινοβολία του δίπολου 1

I_{2i} = το ρεύμα στο σημείο τροφοδότησης του 2



Σχήμα (1.5.2)



Σχήμα (1.5.3)

Η σχέση (1.5.11) μπορεί να χρησιμοποιηθεί γενικά για μία διάταξη δυο διπόλων αυθαίρετου μήκους των οποίων τα κέντρα βρίσκονται σε απόσταση d κατά των άξονα y και h κατά τον άξονα z . Θεωρώντας το κοντινό πεδίο δίπολου αυθαίρετου μήκους της σχέσης (1.4.1) προκύπτει:

$$Z_{21} = -\frac{jnI_{1m}I_{2m}}{4\pi d_{1i}I_{2i}} \int_{-L/2}^{L/2} \sin\left[k_0\left(\frac{L}{2}-|z|\right)\right] \left[\frac{e^{-jk_0R_1}}{R_1} + \frac{e^{-jk_0R_2}}{R_2} - 2z \cos\left(k_0\frac{L}{2}\right) \frac{e^{-jk_0R}}{R} \right] dz$$

(1.5.13)

όπου,

$I_{1m}I_{2m}$ = το γινόμενο των μέγιστων τιμών των ρευματικών κατανομών των δύο διπόλων

$I_{1i}I_{2i}$ = το γινόμενο των ρευμάτων των διπόλων στο σημείο τροφοδοσίας και

$$I_{1i} = I_{1m} \sin\left[k_0\frac{L_1}{2}\right]$$

(1.5.14)

$$I_{2i} = I_{2m} \sin \left[k_0 \frac{L_2}{2} \right]$$

(1.5.15)

$$R_1 = \sqrt{d^2 + \left(z + h - \frac{L_1}{2} \right)^2}$$

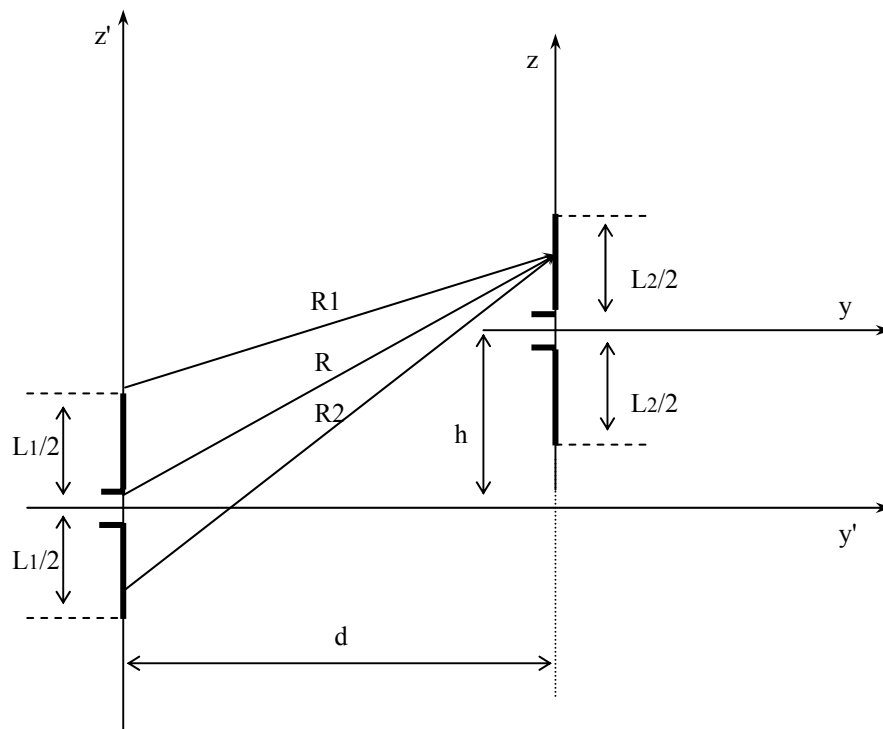
(1.5.16)

$$R_2 = \sqrt{d^2 + \left(z + h + \frac{L_1}{2} \right)^2}$$

(1.5.17)

$$R = \sqrt{d^2 + (z + h)^2}$$

(1.5.18)



Σχήμα (1.5.4)

Η σχέση (1.5.13) υπολογίζεται αναλυτικά με τη βοήθεια των συναρτήσεων ολοκληρωτικού ημίτονου και συνημίτονου.[6]

1.6 ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΩΝ

Είναι γνωστό ότι οι στοιχειοκεραίες είναι διατάξεις που αποτελούνται από πολλούς όμοιους ακτινοβολητές που έχουν τον ίδιο προσανατολισμό και ακτινοβολούν ή λαμβάνουν ταυτόχρονα. Με τη χρήση των στοιχειοκεραίων επιτυγχάνονται βελτιωμένες ιδιότητες σε σχέση με τις αντίστοιχες ενός απλού στοιχείου της. Το πεδίο μιας στοιχειοκεραίας είναι το διανυσματικό άθροισμα των πεδίων των ακτινοβολητών που την αποτελούν. Αυτό βέβαια συμβαίνει με την προϋπόθεση ότι δεν υπάρχει σύζευξη μεταξύ των στοιχείων ακτινοβολίας. Συνεπώς η ρευματική κατανομή κάθε στοιχείου πρέπει να είναι η ίδια με την κατανομή που θα είχε το στοιχείο μόνο του στο χώρο, κάτι που επιτυγχάνεται με τη ρύθμιση της απόστασης μεταξύ των στοιχείων.

Για να μελετήσουμε την αντίσταση διέγερσης, μιας στοιχειοκεραίας που αποτελείται από N λεπτά στοιχεία, θεωρούμε την κατανομή του ρεύματος στα στοιχεία αυτά κατά προσέγγιση ημιτονοειδή ώστε για τον πλήρη προσδιορισμό της ρευματικής κατανομής $I_n(z)$ $\{n=1,2,\dots,N\}$ να είναι απαραίτητη μόνο η γνώση του ρεύματος στο σημείο τροφοδότησης που συμβολίζεται με I_n . Η τάση στο σημείο τροφοδότησης για κάθε στοιχείο είναι V_n $\{n=1,2,\dots,N\}$, ενώ η τάση που επάγεται στο στοιχείο n εξαιτίας της ρευματικής κατανομής στο στοιχείο m συμβολίζεται (χρησιμοποιώντας τους ορισμούς για την αμοιβαία σύνθετη αντίσταση) με V_{nm} .

$$V_{nm} = Z_{nm} I_m \quad \{n, m = 1, 2, \dots, N\}$$

(1.6.1)

όπου,

Z_{nn} = ίδια αντίσταση του στοιχείου n

Z_{nm} = αμοιβαία αντίσταση μεταξύ των στοιχείων m, n

με βάση την παραπάνω σχέση θα έχουμε:

$$V_n = \sum_{m=1}^N V_{nm} = \sum_{m=1}^N Z_{nm} I_m \quad \{n, m = 1, 2, \dots, N\}$$

(1.6.2)

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \dots \\ V_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ Z_{N1} & Z_{N2} & \dots & Z_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_N \end{bmatrix}$$

Είναι σημαντικό να προσέξουμε ότι η τιμή της ίδιας αντίστασης Z_{nn} υπολογίζεται όταν η κεραία είναι μόνη της στο χώρο. Η τιμή αυτή, ειδικά όταν τα δίπολα είναι ίδιου μήκους και παράλληλα μεταξύ τους δε διαφοροποιείται σημαντικά από την παρουσία των υπόλοιπων στοιχείων.

Όταν ένα στοιχείο είναι ανοιχτοκυκλωμένο και ενώ η τιμή του ρεύματος στο σημείο τροφοδότησης του στοιχείου είναι μηδενική, η κατανομή του ρεύματος σε αυτό δεν είναι μηδέν σε όλο το μήκος του στοιχείου, αφού είναι ημιτονοειδής. Στη πράξη όταν οι ακροδέκτες του στοιχείου είναι ανοιχτοκυκλωμένοι το ρεύμα στο σημείο τροφοδότησης μπορεί να αγνοηθεί. Σε αυτή τη βάση η αντίσταση εισόδου στο σημείο τροφοδότησης του στοιχείου η προκύπτει:

$$Z_{in}^{in} = \frac{V_n}{I_n} = \frac{\sum_{m=1}^N Z_{nm} I_m}{I_n}$$

(1.6.3)

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η περίπτωση κατακόρυφου και οριζόντιου δίπολου πάνω από τελειώς αγωγίμο επίπεδο. Το κατακόρυφο δίπολο έχει είδωλο με το ίδιο ρεύμα βάσης και συνεπώς γίνεται ,

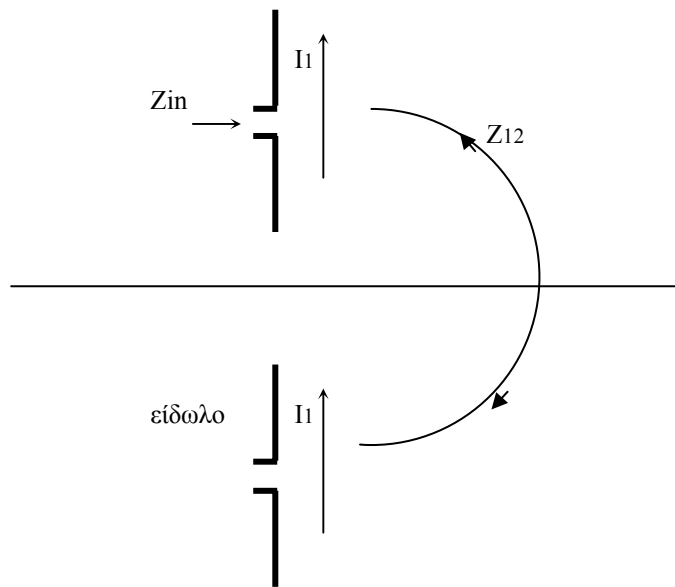
$$Z_{in}^{\perp} = \frac{Z_{11}I_1 + Z_{12}I_1}{I_1} = Z_{11} + Z_{12}$$

(1.6.4)

όπου,

Z_{11} = ίδια αντίσταση δίολου

Z_{12} = αμοιβαία μεταξύ του δίολου και του ειδώλου του

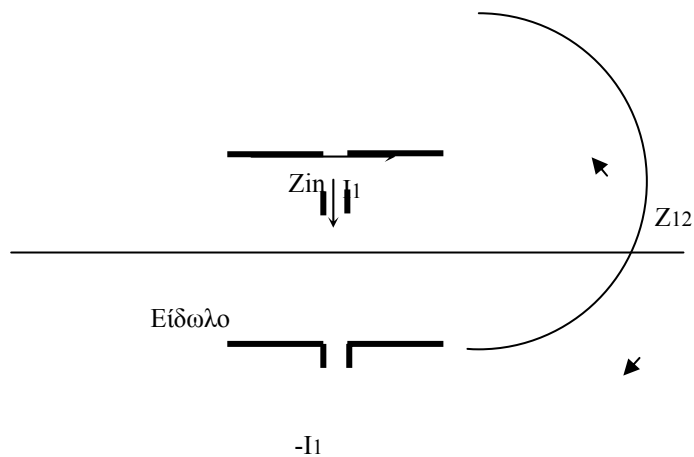


Σχήμα (1.6.1)

Στην περίπτωση του παράλληλου δίολου πάνω από τέλεια αγωγίμο επίπεδο, όπου το ρεύμα του ειδώλου είναι αντίθετο με το ρεύμα του δίολου, η αντίσταση εισόδου δίνεται από τη σχέση

$$Z_{in}^{\parallel} = \frac{Z_{11}I_1 - Z_{12}I_1}{I_1} = Z_{11} - Z_{12}$$

(1.6.5)

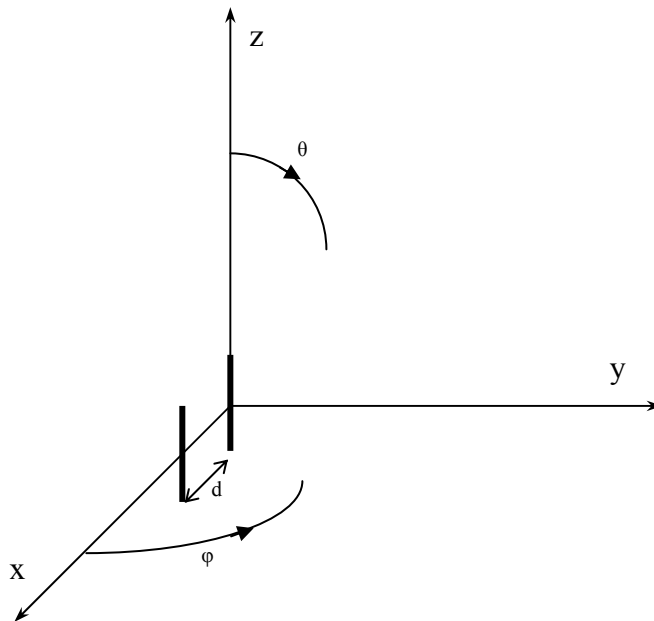




Σχήμα (1.6.2)

Διάγραμμα ακτινοβολίας στοιχειοκεραίας συνάρτηση της ίδιας και αμοιβαίας αντίστασης :

Αν έχουμε δυο ενεργά στοιχεία θεωρούμε τη στοιχειοκεραία του σχήματος με δύο δίπολα σε απόσταση d .



Σχήμα (1.6.3)

Τα δίπολα τροφοδοτούνται με ρεύμα με προοδευτική διαφορά φάσης δ και ίδιο μέτρο I_0

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 \\ I_2 &= I_0 e^{j\delta} \end{aligned}$$

(1.6.6)

Ο παράγοντας διάταξης της κεραίας θα δίνεται από τη σχέση :

$$S(\psi) = 2 \cos\left(\frac{\psi}{2}\right)$$

(1.6.7)

$$\psi = kd \cos \gamma + \delta = kd \cos \phi \sin \theta + \delta$$

Εδώ να επισημανθεί ότι ο παράγοντας διάταξης στοιχειοκεραίας είναι μία συνάρτηση που περιγράφει τη διάταξη των στοιχείων και εάν πολλαπλασιασθεί με το μακρινό πεδίο ενός στοιχείου ακτινοβολίας προκύπτει το συνολικό πεδίο της στοιχειοκεραίας.

Με τις τάσεις και τα ρεύματα στο σημείο τροφοδότησης να συνδέονται με τις σχέσεις

$$\begin{aligned} V_{11} &= Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 = I_0(Z_{11} + Z_{12}e^{j\delta}) \\ V_{12} &= Z_{12}I_1 + Z_{22}I_2 = I_0(Z_{12} + Z_{22}e^{j\delta}) \end{aligned}$$

(1.6.8)

όποτε θα έχουμε για τις αντιστάσεις εισόδου

$$\begin{aligned} Z_1 &= Z_{11} + Z_{12}e^{j\delta} \\ Z_2 &= Z_{22} + Z_{12}e^{-j\delta} \end{aligned}$$

(1.6.9)

Τα πραγματικά μέρη των αντιστάσεων στα σημεία τροφοδότησης είναι

$$\begin{aligned} R_1 &= R_{11} + |Z_{12} \cos(s + \delta)| \\ R_2 &= R_{22} + |Z_{12} \cos(s - \delta)| \end{aligned}$$

(1.6.10)

όπου $\tan(s) = \frac{X_{12}}{R_{12}}$.

Για την συγκεκριμένη περίπτωση η ένταση ακτινοβολίας του κάθε δίπολου $\lambda/2$ είναι:

$$U_0(\theta) = AI_0^2 \left(\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right)^2$$

(1.6.11)

όπου,

A = σταθερά

και η ένταση ακτινοβολίας της στοιχειοκεραίας:

$$U(\theta, \phi) = U_0(\theta) |S(\theta, \phi)|^2 = AI_0^2 \left(\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right)^2 \left| 2 \cos\left(\frac{kd \cos \phi \sin \theta + \delta}{2}\right) \right|^2$$

(1.6.12)

ενώ για δίπολο $\lambda/2$ γίνεται:

$$U_{\lambda/2}(\theta) = AI_0^2 \left(\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right)^2$$

(1.6.13)

και τέλος η συνάρτηση κατευθυντικού κέρδους της στοιχειοκεραίας ως προς δίπολο $\lambda/2$:

$$D_{g,\lambda/2}(\theta, \phi) = 2 \frac{R_{11}}{R_{11} + R_{12} \cos \delta} \left| \cos\left(\frac{kd \cos \phi \sin \theta + \delta}{2}\right) \right|^2$$

(1.6.14)

Στην περίπτωση που έχουμε δύο στοιχεία ένα ενεργό και ένα παρασιτικό, θεωρούμε τα εξής, μία στοιχειοκεραία που αποτελείται από δύο δίπολα σε απόσταση d από τα οποία το πρώτο τροφοδοτείται με ρεύμα, ενώ το δεύτερο είναι βραχυκυκλωμένο. Στο

βραχυκυκλωμένο (παρασιτικό) επάγεται ρεύμα εξαιτίας της τροφοδότησης του πρώτου στοιχείου. Συνεπώς η τάση του πρώτου στοιχείου θα είναι V_1 και του δεύτερου 0.

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \\ 0 &= Z_{12}I_1 + Z_{22}I_2 \end{aligned}$$

(1.6.15)

Ο λόγος του επαγόμενου ρεύματος προς το ρεύμα τροφοδότησης προκύπτει:

$$\frac{I_2}{I_1} = -\frac{Z_{12}}{Z_{22}} = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| e^{js}$$

(1.6.16)

όπου,

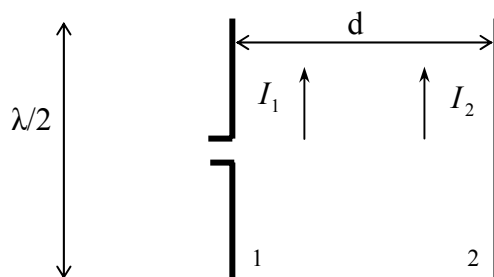
$$s = \pi - s_{12} - s_{21}$$

$$s_{12} = \arctan \left(\frac{X_{12}}{R_{12}} \right)$$

$$s_{22} = \arctan \left(\frac{X_{22}}{R_{22}} \right)$$

με $Z_{12} = R_{12} + jX_{12}$

$$Z_{22} = R_{22} + jX_{22}$$



Σχήμα (1.6.4)

Η σύνθετη αντίσταση εισόδου του ενεργού στοιχείου, δίνεται από τη σχέση:

$$Z_1 = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} = Z_{11} - \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \frac{e^{js_{12}}}{e^{js_{22}}}$$

(1.6.17)

της οποίας το πραγματικό μέρος δίνεται από τη σχέση:

$$R_1 = R_{11} - \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(2s_{12} - s_{22})$$

(1.6.18)

Το ρεύμα τροφοδότησης της κεραίας είναι το ρεύμα τροφοδότησης του ενεργού στοιχείου, δηλαδή:

$$I_1 = \sqrt{\frac{W}{R_1}} = \sqrt{\frac{W}{R_{11} - \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(2s_{12} - s_{22})}}$$

(1.6.19)

και ο παράγοντας διάταξης της στοιχειοκεραίας προκύπτει:

$$S(\gamma) = 1 + \frac{I_2}{I_1} e^{jkd \cos \gamma} = 1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| e^{jkd \cos \gamma + s}$$

(1.6.20)

το μέτρο του οποίου δίνεται από τη σχέση:

$$|S(\gamma)|^2 = \left(1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right|^2 + 2 \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}} \right| \cos(kd \cos \gamma + s) \right)$$

(1.6.21)

Κατάλληλη ρύθμιση της φάσης s οδηγεί σε μείωση της ακτινοβολίας προς μία κατεύθυνση, σε σχέση με το διάγραμμα ακτινοβολίας διπολικής κεραίας.

1.7 Η ΣΤΟΙΧΕΙΟΚΕΡΑΙΑ YAGI-UDA

Ένας χρήσιμος ακτινοβολητής στην περιοχή HF(3-30MHz), VHF(30-300MHz) και UHF(300-3000MHz) είναι η στοιχειοκεραία Yagi-Uda. Αυτή η κεραία αποτελείται από κάποιο αριθμό γραμμικών διπόλων, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα(1.7.1), από τα οποία το ένα τροφοδοτείται από μια γραμμή τροφοδοσίας ενώ στα υπόλοιπα το ρεύμα επάγεται (παρασιτικοί ακτινοβολητές).

Το πιο διαδεδομένο στοιχείο για μια κεραία Yagi-Uda είναι το αναδιπλωμένο δίπολο. Αυτός ο ακτινοβολητής είναι σχεδιασμένος να λειτουργεί ως διάταξη κεραίας με μέγιστη απολαβή κατά μήκος του άξονά της και αυτό εξασφαλίζεται καθώς τα παρασιτικά στοιχεία στο μπροστινό τμήμα δρουν ως κατευθυντήρες ενώ τα υπόλοιπα στο πίσω τμήμα της κεραίας δρουν ως ανακλαστήρες. Οι κεραίες Yagi-Uda χρησιμοποιούνται ευρέως ως κεραίες τηλεόρασης.

Ο αρχικός σχεδιασμός και λειτουργία αυτού του τύπου κεραίας περιγράφηκαν στην ιαπωνική γλώσσα σε περιοδικά του ΙΕΕΕ από τον S.Uda. Στη συνέχεια ο συνεργάτης του H. Yagi περιέγραψε τη λειτουργία του ίδιου ακτινοβολητή στα αγγλικά. Γι αυτό το λόγο οι ακτινοβολητές αυτοί είναι πλέον γνωστοί ως ακτινοβολητές Yagi-Uda.

Για να επιτευχθεί κατευθυντική εκπομπή, τα παρασιτικά στοιχεία κατά την κατεύθυνση της εκπομπής είναι μικρότερα σε μήκος από το τροφοδοτούμενο στοιχείο. Το τροφοδοτούμενο στοιχείο είναι συντονισμένο με μήκος λίγο λιγότερο από $\lambda/2$ (συνήθως 0,45-0,49 λ) ενώ τα μήκη των κατευθυντήρων είναι 0,4-0,45 λ . Ωστόσο οι κατευθυντήρες δεν είναι απαραίτητα όλοι του ίδιου μήκους ή/και της ίδιας διαμέτρου. Ο διαχωρισμός των κατευθυντήρων είναι τυπικά από 0,3 λ έως 0,4 λ και δεν είναι

απαραίτητα σταθερός για βέλτιστες σχεδιάσεις. Έχει δειχθεί πειραματικά ότι για μια Yagi-Uda στοιχειοκεραία συνολικού μήκους 6λ , το συνολικό κέρδος είναι ανεξάρτητο από την απόσταση μεταξύ των κατευθυντήρων όταν αυτή είναι έως $0,3\lambda$. Αντίθετα μια σημαντική μείωση του κέρδους της τάξης των 5-7dB παρατηρήθηκε αν οι κατευθυντήρες απέχουν περισσότερο από $0,3\lambda$. Επίσης για τη συγκεκριμένη κεραία, το κέρδος είναι επίσης ανεξάρτητο από το πάχος των κατευθυντήρων εάν αυτό είναι έως $0,024\lambda$. Το μήκος των ανακλαστήρων είναι μεγαλύτερο από ότι του τροφοδοτούμενου στοιχείου. Ωστόσο ο διαχωρισμός μεταξύ του τροφοδοτούμενου στοιχείου και του ανακλαστήρα είναι μικρότερος από την απόσταση μεταξύ του τροφοδοτούμενου στοιχείου και του πιο κοντινού του κατευθυντήρα και είναι στην καλύτερη περίπτωση $0,25\lambda$.

Όταν το μήκος του κάθε κατευθυντήρα είναι μικρότερο από το αντίστοιχο μήκος συντονισμού η σύνθετη αντίσταση του καθενός είναι χωρητική και το ρεύμα του προηγείται της επαγόμενης τάσης. Ομοίως οι σύνθετες αντιστάσεις των ανακλαστήρων είναι επαγωγικές και οι φάσεις των ρευμάτων τους υστερούν αυτών των επαγόμενων τάσεων. Η συνολική φάση των ρευμάτων στους κατευθυντήρες και στους ανακλαστήρες δεν καθορίζεται μόνο από τα μήκη τους αλλά και από την απόσταση από τα γειτονικά τους στοιχεία. Έτσι κατάλληλα (από άποψη της μεταξύ τους απόστασης) στοιχεία με μήκη μικρότερα από τα αντίστοιχα μήκη συντονισμού (δηλαδή μικρότερο από $\lambda/2$) θα δρουν ως κατευθυντήρες γιατί σχηματίζουν μια διάταξη με ρεύμα σχεδόν ίσο κατά πλάτος και με ίση προοδευτικά μεταβαλλόμενη μετατόπιση φάσης που ενισχύουν το πεδίο του τροφοδοτούμενου στοιχείου έναντι των κατευθυντήρων. Ομοίως ένα κατάλληλα τοποθετημένο στοιχείο με μήκος $\lambda/2$ ή λίγο μεγαλύτερο θα δρα ως ανακλαστήρας. Κατ' αυτόν τον τρόπο η Yagi -Uda στοιχειοκεραία μπορεί να θεωρηθεί ως μια κεραία οδεύοντος κύματος της οποίας η συμπεριφορά καθορίζεται από το ρεύμα που υπάρχει σε κάθε στοιχείο της και τη φασική ταχύτητα του κύματος. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η παραπάνω ανάλυση του μήκους των ανακλαστήρων, κατευθυντήρων καθώς και του τροφοδοτούμενου στοιχείου βασίζεται στον πρώτο συντονισμό. Μεγαλύτεροι συντονισμοί είναι διαθέσιμοι σε μήκη $\lambda, 3\lambda/2$ αλλά σπάνια χρησιμοποιούνται.

Στην πράξη, τον πιο σημαντικό ρόλο από τους ανακλαστήρες παίζει το πρώτο στοιχείο δίπλα στο τροφοδοτούμενο και για τον μέγιστο αριθμό των ανακλαστήρων, που είναι το πολύ δυο, λίγο επηρεάζεται η απόδοση της Yagi-Uda. Η απόδοση όμως μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά αν προστεθούν στη διάταξη περισσότεροι κατευθυντήρες. Βέβαια και σε αυτήν την περίπτωση υπάρχει ένα όριο στον αριθμό των κατευθυντήρων πάνω από το οποίο αν προσθέτουμε κατευθυντήρες η ωφέλεια είναι πολύ μικρή λόγω της προοδευτικής ελάττωσης του πλάτους του επαγόμενου ρεύματος των ακραίων στοιχείων. Συνήθως οι περισσότερες κεραίες έχουν

περίπου 6-12 κατευθυντήρες. Βέβαια πολλές στοιχειοκεραίες έχουν σχεδιαστεί και κατασκευαστεί με 30-40 στοιχεία. Μήκη διατάξεων περί τα 6λ θεωρούνται τυπικά. Ένα κέρδος γύρω στις 5 έως 9 φορές ανά μήκος κύματος είναι τυπικό για αυτές τις διατάξεις, πράγμα που κάνει το συνολικό κέρδος των 30-54 φορών ή 14,8-17,3dB επίσης τυπικό.

Τα χαρακτηριστικά στοιχεία που συνήθως μας ενδιαφέρουν για μια κεραία Yagi-Uda είναι τα ακόλουθα:

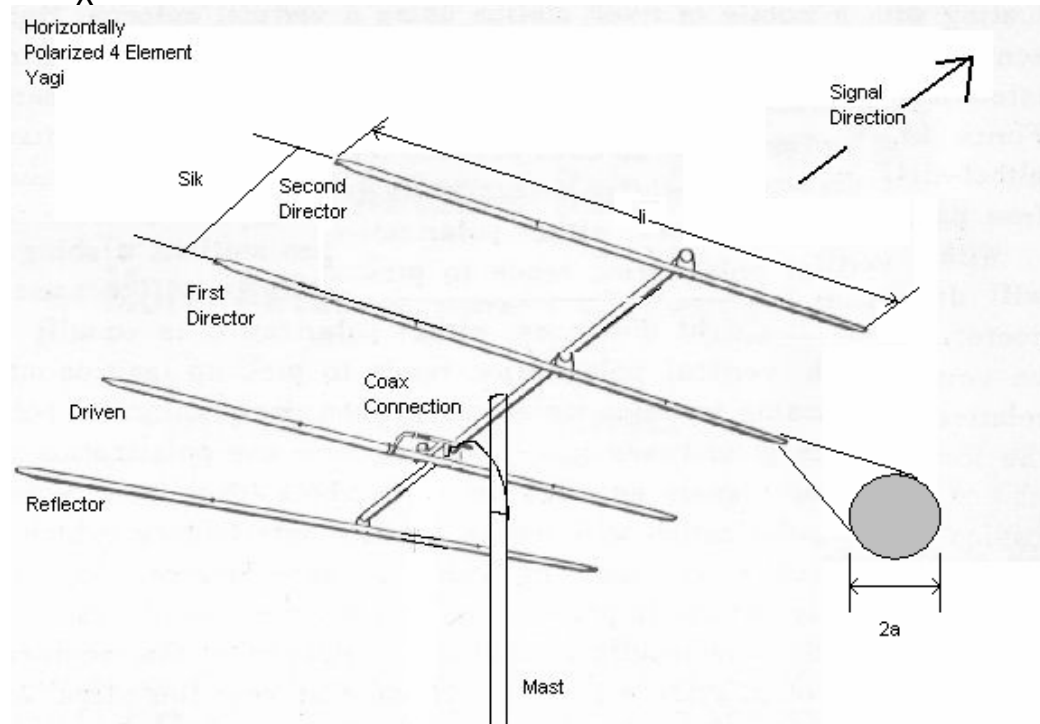
- Πρόσθιο και οπίσθιο κέρδος
- Σύνθετη αντίσταση εισόδου
- Εύρος ζώνης
- Λόγος πρόσθιου πεδίου προς οπίσθιο πεδίο κεραίας
- Μέγεθος κύριων λοβών

Τα μήκη και πάχοι των κατευθυντήρων και των ανακλαστήρων όπως και η αντίστοιχη μεταξύ τους απόσταση καθορίζουν τα βέλτιστα χαρακτηριστικά. Για πολλά χρόνια βέλτιστοι σχεδιασμοί αναπτύχθηκαν πειραματικά. Ωστόσο με την εξέλιξη υψηλής ταχύτητας υπολογιστών πολλές διαφορετικές αριθμητικές τεχνικές, βασιζόμενες σε αναλυτικές προσεγγίσεις, χρησιμοποιούνται για να παράγουν τις γεωμετρικές διαστάσεις μια διάταξης με βέλτιστα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας. Συνήθως οι στοιχειοκεραίες Yagi-Uda έχουν χαμηλή αντίσταση εισόδου και σχετικά μικρό εύρος ζώνης (περίπου 2%). Βελτιώσεις σε κάθε ένα στοιχείο μπορούν να γίνουν εις βάρος των άλλων (όπως κέρδος, μέγεθος κύριων λοβών κτλ). Συνήθως εστιάζουμε σε κάποιο ή κάποια στοιχεία και αυτό εξαρτάται από το σχεδιασμό. Λόγοι πρόσθιου πεδίου προς οπίσθιο πεδίο κεραίας που είναι περίπου 30 ή 15dB μπορούν να επιτευχθούν με αποστάσεις μεγαλύτερες από τις βέλτιστες αποστάσεις μεταξύ των στοιχείων, αλλά συνήθως θυσιάζονται προκειμένου να βελτιωθούν άλλα επιθυμητά χαρακτηριστικά. Για βέλτιστες σχεδιάσεις οι δευτερεύοντες λοβοί είναι περίπου 30% (-5,23dB) των κύριων.

Έχει βρεθεί θεωρητικά και πειραματικά ότι οι αποστάσεις του ανακλαστήρα και οι διαστάσεις του έχουν ασήμαντες επιδράσεις στο πρόσθιο κέρδος και πολύ σημαντικές επιδράσεις στο λόγο του πρόσθιου πεδίου προς το οπίσθιο πεδίο της κεραίας και στην αντίσταση εισόδου της. Τα ίδια στοιχεία επηρεάζονται και από το μήκος και την ακτίνα του τροφοδοτούμενου στοιχείου. Τέλος οι διαστάσεις και οι αποστάσεις των κατευθυντήρων επηρεάζουν όλα τα στοιχεία της και γι αυτό το λόγο θεωρούνται τα πιο σημαντικά στοιχεία της διάταξης.

Οι στοιχειοκεραίες Yagi - Uda είναι πολύ κοινές στη χρήση γιατί είναι ελαφριές, απλές στην τοποθέτησή τους, χαμηλού κόστους και δίνουν επιθυμητά χαρακτηριστικά για πολλές εφαρμογές. Μια σχεδίαση με μικρό αριθμό στοιχείων (συνήθως 5 ή 6) είναι εύκολη, αλλά ο σχεδιασμός κεραίας με περισσότερα στοιχεία χρησιμοποιείται για να επιτευχθεί μεγαλύτερη κατευθυντικότητα.

Έχουν γίνει πολλές μελέτες και πειράματα με κεραιές Yagi - Uda. Μια μέθοδος βασισμένη σε αυστηρούς μαθηματικούς τύπους για το ηλεκτρικό πεδίο που ακτινοβολούν τα στοιχεία της διάταξης θα παρουσιαστεί και θα χρησιμοποιηθεί για να περιγράψει τα ρεύματα στα στοιχεία της, τη φασική ταχύτητα και τα διαγράμματα ακτινοβολίας. Επίσης λαμβάνονται υπόψιν και οι αμοιβαίες επιδράσεις χωρίς να υπάρχουν περιορισμοί στον αριθμό των στοιχείων.



Σχήμα (1.7.1)

Κεραία yagi 4 στοιχείων με οριζόντια πόλωση

Σύμφωνα με το παραπάνω σχήμα, είναι γνωστό ότι για μικρές διαμέτρους καλωδίων το ρεύμα σε κάθε στοιχείο μπορεί να προσεγγιστεί ως ένα άθροισμα. Έτσι το ρεύμα στο n-οστό στοιχείο μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$I_n(z') = \sum_{m=1}^M I_{mn} \cos \left[(2m-1) \frac{\pi z'}{l_n} \right], \quad m=1,2,3,4,\dots \quad (1.7.1)$$

όπου I_{mn} είναι η μιγαδική τιμή του m-οστού ρευματικού συντελεστή για τον υπολογισμό του ρεύματος στο n-οστό στοιχείο και l_n είναι το μήκος του n-οστού στοιχείου. Το πεδίο που εκπέμπει όλη η διάταξη όπου κάθε στοιχείο έχει ρεύμα που δίνεται από τον προηγούμενο τύπο για μια στοιχειοκεραία Yagi-Uda με 1 ανακλαστήρα, 1 τροφοδοτούμενο στοιχείο και D κατευθυντήρες δίνεται από τη σχέση:

$$E_z(x, y, z) = -j\eta \frac{\lambda}{8\pi^2} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M I_{mn} \int_{-\frac{l_n}{2}}^{\frac{l_n}{2}} G(x, y, z / x', y', z') \times \cos \left[(2m-1) \frac{\pi}{l_n} z' \right] dz' \quad (1.7.2)$$

$$\text{όπου } G(x, y, z/x, y, z) = \frac{e^{-jkR}}{R^5} \left[(1 + jkR)(2R^2 - 3a^2) + (kaR)^2 \right] ,$$

$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + a^2 + (z-z')^2}$, N ο συνολικός αριθμός όλων των στοιχείων (κατευθυντήρες, ανακλαστήρας και τροφοδοτούμενο στοιχείο). Οι συντεταγμένες (x', y', z') αντιπροσωπεύουν κάθε σημείο σε κάθε στοιχείο της διάταξης ενώ οι συντεταγμένες (x, y, z) το σημείο αναφοράς. Οι συντελεστές I_{mn} μπορούν να βρεθούν υπολογίζοντας την επίδραση του εφαπτόμενου πεδίου E στα M σημεία του κάθε κατευθυντήρα, στα M σημεία του ανακλαστήρα και M-1 σημεία του τροφοδοτούμενο στοιχείο απαιτώντας μια συνθήκη περιορισμού του ρεύματος στο σημείο τροφοδοσίας. Αυτοί οι περιορισμοί δημιουργούν ένα σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων που επιτρέπουν τη λύση των συντελεστών του ρεύματος στην επέκταση των σειρών Fourier για το κάθε στοιχείο.

Γενικά το μακρινό ηλεκτρικό πεδίο που ακτινοβολείται από το κάθε στοιχείο, μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$E_{\theta} = jn \frac{ke^{-jkr}}{4\pi r} \sin \theta \int_{-l/2}^{l/2} I(z') e^{-jkz' \cos \theta} dz' \quad (1.7.3)$$

Για την επέκταση της σειράς Fourier για το ρεύμα, το πεδίο που ακτινοβολείται από το n-οστό στοιχείο μειώνεται σε:

$$E_{\theta n} = -jn \frac{I_n e^{-jkr_0}}{4r_0} \sin \theta \sum_{m=1}^M \left[\frac{(-1)^m (2m-1) I_{mn} \cos \left(\frac{\pi l_n}{\lambda} \cos \theta \right)}{(2m-1)^2 - \left(\frac{2l_n}{\lambda} \cos \theta \right)^2} \right] \quad (1.7.4)$$

$$\text{όπου } r_0 \cong r - (x \sin \theta + y \sin \theta \sin \phi + z \cos \theta)$$

Ωστόσο για N στοιχεία με M ρυθμούς , το συνολικό πεδίο είναι:

$$E_{\theta} = \sum_{n=1}^N E_{\theta n} = -jn \frac{e^{-jkr}}{4r} F_T(\theta, \phi) \quad (1.7.5)$$

όπου

$$F_T(\theta, \varphi) = \sin\theta \sum_{n=1}^N \left\{ I_n e^{j\psi_n} \left[\sum_{m=1}^M (-1)^m \frac{(2m-1)I_m \cos\left(\frac{\pi I_n}{\lambda} \cos\theta\right)}{(2m-1)^2 - \left(\frac{2I_n}{\lambda} \cos\theta\right)^2} \right] \right\}$$

(1.7.6)

και $\psi_n = k(x_n \sin\theta \cos\varphi + y_n \sin\theta \sin\varphi + z_n \cos\theta)$

Το $F_T(\theta, \varphi)$ ορίζεται ως ο συνολικός παράγοντας διάταξης και θα είχε πιο σύνθετη μορφή αν ο αριθμός M για κάθε στοιχείο δεν είναι ο ίδιος.

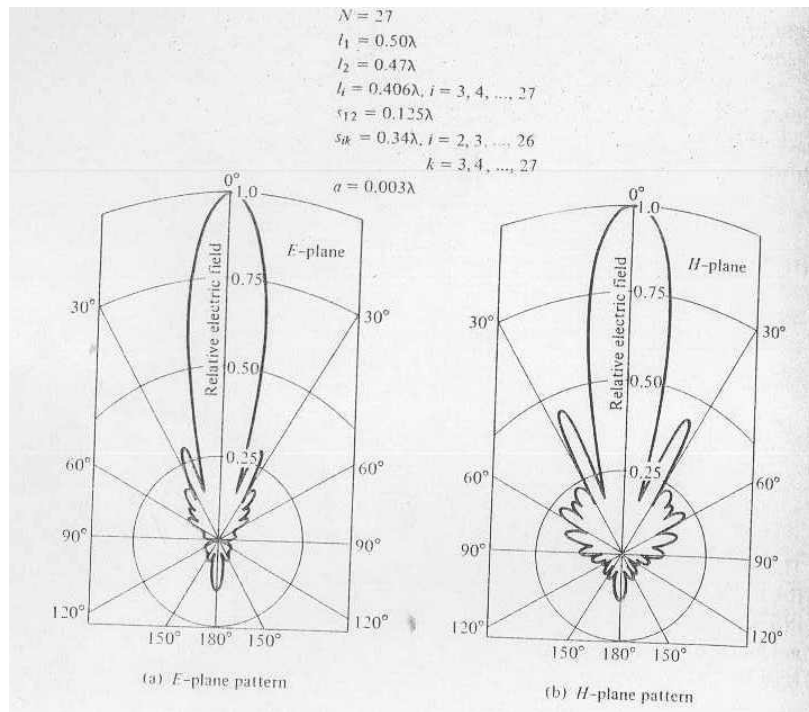
Παρακάτω θα παραθέσουμε κάποια αριθμητικά αποτελέσματα. Δίνονται τα διαγράμματα E και H για μία γαρί-uda 27 στοιχείων. Εξαιτίας του περιορισμού μνήμης σε έναν υπολογιστή θεωρήσαμε 3 ρυθμούς για κάθε παρασιτικό στοιχείο (ανακλαστήρα και κατευθυντήρες) και 7 για το ενεργό. Οι γεωμετρικές ιδιότητες της κεραιάς ήταν:

Αριθμός κατευθυντήρων=25
 Αριθμός ανακλαστήρων=1
 Αριθμός διεγερτήρων=1
 Συνολικό μήκος ανακλαστήρα=0.5λ
 Συνολικό μήκος ενεργού=0.47λ
 Συνολικό μήκος κάθε κατευθυντήρα=0.406λ
 Απόσταση μεταξύ ενεργού -ανακλαστήρα=0.125λ
 Απόσταση μεταξύ διαδοχικών κατευθυντήρων=0.34λ
 α=ακτίνα καλωδίων=0.003λ

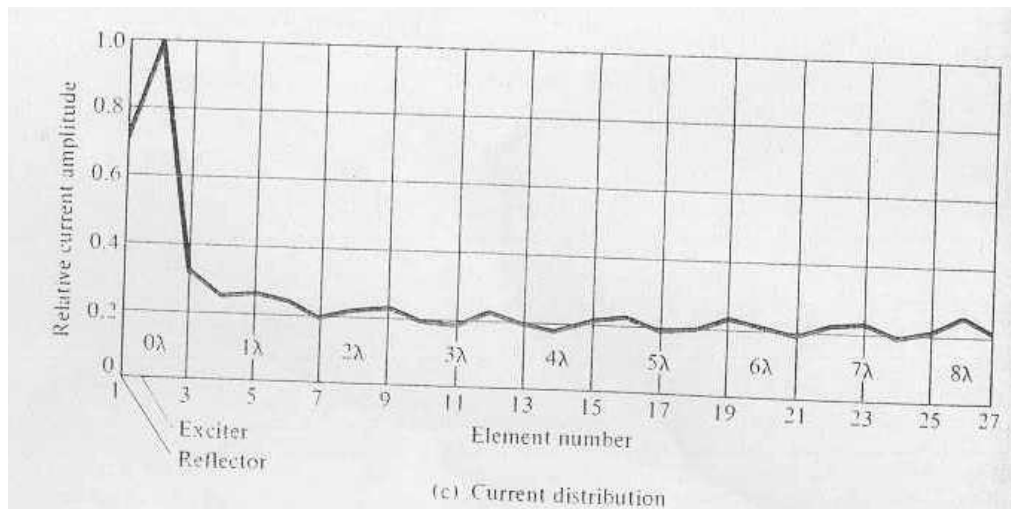
Το υπολογισμένο διάγραμμα E και H φαίνονται στα a και b παρακάτω (σχήμα 1.7.2). Η σχετική ένταση του ρεύματος κατά μήκος κάθε στοιχείου απεικονίζεται στο c (σχήμα 1.7.3). Η κατανομή του ρεύματος κατά μήκος των στοιχείων δεν είναι ομοιόμορφη. Μεταξύ του 5ου κατευθυντήρα φαίνεται να μειώνεται και να ταλαντώνεται ελάχιστα μεταξύ της τιμής 0.2.

Τα χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας της κεραιάς μπορούν να προσαρμοστούν διαφοροποιώντας τις γεωμετρικές παραμέτρους της. Για παράδειγμα, η απόσταση μεταξύ των κατευθυντήρων μπορεί να ποικίλλει ενώ κρατάμε την απόσταση ανακλαστήρα-ενεργού και τα μήκη όλων των στοιχείων σταθερά. Μια τέτοια διαδικασία χρησιμοποίησαν οι Cheng και Chen για να βελτιστοποιήσουν την κατευθυντικότητα μίας κεραιάς 6 στοιχείων (4 κατευθυντήρες, 1 ανακλαστήρα, 1 ενεργό στοιχείο). Τα αρχικά αποτελέσματα και τα βελτιστοποιημένα φαίνονται στον πίνακα 9.1. Για την ίδια κεραιά, έκαναν όλες τις αποστάσεις να ποικίλλουν διατηρώντας σταθερές όλες τις άλλες παραμέτρους. Τα αποτελέσματα δίνονται στον πίνακα 9.2.

Μία άλλη τεχνική βελτιστοποίησης είναι να διατηρούνται σταθερές όλες οι αποστάσεις μεταξύ των στοιχείων και να διαφοροποιούνται τα μήκη ώστε να βελτιώνεται η κατευθυντικότητα. Τα αποτελέσματα για μία στοιχειοκεραία 6 στοιχείων φαίνονται στον πίνακα 9.3. Η βέλτιστη τεχνική είναι η διαφοροποίηση τόσο των μηκών όσο και των αποστάσεων. Αυτό επετεύχθη από τους Cheng και Chen αφού πρώτα βελτίωσαν τη στοιχειοκεραία μεταβάλλοντας τις αποστάσεις και διατηρώντας τα μήκη σταθερά. Στη συνέχεια μετέβαλαν στην ίδια κεραία τα μήκη κρατώντας τις βέλτιστες αποστάσεις σταθερές. Τα αποτελέσματα αυτής της διαδικασίας φαίνονται στον πίνακα 9.4 με το αντίστοιχο διάγραμμα $H(\theta=\pi/2, \varphi)$ μακρινού πεδίου να απεικονίζεται στο σχήμα (1.7.6). Τέλος σε όλα σημειώνονται οι βελτιώσεις στην κατευθυντικότητα και στο λόγο front-to-back.



Σχήμα (1.7.2)
Διαγράμματα ακτινοβολίας για *E* και *H*



Σχήμα (1.7.3)

Κατανομή ρεύματος κατά μήκος των στοιχείων

Table 9.1 DIRECTIVITY OPTIMIZATION FOR SIX-ELEMENT YAGI-UDA ARRAY (PERTURBATION OF DIRECTOR SPACINGS), $l_1 = 0.51\lambda$, $l_2 = 0.50\lambda$, $l_3 = l_4 = l_5 = l_6 = 0.43\lambda$, $a = 0.003369\lambda$

	s_{21}/λ	s_{32}/λ	s_{43}/λ	s_{54}/λ	s_{65}/λ	DIRECTIVITY (dB)
INITIAL ARRAY	0.250	0.310	0.310	0.310	0.310	11.21
OPTIMIZED ARRAY	0.250	0.336	0.398	0.310	0.407	12.87

SOURCE: D. K. Cheng and C. A. Chen, "Optimum Spacings for Yagi-Uda Arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-21, pp. 615-623, September 1973. © (1973) IEEE.

Table 9.2 DIRECTIVITY OPTIMIZATION FOR SIX-ELEMENT YAGI-UDA ARRAY (PERTURBATION OF ALL ELEMENT SPACINGS), $l_1 = 0.51\lambda$, $l_2 = 0.50\lambda$, $l_3 = l_4 = l_5 = l_6 = 0.43\lambda$, $a = 0.003369\lambda$

	s_{21}/λ	s_{32}/λ	s_{43}/λ	s_{54}/λ	s_{65}/λ	DIRECTIVITY (dB)
INITIAL ARRAY	0.280	0.310	0.310	0.310	0.310	10.92
OPTIMIZED ARRAY	0.250	0.352	0.355	0.354	0.373	12.89

SOURCE: D. K. Cheng and C. A. Chen, "Optimum Spacings for Yagi-Uda Arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-21, pp. 615-623, September 1973. © (1973) IEEE.

Table 9.3 DIRECTIVITY OPTIMIZATION FOR SIX-ELEMENT YAGI-UDA ARRAY (PERTURBATION OF ALL ELEMENT LENGTHS), $s_{21} = 0.250\lambda$, $s_{32} = s_{43} = s_{54} = s_{65} = 0.310\lambda$, $a = 0.003369\lambda$

	l_1/λ	l_2/λ	l_3/λ	l_4/λ	l_5/λ	l_6/λ	DIRECTIVITY (dB)
INITIAL ARRAY	0.510	0.490	0.430	0.430	0.430	0.430	10.93
LENGTH-PERTURBED ARRAY	0.472	0.456	0.438	0.444	0.432	0.404	12.16

SOURCE: C. A. Chen and D. K. Cheng, "Optimum Element Lengths for Yagi-Uda Arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-23, pp. 8-15, January 1975. © (1975) IEEE.

Σχήμα (1.7.4)

Βελτίωση της κατευθυντικότητας με αλλαγή των μηκών των στοιχείων και των μεταξὺ τους αποστάσεων σε μία κεραία yagi 6 στοιχείων

Μία άλλη παράμετρος που εξετάστηκε για τη βελτιστοποίηση της κατευθυντικότητας της yagi-uda είναι το εύρος ζώνης. Η στοιχειοκεραία 6 στοιχείων βελτιστοποιήθηκε σε μία κεντρική συχνότητα f_0 . Η κεραία σχεδιάστηκε, αλλάζοντας τα μήκη για να πετύχουμε τη βέλτιστη κατευθυντικότητα στην f_0 . Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά κατά-χωρούνται στον πίνακα 9.2. Το εύρος ζώνης 3dB φαίνεται να είναι το ίδιο για τα αρχικά και τα βελτιστοποιημένα αποτελέσματα. Η γρήγορη μείωση στην κατευθυντικότητα για τις αρχικές σε σχέση με τις βελτιστοποιημένες κεραίες σε συχνότητες μεγαλύτερες της f_0 και σε κοντινές σταθερές τιμές κάτω της f_0 μπορεί να αποδοθεί στη δομή της κεραίας που μπορεί να υποστηρίξει ένα μεταδιδόμενο κύμα αν $f < f_0$ αλλά όχι για $f > f_0$. Ωστόσο μία πρόταση είναι ότι μία αύξηση στο εύρος ζώνης επιτυγχάνεται αν οι διαστάσεις της κεραίας επιλεγούν λίγο μικρότερες από τις βέλτιστες.[5]

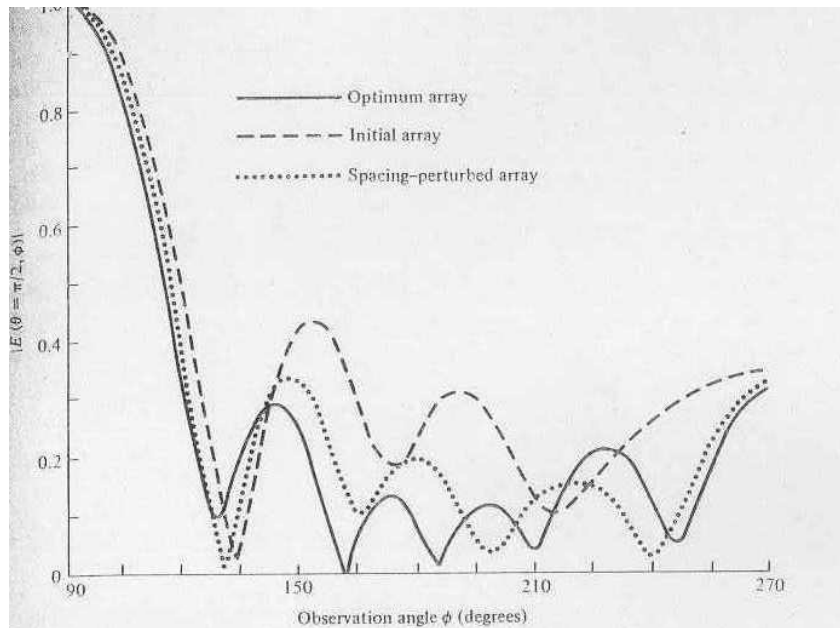
Table 9.4 DIRECTIVITY OPTIMIZATION FOR SIX-ELEMENT YAGI-UDA ARRAY (PERTURBATION OF DIRECTOR SPACINGS AND ALL ELEMENT LENGTHS), $a=0.003369\lambda$

	l_1/λ	l_2/λ	l_3/λ	l_4/λ	l_5/λ	l_6/λ	s_{21}/λ	s_{32}/λ	s_{43}/λ	s_{54}/λ	s_{65}/λ	DIRECTIVITY (dB)
INITIAL ARRAY	0.510	0.490	0.430	0.430	0.430	0.430	0.250	0.310	0.310	0.310	0.310	10.93
ARRAY AFTER SPACING PERTURBATION	0.510	0.490	0.430	0.430	0.430	0.430	0.250	0.289	0.406	0.323	0.422	12.83
OPTIMUM ARRAY AFTER SPACING AND LENGTH PERTURBATION	0.472	0.452	0.436	0.430	0.434	0.430	0.250	0.289	0.406	0.323	0.422	13.41

SOURCE: C. A. Chen and D. K. Cheng, "Optimum Element Lengths for Yagi-Uda Arrays," *IEEE Trans. Antenna Propag.*, vol. AP-23, pp. 8-15, January 1975. © (1975) IEEE.

Σχήμα (1.7.5)

Μεταβολή του μήκους των στοιχείων με τις βέλτιστες αποστάσεις σταθερές για τη βελτίωση της κατευθυντικότητας



Σχήμα (1.7.6)
Διάγραμμα μακρινού πεδίου

1.8 ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΓΙΑ ΤΟ SUPERNEC

Το SuperNEC (Super Numerical Electromagnetic Code) είναι ένα πρόγραμμα για την προσομοίωση κεραιών και ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων, και κατασκευάστηκε από την εταιρεία Rounting Software. Αποτελεί μια αντικειμενοστρεφή βελτιωμένη έκδοση του γνωστού στους κύκλους των τηλεπικοινωνιακών μηχανικών του προγράμματος NEC. Το πρόγραμμα επιτρέπει την προσομοίωση και την εκτίμηση της ηλεκτρομαγνητικής επίδοσης απλών κεραιών, καθώς και κεραιών που βρίσκονται τοποθετημένες πάνω σε πολύπλοκες κατασκευές, σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων. Η ανάπτυξη και εξέλιξη του SuperNEC ξεκίνησε στις αρχές της δεκαετίας του '80.

Τη βάση για το πρόγραμμα προσομοίωσης SuperNEC αποτέλεσε ο πολύ γνωστός αριθμητικός ηλεκτρομαγνητικός κώδικας NEC2, ο οποίος αναπτύχθηκε από το αμερικάνικο ναυτικό σε συνεργασία με τα εργαστήρια Lawrence Livermore, το 1982. Το 1987 δημιουργήθηκε μια παράλληλη έκδοση του NEC2,

χρησιμοποιώντας κώδικα σε FORTRAN και OCCAM. Ο μεγάλος όμως χρόνος που χρειαζόταν το πρόγραμμα NEC για να χειριστεί ακόμα και μετρίου μεγέθους δομές, καθώς βασιζόταν σε μια μάλλον μη αποδοτική γλώσσα προγραμματισμού καθώς και το ότι ο κώδικας που προέκυψε είχε δυσκολία στην περαιτέρω τροποποίησή του, οδήγησε στον ανασχεδιασμό του προγράμματος χρησιμοποιώντας τις αρχές του αντικειμενοστραφούς προγραμματισμού.

Το νέο πρόγραμμα, το οποίο ήταν γραμμένο σε C++, ήταν πιο γρήγορο, χρησιμοποιούσε δυναμικές δομές δεδομένων και το σημαντικότερο, ήταν πολύ πιο εύκολο να επεκταθεί και να τροποποιηθεί. Η ταχύτητά του οφειλόταν στο υπολογιστικό κόστος αφού ήταν διαμορφωμένο έτσι ώστε να γίνεται παράλληλη εκτέλεσή του από διαφορετικούς υπολογιστές που ανήκουν στο ίδιο τοπικό δίκτυο. Επιπλέον, στο πρόγραμμα ενσωματώθηκε και η βελτιστοποίηση κατάλληλα επιλεγμένων χαρακτηριστικών ακτινοβολίας μιας διάταξης με την μέθοδο των γενετικών αλγορίθμων (Genetic Algorithms).

Μια επιπλέον σημαντική καινοτομία στο SuperNEC είναι ότι τα αρχεία εισόδου και εξόδου του, καθώς και το γραφικό του περιβάλλον βασίζονται στο πρόγραμμα Matlab. Το γεγονός αυτό έκανε το πρόγραμμα πολύ πιο φιλικό στο χρήστη σε σχέση με την προηγούμενη έκδοσή του NEC2, η οποία απαιτούσε αρχεία εισόδου και εξόδου ASCII. Έτσι η ενθουλακωμένη C++ σε συνδυασμό με το Matlab καθιστούν την προσομοίωση σαφώς ταχύτερη.

Ακόμη πρέπει να αναφερθεί ότι προστέθηκε η γεωμετρική μέθοδος της περίθλασης (Uniform geometrical Theory of Diffraction, UTD), η οποία χρησιμοποιείται για την επίλυση ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων σε υψηλές συχνότητες, στην ήδη υπάρχουσα μέθοδο των ροπών (Method of Moments, MOM). Έτσι προέκυψε ένα ακριβές υβριδικό μοντέλο .

Αναλυτικότερα τώρα ,η αριθμητική μέθοδος του SuperNEC για την επίλυση των εξισώσεων Maxwell στο NEC2 βασιζόταν στη μέθοδο των ροπών (Method of Moments, MOM). Η διεξαγωγή της MoM βασίζεται στην διακριτοποίηση της δομής σε μικρά συρμάτινα

τμήματα, τα καλούμενα wire segments. Στο σημείο αυτό θα ήταν καλό να αναφερθεί κανείς στο τι ακριβώς υπονοείται από τον όρο «μικρά» και να γίνει λόγος για τους περιορισμούς που θέτει η θεωρία της MoM τόσο στο μήκος όσο και στην ακτίνα του κάθε τέτοιου τμήματος. Τα μικρά αγωγιμα τμήματα και το πλέγμα πρέπει να έχουν μέγεθος περίπου ίσο με το 1/10 του μήκους κύματος. Ο χρόνος επίλυσης του προβλήματος στον υπολογιστή είναι ανάλογος του N^3 , ενώ η μνήμη που απαιτείται είναι ανάλογη του N^2 , όπου N είναι ο αριθμός των αγνώστων.

Μεμονωμένα τμήματα	Προειδοποίηση	Σφάλμα
Μήκος τμήματος	$\frac{\lambda}{10} < \Delta < \frac{\lambda}{5}$	$\Delta > \frac{\lambda}{5}$
Ακτίνα	$30 < \frac{\lambda}{a} < 100$	$\frac{\lambda}{a} < 30$
Λόγος μήκους προς ακτίνα	$0.5 < \frac{\Delta}{a} < 2$	$\frac{\Delta}{a} < 0.5$

Σχήμα (1.8.1)

Περιορισμοί για μεμονωμένα τμήματα

Αναφορικά με τη γεωμετρική θεωρία της περίθλασης (UTD), είναι μια ηλεκτρομαγνητική μέθοδος που αφορά υψηλές συχνότητες, όπου το μέγεθος των στοιχείων που αποτελούν το πρόβλημα, είναι πολύ μικρό σε σχέση με το μήκος κύματος. Η μέθοδος UTD συμπλήρωσε την μέθοδο των ροπών, έτσι ώστε τα υψηλής συχνότητας προβλήματα να μπορούν να επιλύονται με την μέθοδο UTD, ενώ τα χαμηλότερης συχνότητας προβλήματα επιλύονται με τη μέθοδο των ροπών. Τα UTD στοιχεία που υλοποιούνται στο SuperNEC είναι διηλεκτρικές πλάκες και κύλινδροι.

Για να συνδυαστούν τα προβλήματα που επιλύονται μόνο με την μέθοδο των ροπών και αυτά που επιλύονται με UTD,

δημιουργήθηκε ένα νέο υβριδικό μοντέλο που αποτελείται και με τις δύο αυτές μεθόδους. Το όφελος από τη δημιουργία αυτού του νέου υβριδικού μοντέλου είναι η δυνατότητα αύξησης του εύρους των συχνοτήτων στο οποίο μπορούν να επιλυθούν τα ηλεκτρομαγνητικά προβλήματα. Ο νέος κώδικας στον οποίο στηρίζεται, μπορεί να αναλύσει προβλήματα στα οποία συνυπάρχουν μικρά αγωγιμα τμήματα, διηλεκτρικές πλάκες και κύλινδροι. Παρακάτω ακολουθεί μία περιγραφή των δομών του προγράμματος.

Ο χρήστης του προγράμματος προσομοίωσης έχει να επιλέξει ανάμεσα σε μία πληθώρα έτοιμων δομών κεραιών απλών και συνθετότερων για να κάνει μία εκτίμηση του κοντινού πεδίου και του διαγράμματος ακτινοβολίας, της αντίστασης εισόδου και άλλων χαρακτηριστικών.

Οι βασικότερες είναι: η διπολική κεραία, κεντρικά τροφοδοτούμενη (center-fed), με ακτίνα και μήκος που μπορεί να καθοριστεί από τον χρήστη (sndipole), μία παραλλαγή της προηγούμενης κεραίας, με την μόνη διαφορά ότι πρόκειται για αναδιπλωμένο δίπολο (folded dipole) το snfdipole. Ακόμη θα χρησιμοποιήσουμε την snyagi, τη γνωστή κεραία Yagi-Uda με καθορισμένο όμως το πλήθος των στοιχείων (5), εκ των οποίων το δεύτερο είναι αυτό που διαθέτει την τροφοδοσία και τα υπόλοιπα είναι παρασιτικά. Η επιλογή των μηκών, των αποστάσεων και των ακτίνων και εδώ έγκειται στον χρήστη. Η snfdyagi είναι όπως ακριβώς η προηγούμενη, με τη διαφορά ότι το τροφοδοτούμενο δίπολο είναι αναδιπλωμένο.

Ακόμη υπάρχει η δυνατότητα πιο εξειδικευμένων επιλογών όπως η snwireconic, κεραία σχήματος κώνου, η snhelix που είναι ελικοειδής, η snloop, σχήματος κυκλικού βρόχου, η snlrda που είναι λογαριθμική περιοδική κεραία και η snmonopole που είναι μονόπολο με μήκος και ακτίνα καθοριζόμενα από τον χρήστη.

Αξίζει ακόμη να αναφερθεί κανείς σύντομα και σε μερικές δομές, μη ακτινοβολούσες, διδιάστατες ή τρισδιάστατες, που ο χρήστης μπορεί να επιλέξει οι οποίες θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν ως σκεδαστές για την προσομοίωση της

συμπεριφοράς μιας κεραίας σε φυσικό χώρο όπως η snwire που προσομοιώνει συρμάτινο αγωγό

(γραμμικό) χωρίς τροφοδοσία, η snplate που είναι δομή επίπεδου ορθογωνικού σχήματος ή η snbox που είναι δομή παραλληλεπίπεδου σχήματος με διαστάσεις που μπορούν να καθοριστούν από τον χρήστη. Ακόμη η sn cylinder, η sn sphere, η sn cone, η sn ellipse είναι αντίστοιχα κυλινδρικές, σφαιρικές και διδιάστατες δομές (επιφάνεια) με ελλειπτικό σχήμα που υποστηρίζει το πρόγραμμα.

Επιπλέον, το SuperNEC παρέχει δύο επιλογές τροφοδοσίας των υφιστάμενων κεραίων την AFVS (Applied Field Voltage Source) που μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο όταν τα μήκη των segments είναι ίσα και την CSDVS (Current Slope Discontinuity Voltage Source) που είναι μια πιο σύνθετη πηγή και καλύπτει και την περίπτωση άνισων συρμάτινων τμημάτων.

Επιπρόσθετα, πρέπει να επισημανθεί η δυνατότητα επίστρωσης του τελείως αγωγίμου σύρματος με στρώμα διηλεκτρικού. Αυτό μπορεί να γίνει από τον χρήστη χρησιμοποιώντας την εντολή Add Load. Στη μονωτική αυτή κάλυψη πρέπει να καθορίζουμε τρία μεγέθη, την διηλεκτρική σταθερά ϵ_r , την ειδική αγωγιμότητα σ σε Siemens/m, και τέλος το πάχος του στρώματος σε m. Επίσης για την προσθήκη φορτίου, υπάρχουν και άλλες δυνατότητες, όπως διάφοροι συνδυασμοί εν σειρά ή παραλλήλων αντιστάσεων, χωρητικότητας και επαγωγών. Δίνεται ακόμη, η δυνατότητα στο χρήστη είτε να διατηρήσει τα χαρακτηριστικά του τέλειου αγωγού που έχουν τα τμήματα, είτε να μεταβάλλει την ειδική αγωγιμότητα των τμημάτων.

Τέλος το επόμενο βήμα είναι ο καθορισμός παραμέτρων προσομοίωσης. Το SuperNEC παρέχει μία πληθώρα δυνατοτήτων όσον αφορά το είδος των στοιχείων εξόδου από την προσομοίωση που είναι οι ακόλουθες:

1) Κοντινό πεδίο με επιλογή των εξής παραμέτρων, της πυκνότητας και της θέσης των σημείων στο τρισδιάστατο διάγραμμα, καθώς και

του είδους του πεδίου (ηλεκτρικό ή μαγνητικό) και του συστήματος συντεταγμένων (ορθογώνιο ή κυλινδρικό)

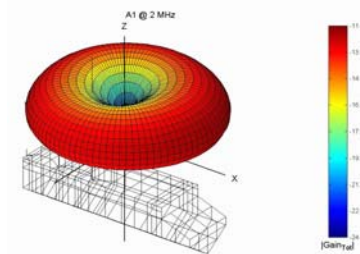
2)Μακρινό πεδίο με διαγράμματα ακτινοβολίας δύο διαστάσεων (2D) όπου ο χρήστης μπορεί να καθορίσει επίπεδες τομές στα επίπεδα XY, XZ, YZ, οπότε εμφανίζεται η μεταβολή του πεδίου συναρτήσει είτε της γωνίας (φ) είτε της γωνίας ανύψωσης (θ).

3)Μακρινό Πεδίο με διάγραμμα ακτινοβολίας τριών διαστάσεων (3D) με διάφορους τρόπους απεικόνισης των λοβών ακτινοβολίας για την καλύτερη κατανόηση.

4)Μεταβολή κάποιας παραμέτρου σε συνάρτηση με τη συχνότητα όπως η αντίσταση εισόδου της εκάστοτε διάταξης.

5)Μέση ακτινοβολούμενη ισχύς της διάταξης, ισχύς απωλειών, αποδοτικότητα

6)Ρευματική κατανομή και κατανομή φορτίων σε οποιοδήποτε σημείο της διάταξης.[7]



Σχήμα (1.8.2)
3D διάγραμμα ακτινοβολίας

1.9 Καλώδια διαρροής leaky feeder

Το καλώδιο leaky feeder με κάθετες περιοδικές αυλακώσεις θεωρείται σαν μία στοιχειοκεραία. Είναι παρόμοιο με το κανονικό ομοαξονικό καλώδιο στην κατασκευή του. Η σημαντικότερη διαφορά είναι στον εξωτερικό αγωγό του καλωδίου. Τα κανονικά ομοαξονικά καλώδια χρησιμοποιούν τις εξωτερικές ασπίδες αγωγών που σχεδιάζονται και προορίζονται για να ελαχιστοποιήσουν τη διαρροή RF καθώς και τις παρεμβολές. Ο εξωτερικός αγωγός του leaky feeder έχει τις τρύπες ή τις ενάρξεις στον εξωτερικό αγωγό και σχεδιάζεται για να επιτρέψει ένα ελεγχόμενο ποσοστό σήματος RF στη διαρροή έξω στο περιβάλλον. Ενώ το μεγαλύτερο μέρος του σήματος ταξιδεύει ακόμα μέσω του καλωδίου, αυτές οι ενάρξεις επιτρέπουν είτε το σήμα να ακτινοβολείται έξω από το καλώδιο, είτε ρεύμα να ταξιδέψει στον εξωτερικό αγωγό, δημιουργώντας έναν πεδίο RF γύρω από το leaky feeder. Η κατανομή του πεδίου του καλωδίου για την ακτινική και κατά μήκος του άξονα, η κατεύθυνση, καθώς και τα διαγράμματα ακτινοβολίας κοντινού και μακρινού πεδίου υπολογίζονται με την αρχή της υπέρθεσης.[3]

Τα καλώδια LCX χρησιμοποιούνται για περισσότερο από 40 χρόνια. Αρχικά χρησιμοποιούνταν για ασύρματες επικοινωνίες σε υπόγειες σήραγγες και ορυχεία. Τελευταία οι εφαρμογές τους επεκτάθηκαν στο μετρό, τους σιδηροδρόμους, σε υπόγειες αγορές, εθνικές οδούς, για συστήματα ασφαλείας και άλλους κλειστούς χώρους όπου το διακριτό σύστημα κεραιών αποτυγχάνει. Για πολύ καιρό οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνταν για σχεδιασμό και αναλύσεις αυτών των καλωδίων ήταν προσεγγιστικές και πειραματικές. Πρόσφατα προτάθηκαν υβριδικές και αριθμητικές μέθοδοι για τον προσδιορισμό του πεδίου ακτινοβολίας των LCX με ακρίβεια.

Τα κύρια ηλεκτρικά χαρακτηριστικά ενός ακτινοβολούντος καλωδίου είναι η διαμήκης απώλειά (longitudinal loss) του και η απώλεια σύζευξης (coupling loss) του.

Διαμήκης απώλεια

Το σημαντικότερο χαρακτηριστικό για τη μεταφορά ενέργειας από το εσωτερικό κύμα κατά μήκος ενός καλωδίου είναι η διαμήκης απώλεια (ή απώλεια μείωσης).

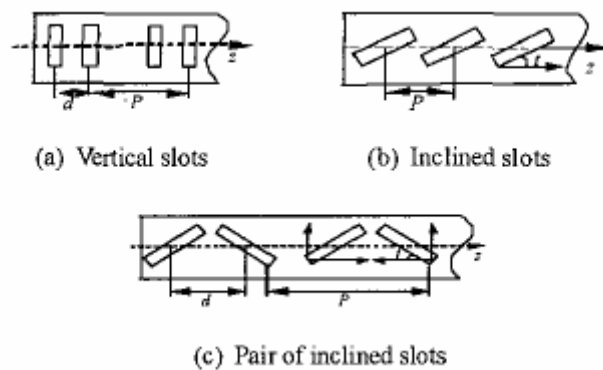
Ένα ομοαξονικό καλώδιο μειώνει το σήμα που ταξιδεύει μέσα σ' αυτό ανάλογα με τη συχνότητα. Η διαμήκης μείωση επηρεάζεται

κυρίως από το είδος του διηλεκτρικού και το μέγεθος του καλωδίου. Για τα ακτινοβολούντα καλώδια, το εξωτερικό περιβάλλον του καλωδίου έχει μια επιρροή στην διαμήκη απώλεια, επειδή το εσωτερικό κύμα ταξιδεύει επίσης σε ένα μικρό κομμάτι του χώρου κοντά στον εξωτερικό αγωγό. Η διαμήκης απώλεια εξαρτάται επίσης από τη διάταξη και το πλήθος των ανοιγμάτων στον εξωτερικό αγωγό .

Απώλεια σύζευξης

Η απώλεια σύζευξης ορίζεται ως η αναλογία της λαμβανόμενης ισχύος σε μια κεραία, σε μια ορισμένη απόσταση, προς την ισχύ του σήματος εισόδου στο καλώδιο. Λόγω της αμοιβαιότητας, οι αναλογικές εκτιμήσεις ισχύουν για τη μετάδοση από μια κεραία στο καλώδιο. Η απώλεια σύζευξης επηρεάζεται από τη διάταξη των ανοιγμάτων καθώς επίσης και από τις παρεμβολές και τις ανακλάσεις στον περιβάλλοντα χώρο του καλωδίου. Αν ακτινοβολείται μεγάλη ισχύς θα έχουμε χαμηλή απώλεια συζεύξεων σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων .

Παρακάτω παρατίθενται φαίνονται τρεις τυπικές δομές αυλακώσεων του εξωτερικού αγωγού του καλωδίου στο σχήμα 1.9.1(a), (b) και (c). Στα πλαίσια όμως της εργασίας θα μελετήσουμε τις ιδιότητες ακτινοβολίας για τα καλώδια με τα διάκενα κάθετα τοποθετημένα. Μελετώντας τις κάθετες και οριζόντιες συνιστώσες του πεδίου ξεχωριστά, μπορούν με τον ίδιο τρόπο να μελετηθούν και οι υπόλοιπες περιπτώσεις .



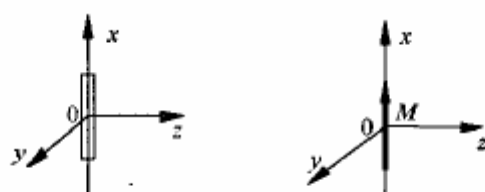
(a) Vertical slots

(b) Inclined slots

(c) Pair of inclined slots

Σχήμα(1.9.1)

Τυπικές δομές διακένων για τα LCX



(a) Vertical slot

(b) Equivalent magnetic dipole

Σχήμα(1.9.2)

Συντεταγμένες διακένου

Στην ανάλυση που ακολουθεί υποθέτουμε ότι το διάκενο είναι αποκομμένο από ένα άπειρο μεταλλικό χώρο του οποίου οι συντεταγμένες φαίνονται στο σχήμα (1.9.2) (α). Ως γνωστόν μία τέτοια προσέγγιση έχει σημαντική επιρροή στην κατανομή του πεδίου στην αζιμουθιακή κατεύθυνση του LCX, μικρότερη επιρροή στην κατανομή του πεδίου κατά μήκος του άξονα. Παρόλο που η ένταση του πεδίου μπορεί έτσι να είναι αρκετά διαφορετική, η κατανομή του πεδίου στην ακτινική διεύθυνση καθώς και κατά μήκος του άξονα μπροστά απ τα διάκενα (πάνω στο σχήμα γοz) δε θα αλλάξει πολύ. Σε αυτή την περίπτωση ,τα διάκενα μπορούν να θεωρηθούν σα μία σειρά μαγνητικών διπόλων όπως φαίνεται στο σχήμα 1.9.2(b). Από τη θεωρία του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, το ηλεκτρικό πεδίο στον άξονα z μπορεί να γραφτεί ως εξής :

$$E_z = E_0 \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sin\theta$$

(1.9.1)

Το E_0 είναι μία συνάρτηση σε σχέση με τη διάταξη και την ισχύ εισόδου του καλωδίου, το k_0 είναι η σταθερά διάδοσης του ηλεκτρικού πεδίου στον ελεύθερο χώρο και r είναι η απόσταση μεταξύ του πεδριακού σημείου και του κέντρου του διακένου. Επίσης θ είναι η γωνία μεταξύ του άξονα z και της γραμμής από το σημείο της πηγής στο σημείο του πεδίου. Όταν ισχύει $k_0 r < 1$, πρέπει να γίνουν άλλες προσεγγίσεις για το r στη σχέση (1.9.1).

Εδώ τις παραλείπουμε γιατί δεν έχουν ιδιαίτερη σημασία στους κανόνες για την κατανομή του πεδίου στην περίπτωση μας. Σύμφωνα με την αρχή της υπέρθεσης για στοιχειοκεραίες, το συνολικό πεδίο που ακτινοβολείται από περιοδικά διάτρητο LCX είναι:

$$| E_z | = \left| \sum_{i=1}^N \sin\theta_i \frac{e^{-jk_0 R_i - j\beta(i-1)P}}{R_i} \right|$$

(1.9.2)

Η σταθερά διάδοσης β είναι η σταθερά του κύματος που διαδίδεται μέσα στο καλώδιο και P είναι η περίοδος των αυλακώσεων. Το θ_i είναι η γωνία μεταξύ του άξονα του καλωδίου και της γραμμής από το κέντρο του διακένου ως το πεδιακό σημείο και R_i είναι η απόσταση πάλι μεταξύ του πεδιακού σημείου και του κέντρου του διακένου. Τέλος L είναι το μήκος του καλωδίου και N είναι ο συνολικός αριθμός των διακένων, δηλαδή $N = \text{int}(L/P)$.

Η διάδοση του πεδίου γύρω από το αμοαξονικό καλώδιο

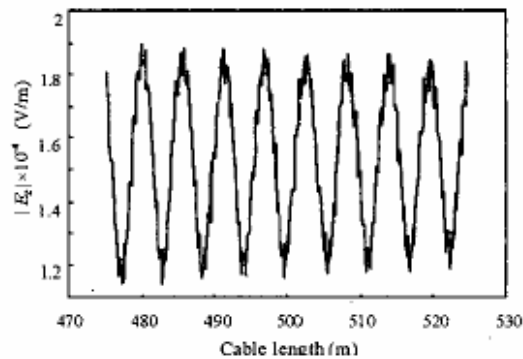
Όπως ξέρουμε η συνθήκη μονο-ακτινοβολίας (mono-radioactivity) του LCX είναι:

$$\frac{c}{P(\sqrt{\epsilon_r} + 1)} < f_1 < 2 \frac{c}{P(\sqrt{\epsilon_r} + 1)}$$

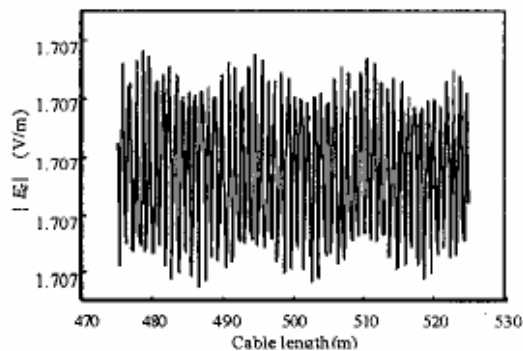
(1.9.3)

Στη σχέση αυτή ϵ_r είναι η σχετική επιτρεπτότητα του διηλεκτρικού στο καλώδιο και επιλέγεται συνήθως ίση με 1.25 και ως γνωστόν c είναι η ταχύτητα του φωτός στον ελεύθερο χώρο. Από αυτή την εξίσωση, παρατηρούμε ότι όταν η συχνότητα είναι μικρότερη από αυτό το όριο, στο καλώδιο ακτινοβολούνται μόνο κύματα επιφάνειας, ενώ όταν η συχνότητα είναι μεγαλύτερη και υπερβαίνει αυτό το όριο ακτινοβολούνται κύματα πέραν του βασικού ρυθμού.

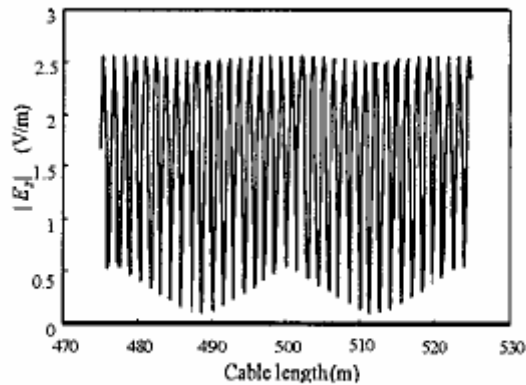
Σύμφωνα με τις παραμέτρους του καλωδίου, το εύρος ζώνης μονο-ακτινοβολίας του καλωδίου είναι 607.9 έως 1215.8 MHz. Αυτό προκύπτει με αντικατάσταση του c (3×10^8 m/s), του ϵ_r με 1.25 και της περιόδου αυλακώσεων P με 0.233 m. Η κατανομή του πεδίου κατά μήκος του LCX σε διαφορετικές συχνότητες δίνονται στο σχήμα (1.9.3), όπου ορίζουμε $L=1000$ m, $r=2$ m και όπως προηγουμένως $P=0.233$ m.



(a) $f=450$ MHz



(b) $f=900$ MHz



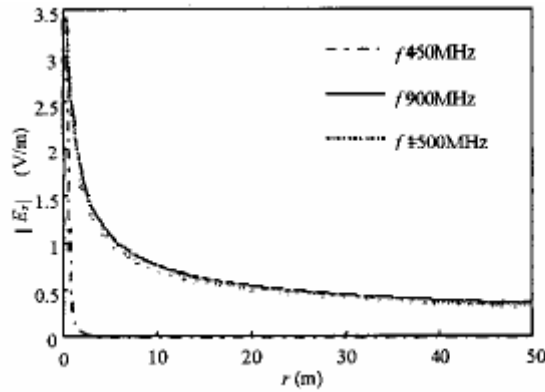
(c) $f=1500\text{MHz}$

Σχήμα(1.9.3)

Κατανομή του πεδίου κατά μήκος του καλωδίου για διαφορετικές συχνότητες

Από την παραπάνω ανάλυση γνωρίζουμε ότι στα 450 MHz το καλώδιο στέλνει κύματα επιφάνειας και δεν υπάρχει ακτινοβολία κατά την ακτινική διεύθυνση. Όταν η συχνότητα ανεβαίνει στα 900 MHz το καλώδιο λειτουργεί μόνο στη ζώνη μονο-ακτινοβολίας, δηλαδή μόνο ο πρώτος ρυθμός ακτινοβολεί, οπότε η ένταση του πεδίου είναι πολύ σταθερή κατά μήκος του καλωδίου (μεταξύ $1.707 \pm 0.001\text{V/m}$). Όταν η συχνότητα αυξηθεί πάνω από 1500 MHz, υψηλότεροι ρυθμοί αρχίζουν να ακτινοβολούν και να αλληλεπιδρούν με το βασικό, με αποτέλεσμα πολύ μεγάλες αποκλίσεις όπως φαίνεται στο σχήμα (c).

Ομοίως, χρησιμοποιώντας την παραπάνω μέθοδο, παίρνουμε το την κατανομή του πεδίου σε ακτινική διεύθυνση για το LCX σε διαφορετικές συχνότητες στο σχήμα (1.9.4). Από αυτό διακρίνουμε ότι για $f=450\text{ MHz}$, η ένταση του πεδίου μειώνεται ραγδαία αυξανόμενου του r , που είναι η απόσταση μεταξύ του πεδριακού σημείου και του καλωδίου. Αυτό ανταποκρίνεται στην περίπτωση 1.8.3(a). Όταν η συχνότητα είναι $f=900\text{ MHz}$, η καμπύλη γίνεται πιο ομαλή και το πεδίο αποσβένει σταδιακά στην ακτινική διεύθυνση. Αυτό συμβαίνει γιατί το καλώδιο λειτουργεί σε μονο-ακτινοβολία που αντιστοιχεί στο σχήμα 1.9.3(b). Όταν η συχνότητα είναι $f=1500\text{ MHz}$ η καμπύλη είναι παρόμοια με αυτή των 900 MHz, η απόκλιση ωστόσο είναι πολύ μεγαλύτερη εξαιτίας της ύπαρξης και άλλων μεγαλύτερων ρυθμών ακτινοβολίας. Να σημειωθεί εδώ ότι τα στοιχεία για κάθε r που φαίνονται στο σχήμα (1.9.4) είναι η μέση τιμή 16 σημείων μη ομοιόμορφα κατανεμημένων σε 4 περιόδους κατά μήκος του άξονα (με r σταθερό) όπου αγνοούμε τη διαμήκη απόσβεση.

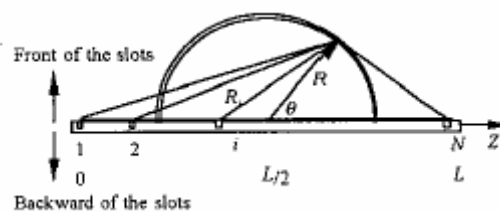


Σχήμα(1.9.4)

Η κατανομή του πεδίου στην ακτινική διεύθυνση για διαφορετικές συχνότητες

Διάγραμμα ακτινοβολίας των καλωδίων LCX

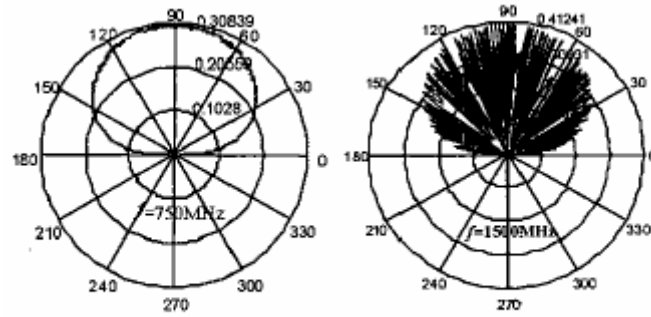
Τώρα θεωρούμε την κατανομή του πεδίου σε ένα ημικύκλιο που βρίσκεται στο κέντρο του καλωδίου μπροστά από τα διάκενα. Η ακτίνα του ημικυκλίου είναι R , όπως φαίνεται στο σχήμα (1.9.5) και θ είναι η γωνία μεταξύ του άξονα z και της γραμμής από το κέντρο του καλωδίου στο πεδιακό σημείο. Το διάγραμμα του κοντινού πεδίου σημαίνει ένα μικρό R του ημικυκλίου, ενώ στο μακρινό πεδίο αντιστοιχεί μεγαλύτερο. Το σχήμα (1.9.6) δίνει το διάγραμμα ακτινοβολίας του κοντινού πεδίου για το LCX που λειτουργεί σε συχνότητα 750 MHz και 1500 MHz αντίστοιχα. Θεωρούμε $R=100\text{m}$ και $L=1000\text{m}$, ενώ οι άλλες παράμετροι παραμένουν ίδιες όπως παραπάνω.



Σχήμα(1.9.5)

Κατανομή του πεδίου σε ένα ημικύκλιο που βρίσκεται στο κέντρο του καλωδίου μπροστά από τα διάκενα

Εξαιτίας της ύπαρξης μεγαλύτερου ρυθμού αρμονικών συνιστωσών, υπάρχει μεγάλη απόκλιση στα 1500 MHz. Αυτό οδηγεί σε διάγραμμα κοντινού πεδίου όπως φαίνεται στο σχήμα (1.9.6).

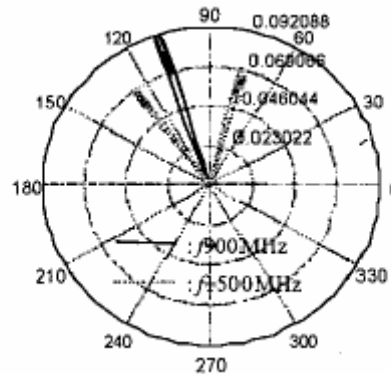


(a) $f=750\text{MHz}$ ($|E_z|$: V/m) (b) $f=1500\text{MHz}$ ($|E_z|$: V/m)

Σχήμα (1.9.6)

Διαγράμματα ακτινοβολίας κοντινού και μακρινού πεδίου σε διαφορετικές συχνότητες για LCX

Το σχήμα (1.9.7) δίνει τα διαγράμματα ακτινοβολίας του LCX σε διαφορετικές συχνότητες. Εδώ ορίζουμε $R=1000\text{m}$ και $L=70\text{m}$, ενώ αφήνουμε τις άλλες παραμέτρους ίδιες όπως τις περιγράψαμε παραπάνω. Παρατηρούμε από το σχήμα, ότι το πεδίο που προκαλείται από το καλώδιο εστιάζει σε μία κατεύθυνση στα 900 MHz και σε δύο κατευθύνσεις στα 1500 MHz. Ωστόσο, στα 450 MHz σχεδόν δεν έχουμε καθόλου ακτινοβολία. Συνήθως, στα καλώδια LCX η κατεύθυνση της ακτινοβολίας ποικίλλει ανάλογα με τη συχνότητα και μπορεί θεωρητικά να οριστεί από την περίοδο των διακένων, από τη σχετική διηλεκτρική σταθερά και τη συχνότητα.



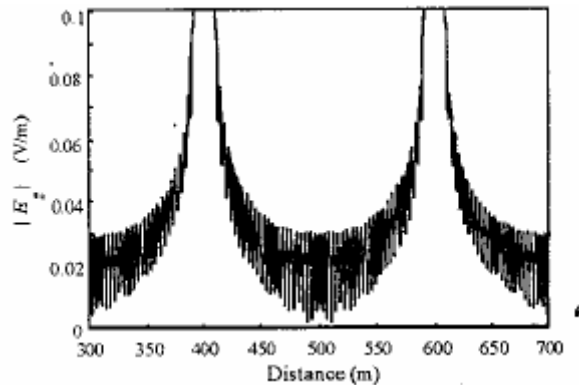
Σχήμα (1.9.7)

Διάγραμμα ακτινοβολίας μακρινού πεδίου ενός LCX σε διαφορετικές συχνότητες ($|E_z|$: V/m)

Η κατανομή του πεδίου για ένα διακριτό σύστημα κεραιών

Βασικά το διακριτό σύστημα κεραιών μπορεί να θεωρηθεί σαν μία στοιχειοκεραία. Εάν το σύστημα λειτουργεί στα 900 MHz, η απόσταση μεταξύ των διαδοχικών στοιχείων αν ακτινοβολείται μία αρμονική συνιστώσα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 0.167m αλλά μικρότερη από 0.333m (στον αέρα $\epsilon_r=1$). Στην πράξη το κενό μεταξύ των στοιχείων είναι συνήθως μεγαλύτερο από 100 μέτρα, οπότε για τα LCX καλώδια θα υπάρχουν αρκετοί μεγαλύτεροι που θα

μεταδίδονται ταυτόχρονα. Ωστόσο η απόκλιση του πεδίου είναι πολύ μεγάλη.



Σχήμα(1.9.8)

Η κατανομή του πεδίου κατά μήκος συστήματος διακριτών κεραιών

Το σχήμα (1.9.8) απεικονίζει την κατανομή του πεδίου για ένα διακριτό σύστημα κεραιών. Η απόσταση των διακριτών κεραιών είναι 200m και η συχνότητα λειτουργίας είναι τα 900 MHz. Τα ενδεικτικά σημεία βρίσκονται 2m από τον άξονα των κεραιών και η περίοδος στον άξονα είναι 0.64m. Παρατηρούμε απ το σχήμα ότι η ένταση του πεδίου κοντά στο στοιχείο είναι πολύ μεγάλη. Όμως το πεδίο και η απόκλιση παρουσιάζουν μέγιστο και ελάχιστο στο μέσο της απόστασης των στοιχείων.[4]

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

[1] Χ. Καψάλης, Π. Κωπτής, "Κεραίες-Ασύρματες Ζεύξεις", Εκδόσεις Τζιόλα 2003.

- [2] Π. Κωπτής, "Διαμόρφωση και Μετάδοση σημάτων", Εκδόσεις Τζιόλα 2003, pp-363-364
- [3] Sven Fishan, "Analysis of leaky Section Cables for multi band aircraft cabin communications with different measurement techniques", Institute of Electrical Engineering and Measurement Science, University of Hanover.
- [4] Lin Shu, "Research on the radiation characteristics of the leaky coaxial cables", Institute of Lightwave Technology, Northern Jiatong University.
- [5] C. A. Balanis, "Antenna Theory, Analysis, and Design", John Wiley and Sons, New York 1997, pp-400-410.
- [6] Unknown Author, "Basic Wire Antennas", Part I: Dipoles, Presentation.
- [7] SuperNEC Getting started, Version 2.7.

Κεφάλαιο 2 – Προσομοίωση της κεραίας YAGI-UDA στον ελεύθερο χώρο

2.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΚΕΡΑΙΑΣ-ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Παρακάτω θα εξεταστεί ένα παράδειγμα στοιχειοκεραίας Yagi-Uda με τη βοήθεια του προγράμματος Superneec. Ειδικότερα για την εν λόγω στοιχειοκεραία που θα προσομοιώσουμε να πούμε ότι πρόκειται για κεραία Yagi 16 στοιχείων (με 14 παρασιτικά στοιχεία, ένα ενεργό και έναν ανακλαστήρα) που χρησιμοποιήσαμε σε

προηγούμενο εργαστηριακό πείραμα. Ο λόγος ,δηλαδή, που προσομοιώνουμε τη συγκεκριμένη στοιχειοκεραία είναι ότι αυτή είχε χρησιμοποιηθεί και σε πείραμα διπλωματικής ,με θέμα τη ραδιοκάλυψη σε τούνελ με τη χρήση καλωδίων LCF σε σήραγγα της Αττικής οδού στον Ασπρόπυργο. Επιπλέον είναι κέρδους 15 dBd (ή αλλιώς $15+2,14=17,14$ dBi) για συ-χνότητες 740 έως 990 MHz και ισχύος 100 W. Εμείς τη χρησιμοποιήσα-με στο πείραμα στα 900 MHz και γι αυτό η προσομοίωσή μας θα γίνει αρχικά σε αυτή τη συχνότητα. Έχει τα εξής χαρακτηριστικά:

Reflector length=22cm

Dipole radiator=15,1cm

Μήκος παρασιτικών στοιχείων από το 1ο έως το 14ο σε cm

Director D1=14,9

Director D2=14,5

Director D3=14,2

Director D4=13,5

Director D5=12,8

Director D6=12,3

Director D7=12,1

Director D8=11,5

Director D9=11,1

Director D10=10,8

Director D11=10,3

Director D12=9,6

Director D13=9,1

Director D14=8,4

Απόσταση ενεργού-ανακλαστήρα $R-DR = 10,5$ cm

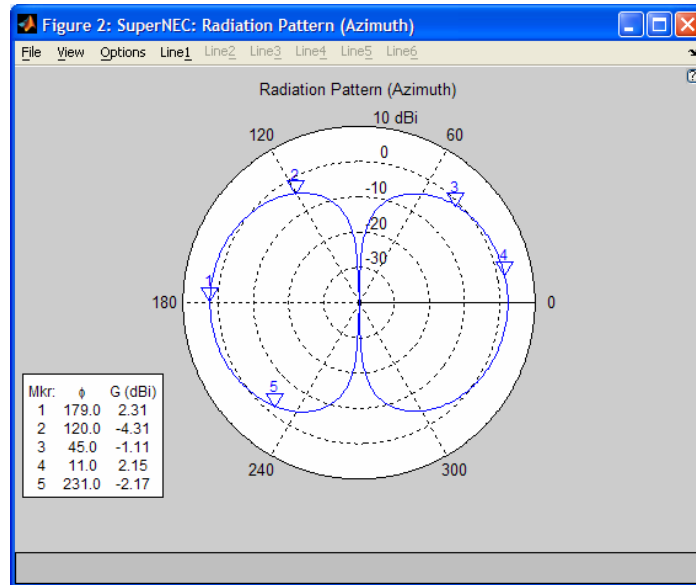
Απόσταση ενεργού-1ου παρασιτικού $DR - D1 = 4$ cm

Απόσταση 1ου και 2ου παρασιτικού $D1 - D2 = 5,2$ cm και ομοίως ίδια

(5,2cm) η απόσταση μεταξύ των υπόλοιπων παρασιτικών στοιχείων

Εδώ παρενθετικά θα πρέπει να συμπληρώσουμε τις δυνατότητες διαγραμμάτων που μας δίνει το πρόγραμμα Supernec για να εξηγήσου-με καλύτερα τις επιλογές που κάναμε στη σχεδίαση της κεραίας.

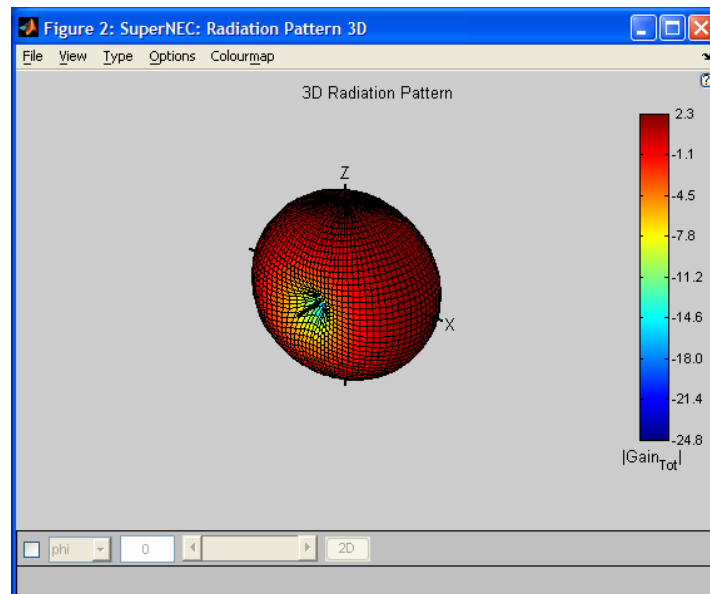
Radiation Patterns : Διαγράμματα Ακτινοβολίας, ανάλογα με την αντίστοιχη επιλογή που κάναμε στις παραμέτρους προσομοίωσης. Επί παραδείγματι, αν έχει επιλεγεί 2D διάγραμμα που να απεικονίζει την μεταβολή του αζιμουθίου ϕ για $\theta = 90^0$ η έξοδος θα δώσει ένα διάγραμμα σαν κι αυτό :



Σχήμα (2.1.1)

2D διάγραμμα ακτινοβολίας για μεταβαλλόμενο ϕ και $\theta = 90^\circ$

Αν η επιλογή μας ήταν ένα τρισδιάστατο διάγραμμα ακτινοβολίας γύρω από την κεραία που προσομοιώθηκε, η αντίστοιχη απεικόνιση των αποτελεσμάτων σε γραφικό περιβάλλον θα έμοιαζε με αυτήν [2]:

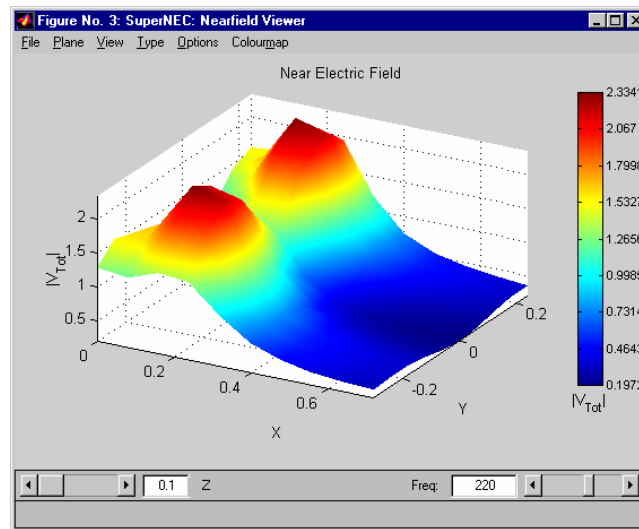


Σχήμα (2.1.2)

3D διάγραμμα ακτινοβολίας.

Το μόνο που πρέπει να τονιστεί στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι ότι αυτό που απεικονίζεται είναι το κέρδος ανάλογα με την αντίστοιχη επιλογή προσομοίωσης και εκφράζεται είτε σε dBi είτε σε dBd είτε, τέλος, κανονικοποιημένο ($dB Norm.$) ως προς τη μέγιστη τιμή, η οποία προφανώς τίθεται 0.

Near Fields : Απεικόνιση του μαγνητικού ή και του ηλεκτρικού πεδίου στο κοντινό πεδίο ακτινοβολίας μιας κεραίας σε ορθογώνιες ή σφαιρικές συντεταγμένες, και στην περιοχή σημείων γύρω από την διάταξη που έχει προεπιλέξει ο χρήστης. Μια δυνατή μορφή απεικόνισης φαίνεται στο παρακάτω σχήμα :



Σχήμα (2.1.3)

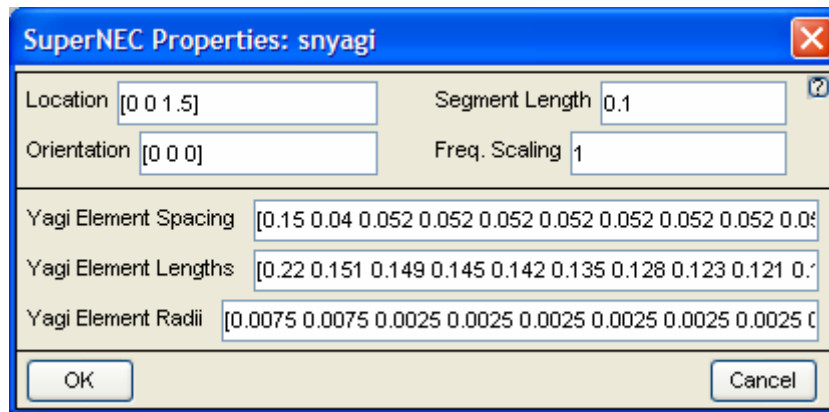
Παράδειγμα απεικόνισης του κοντινού ηλεκτρικού πεδίου.

Currents/Charges : Εδώ απεικονίζονται με αντίστοιχες χρωματικές διαβαθμίσεις οι δύο κατανομές, ρευματική και φορτίων επάνω στην διάταξη.

Parameter vs.Frequency : Εδώ υπάρχει η δυνατότητα απεικόνισης κάποιου από τα μεγέθη αποδοτικότητα, κέρδος και αντίσταση εισόδου σε συνάρτηση με τη συχνότητα.[1]

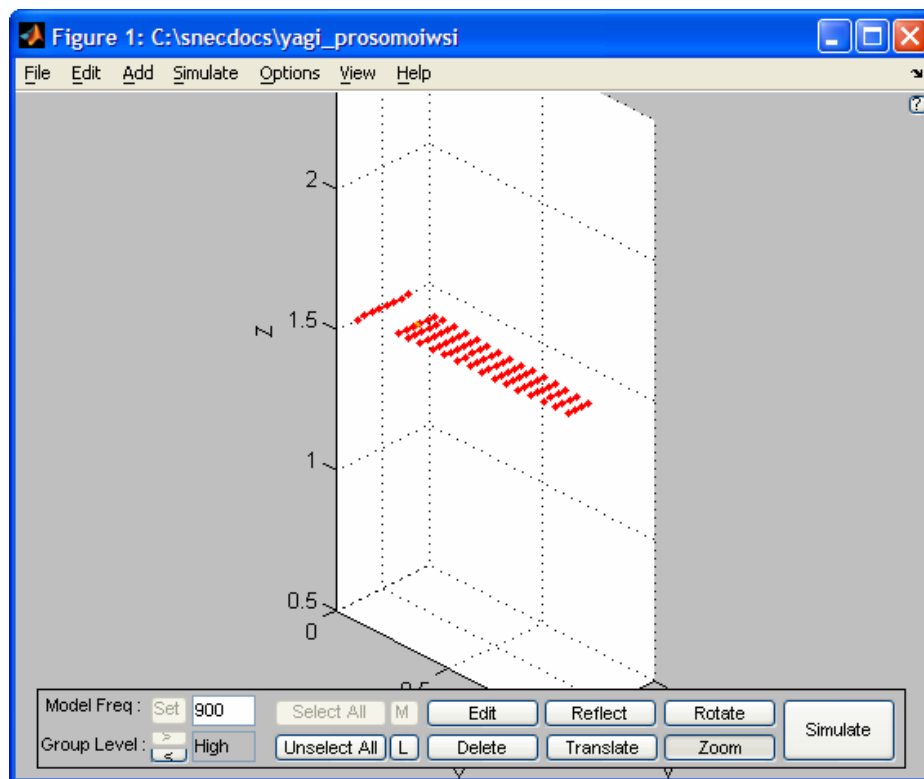
Στην περίπτωση της δικής μας προσομοίωσης της προαναφερθεί-σας κεραίας Yagi παρατηρούμε ότι με βάση τον τύπο του μακρινού πε-δίου για αποστάσεις μεγαλύτερες από $R_2 = 2D^2/\lambda$ (με $D=1\text{m}$ προσεγγι-στικά σε μεγαλύτερη διάσταση της κεραίας και $\lambda=900\text{ Mhz}$) αυτό οριο-θετείται περίπου στα 6m. Όμως αντί να διακρίνουμε για να πάρουμε τιμές για το πεδίο της κεραίας στον ελεύθερο χώρο μακρινό και κοντινό πεδίο ,επιλέξαμε να γίνει η προσομοίωση μόνο στο κοντινό πεδίο εφόσον το πρόγραμμα μας παρέχει και για μεγάλες αποστάσεις αυτή τη δυνατότητα.

Το πρώτο στάδιο ήταν ο καθορισμός των χαρακτηριστικών όπως φαίνεται παρακάτω της κεραίας.



Σχήμα (2.1.4)

Έτσι τα δίπολα που την αποτελούν απεικονίζονται ως εξής:

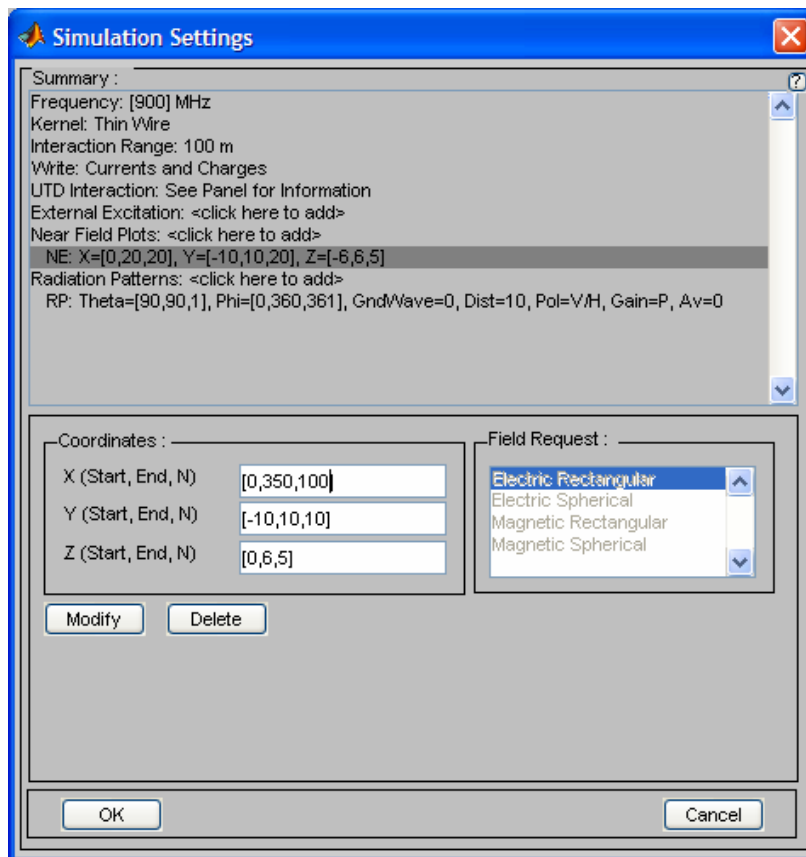


Σχήμα (2.1.5)

Στο δεύτερο στάδιο καθορίσαμε την τάση τροφοδοσίας της κεραίας στα 0,71V εφόσον θεωρήσαμε αντίσταση 50 Ohms και ισχύ 10dBm με κατάλληλη μετατροπή σε Watts στον τύπο $W=V^2/R$.

Επίσης εδώ πρέπει να αναφέρουμε ότι οι μετρήσεις ραδιοκάλυψης που είχαν πραγματοποιηθεί σε τμήμα οδικής σήραγγας της Αττικής οδού όπου είχε εγκατασταθεί καλώδιο leaky feeder ήταν μήκους 350m. Γι' αυτό επιλέξαμε να γίνει η προσομοίωση μέχρι μια τέτοια απόσταση, διότι στην πορεία θα συγκρίνουμε τα πειραματικά αποτελέσματα με αυτά της προσομοίωσης. Όπως φαίνεται παρακάτω και στις προεπιλογές του

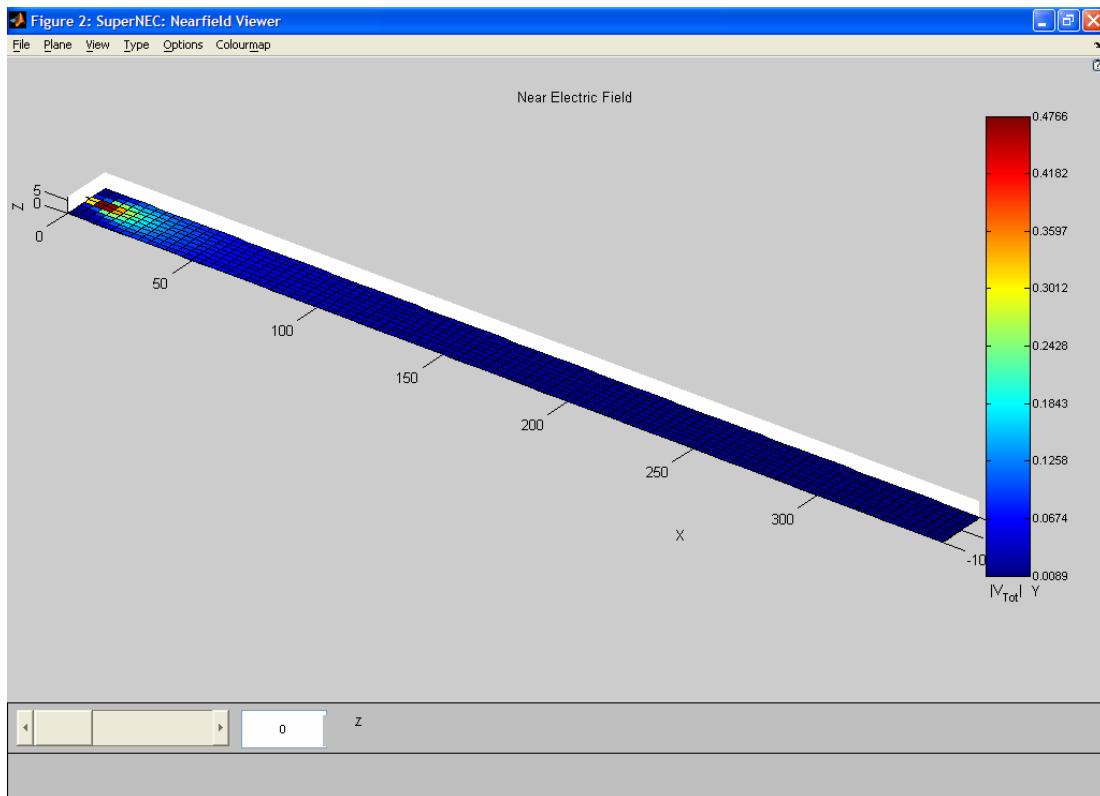
προγράμματος ζητούμε να μας δώσει τιμές για το ηλεκτρικό πεδίο της κεραίας.



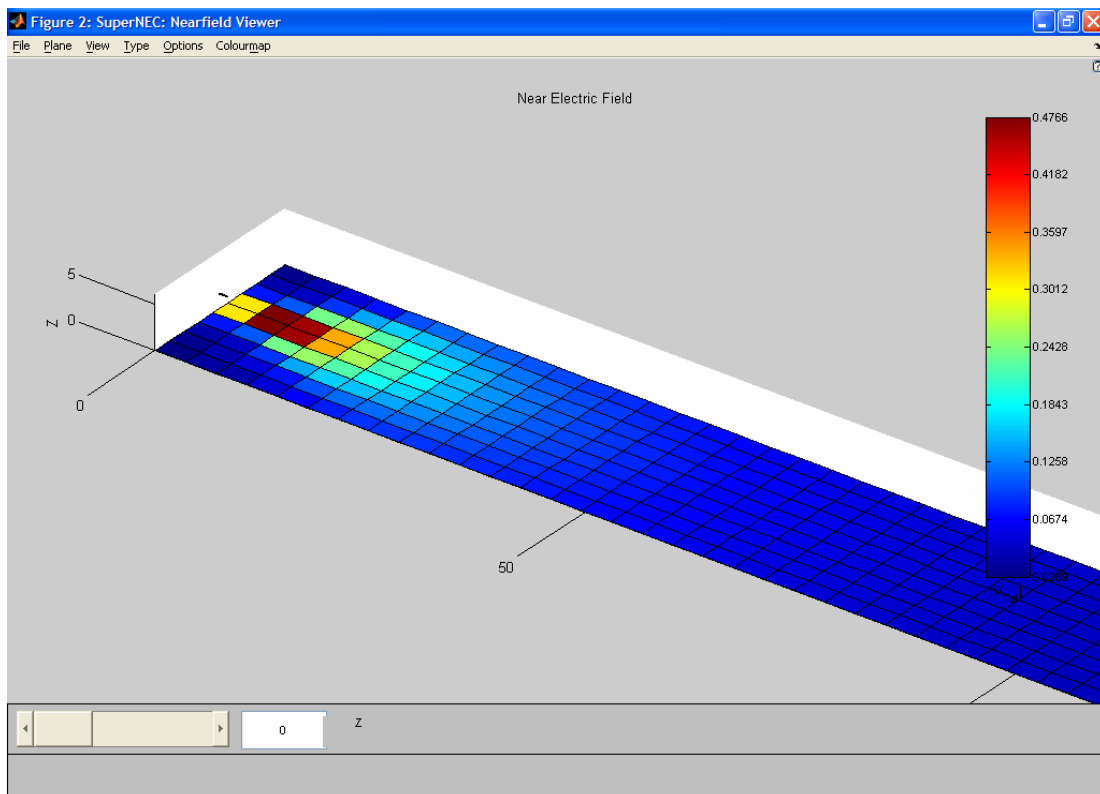
Σχήμα (2.1.6)

Επομένως , με βάση αυτές τις τιμές που καθορίσαμε για το εύρος των x,y και z και τον αριθμό των μετρήσεων N που θα υπολογίσει το πρόγραμμα , παραθέτουμε τις τιμές του πεδίου για $z=0\text{m}$, για $z=1.5\text{m}$, για $z=4\text{m}$ και για $z=6\text{m}$.

Έχουμε λοιπόν αρχικά για $z=0\text{m}$ την εξής εικόνα για το πεδίο στο σχ.(2.1.7): μία μέγιστη τιμή 0.4766 V/m κοντά στην κεραία ενώ για αποστάσεις μεγαλύτερες των 50m το πεδίο σχεδόν μηδενίζεται όπως είναι και αναμενόμενο. Επειδή λοιπόν οι τιμές μηδενίζονται, μας ενδιαφέρουν και φαίνονται πιο ευκρινώς οι τιμές του πεδίου στο παρακάτω σχ.(2.1.8) απ' όπου έχουμε και μία εικόνα για το λοβό της κεραίας.

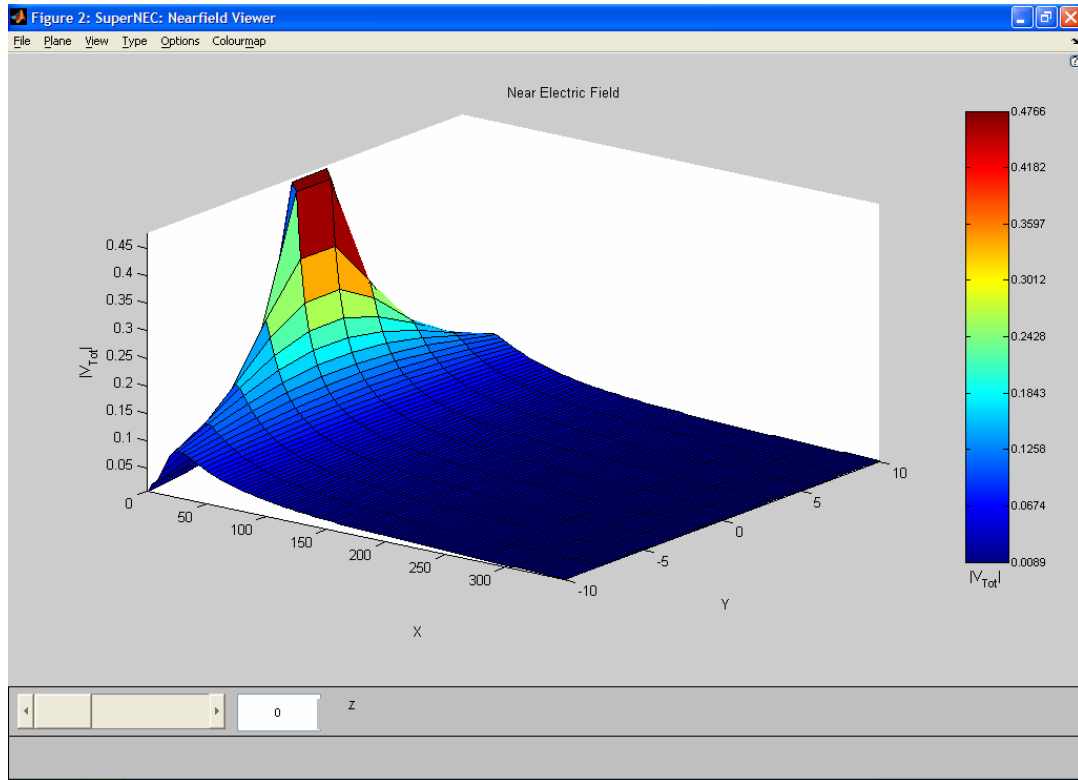


Σχήμα (2.1.7)

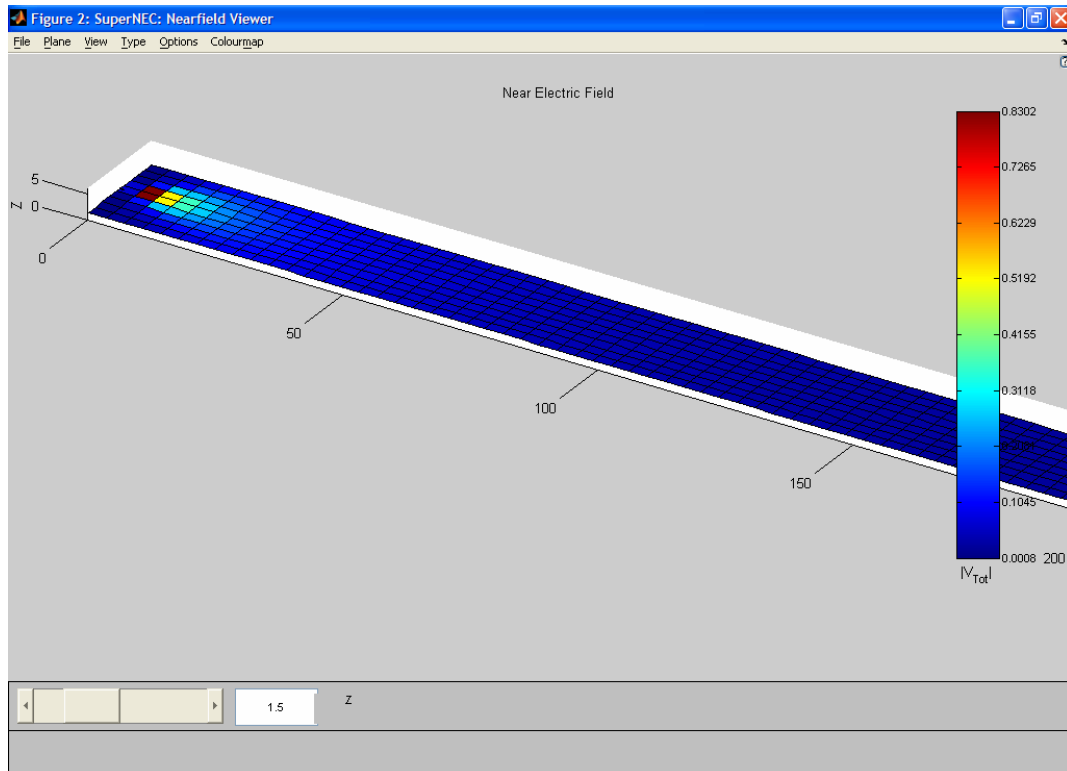


Σχήμα (2.1.8)

Ενώ οι μέγιστες και οι ελάχιστες τιμές απεικονίζονται καλύτερα με την παρακάτω μορφή διαγράμματος.

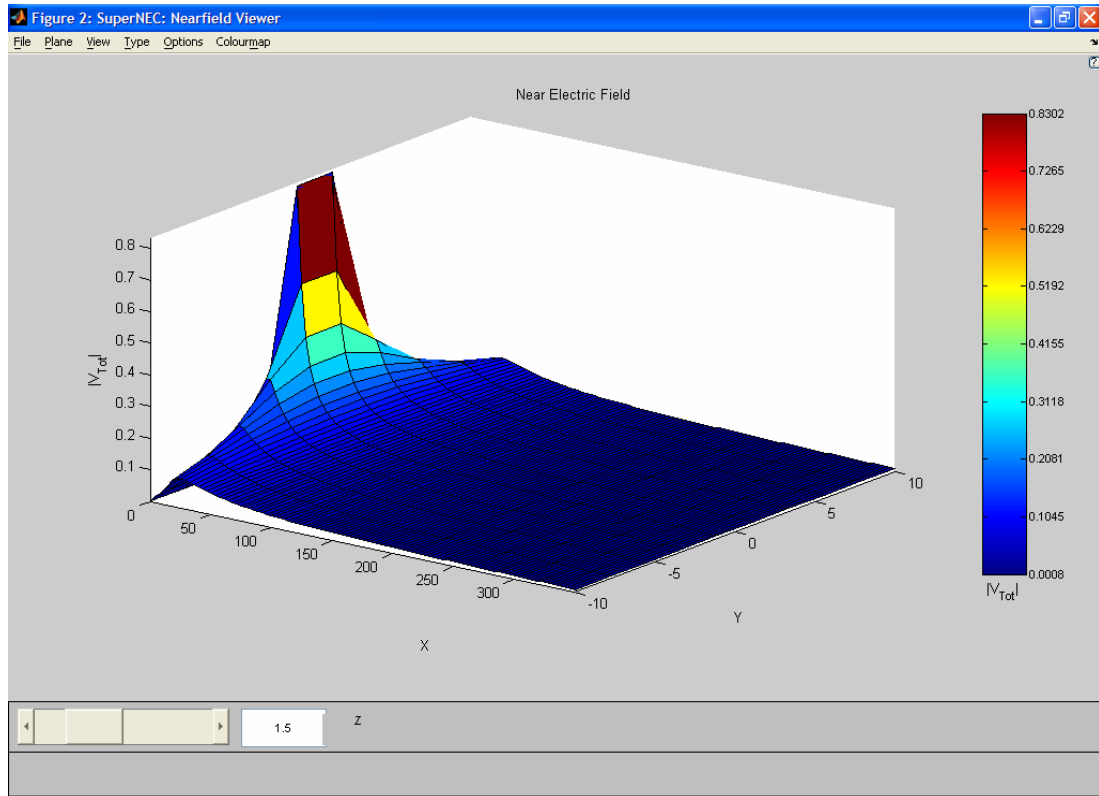


Σχήμα (2.1.9)



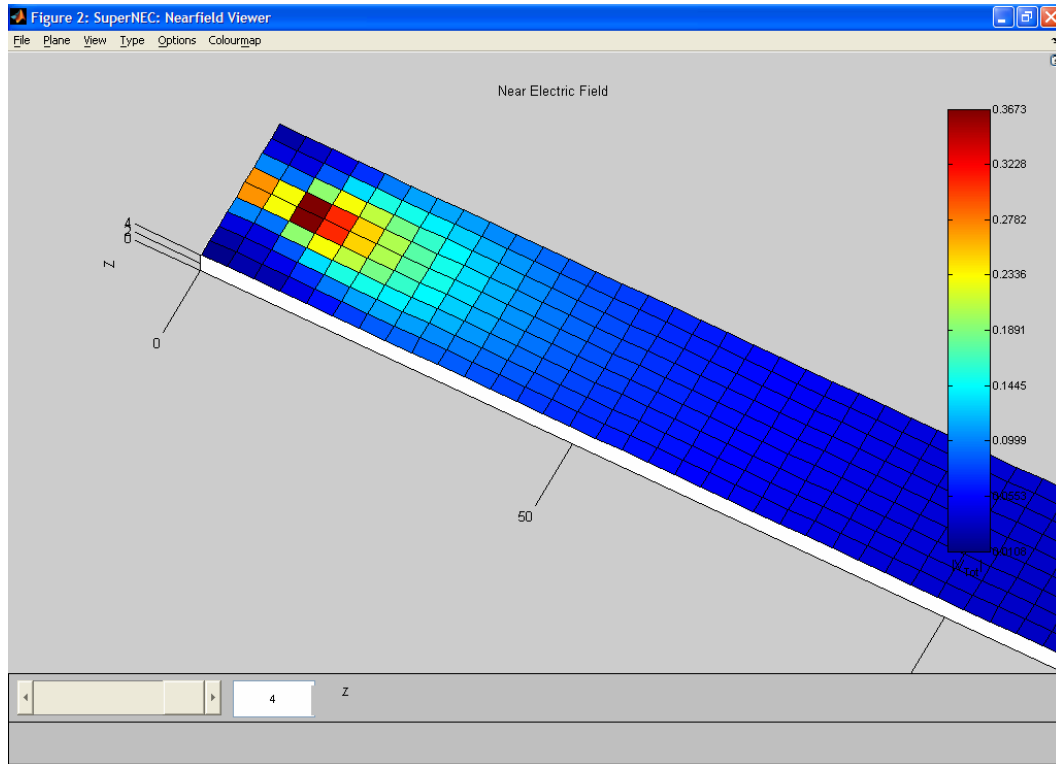
Σχήμα (2.1.10)

Ομοίως στο σχ.(2.1.10) παρατηρούμε τις τιμές του πεδίου για $z=1,5\text{m}$ όπου όπως διαπιστώνεται εμφανίζεται το πεδίο πιο ισχυρό με μέγιστη τιμή $0,8302\text{ V/m}$ και παρακάτω απεικονίζονται οι ίδιες τιμές σε διαφορετική μορφή διαγράμματος.

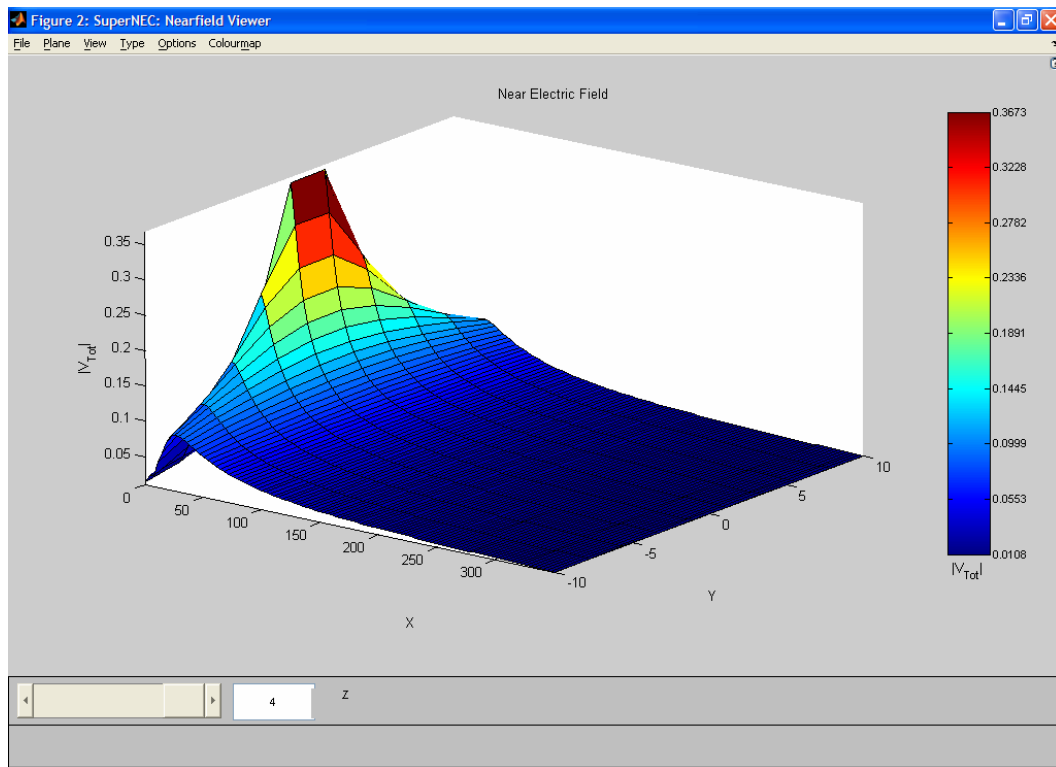


Σχήμα (2.1.11)

Ακολουθεί η μέτρηση για $z=4\text{m}$ όπου παρατηρούμε σημαντική ελάττωση του πεδίου με μέγιστο $0,3673\text{ V/m}$.

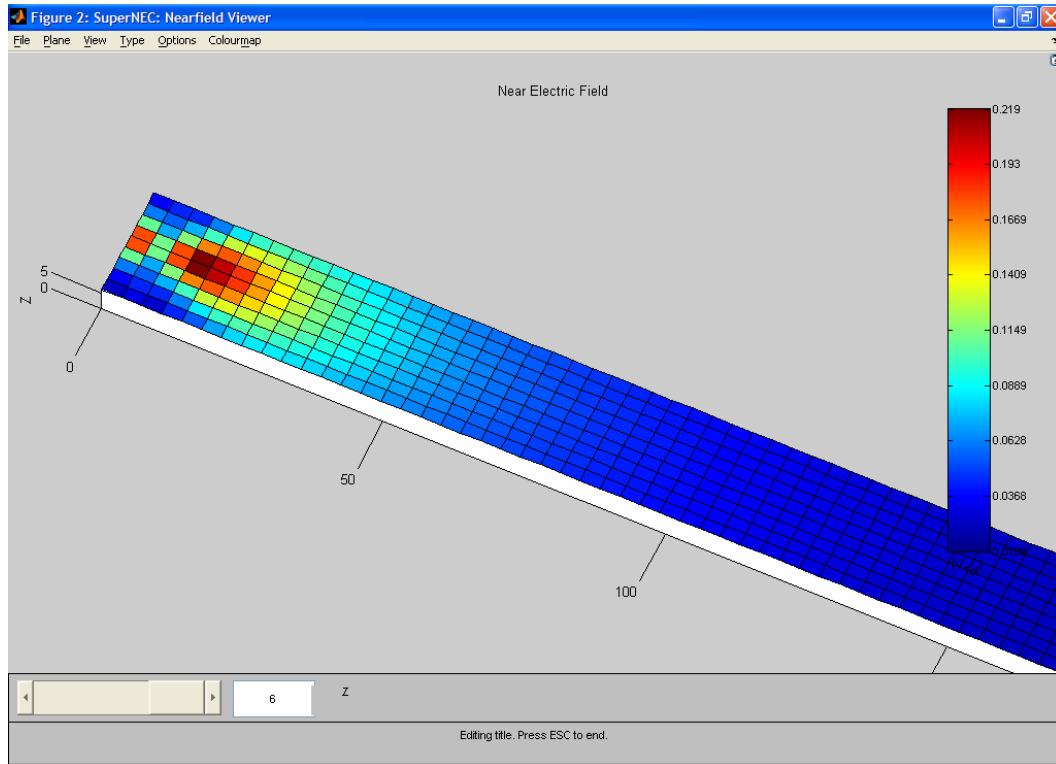


Σχήμα (2.1.12)

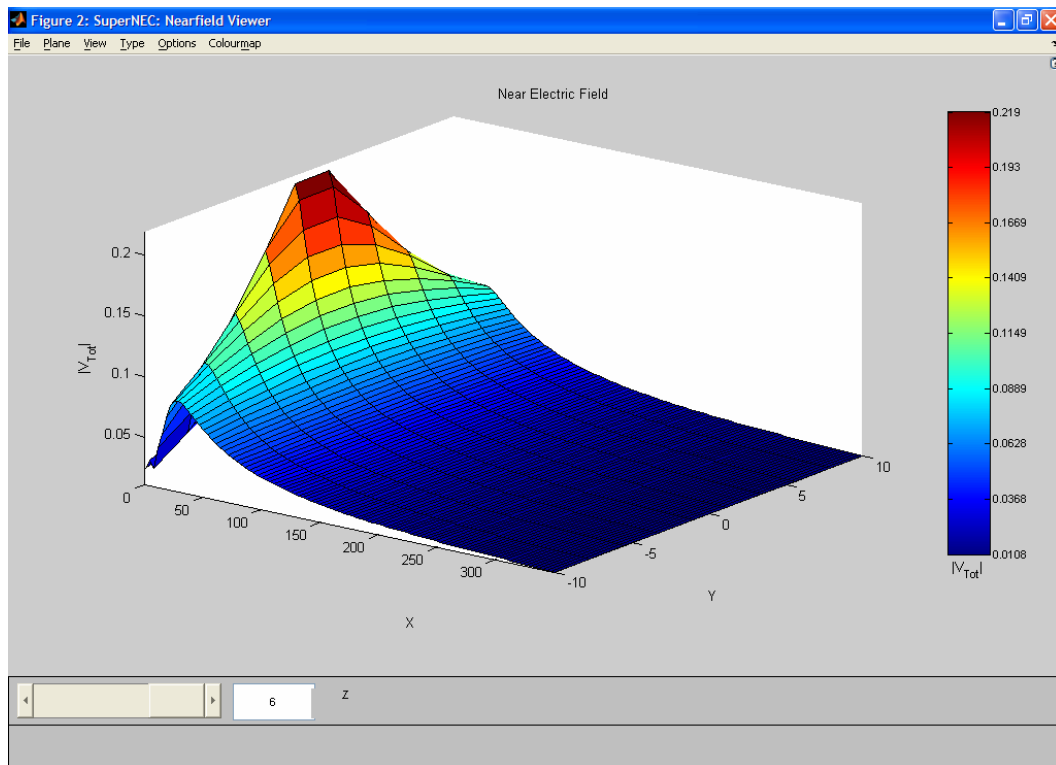


Σχήμα (2.1.13)

Τέλος παραθέτουμε τη μέτρηση για $z=6m$, όπου επίσης διαπιστώνουμε σημαντική μείωση του πεδίου.



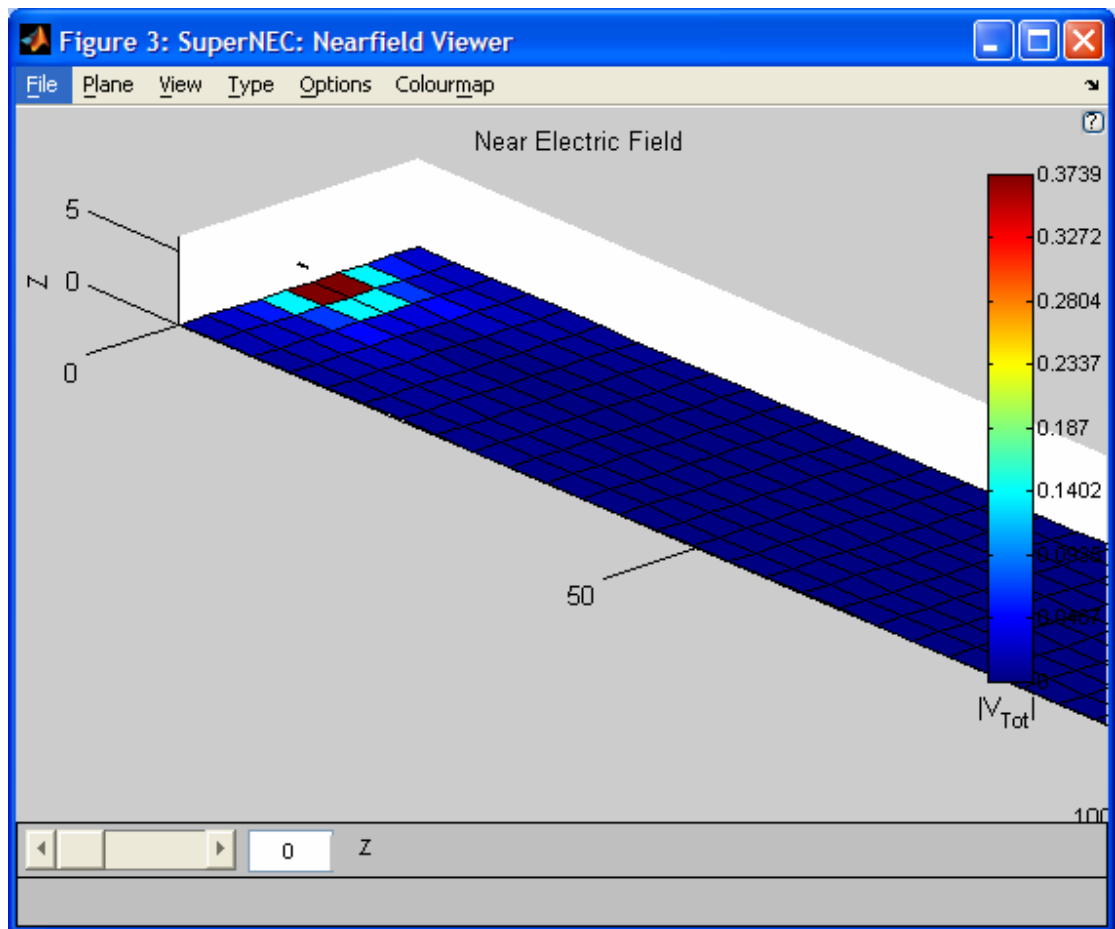
Σχήμα (2.1.14)



Σχήμα (2.1.15)

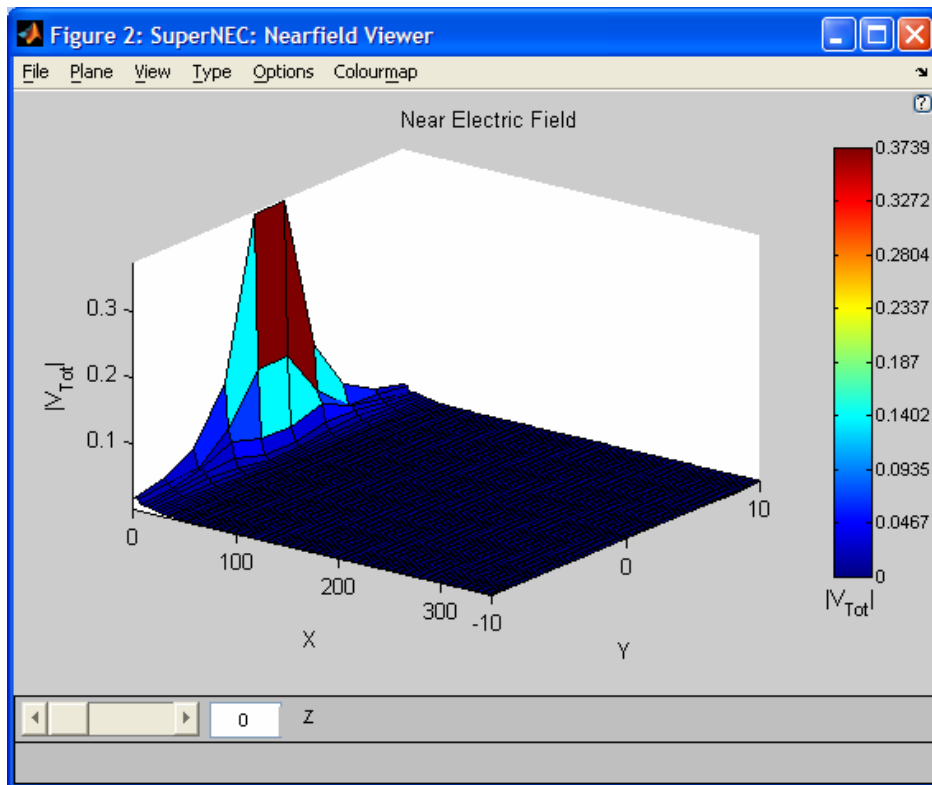
Στη συνέχεια θα επαναλάβουμε τις ίδιες μετρήσεις για τα διάφορα ύψη αντίστοιχα προσθέτοντας τέλει αγωγίμο έδαφος στη διάταξη της κεραίας. Αυτό γίνεται από τις προεπιλογές του

προγράμματος Add-> ground-> perfect. Έτσι έχουμε ομοίως για $z=0$ τις εξής τιμές:



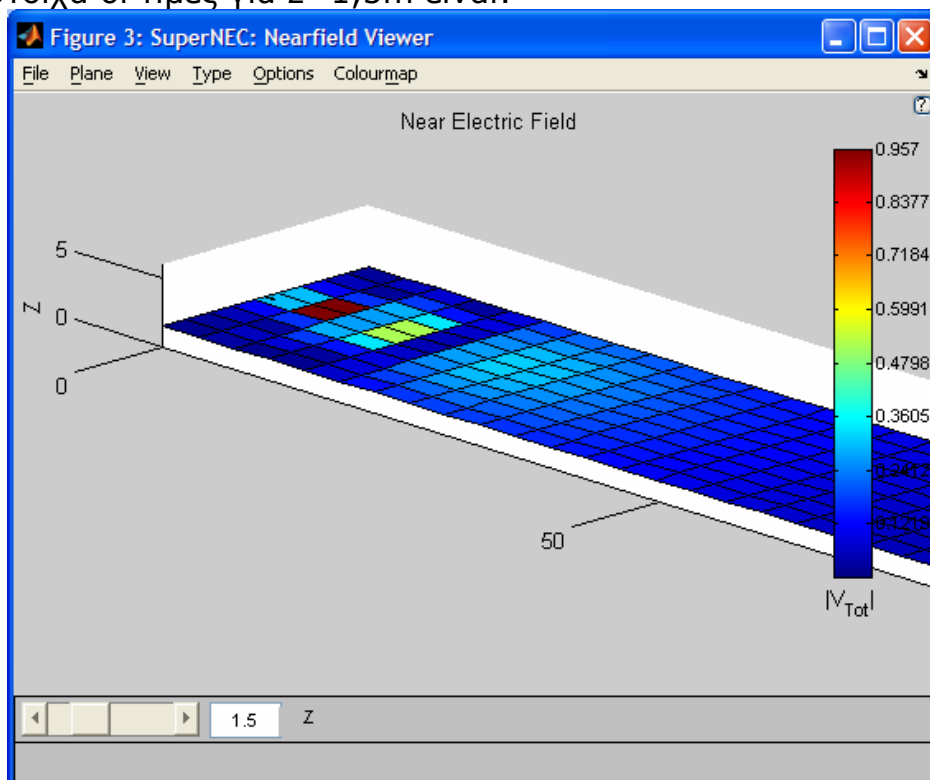
Σχήμα (2.1.16)

Εδώ παρατηρούμε σε σύγκριση με τις προηγούμενες μετρήσεις για $z=0$ τη διαφοροποίηση στο λοβό του πεδίου, εφόσον αρχίζει να μειώνεται λαμβάνοντας τιμές κοντά στο 0 ήδη σε μία απόσταση 7m, πράγμα που συμβαίνει στα 30m χωρίς αγώγιμο έδαφος. Αυτό απεικονίζεται καλύτερα και στο παρακάτω σχήμα.

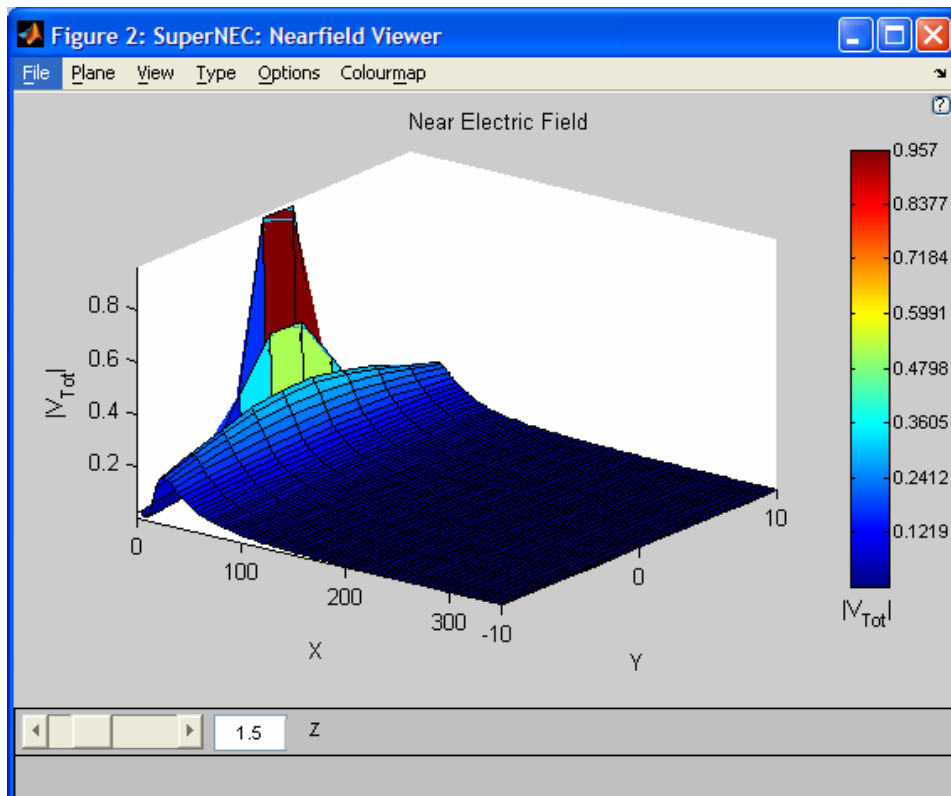


Σχήμα (2.1.17)

Αντίστοιχα οι τιμές για $z=1,5\text{m}$ είναι:

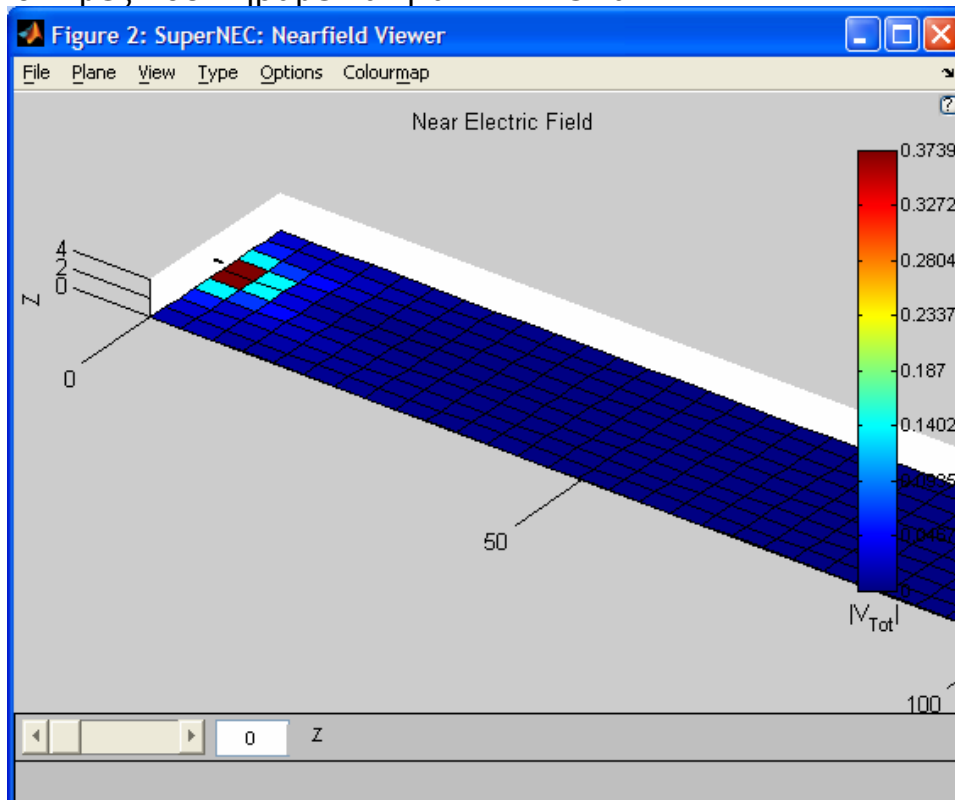


Σχήμα (2.1.18)

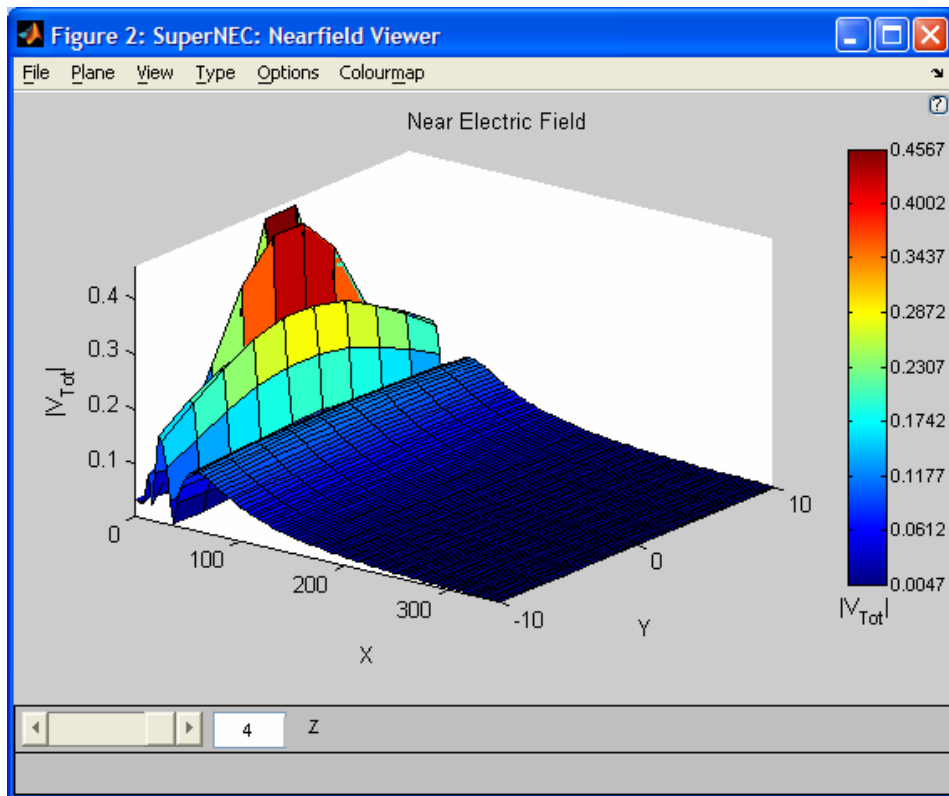


Σχήμα (2.1.19)

Έτσι οι τιμές που πήραμε και για $z=4\text{m}$ είναι :



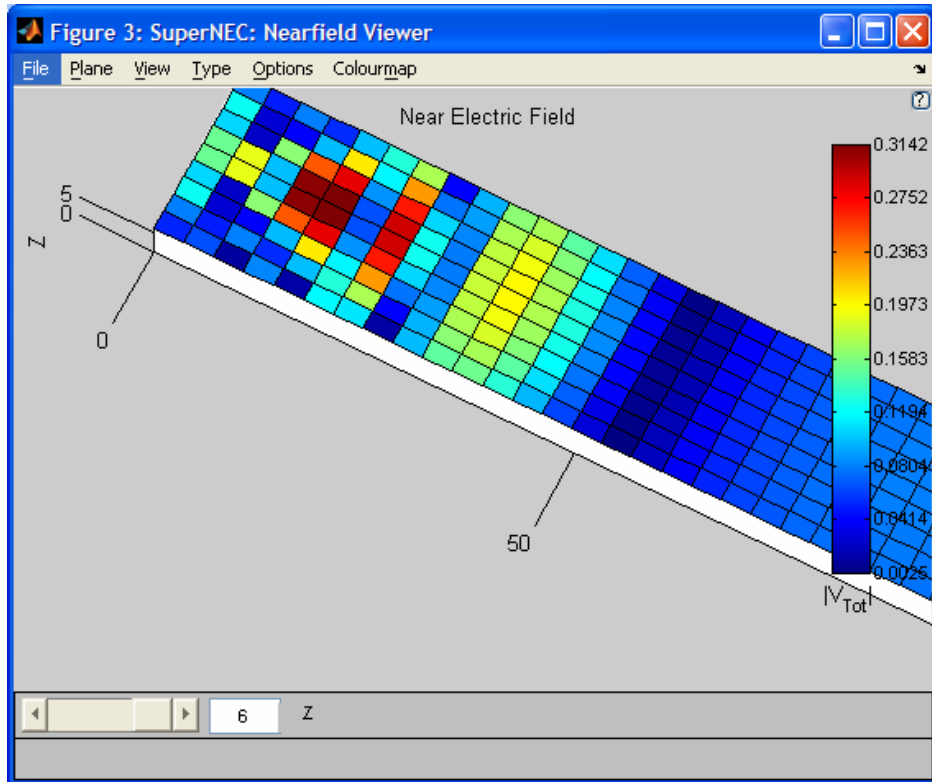
Σχήμα (2.1.20)



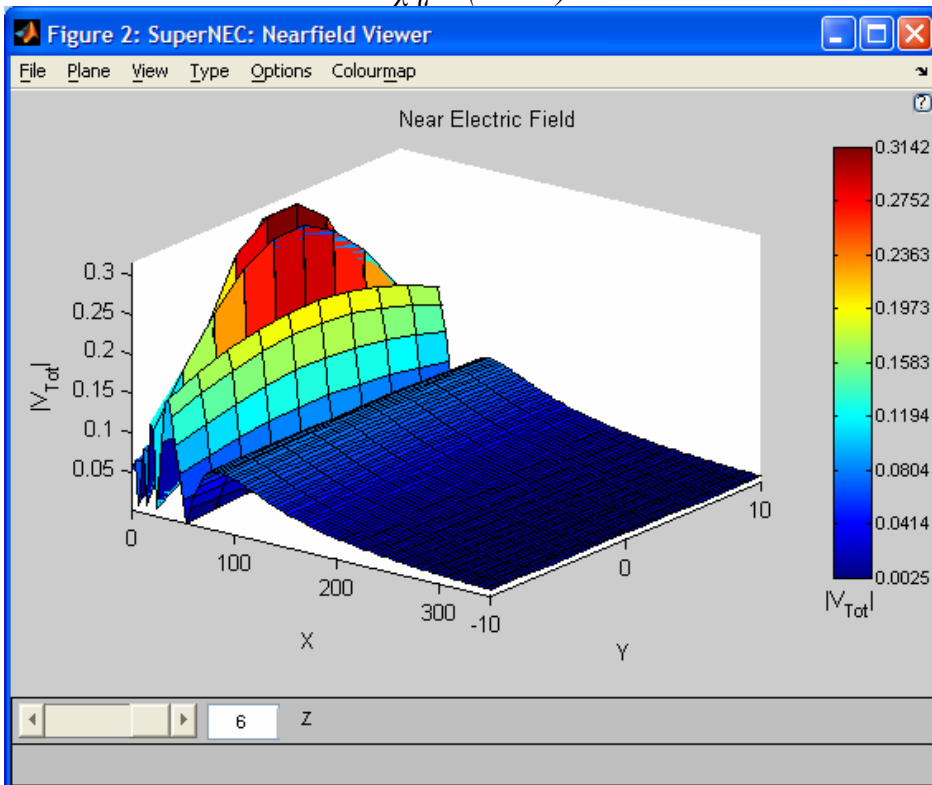
Σχήμα (2.1.21)

Παρατηρούμε ότι το πεδίο παίρνει μηδενικές τιμές και κατόπιν μεγαλώνει ελάχιστα γι' αυτό εμφανίζεται αυτή η μορφή κυματισμών στο διάγραμμα.

Ομοίως για $z=6\text{m}$ είναι:

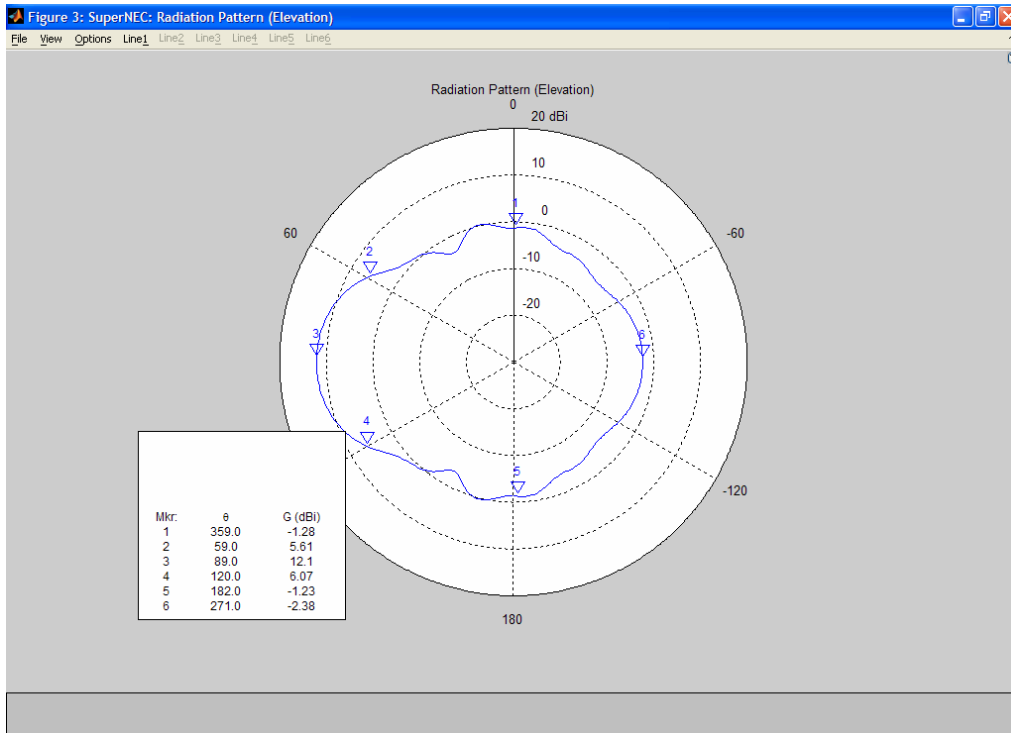


Σχήμα (2.1.22)

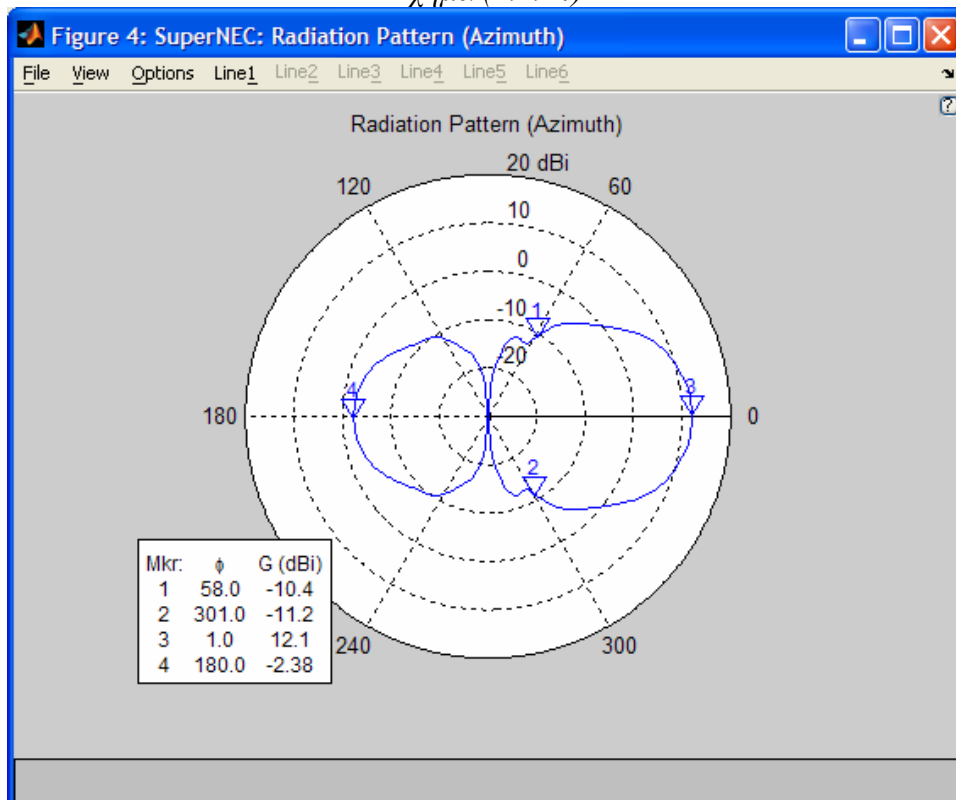


Σχήμα (2.1.23)

Σε αυτό το σημείο, θα παραθέσουμε συμπληρωματικά και το διάγραμμα ακτινοβολίας θ (elevation) και φ (azimuth) της yagi, καθώς και το 3D διάγραμμα ακτινοβολίας.



Σχήμα (2.1.24)



Σχήμα (2.1.25)

2.2 ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΙΣΧΥΟΣ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΤΗΣ ΥΑΓΙ ΣΤΟΝ ΕΛΕΥΘΕΡΟ ΧΩΡΟ

Για να απεικονίσουμε τώρα διαγραμματικά την ισχύ του πεδίου σε dBm συναρτήσει της απόστασης του από την κεραία ,φτιάξαμε ένα πρό-γραμμα σε Java το οποίο παρατίθεται στο παράρτημα. Το πρόγραμμα αυτό αρχικά υλοποιεί το εξής :επιλέγει τιμές για το πεδίο από ένα αρχείο (tunel.out) στο οποίο έχουμε αποθηκεύσει μετρήσεις του πεδίου E_x, E_z αναλόγως της απόστασης από την κεραία και για συγκεκριμένα ύψη. Ειδικότερα να πούμε ότι πήραμε τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του `supernec` στον ελεύθερο χώρο και τα συγκεντρώσαμε σε αυτό το αρχείο για απόσταση x από 0 έως 350 μέτρα από την κεραία και για 3 διαδρομές. Η κεραία βρίσκεται όπως τονίσαμε και στην αρχή του κε-φαλαίου στη θέση $[0,0,1.5]$. Οι 3 διαδρομές που εξετάσαμε είναι για $y=-4.8m$, $y=0m$ και $y=4.8m$ από 0 έως 350 m τις οποίες ονομάσαμε διαδρομή 1, διαδρομή 2, διαδρομή 3 αντίστοιχα στο πρόγραμμα. Τα αποτελέσματα σε αυτές της ελήφθησαν για 3 επίπεδα ,σε ύψος 1.5m, 4m και 6m, που ορίζουμε ως επίπεδο 1, επίπεδο 2, επίπεδο 3 στο πρόγραμμα. Έτσι στο τέλος θα έχουμε 3×3 διαγράμματα διαθέσιμα.

Στο πρόγραμμα επομένως επιλέγουμε ποια διαδρομή και σε ποιο επίπεδο θέλουμε τις τιμές του πεδίου. Το πρόγραμμα τις επιλέγει κατάλ-ληλα και κατόπιν μετατρέπει την ένταση του πεδίου σε ισχύ μέσω του τύπου:

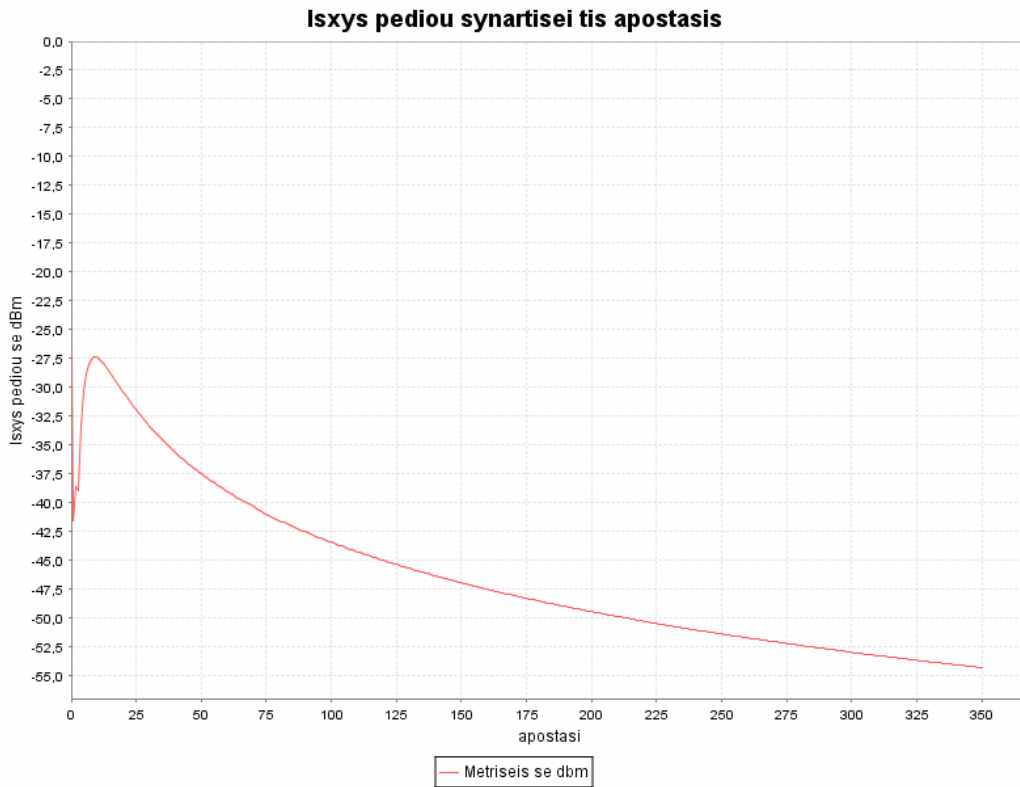
$$P_r = \left(\frac{E\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{Z_a} \text{ [W]} \quad (2.2.1) \text{ και κατόπιν σε dBm από τη σχέση:}$$

$$P_r[\text{dBm}] = 10 \log(1000 \times P_r[\text{W}]) \quad (2.2.2)$$

όπου E η ένταση του πεδίου σε V/m και Z_a η χαρακτηριστική αντίσταση του συστήματος που λαμβάνεται ίση με 50Ω . Στη συνέχεια αφού τρέχει το πρόγραμμα για αυτές τις τιμές μας εμφανίζει όταν ανοίξουμε τον `explorer` το αντίστοιχο διάγραμμα που έχουμε επιλέξει.

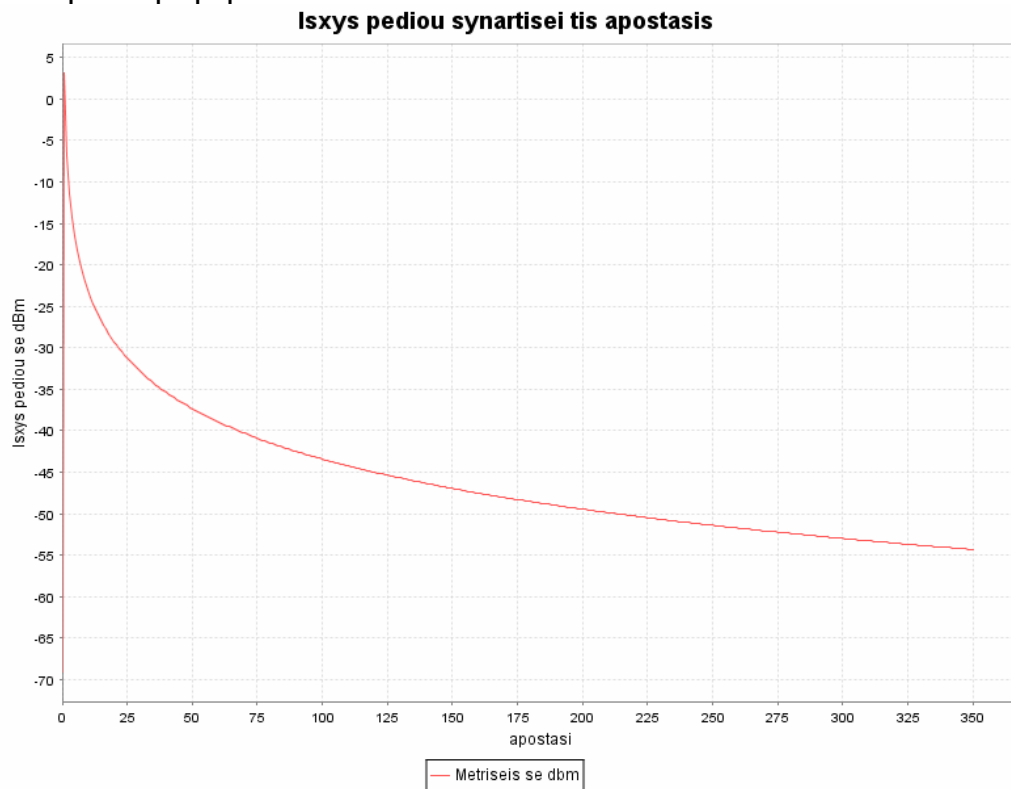
Έτσι τα τρία διαγράμματα που λαμβάνουμε στο επίπεδο 1 (δηλαδή για ύψος ίσο με 1.5m) με την επιλογή της αντίστοιχης διαδρομής είναι τα ακόλουθα:

Για τη διαδρομή 1 είναι:



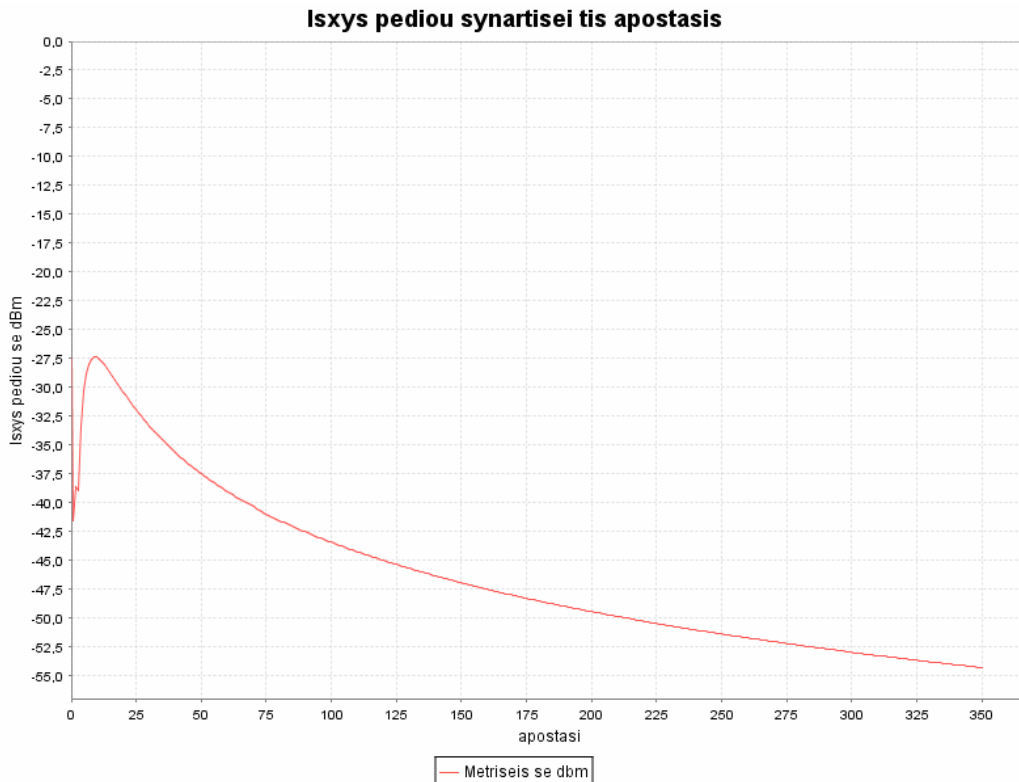
Σχήμα (2.2.1)

Για τη διαδρομή 2:



Σχήμα (2.2.2)

Αντίστοιχα και για τη διαδρομή 3 είναι το ακόλουθο:

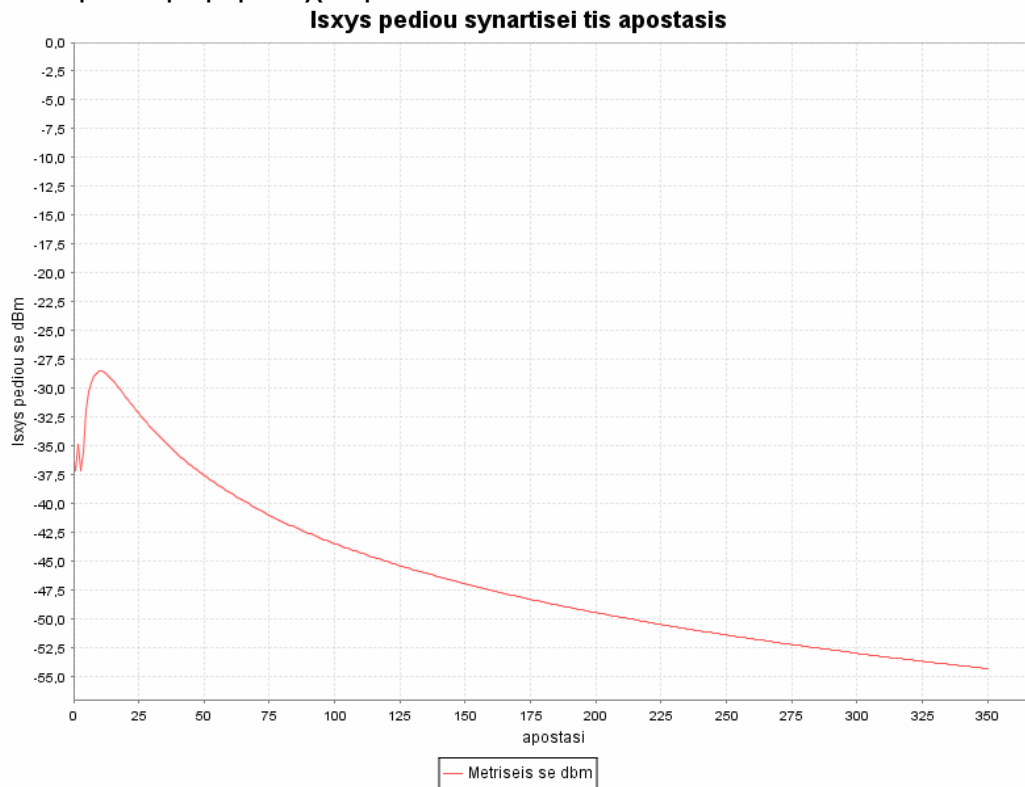


Σχήμα (2.2.3)

Από τα διαγράμματα ισχύος διαπιστώνουμε (όπως και στα προηγούμενα διαγράμματα της έντασης του πεδίου αντίστοιχα για την ένταση) ότι η ισχύς παίρνει στα πρώτα μέτρα της κάθε διαδρομής τις μέγιστες τιμές της και ακολουθεί συνεχής και σημαντική μείωση. Στη διαδρομή 2 (για $\gamma=0$) το μέγιστο είναι στο σημείο $x=0$, δηλαδή στο σημείο που βρίσκεται η κεραία. Οι τιμές της ισχύος σε αυτή τη διαδρομή την κεντρική είναι αυξημένες σε σχέση με τη διαδρομή 1 και 3 που είναι αναμενόμενες αν λάβουμε υπόψη το λοβό της κεραίας και τις μέγιστες έντασης που εμφανίζονται σε αυτή τη διαδρομή. Να σημειωθεί ότι επειδή οι διαδρομές 1 και 3 βρίσκονται συμμετρικά στα 4 m αριστερά και δεξιά της κεραίας τα διαγράμματα ισχύος είναι τα ίδια.

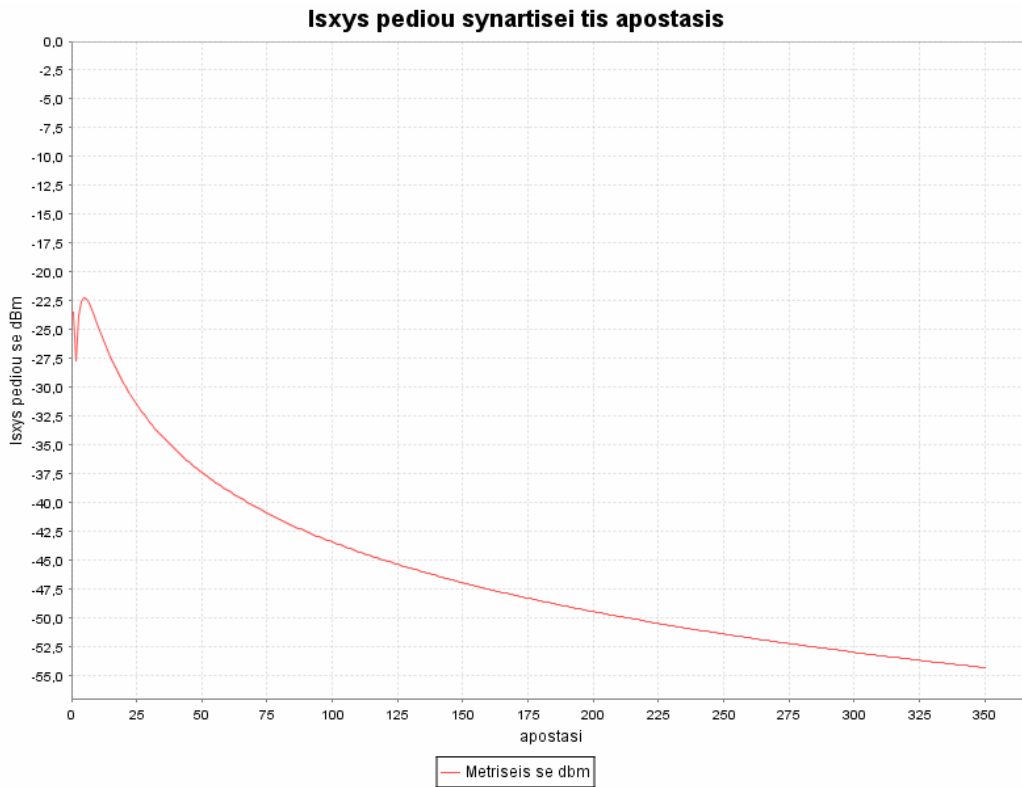
Ακολουθούν τα διαγράμματα για την κάθε διαδρομή για το επίπεδο 2 σε ύψος 4m από το έδαφος.

Για τη διαδρομή 1 έχουμε:



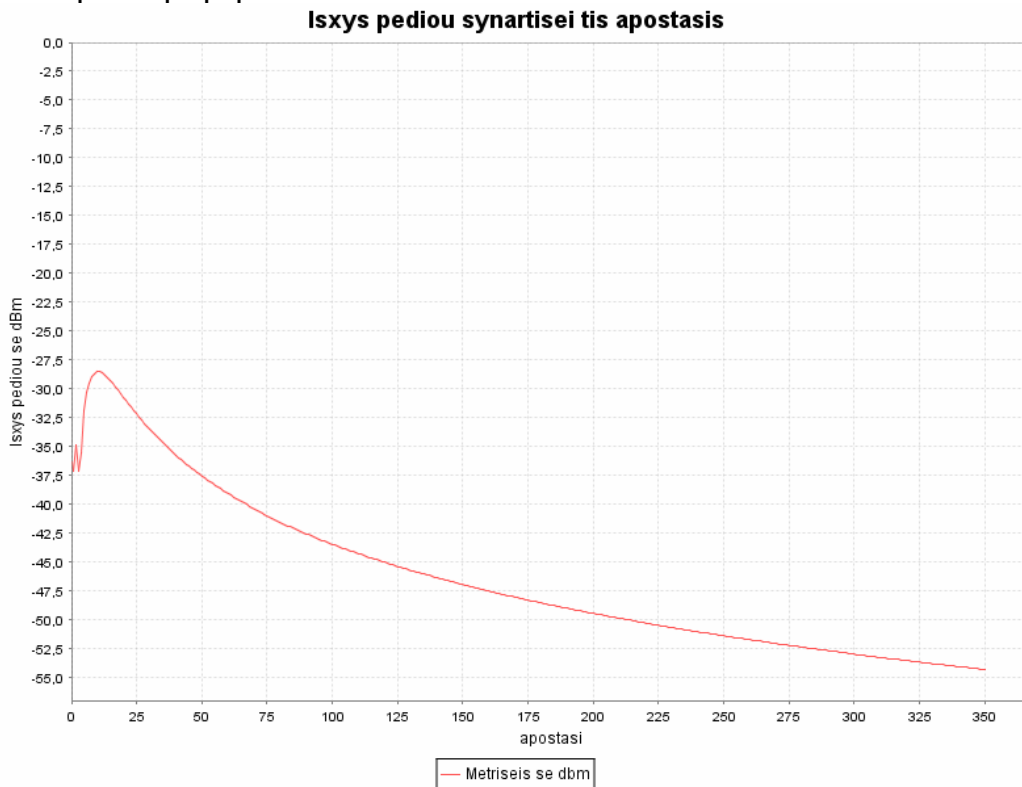
Σχήμα (2.2.4)

Για τη διαδρομή 2 είναι :



Σχήμα (2.2.5)

Για τη διαδρομή 3 είναι :



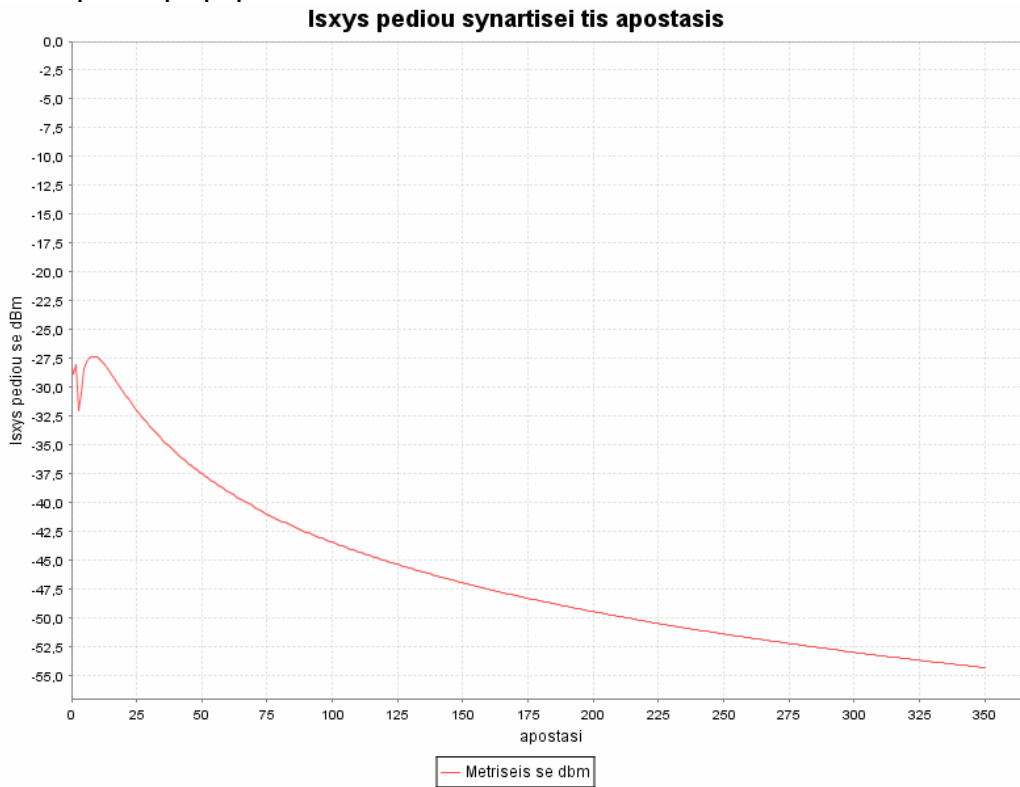
Σχήμα (2.2.6)

Στο επίπεδο 2 παρατηρούμε ότι τα γραφήματα της ισχύος έχουν την ίδια μορφή και επειδή βρίσκονται 1.5m απόσταση από το

επίπεδο της κεραιάς οι τιμές της ισχύος είναι μικρότερες σε σχέση με το επίπεδο 1.

Παρακάτω παραθέτουμε και το διάγραμμα της διαδρομής 2 (εδώ μας ενδιαφέρει μόνο η μεσαία διαδρομή) για το επίπεδο 3, δηλαδή για ύψος 6m από το έδαφος .

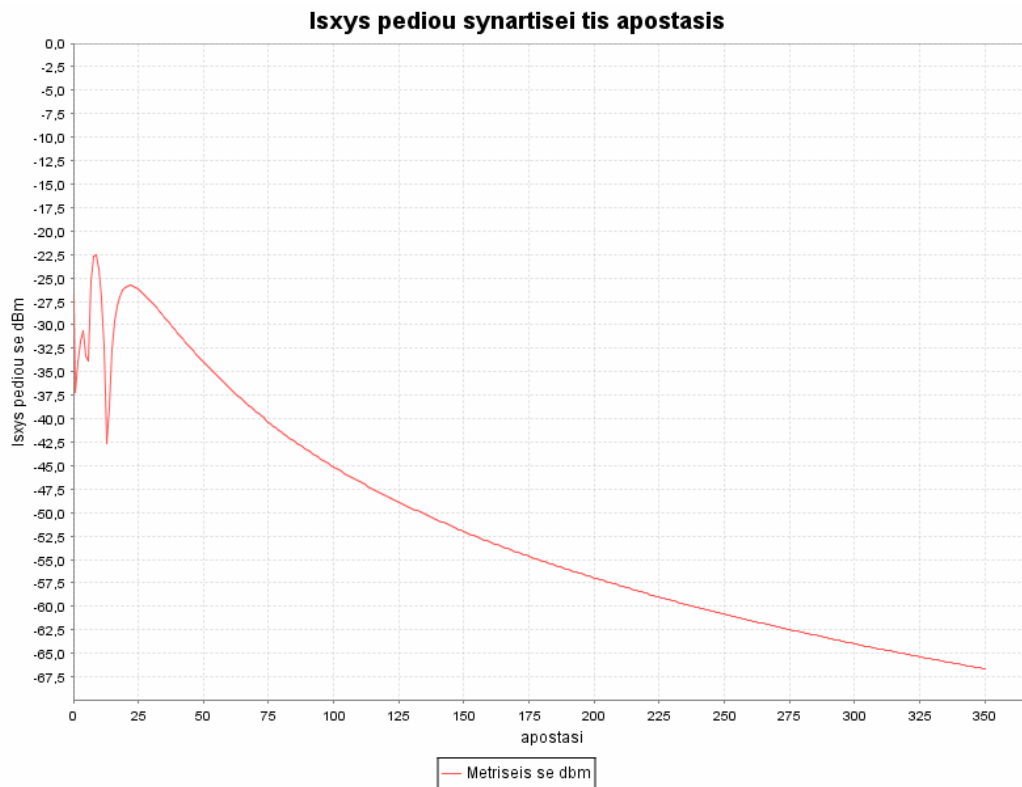
Για τη διαδρομή 2 είναι :



Σχήμα (2.2.7)

Τα αντίστοιχα διαγράμματα εάν προσθέσουμε perfect ground στην προσομοίωση του super nec έχουν ως εξής, αρχικά για το επίπεδο 1:

Για τη διαδρομή 1 είναι:

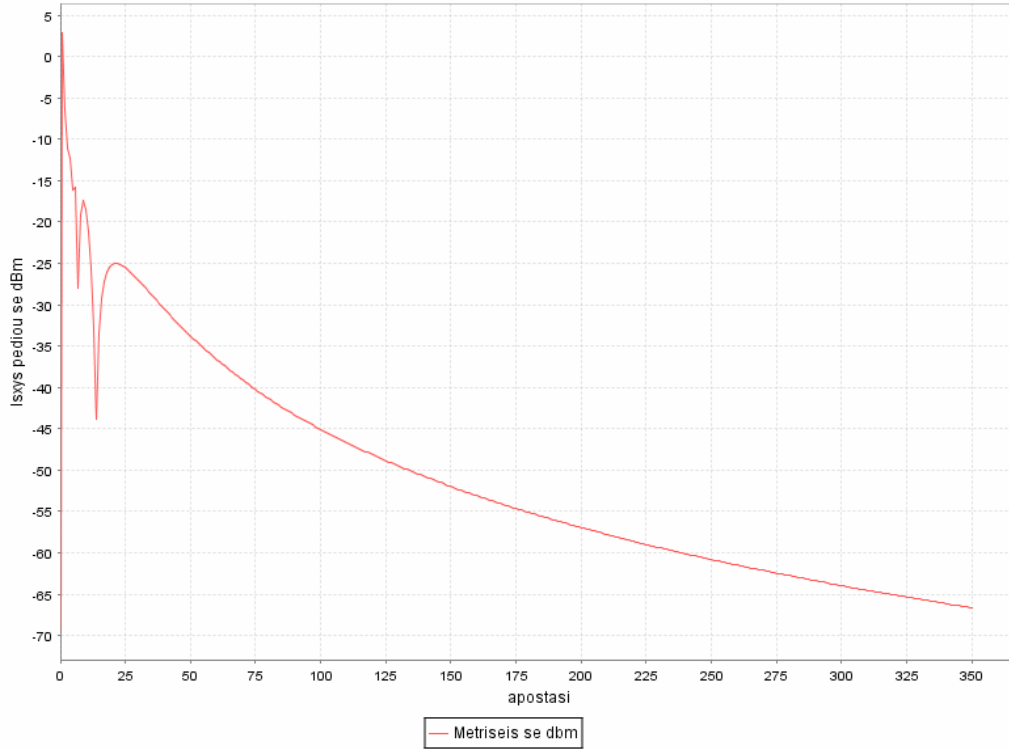


Σχήμα (2.2.8)

Εδώ παρατηρούμε αναταραχές στην αρχή γραφήματος που οφείλονται στο κοντινό πεδίο της δοθείσας κεραίας και το οποίο όπως έχουμε αναφέρει είναι 6 m, ενώ στη συνέχεια παρατηρούμε ότι το διάγραμμα ομαλοποιείται.

Ακολούθως για τη διαδρομή 2 είναι:

Isxys pediου synartisei tis apostasi

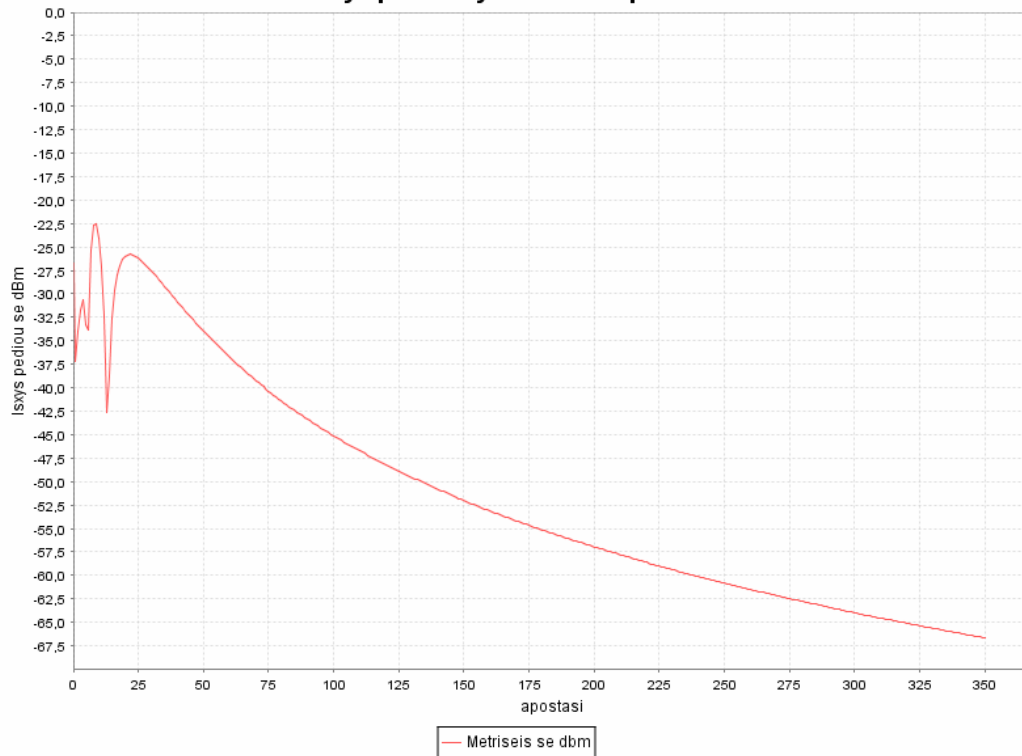


Μετρήσεις se dbm

Σχήμα (2.2.9)

Και για τη διαδρομή 3 είναι:

Isxys pediου synartisei tis apostasi

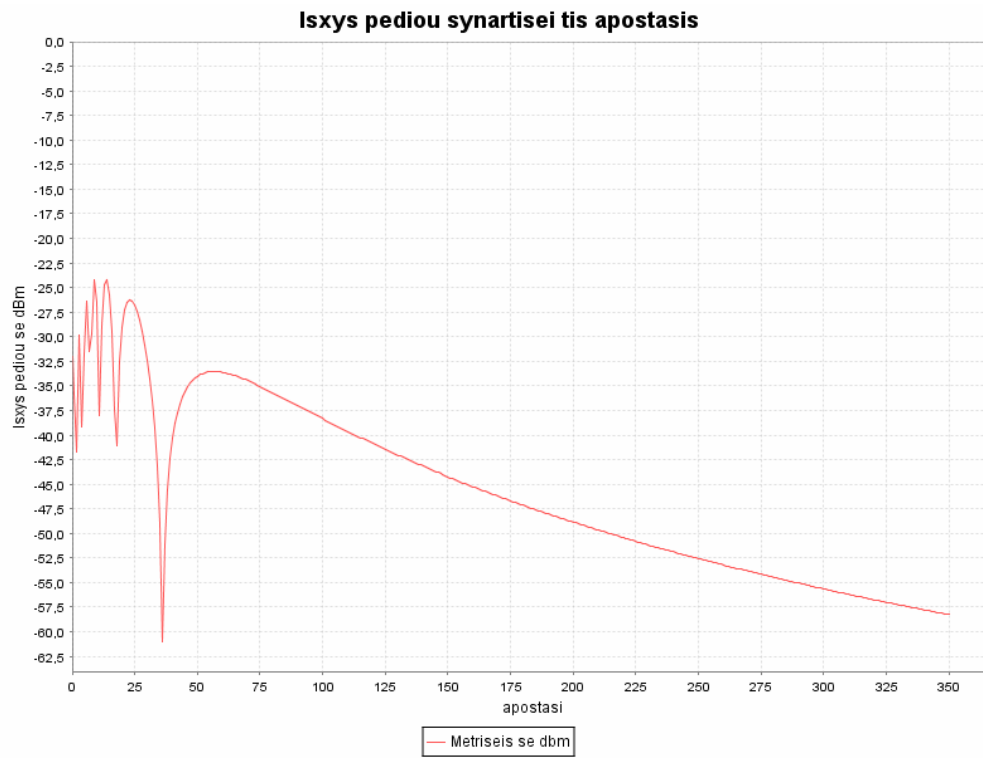


Μετρήσεις se dbm

Σχήμα (2.2.10)

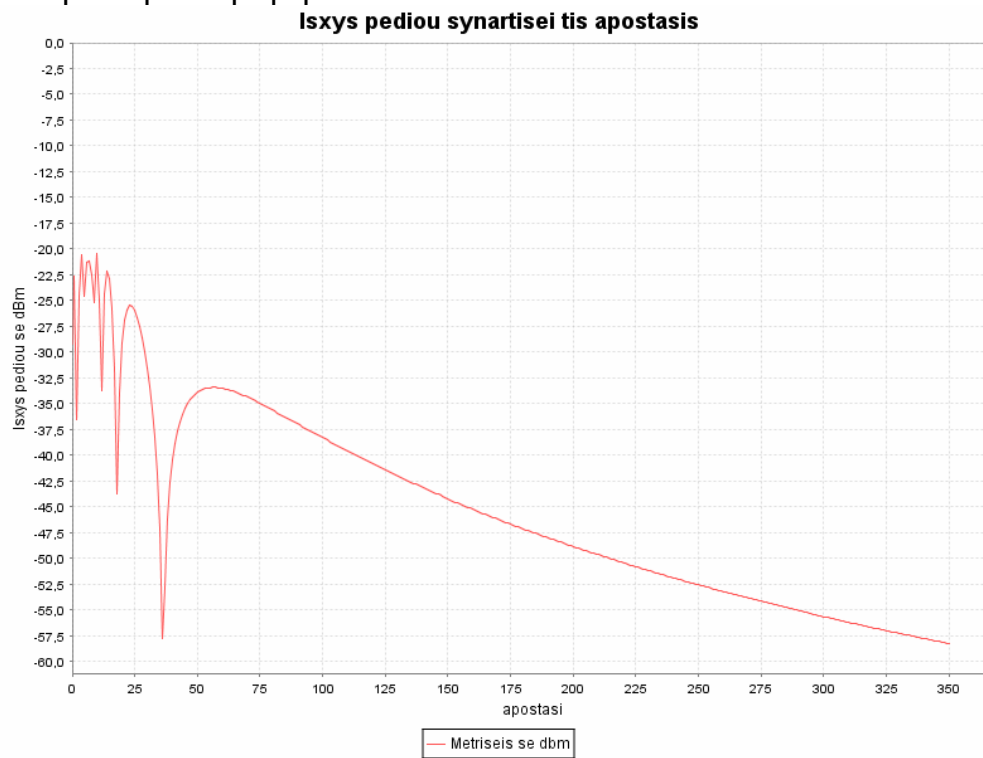
Ομοίως για το επίπεδο 2 έχουμε:

Για τη διαδρομή 1 είναι:



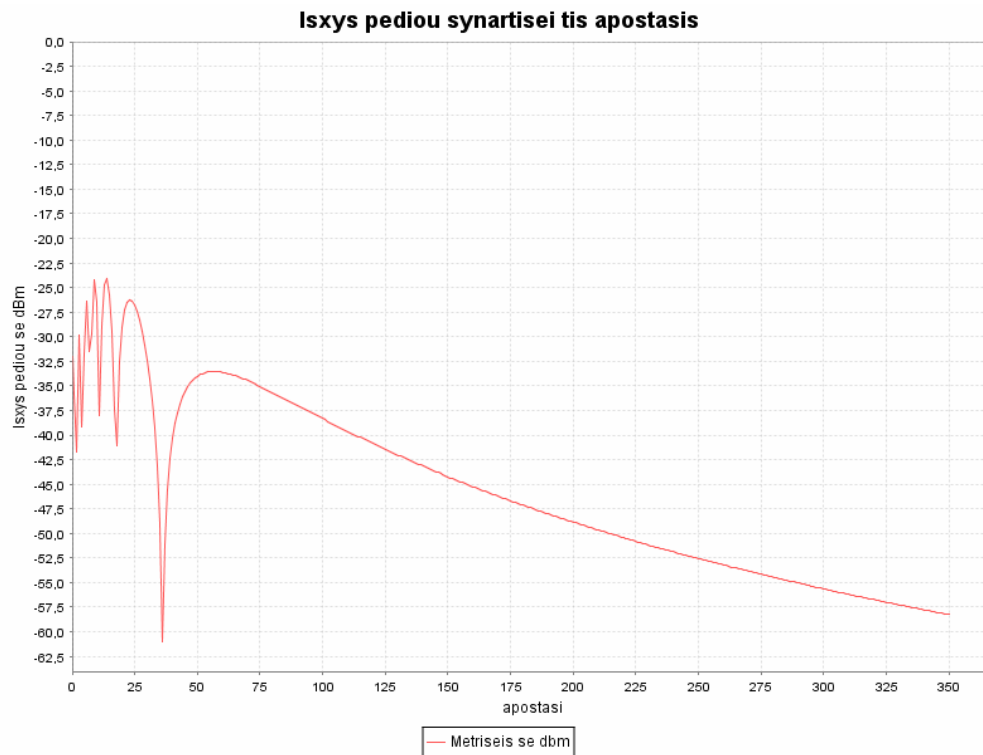
Σχήμα (2.2.11)

Και για τη διαδρομή 2 είναι:



Σχήμα (2.2.12)

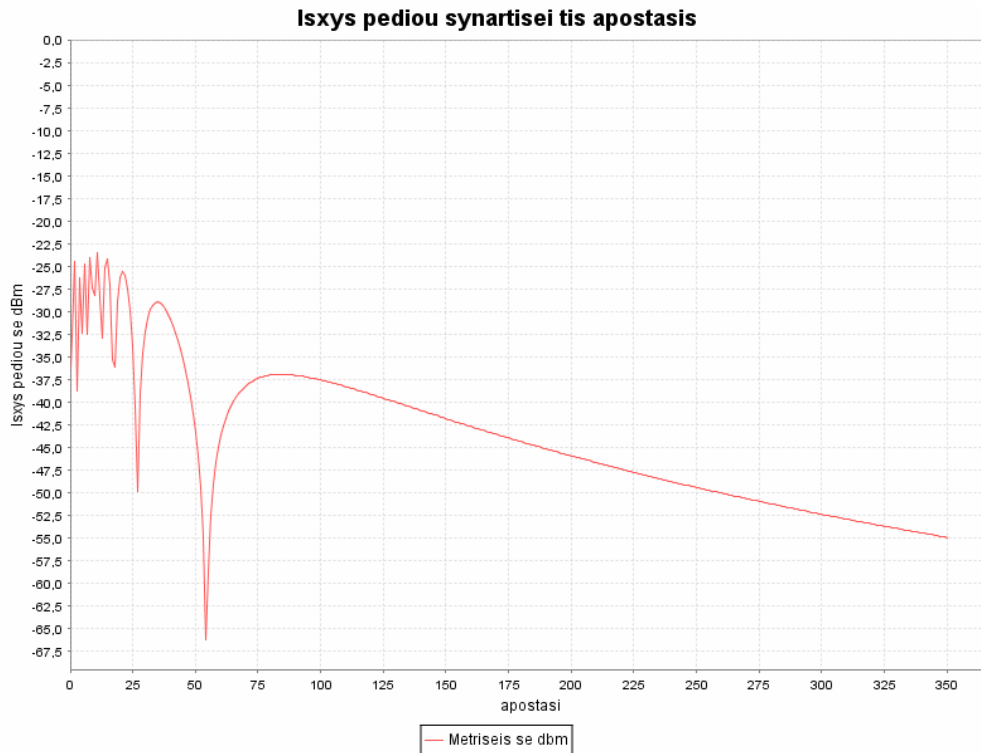
Για τη διαδρομή 3 είναι:



Σχήμα (2.2.13)

Στο επίπεδο 2 διαπιστώνουμε στην αρχή του διαγράμματος 2.1.12 και των δύο άλλων ομοιότητα με τα αντίστοιχα του επιπέδου 1 καθώς ένα βύθισμα στα 35m στη συνέχεια. Αυτό οφείλεται στη γωνία που σχηματίζει η κεραία με το επίπεδο 2 στα 4m.

Και αντιστοίχως για το επίπεδο 3 και τη διαδρομή 2 είναι το διάγραμμα:

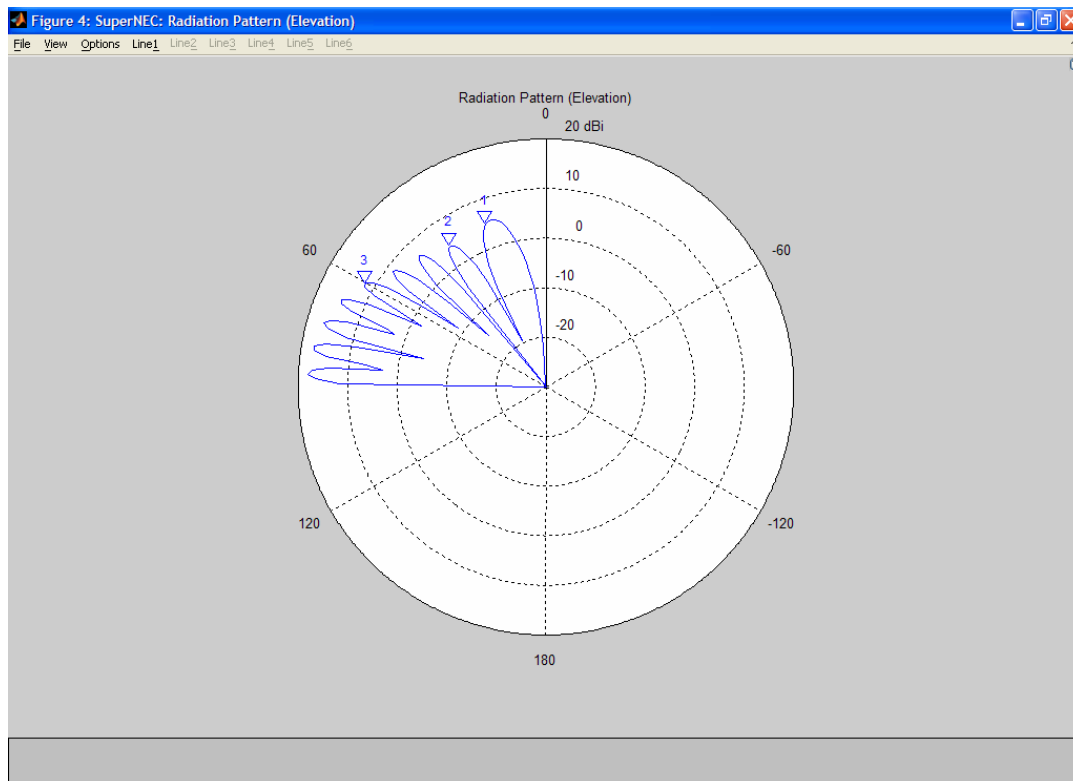


Σχήμα (2.2.14)

Σε αυτό το διάγραμμα παρατηρούμε ομοιότητα με το διάγραμμα 2.2.12 του επιπέδου 2 και ένα παραπάνω βύθισμα, δηλαδή εδώ συνολικά έχουμε δύο βυθίσματα στα 27m και στα 55m, τα οποία οφείλονται στη γωνία της κεραίας που βρίσκεται στο 1.5m με το επίπεδο στα 6m.

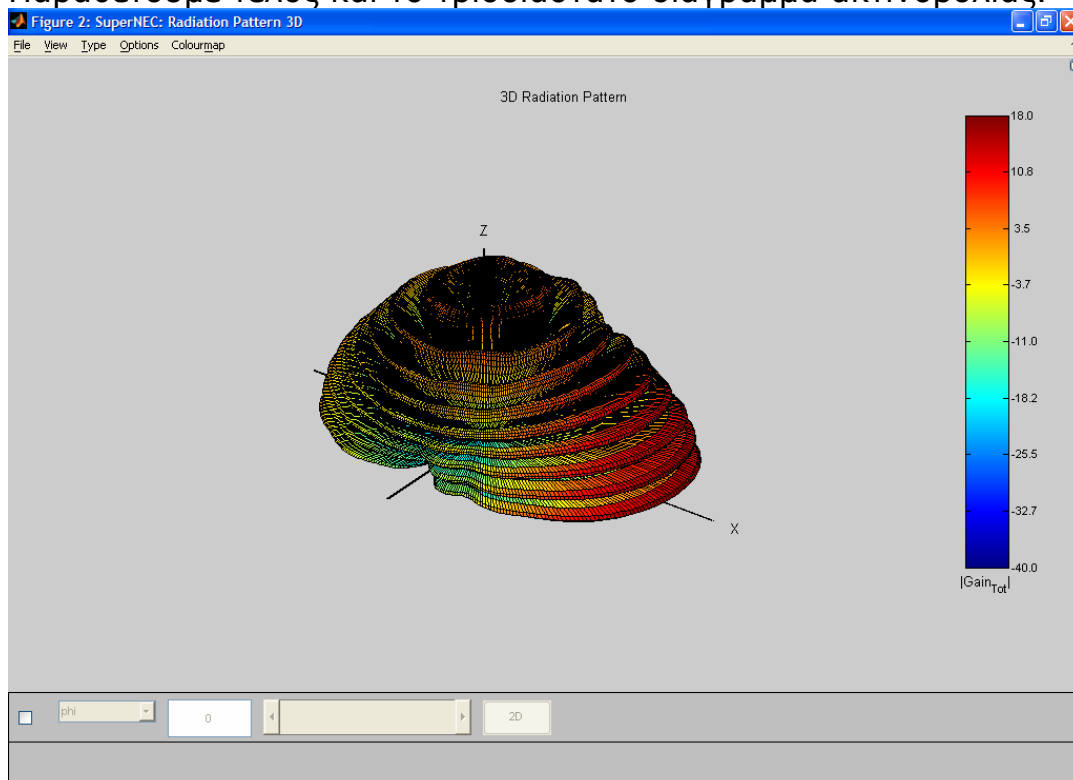
Τέλος να παραθέσουμε συμπληρωματικά το διάγραμμα ακτινοβολί-

ας της γωνίας θ όπου έχουμε προσθέσει perfect ground. Έτσι θα έχουμε μια καλύτερη εικόνα για τα γραφήματα στα 4m και 6m όπου εμφανίζο-νται βυθίσματα, καθότι σε αυτά η κεραία είναι υπό γωνία με το επίπεδο των 4 και 6m.



Σχήμα (2.2.15)

Παραθέτουμε τέλος και το τρισδιάστατο διάγραμμα ακτινοβολίας.



Σχήμα (2.2.16)

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] *SuperNEC Input User Reference Manual*, Version 2.3.

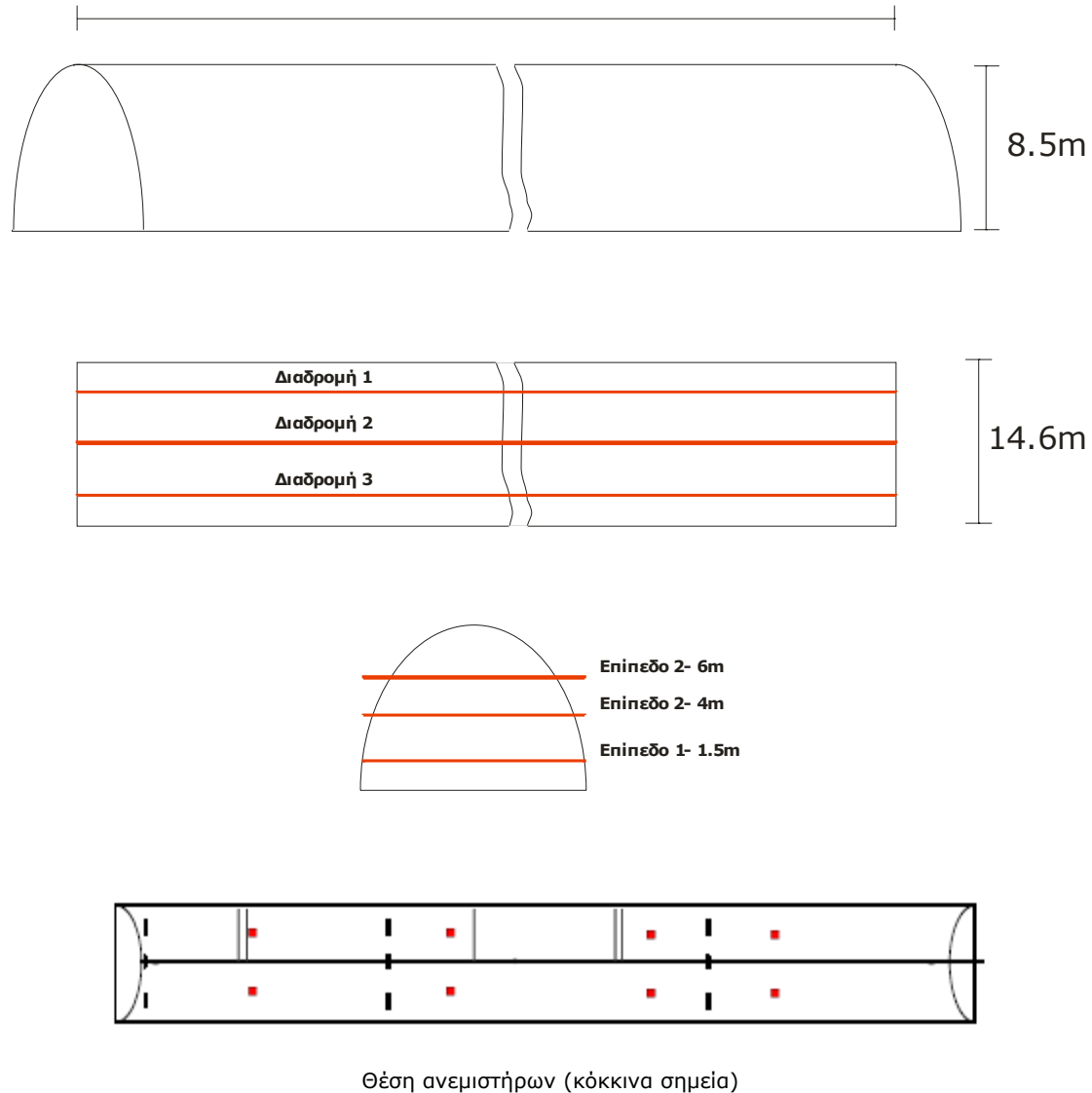
[2] *SuperNEC Output User Reference Manual, Version 2.3.*

Κεφάλαιο 3 – Μελέτη της έντασης ακτινοβολίας μιας κεραίας YAGI-UDA στο περιβάλλον ενός τούνελ

3.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΤΟΥΝΕΛ

Αρχικά θα παραθέσουμε μια περιγραφή του τούνελ που χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση. Η μορφή, τα μετρικά

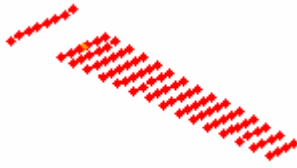
χαρακτηριστικά του καθώς και τα επίπεδα και διαδρομές για τις οποίες επεξεργαστήκαμε τα δεδομένα φαίνονται στο σχήμα 3.1.1.



Σχ 3.1.1 Χαρακτηριστικά του τούνελ που χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση (η θέση των ανεμιστήρων είναι στα κόκκινα σημεία που φαίνονται στην κάτοψη)

Άρα όπως φαίνεται από το σχήμα το τούνελ στο οποίο κάναμε την προσομοίωση έχει μήκος 350m, πλάτος 14.6m και ύψος 8.5m. Τα τοιχώματα του τούνελ είναι φτιαγμένα από τσιμέντο ενώ στο δάπεδο έχουμε άσφαλτο. Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι στο εσωτερικό του τούνελ προστέθηκαν και μεταλλικοί ανεμιστήρες σε σχήμα κυλίνδρου. Οι ανεμιστήρες αυτοί έχουν μήκος 3m και ακτίνα 0.5m.

Η κεραία που χρησιμοποιήθηκε κατά την προσομοίωση είναι αυτή που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Είναι δηλαδή μια Yagi-Uda στοιχειοκεραία με 16 στοιχεία (με 14 παρασιτικά στοιχεία, ένα ενεργό και έναν ανακλαστήρα) και φαίνεται στο σχήμα 3.1.2.



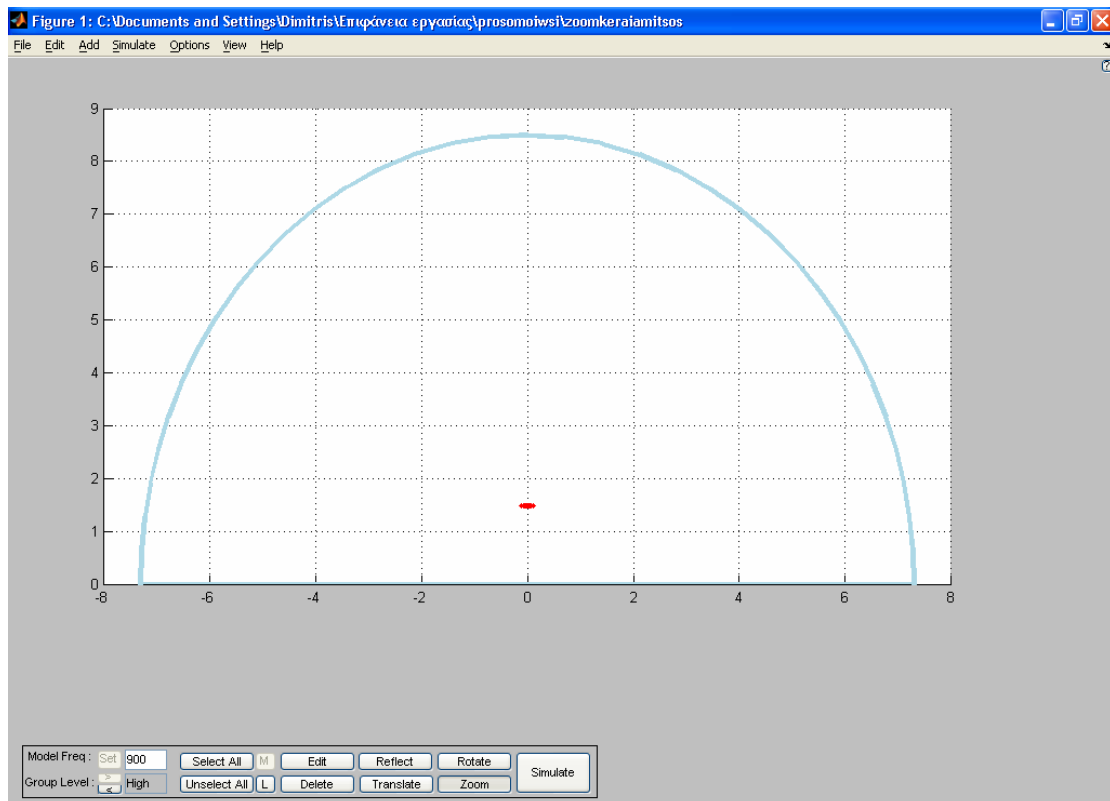
Σχ 3.1.2 Κεραία Yagi-Uda που χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση

Είναι κέρδους 15 dBd (ή αλλιώς $15+2,14= 17,14\text{dBi}$) για συχνότητες 740 έως 990 MHz και ισχύος 100 W. Εμείς τη χρησιμοποιήσαμε στα 900MHz και σε αυτή τη συχνότητα έγινε η προσομοίωση.

3.2 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΤΟΥ ΤΟΥΝΕΛ ΣΤΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΤΟΥ SUPERNEC

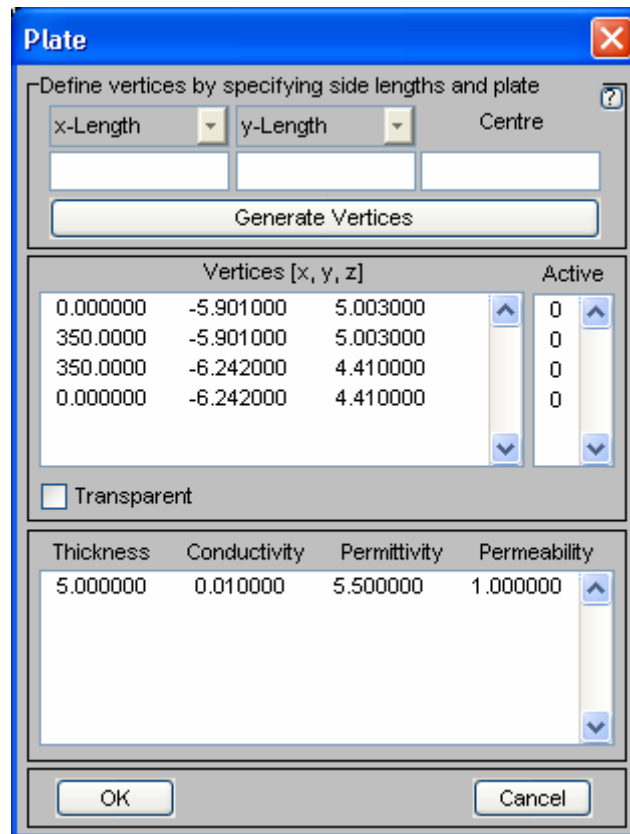
Ας τώρα βήμα προς βήμα το σχεδιασμό του τούνελ στο περιβάλλον του Supernec:

Τα τοιχώματα του τούνελ σχεδιάστηκαν με τη χρήση των αντικειμένων UTD Plates, τα οποία είναι τέλειοι ανακλαστήρες. Επειδή κατά την προσομοίωση θέλουμε το τούνελ να είναι όσο πιο κοντά στην πραγματική του μορφή, χρησιμοποιούμε πολλούς τέτοιους ανακλαστήρες ώστε αυτό να μοιάζει όσο πιο στρογγυλό γίνεται και άρα να μην έχουμε μεγάλη απόκλιση στα αποτελέσματά μας. Έτσι κρίναμε ότι κάθε τέτοιος επίπεδος ανακλαστήρας θα πρέπει να καλύπτει τόξο 5° ενώ το μήκος του είναι 350m (όσο δηλαδή και το μήκος του τούνελ). Η τομή του τούνελ που σχεδιάσαμε τελικά φαίνεται στο σχήμα 3.2.1.



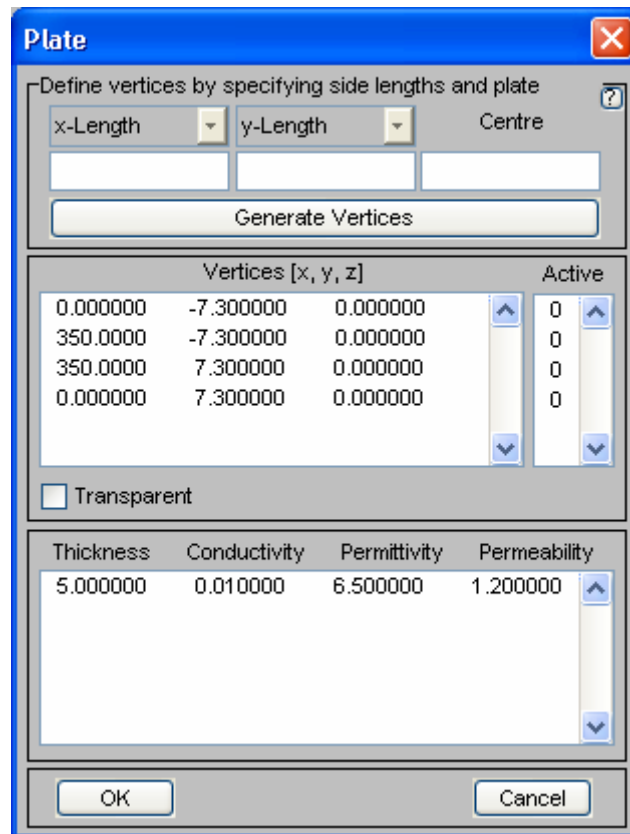
Σχ 3.2.1 Τομή του τούνελ όπως αυτό σχεδιάστηκε στο SuperNEC (με κόκκινο διακρίνεται η κεραία Yagi-Uda όπως φαίνεται από πίσω η οποία είναι τοποθετημένη σε ύψος 1.5m από το έδαφος)

Όπως είπαμε παραπάνω τα πλαϊνά τοιχώματα του τούνελ είναι αντικείμενα UTD plates. Κατά την εισαγωγή του κάθε ανακλαστήρα εκτός από το μήκος, το πλάτος και τη θέση του κάθε ανακλαστήρα ορίσαμε και κάποια στοιχεία για τα χαρακτηριστικά του υλικού από το οποίο θα θέλαμε να είναι φτιαγμένο το τοίχωμα του τούνελ. Τα τοιχώματα θέλαμε να είναι φτιαγμένα από τσιμέντο, οπότε στις τιμές της αγωγιμότητας, της επιτρεπτότητας και της διαπερατότητας βάλαμε τις τιμές που αντιστοιχούν στο τσιμέντο. Το παράθυρο εισαγωγής καθενός από αυτούς τους ανακλαστήρες είναι αυτό που φαίνεται στο σχήμα 3.2.3. Σε αυτό διακρίνουμε το πλαίσιο στο οποίο εισάγουμε τις συντεταγμένες των γωνιών του UTD Plate, το πλαίσιο στο οποίο ορίζουμε ποιες από τις ακμές είναι active-inactive (δηλαδή σε ποιες ακμές λαμβάνεται υπόψιν το φαινόμενο της περίθλασης) και το πλαίσιο όπου εισάγουμε τις χαρακτηριστικές σταθερές του υλικού από το οποίο αποτελείται (θεωρητικά) ο ανακλαστήρας (στο σχήμα 3.2.3 φαίνονται οι σταθερές του τσιμέντου).



Σχ 3.2.2 Παραθυρο εισαγωγής UTD Plate τοιχωμάτων

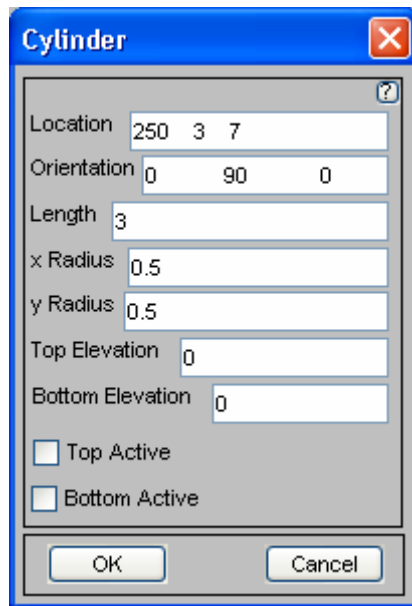
Επομένως το τούνελ σχηματίζεται με τη βοήθεια 32 τέτοιων ανακλαστήρων. Όσον αφορά το δάπεδο του τούνελ σχεδιάστηκε και αυτό με τη βοήθεια ενός UTD Plate διαστάσεων 14.6m × 350m αλλά επειδή θέλαμε αυτό να αποτελείται από ασφαλτο βάλαμε τις σταθερές της ασφάλτου. Το παράθυρο εισαγωγής του UTD Plate του δαπέδου φαίνεται στο σχήμα 3.2.3.



Σχ 3.2.3 Παράθυρο εισαγωγής UTD Plate δαπέδου

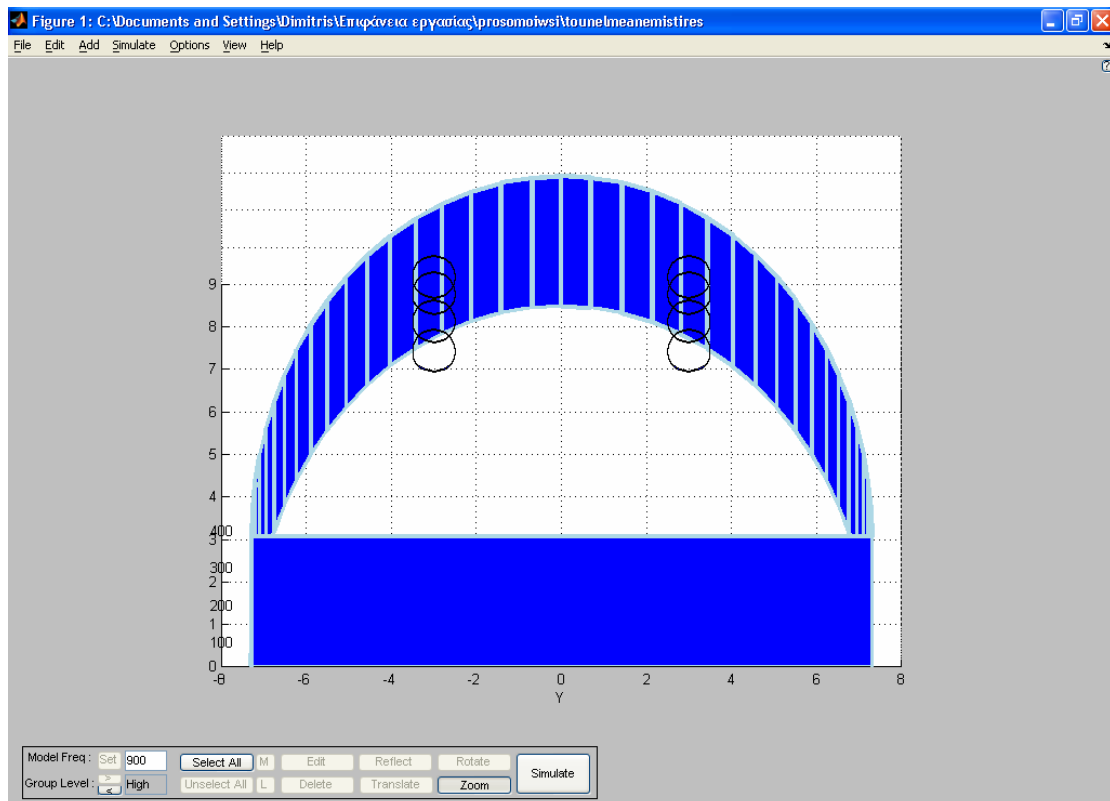
Και τώρα ας δούμε την εικόνα του τούνελ μετά από την εισαγωγή των ανεμιστήρων στην οροφή. Για την εισαγωγή των ανεμιστήρων χρησιμοποιήθηκαν αντικείμενα UTD Cylinders δηλαδή τέλειοι ανακλαστήρες σε σχήμα κυλίνδρου. Το μήκος του κάθε κυλίνδρου είναι όπως είπαμε παραπάνω 3m ενώ η ακτίνα του είναι 0.5m. Τα σημεία στα οποία μπήκαν οι ανεμιστήρες είναι συγκεκριμένα και είναι αυτά που φαίνονται στο σχήμα 3.1.1. στην κάτοψη του τούνελ.

Το παράθυρο στο οποίο ορίσαμε τα μετρικά χαρακτηριστικά των ανεμιστήρων είναι αυτό του σχήματος 3.2.4 που ακολουθεί.

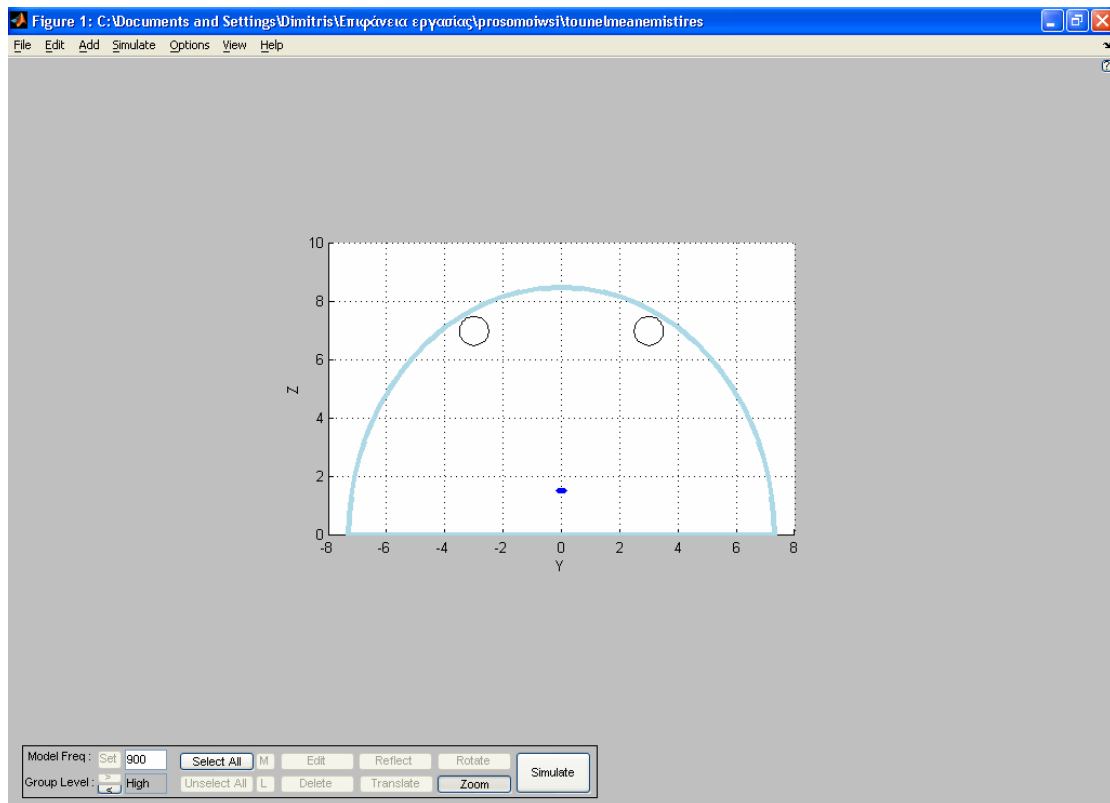


Σχ 3.2.4 Παράθυρο εισαγωγής UTD κυλίνδρου ανεμιστήρα

Έτσι πλέον η εικόνα του τούνελ στο περιβάλλον του Supernec είναι αυτή που φαίνεται στα σχήματα 3.2.5 και 3.2.6 από δυο διαφορετικές οπτικές γωνίες.



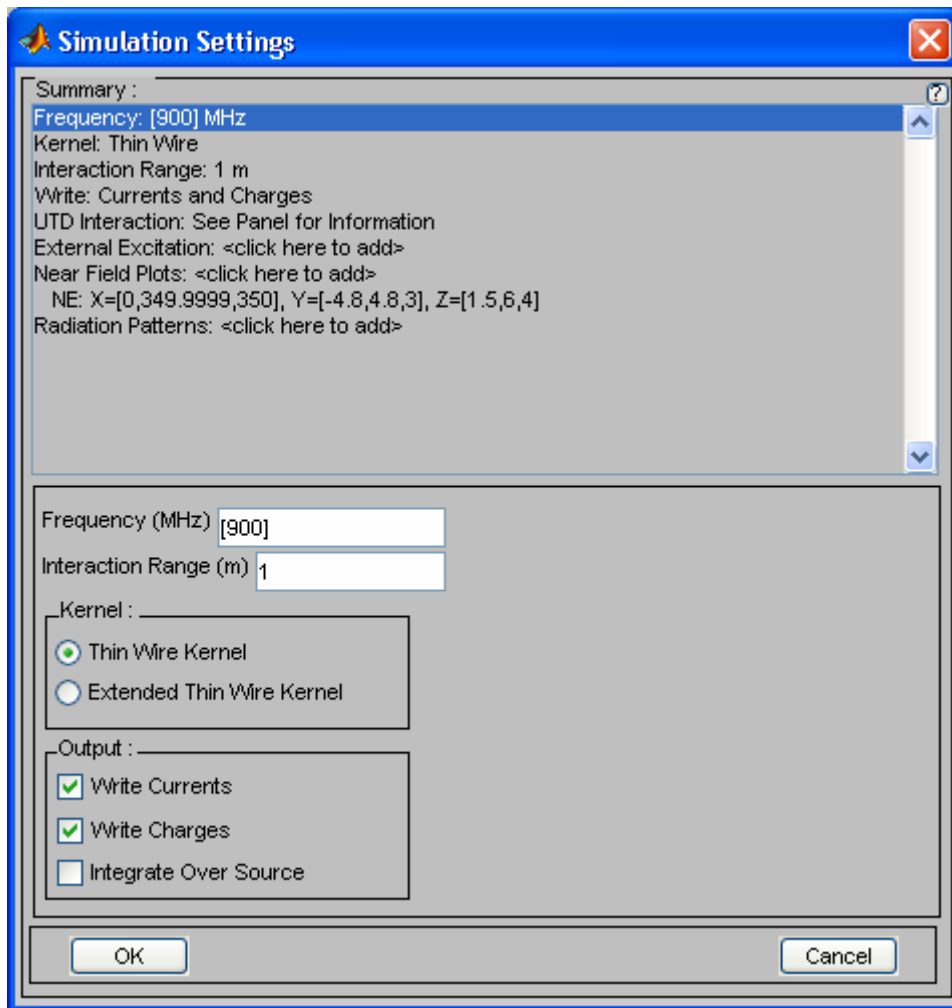
Σχ 3.2.5 Εικόνα τούνελ όπου διακρίνονται οι ανεμιστήρες



Σχ 3.2.6 Μπροστινή άποψη του τούνελ

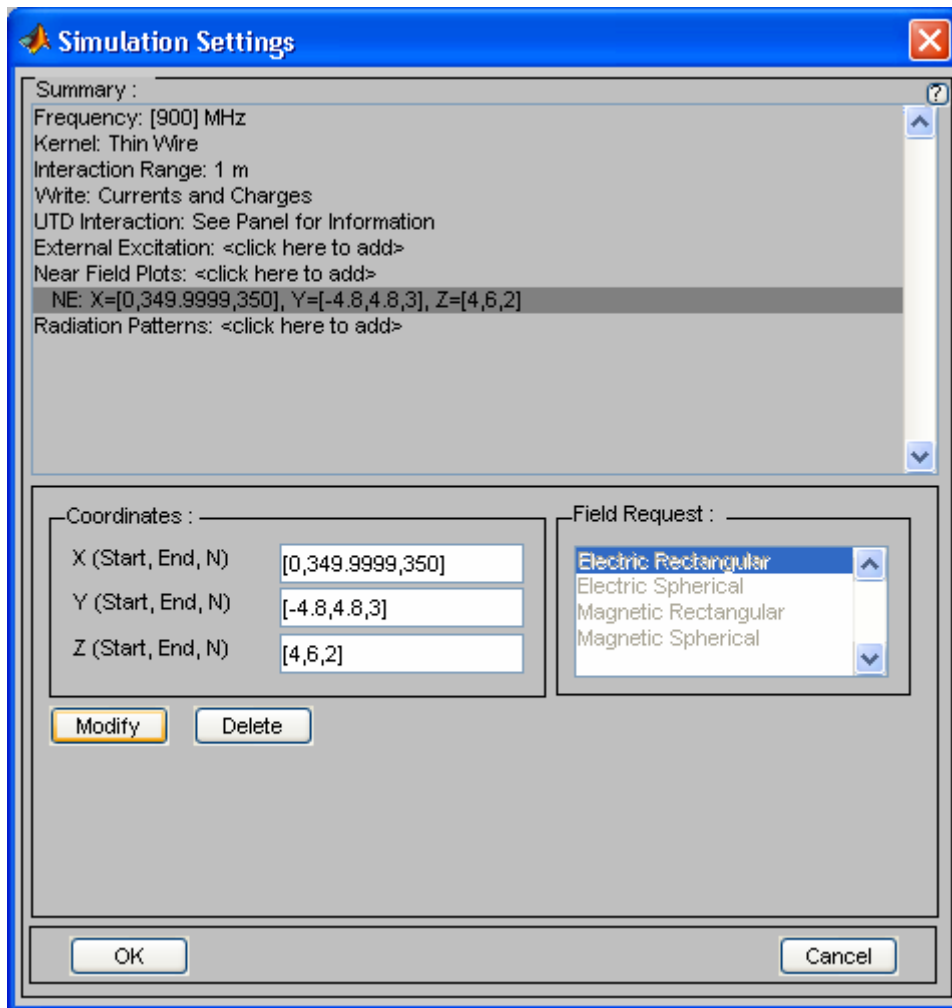
3.3 ΟΡΙΣΜΟΣ ΡΥΘΜΙΣΕΩΝ ΤΗΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

Ο σκοπός της προσομοίωσης είναι να πάρουμε τιμές για τις τιμές της ισχύος ακτινοβολίας της κεραίας σε σημεία πάνω στις 3 διαδρομές και στα 3 ύψη που φαίνονται στο σχήμα 3.1.1. Οπότε διαλέξαμε τις ρυθμίσεις της προσομοίωσης ώστε να μας δώσει τις τιμές για τα επιθυμητά σημεία. Έτσι το παράθυρο των ρυθμίσεων φαίνεται στο σχήμα 3.3.1.



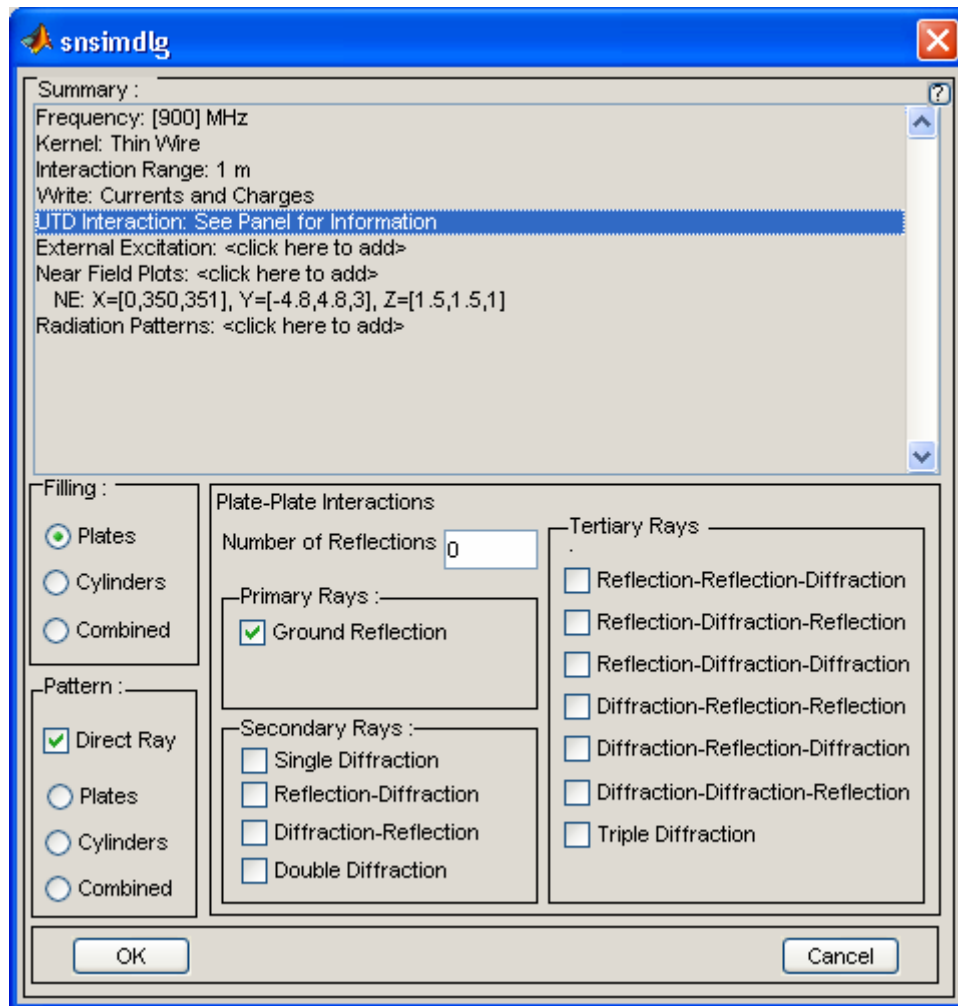
Σχ 3.3.1 Παράθυρο γενικών ρυθμίσεων προσομοίωσης

Αξιίζει να σημειώσουμε ότι επιλέξαμε να γίνει υπολογισμός κοντινού πεδίου (near field) όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.3.2. Το Superpec ελέγχει από μόνο του ποια είναι τα όρια του κοντινού πεδίου και μετά από αυτά υπολογίζει ένταση μακρινού πεδίου.



Σχ 3.3.2 Ρυθμίσεις υπολογισμού μακρινού (και κοντινού) πεδίου

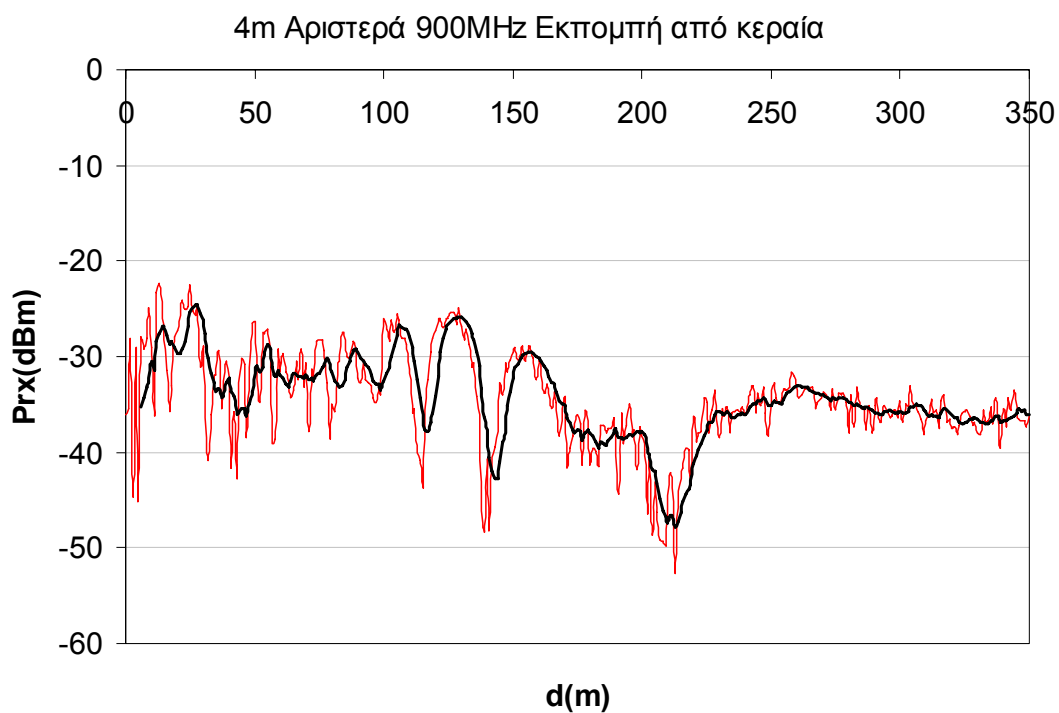
Ακόμη όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.3.3 επιλέξαμε να ληφθούν υπόψιν κατά την προσομοίωση μόνο 3 ανακλάσεις ανά πλάκα γιατί παραπάνω ανακλάσεις θα αύξαναν υπερβολικά το χρόνο της προσομοίωσης χωρίς να έχει αντίστοιχες θετικές συνέπειες στα αποτελέσματά της. Τέλος απλώς επισημαίνουμε ότι όλες οι προσομοιώσεις έγιναν για συχνότητα 900MHz.



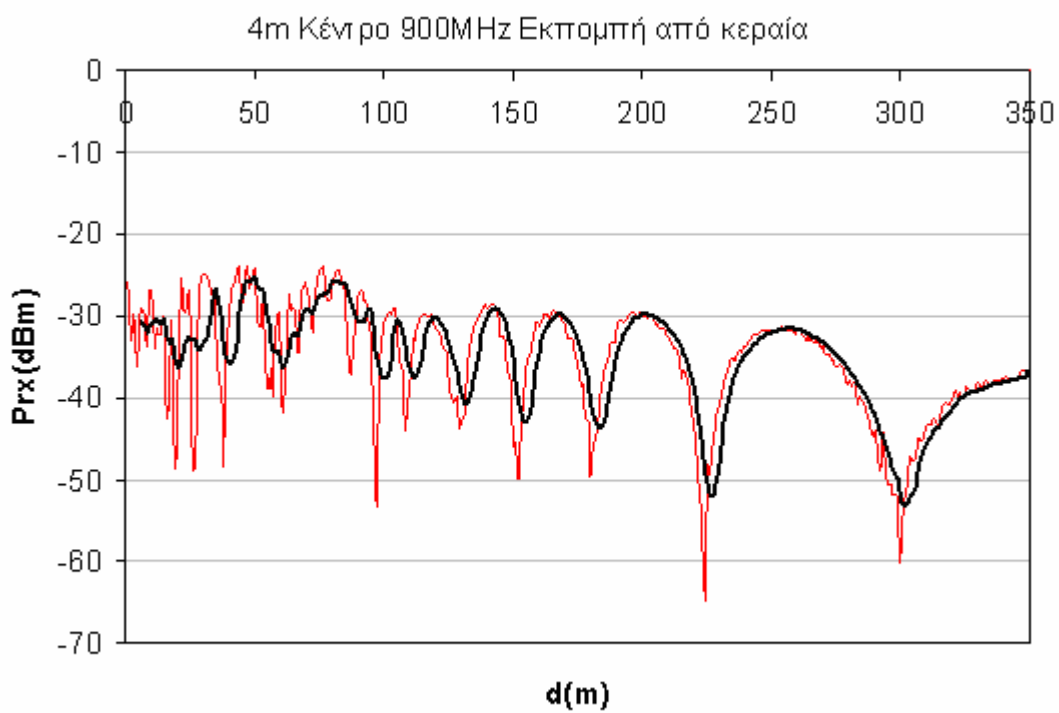
Σχ 3.3.3 Ρυθμίσεις των ανακλάσεων και των φαινομένων περίθλασης

Για το επίπεδο 2, δηλαδή σε ύψος 4m από το έδαφος (δηλαδή στο επίπεδο της κεραίας) τα διαγράμματα για την ισχύ ακτινοβολίας που προέκυψαν είναι τα ακόλουθα:

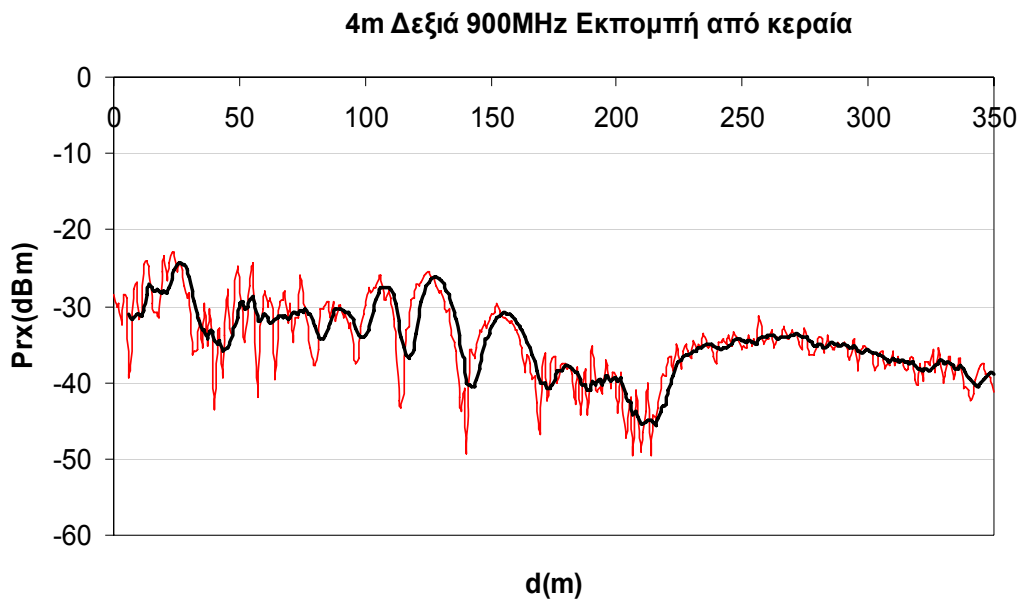
Για τη διαδρομή 1:



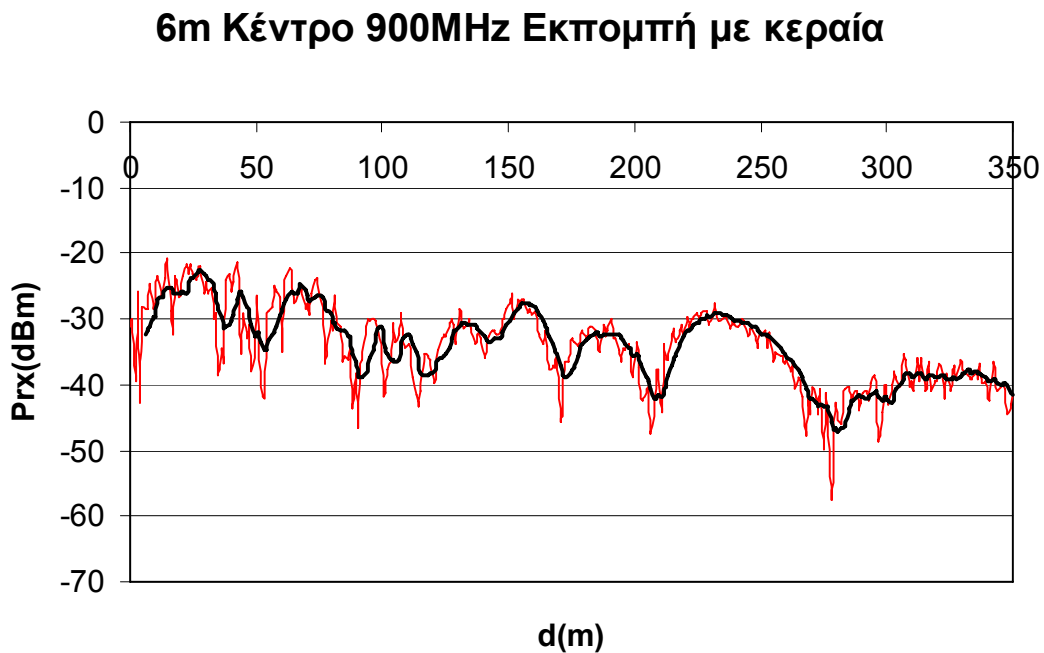
Για τη διαδρομή 2:



Για τη διαδρομή 3:



Για το επίπεδο 3, δηλαδή σε ύψος 6m από το έδαφος (δηλαδή στο επίπεδο της κεραίας) το διάγραμμα για την ισχύ ακτινοβολίας που προέκυψε για την μεσαία λωρίδα κυκλοφορίας είναι τα ακόλουθο:

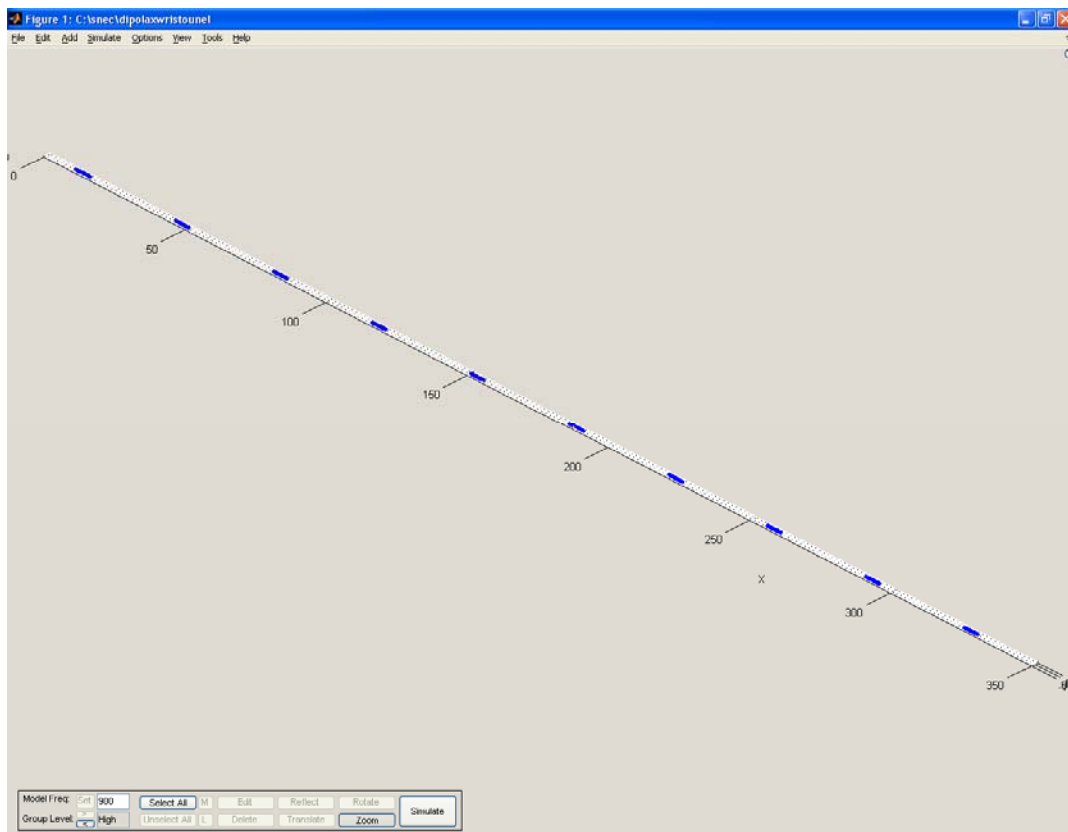


Κεφάλαιο 4 - Προσομοίωση τούνελ με καλώδια διαρροής LCF

4.1 Προσομοίωση καλωδίου LCF στον ελεύθερο χώρο

Σε αυτό το κεφάλαιο προσομοιώνουμε τη σήραγγα στην οποία

αντί για κεραία γαγι προσθέτουμε καλώδιο διαρροής LCF. Ως γνωστόν από τη θεωρία, το καλώδιο leaky feeder μοιάζει με κανονικό ομοαξονικό καλώδιο με τη διαφορά ότι έχει διάκενα στο εξωτερικό αγωγό για ελεγχόμενο ποσοστό διαρροής σήματος RF. Αρχικά θέλουμε να δούμε το διάταξη του καλωδίου στον ελεύθερο χώρο. Έτσι τοποθετούμε για να προσομοιώσουμε το καλώδιο δίπολα σε απόσταση 5m, αφήνουμε κενό χώρο 30m και τοποθετούμε δίπολα στα επόμενα 5m. Ακόμη να προσθέσουμε ότι τα δίπολο τοποθετούνται στα 5m ανά 30cm και ότι η πρώτη ομάδα διπόλων τοποθετούνται σε απόσταση 10,2m. Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται για 350m. Η συχνότητα που επιλέγεται είναι τα 900Mhz. Επιλέξαμε τη συγκεκριμένη διάταξη για το καλώδιο ,εφόσον αυτή υπήρχε στη σήραγγα της Αττικής οδού όπου είχαν ληφθεί μετρήσεις. Στο επόμενο κεφάλαιο θα γίνει σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με αυτές τις μετρήσεις. Στο παρακάτω σχήμα (4.1.1) φαίνεται μία απεικόνιση του καλωδίου στο περιβάλλον του Super nec.



Σχήμα (4.1.1)

Εδώ να σημειωθεί ότι για να εισάγουμε στο πρόγραμμα την τάση σε κάθε δίπολο ,λάβαμε υπ' όψιν από τον κατασκευαστή του καλωδίου ότι το καλώδιο θα έχει διαμήκη απόσβεση στα 900Mhz 4,85dBm ανά 100m. Μετατρέποντας τα dBm σε Watt και για απόσταση 10,2m βρίσκουμε την τάση του πρώτου διπόλου (από τη σχέση $W=V^2/R$ όπου $R=50\text{Ohms}$) ίση με 0,667959 V. Αντίστοιχα για

το δεύτερο η τάση είναι 0,666841 V και ομοίως από τον παρακάτω πίνακα που φτιάξαμε βρίσκουμε τις τάσεις για τα υπόλοιπα δίπολα.

x	dbm	W	V
10,2	9,5053	0,008923	0,667959
10,5	9,49075	0,008894	0,666841
10,8	9,4762	0,008864	0,665725
11,1	9,46165	0,008834	0,664611
11,4	9,4471	0,008805	0,663499
11,7	9,43255	0,008775	0,662388
12	9,418	0,008746	0,661279
12,3	9,40345	0,008717	0,660173
12,6	9,3889	0,008687	0,659068
12,9	9,37435	0,008658	0,657965
13,2	9,3598	0,008629	0,656863
13,5	9,34525	0,008601	0,655764
13,8	9,3307	0,008572	0,654666
14,1	9,31615	0,008543	0,653571
14,4	9,3016	0,008515	0,652477
14,7	9,28705	0,008486	0,651385
15	9,2725	0,008458	0,650294

Για τη δεύτερη ομάδα διπόλων που τοποθετείται 30m μετά, δηλαδή στα 45,2m, έχουμε ότι το πρώτο δίπολο έχει τάση 0,549383V και ομοίως βρίσκουμε και τα επόμενα από τον πίνακα.

x	dbm	W	V
45,2	7,8078	0,006036	0,549383
45,5	7,79325	0,006016	0,548463
45,8	7,7787	0,005996	0,547545
46,1	7,76415	0,005976	0,546629
46,4	7,7496	0,005956	0,545714
46,7	7,73505	0,005936	0,544801
47	7,7205	0,005916	0,543889
47,3	7,70595	0,005897	0,542978
47,6	7,6914	0,005877	0,54207
47,9	7,67685	0,005857	0,541162
48,2	7,6623	0,005838	0,540257
48,5	7,64775	0,005818	0,539352
48,8	7,6332	0,005799	0,53845
49,1	7,61865	0,005779	0,537548
49,4	7,6041	0,00576	0,536649
49,7	7,58955	0,005741	0,53575
50	7,575	0,005721	0,534854

Στα επόμενα 30m αντίστοιχα, δηλαδή στα 80,2m, τοποθετείται το πρώτο από τα 17 επόμενα δίπολα του οποίου η τάση λόγω της υπολογισμένης διαμήκους απόσβεσης είναι ίση με 0,451856V και στον πίνακα παρατίθενται και τα αποτελέσματα για τα επόμενα δίπολα.

x	dbm	W	V
80,2	6,1103	0,004083	0,451856
80,5	6,09575	0,00407	0,4511
80,8	6,0812	0,004056	0,450345
81,1	6,06665	0,004043	0,449591
81,4	6,0521	0,004029	0,448838
81,7	6,03755	0,004016	0,448087
82	6,023	0,004002	0,447337
82,3	6,00845	0,003989	0,446588
82,6	5,9939	0,003975	0,445841
82,9	5,97935	0,003962	0,445095
83,2	5,9648	0,003949	0,44435
83,5	5,95025	0,003936	0,443606
83,8	5,9357	0,003923	0,442864
84,1	5,92115	0,003909	0,442122
84,4	5,9066	0,003896	0,441382
84,7	5,89205	0,003883	0,440644
85	5,8775	0,00387	0,439906

Έτσι ακολούθως και στα επόμενα 17 δίπολα θα είναι:

x	dbm	W	V
115,2	4,4128	0,002762	0,371642
115,5	4,39825	0,002753	0,37102
115,8	4,3837	0,002744	0,370399
116,1	4,36915	0,002735	0,369779
116,4	4,3546	0,002726	0,36916
116,7	4,34005	0,002716	0,368542
117	4,3255	0,002707	0,367926
117,3	4,31095	0,002698	0,36731
117,6	4,2964	0,002689	0,366695
117,9	4,28185	0,00268	0,366081
118,2	4,2673	0,002671	0,365469
118,5	4,25275	0,002662	0,364857
118,8	4,2382	0,002654	0,364246
119,1	4,22365	0,002645	0,363637
119,4	4,2091	0,002636	0,363028
119,7	4,19455	0,002627	0,36242
120	4,18	0,002618	0,361814

Τα αποτελέσματα που χρησιμοποιήσαμε και στις επόμενες ομάδες διπόλων που ξεκινούν από τα 150,2m, από τα 185,2m, από τα 220,2m, τα 255,2m, τα 290,2m και τέλος τα 325,2m, θα τους παραθέσουμε όλα στον παρακάτω πίνακα.

150,2	2,7153	0,001869	0,305668
150,5	2,70075	0,001862	0,305156
150,8	2,6862	0,001856	0,304646
151,1	2,67165	0,00185	0,304136
151,4	2,6571	0,001844	0,303627

151,7	2,64255	0,001838	0,303119
152	2,628	0,001831	0,302611
152,3	2,61345	0,001825	0,302105
152,6	2,5989	0,001819	0,301599
152,9	2,58435	0,001813	0,301094
153,2	2,5698	0,001807	0,30059
153,5	2,55525	0,001801	0,300087
153,8	2,5407	0,001795	0,299585
154,1	2,52615	0,001789	0,299084
154,4	2,5116	0,001783	0,298583
154,7	2,49705	0,001777	0,298083
155	2,4825	0,001771	0,297584

185,2	1,0178	0,001264	0,251406
185,5	1,00325	0,00126	0,250985
185,8	0,9887	0,001256	0,250565
186,1	0,97415	0,001251	0,250145
186,4	0,9596	0,001247	0,249727
186,7	0,94505	0,001243	0,249309
187	0,9305	0,001239	0,248891
187,3	0,91595	0,001235	0,248475
187,6	0,9014	0,001231	0,248059
187,9	0,88685	0,001227	0,247644
188,2	0,8723	0,001222	0,247229
188,5	0,85775	0,001218	0,246816
188,8	0,8432	0,001214	0,246402
189,1	0,82865	0,00121	0,24599
189,4	0,8141	0,001206	0,245578
189,7	0,79955	0,001202	0,245167
190	0,785	0,001198	0,244757

220,2	-0,6797	0,000855	0,206776
220,5	-0,69425	0,000852	0,20643
220,8	-0,7088	0,000849	0,206084
221,1	-0,72335	0,000847	0,205739
221,4	-0,7379	0,000844	0,205395
221,7	-0,75245	0,000841	0,205051
222	-0,767	0,000838	0,204708
222,3	-0,78155	0,000835	0,204365
222,6	-0,7961	0,000833	0,204023
222,9	-0,81065	0,00083	0,203682
223,2	-0,8252	0,000827	0,203341
223,5	-0,83975	0,000824	0,203001
223,8	-0,8543	0,000821	0,202661
224,1	-0,86885	0,000819	0,202322
224,4	-0,8834	0,000816	0,201983
224,7	-0,89795	0,000813	0,201645
225	-0,9125	0,00081	0,201308
	-2,3772	0,000578	0,170069

255,2			
255,5	-2,39175	0,000577	0,169784
255,8	-2,4063	0,000575	0,1695
256,1	-2,42085	0,000573	0,169216
256,4	-2,4354	0,000571	0,168933
256,7	-2,44995	0,000569	0,16865
257	-2,4645	0,000567	0,168368
257,3	-2,47905	0,000565	0,168086
257,6	-2,4936	0,000563	0,167805
257,9	-2,50815	0,000561	0,167524
258,2	-2,5227	0,000559	0,167244
258,5	-2,53725	0,000558	0,166964
258,8	-2,5518	0,000556	0,166684
259,1	-2,56635	0,000554	0,166405
259,4	-2,5809	0,000552	0,166127
259,7	-2,59545	0,00055	0,165849
260	-2,61	0,000548	0,165571
290,2	-4,0747	0,000391	0,139878

290,5	-4,08925	0,00039	0,139644
290,8	-4,1038	0,000389	0,13941
291,1	-4,11835	0,000387	0,139177
291,4	-4,1329	0,000386	0,138944
291,7	-4,14745	0,000385	0,138712
292	-4,162	0,000384	0,138479
292,3	-4,17655	0,000382	0,138248
292,6	-4,1911	0,000381	0,138016
292,9	-4,20565	0,00038	0,137785
293,2	-4,2202	0,000378	0,137555
293,5	-4,23475	0,000377	0,137324
293,8	-4,2493	0,000376	0,137094
294,1	-4,26385	0,000375	0,136865
294,4	-4,2784	0,000373	0,136636
294,7	-4,29295	0,000372	0,136407
295	-4,3075	0,000371	0,136179

325,2	-5,7722	0,000265	0,115047
325,5	-5,78675	0,000264	0,114854
325,8	-5,8013	0,000263	0,114662
326,1	-5,81585	0,000262	0,11447
326,4	-5,8304	0,000261	0,114279
326,7	-5,84495	0,00026	0,114087
327	-5,8595	0,000259	0,113896
327,3	-5,87405	0,000259	0,113706
327,6	-5,8886	0,000258	0,113515

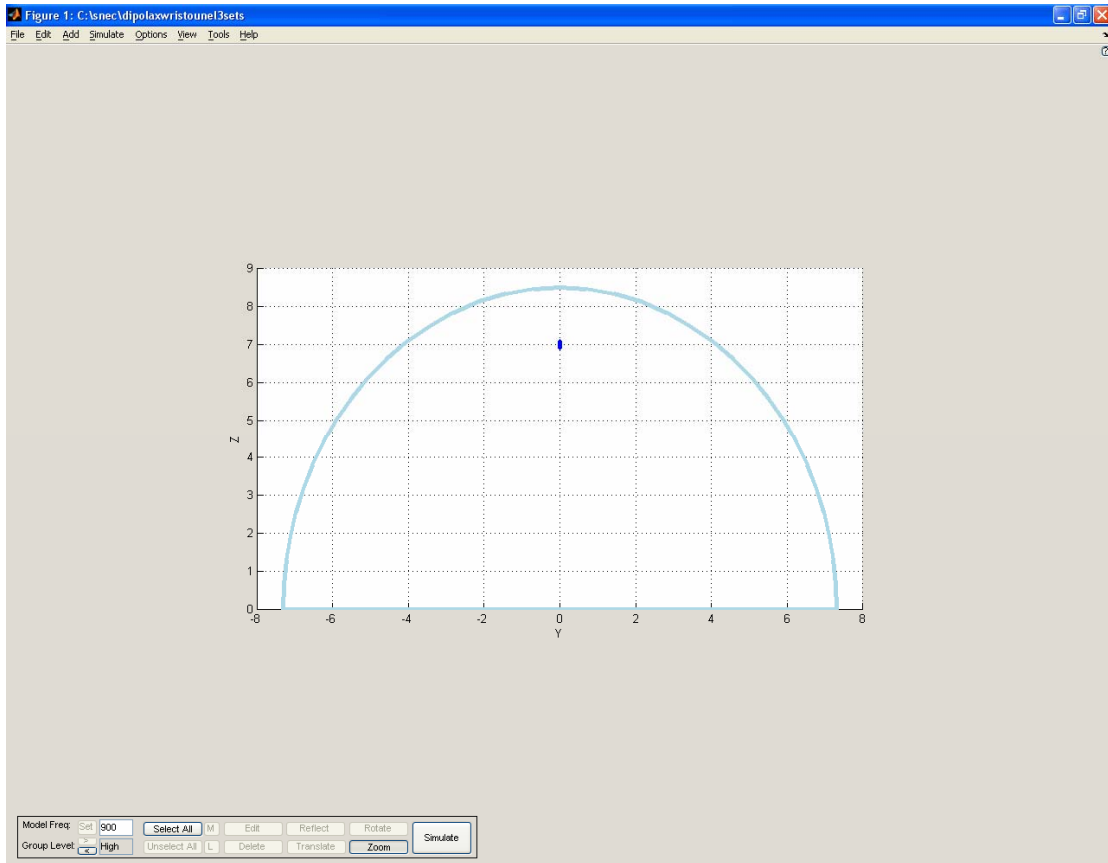
327,9	-5,90315	0,000257	0,113325
328,2	-5,9177	0,000256	0,113136
328,5	-5,93225	0,000255	0,112946
328,8	-5,9468	0,000254	0,112757
329,1	-5,96135	0,000253	0,112569
329,4	-5,9759	0,000253	0,11238
329,7	-5,99045	0,000252	0,112192
330	-6,005	0,000251	0,112004

4.2 Προσομοίωση τούνελ με καλώδιο Leaky Feeder

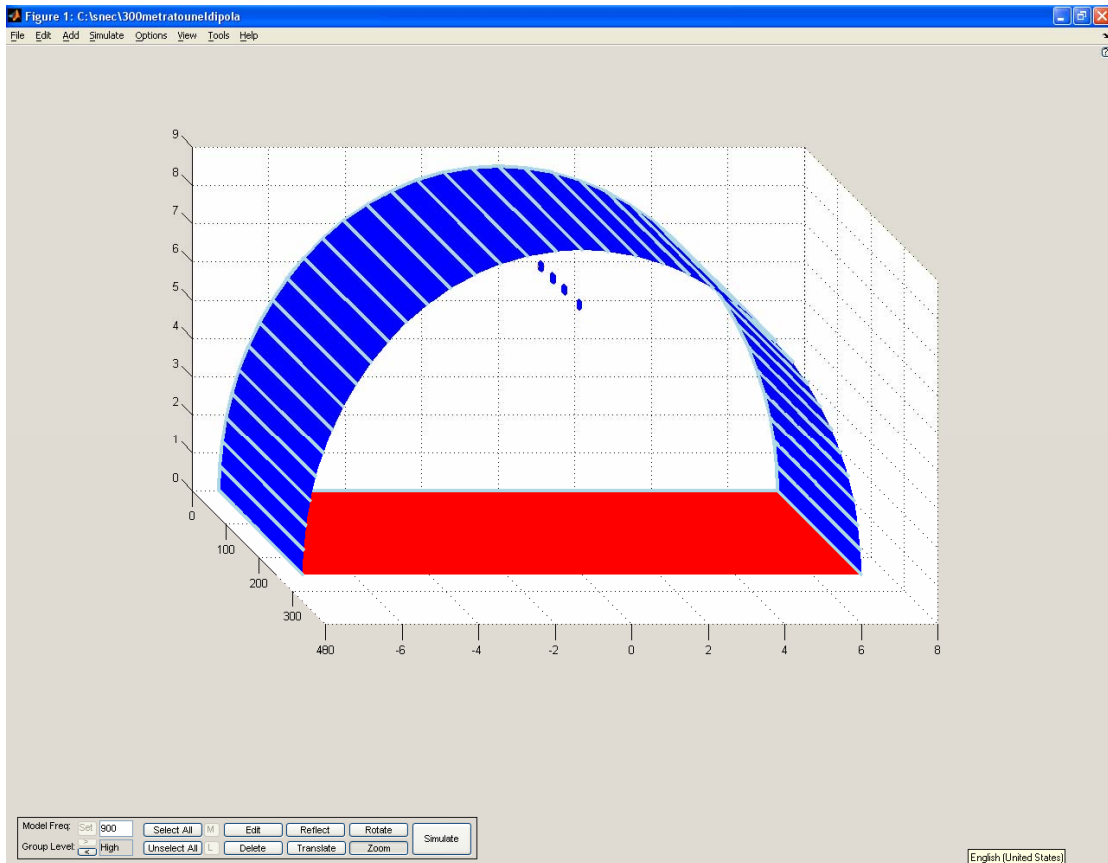
Σε αυτό το στάδιο προσομοιώνουμε το τούνελ με την ίδια διαδικασία που περιγράψαμε στο τρίτο κεφάλαιο με τη διαφορά ότι αντί για την κεραία yagi , επιλέγουμε σαν ακτινοβολητή καλώδιο leaky feeder στην οροφή του τούνελ που τοποθετείται σε ύψος 7m και στο κέντρο.

Το καλώδιο leaky feeder εκπέμπει σε μία συνεχής κεραία και σχεδιάζεται όπως στην ενότητα 4.1 με τα δίπολα στα σημεία που προείπαμε.

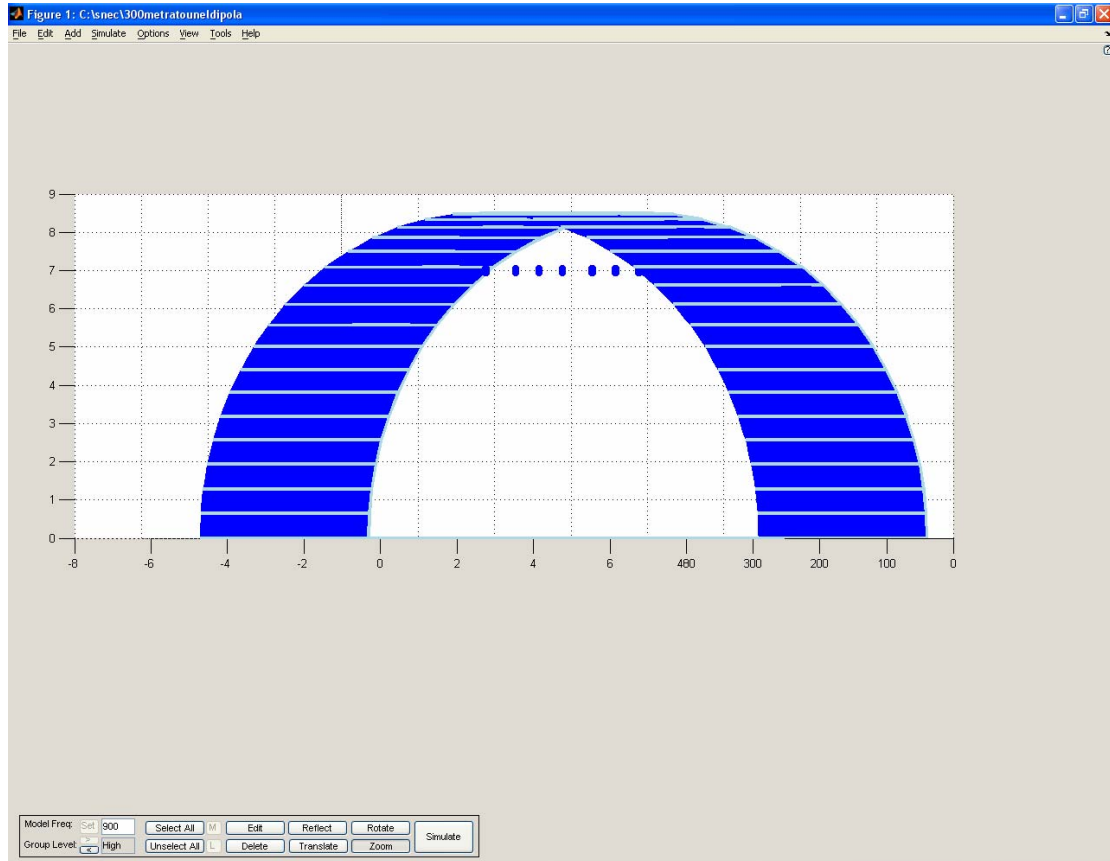
Έτσι παρακάτω έχουμε μία απεικόνιση του τούνελ των 350m με τοποθετημένο το καλώδιο στο περιβάλλον του Superpec από διάφορες όψεις.



Σχήμα (4.2.1)



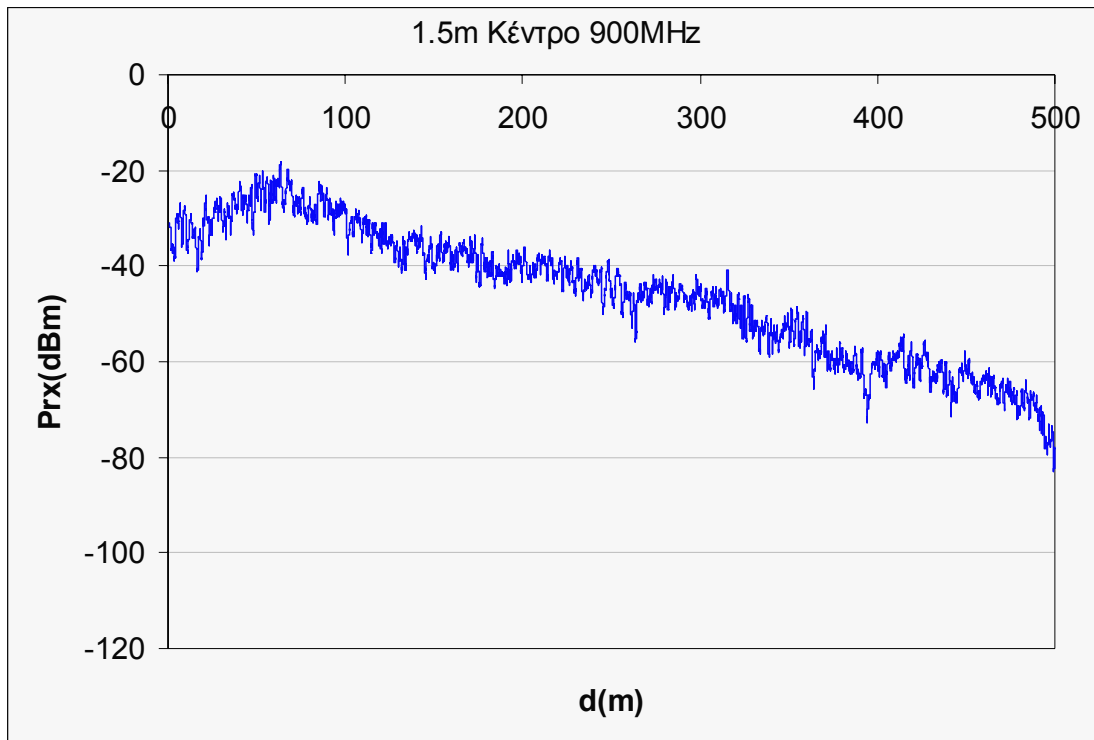
Σχήμα (4.2.2)



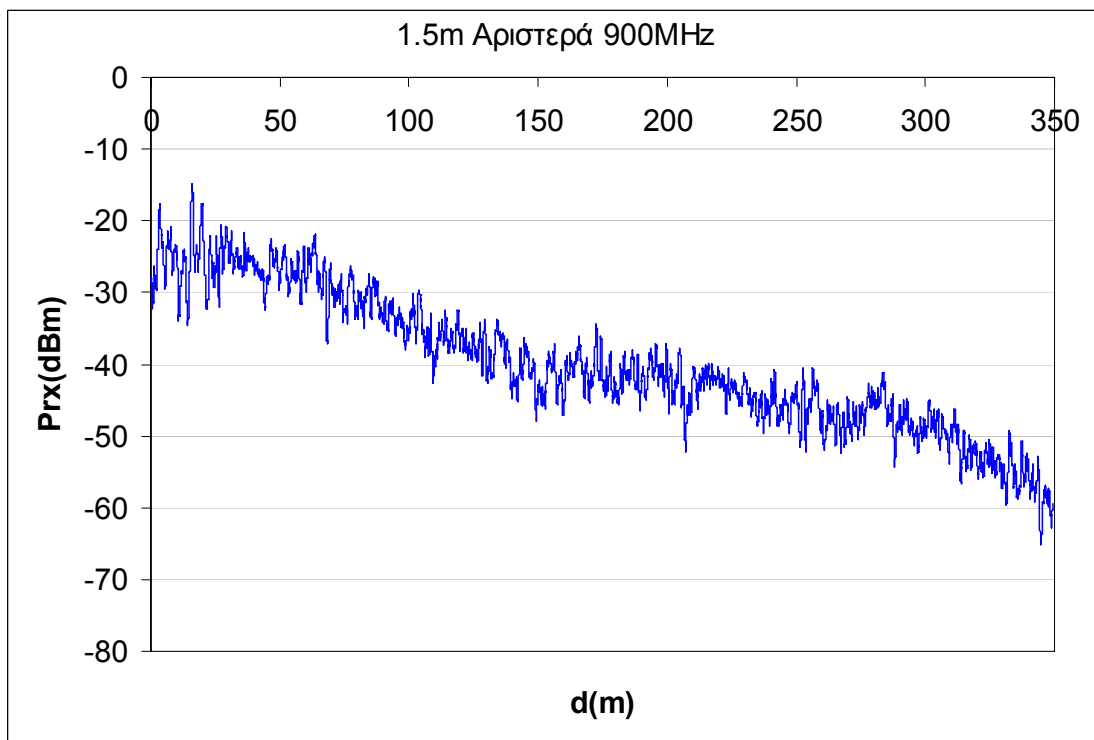
Σχήμα (4.2.3)

Ακολουθούν τα διαγράμματα ισχύος σε dBm για δύο επίπεδα, σε 1,5m από το έδαφος και σε 4m από το έδαφος. Έχουμε επιλέξει στην προσομοίωση επίσης για κάθε επίπεδο να πάρουμε τιμές για 4m αριστερά από το καλώδιο καθώς και στο κέντρο.

Στο επίπεδο του 1,5m έχουμε:

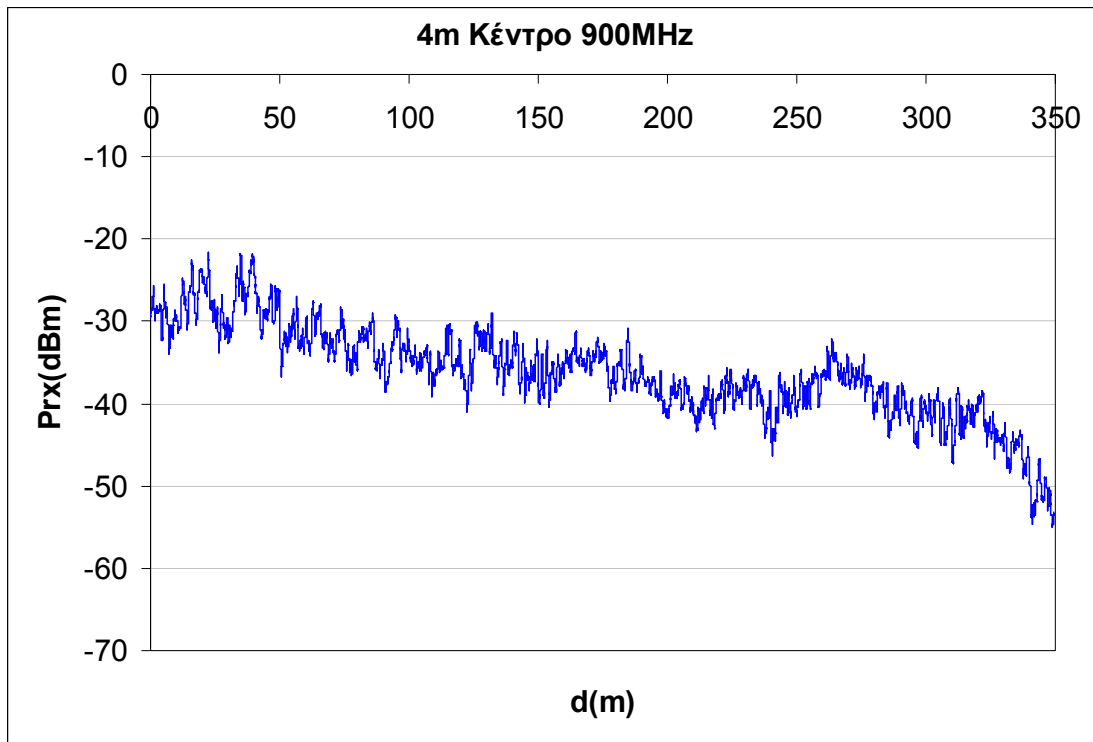


Σχήμα (4.2.3)

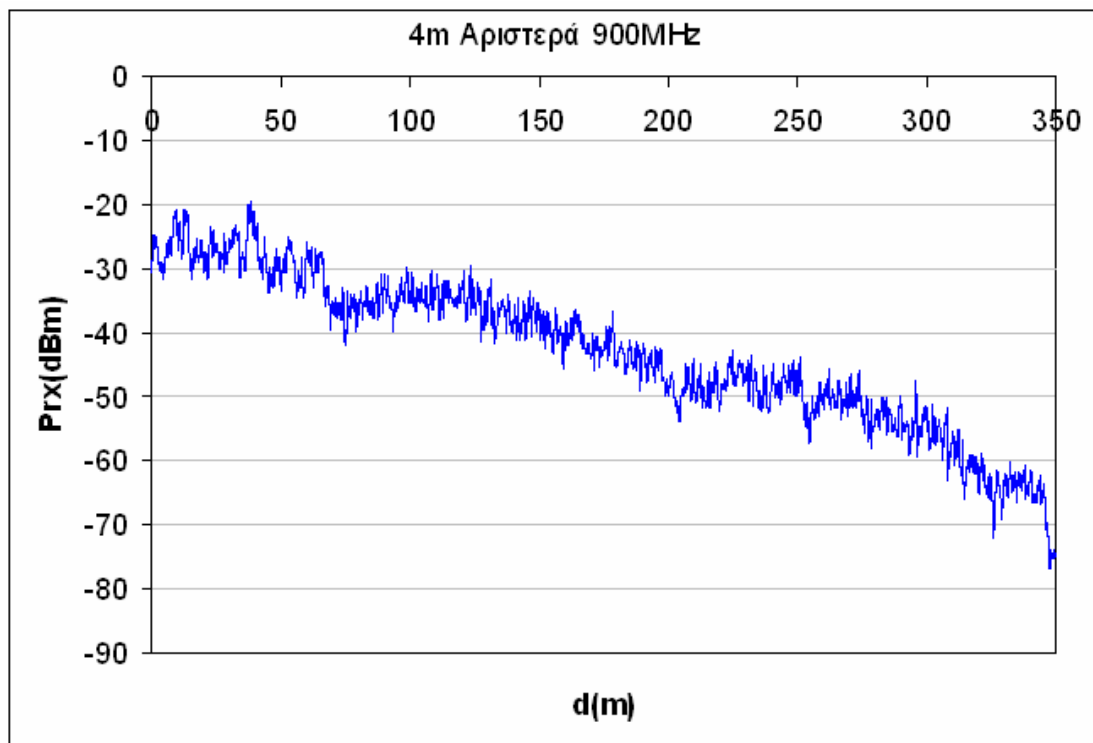


Σχήμα (4.2.4)

Ενώ τα αντίστοιχα διαγράμματα για ύψος 4m είναι:



Σχήμα (4.2.5)



Σχήμα (4.2.6)

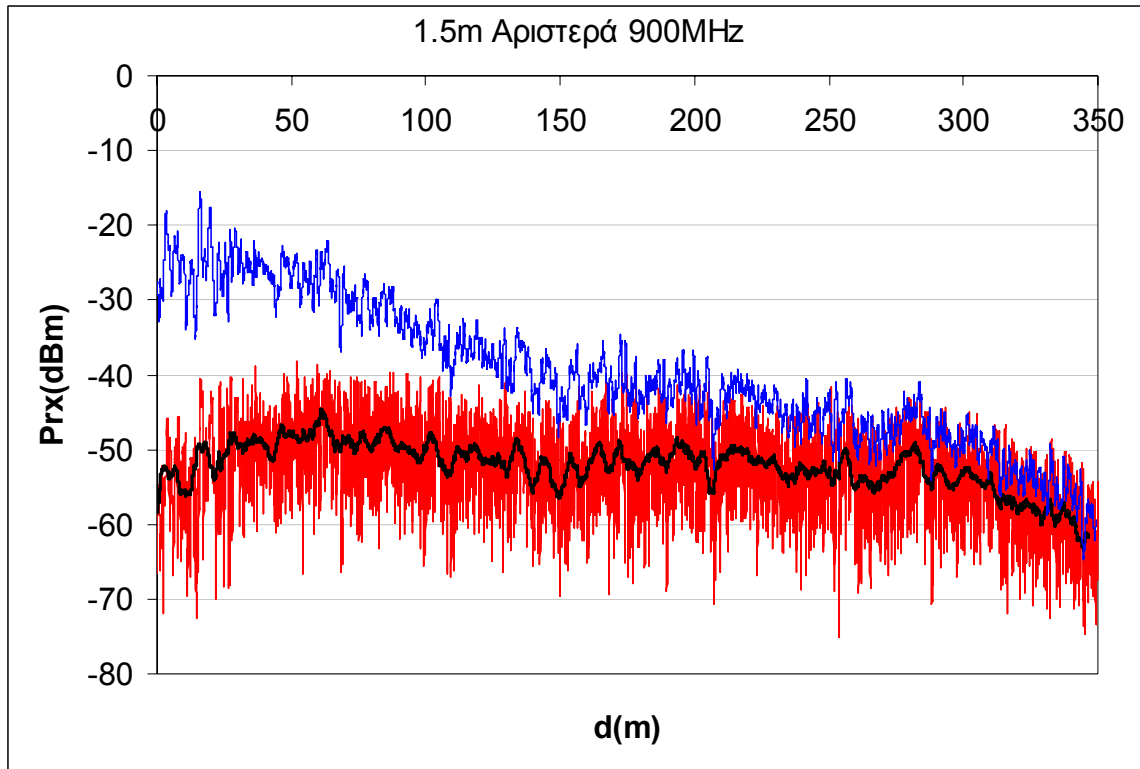
Παρατηρούμε ότι τα αντίστοιχα διαγράμματα στις ίδιες διαδρομές (στο κέντρο και αριστερά) έχουν την ίδια φθίνουσα μορφή με τη διαφορά ότι στο 1,5m είναι πιο μετατοπισμένα προς τα κάτω , γεγονός που είναι αναμενόμενο εφόσον στο 1,5 m βρισκόμαστε πιο μακριά από το καλώδιο σε σχέση με τα 4m. Επίσης αν θελήσουμε να

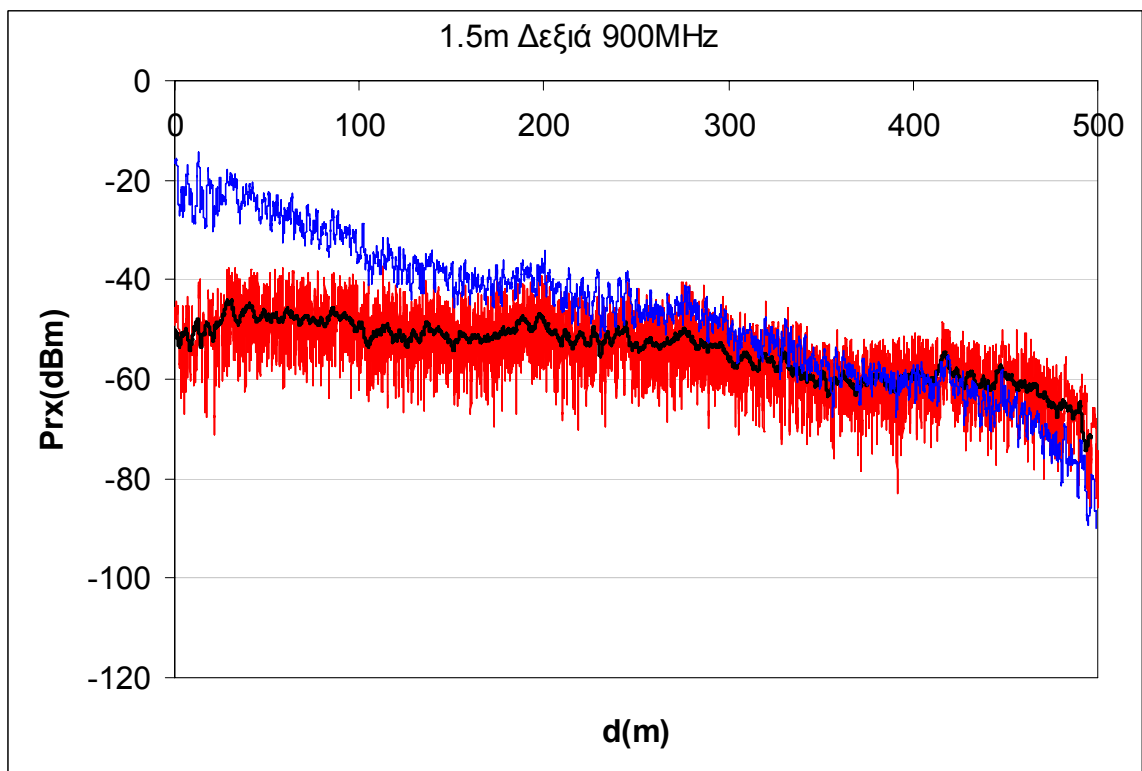
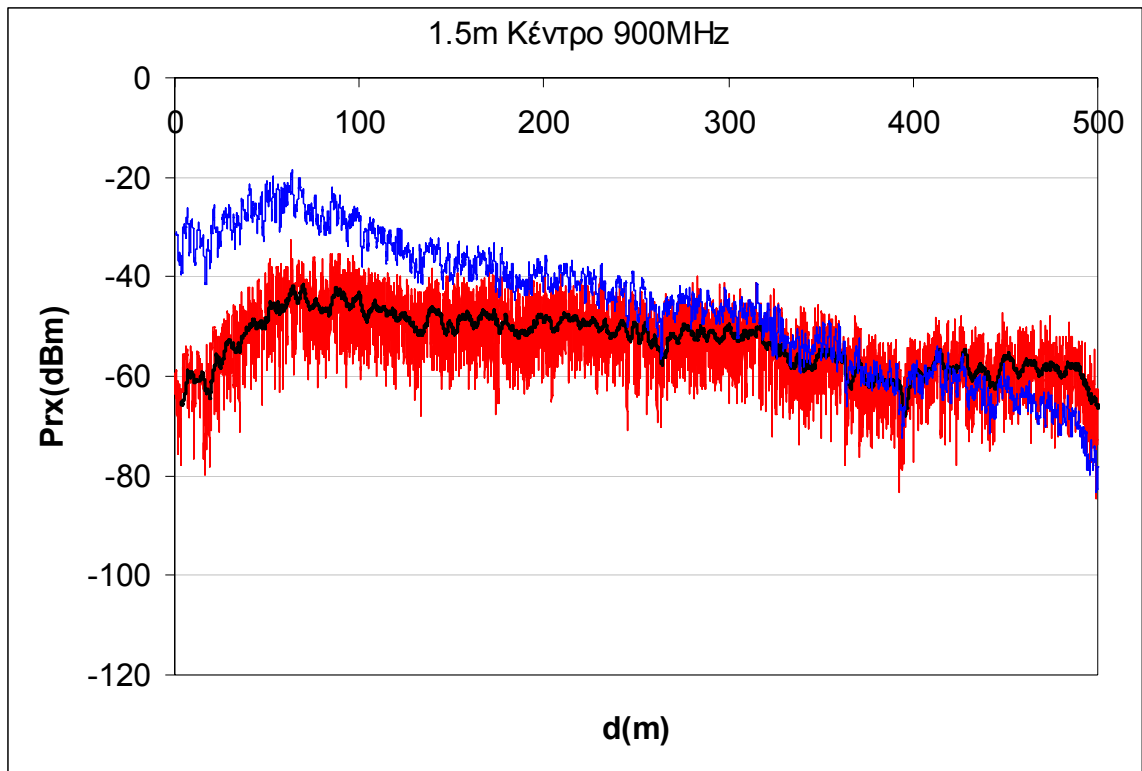
προχωρήσουμε σε περαιτέρω συμπεράσματα ως δούμε τα διαγράμματα αυτού του κεφαλαίου με αυτά του προηγούμενου κεφαλαίου για τις αντίστοιχες διαδρομές στο εσωτερικό του τούνελ. Μπορούμε να δούμε ότι η Yagi παρέχει ικανοποιητική κάλυψη στο εσωτερικό του τούνελ και έχει αντίστοιχα καλά αποτελέσματα με τα καλώδια διαρροής. Ωστόσο η απόδοσή της σε τούνελ που θα έχει μέσα πολλά (και ίσως και ψηλά) αυτοκίνητα ή άλλου είδους εμπόδια είναι επίφοβη. Αυτό άλλωστε είναι και ένα στοιχείο που ενισχύει τη χρήση των καλωδίων διαρροής.

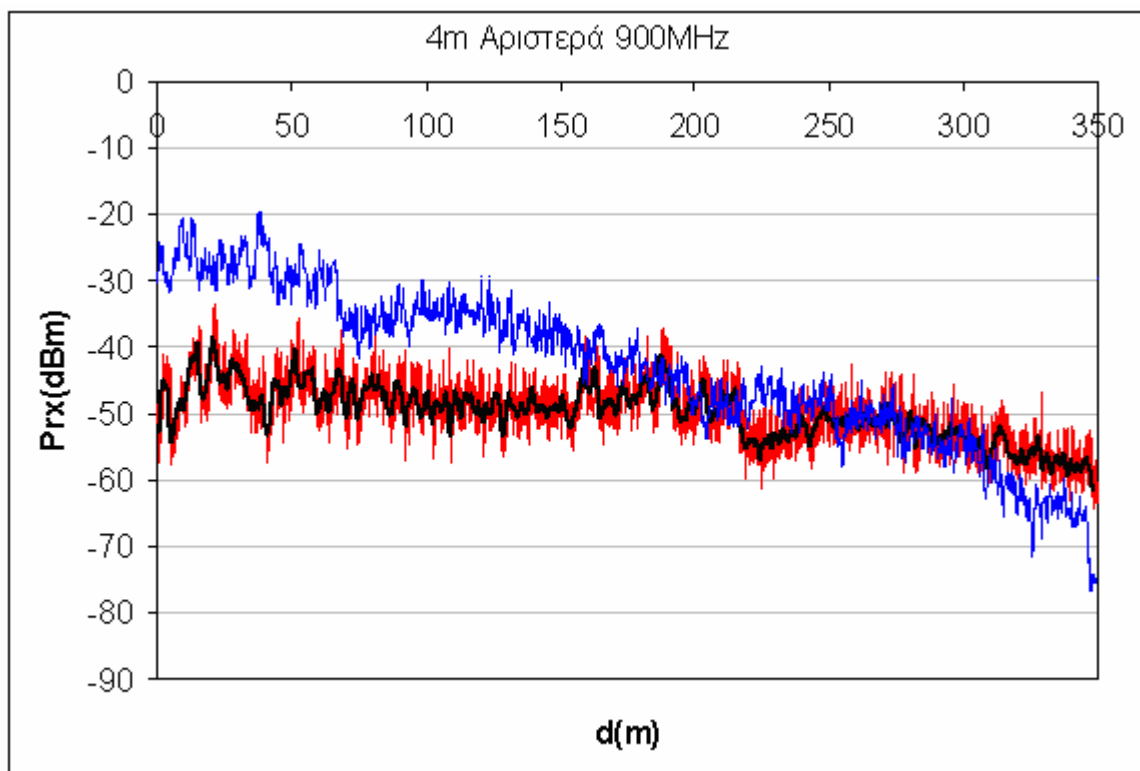
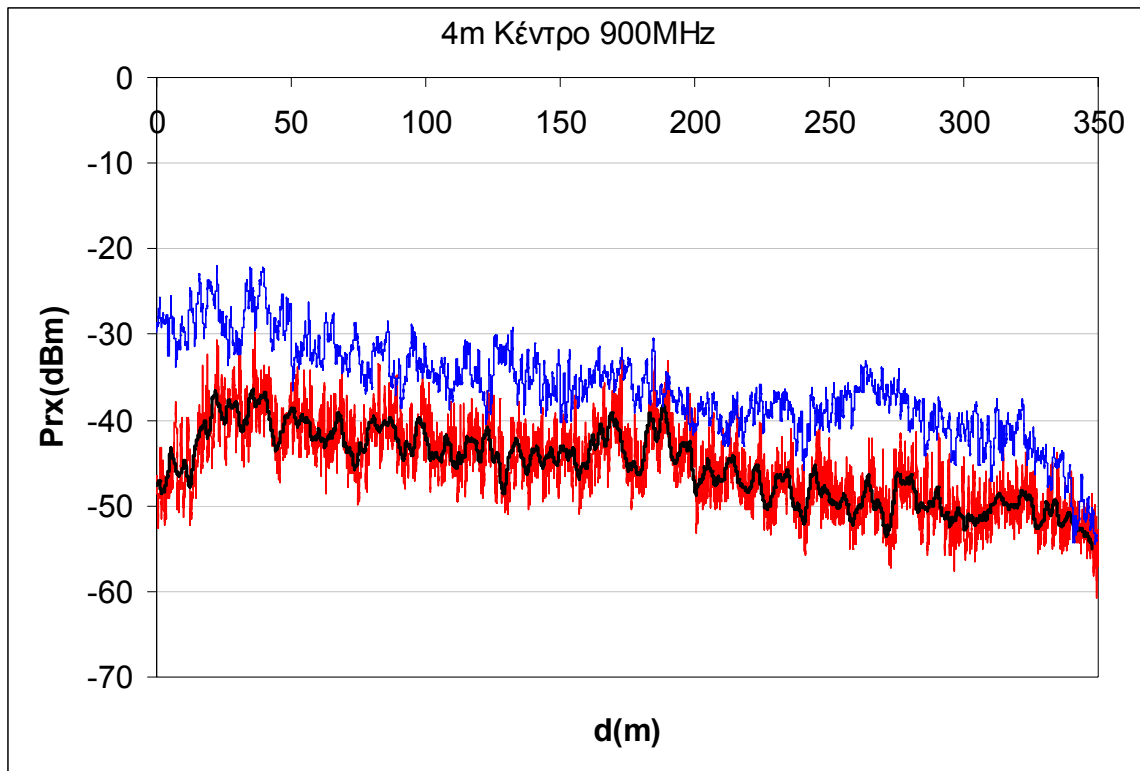
Κεφάλαιο 5 – Σύγκριση αποτελεσμάτων προσομοίωσης με τα αντίστοιχα αποτελέσματα μετρήσεων

Ως κατάληξη της παρούσας εργασίας θα παραθέσουμε ενδεικτικά διαγράμματα ώστε να δούμε αν και κατά πόσο διαφέρουν τα διαγράμματα που προέκυψαν με την προσομοίωση που υλοποιήσαμε σε σχέση με αντίστοιχα διαγράμματα που προέκυψαν από μετρήσεις

και θα προσπαθήσουμε να κάνουμε σχόλια πάνω σε αυτά τα διαγράμματα. Οι μετρήσεις που αναφέρουμε έγιναν σε πραγματικό τούνελ παρόμοιων διαστάσεων με αυτό που σχεδιάσαμε στα πλαίσια της προσομοίωσης. Έτσι για κάποιες διαδρομές τα κοινά διαγράμματα της προσομοίωσης και των μετρήσεων είναι αυτά που ακολουθούν (με μπλε χρώμα είναι τα διαγράμματα που προέκυψαν από την προσομοίωση και με κόκκινο αυτά των μετρήσεων):







Στα παραπάνω διαγράμματα παρατηρούμε ότι οι γραφικές της προσομοίωσης σε γενικές γραμμές έχουν μορφή ίδια με αυτές των μετρήσεων. Υπάρχουν μικρές διαφορές όσον αφορά την κλίση τους. Οι διαφορές αυτές είναι πολύ πιθανό να οφείλονται σε παράγοντες του περιβάλλοντος τους οποίους δε λαμβάνει υπόψιν του το

Supernec. Επίσης μπορεί στο τέλος του τούνελ να μην πετύχαμε το σωστό αριθμό των διπόλων, καθώς δεν ξέραμε ούτε πότε είναι οι πρώτες τρύπες στο καλώδιο διαρροής ούτε ακριβώς τα χαρακτηριστικά του (αναλογία μήκους με και χωρίς τρύπες).

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Η τεχνολογία των καλωδίων διαρροής προτείνει μια πολύ ενδιαφέρουσα λύση στην ραδιοκάλυψη εσωτερικών χώρων. Έτσι η κάλυψη εσωτερικών χώρων με καλώδια leaky feeder θα πρέπει στο μέλλον να μελετηθεί περαιτέρω για διάφορους τύπους καλωδίων και σίγουρα τα αποτελέσματα θα είναι ελπιδοφόρα και πολύ ενδιαφέροντα.