



Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
Πολυτεχνική Σχολή
Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών
Τομέας Τηλεπικοινωνιών

Υπολογισμός του συντελεστή ανάκλασης κεραίας με χρήση της FDTD και ανάλυση και βελτιστοποίηση ελλειπτικής κεραίας μικροταινίας

Διπλωματική εργασία του Κυριάκου Χατζημιχαήλ και
του Μάριου Λαγού

Οκτώβριος 2020

Επιβλέπων καθηγητής: Αντωνόπουλος Χρήστος

Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία, αρχικά, μελετώνται συνοπτικά τα μεταϊλικά και κάποιες γεωμετρίες διακένων ζώνης καθώς και η επίδραση τους στην αποδοτικότητα μιας κεραίας. Στη συνέχεια αναπτύσσεται κώδικας σε Matlab για τον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης κεραίας με τη μέθοδο FDTD. Πραγματοποιείται εξακρίβωση του κώδικα σε δύο κεραίες της βιβλιογραφίας. Τέλος, μελετάται η ελλειπτική κεραία μικροταινίας και βελτιστοποιείται μέσω του προγράμματος CST.

Abstract

This thesis presents, first of all, a brief study on the metamaterials and some electromagnetic bandgaps as well as their effect on the efficiency of an antenna. Moreover, code in Matlab is developed for the calculation of return loss of an antenna using FDTD. Two known antennas from bibliography are used for benchmarking. Finally, the elliptical microstrip patch antenna is studied and optimized using CST.

Ευχαριστίες

Με την περάτωση της παρούσας διπλωματικής εργασίας θα θέλαμε να εκφράσουμε τις ευχαριστίες μας στον κ. Χρήστο Αντωνόπουλο, καθηγητή του τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Αριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης, για την καθοδήγηση του καθ' όλη τη διάρκεια της εργασίας.

Επίσης, θέλουμε να ευχαριστήσουμε τις οικογένειες μας και τους φίλους μας για τη συνεχή υποστήριξη τους όλα αυτά τα χρόνια.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	6
1.1	Γενικά	6
1.2	Μεταϋλικά	6
1.3	Γεωμετρίες διακένου ζώνης	9
2	Χρήση της FDTD για υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης κεραίας	12
2.1	Η FDTD	12
2.2	Υλοποίηση του κώδικα	14
2.3	Έλεγχος PML	17
2.4	Υπολογισμός S11	20
2.5	Αποτελέσματα	20
3	Ανάλυση και βελτιστοποίηση της ελλειπτικής κεραίας μικροταινίας	27
3.1	Η ελλειπτική κεραία	27
3.2	Μοντελοποίηση της κεραίας	28
3.3	Επίτευξη διπλού συντονισμού	30
3.4	Βελτιστοποίηση της κεραίας	31
3.5	Επίδραση του πάχους υποστρώματος στα χαρακτηριστικά της κεραίας	36

4	Συμπεράσματα	39
A'	Εξισώσεις ενημέρωσης της FDTD	42

1 Εισαγωγή

1.1 Γενικά

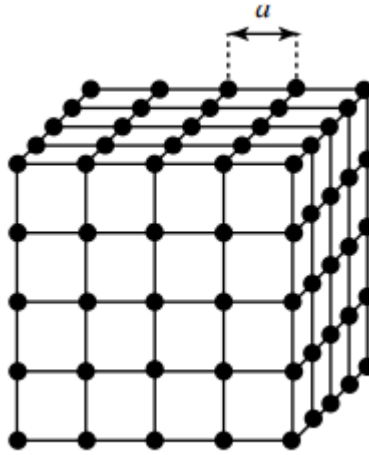
Τα τελευταία χρόνια η συνεχώς αυξανόμενη ανάγκη για καλύτερη ποιότητα επικοινωνίας έχει φέρει ραγδαίες εξελίξεις στον χώρο των τηλεπικοινωνιών. Οι απαιτήσεις αυτές, εκτός από τη βελτίωση της αποδοτικότητας και του εύρους ζώνης των συστημάτων, έχουν θέσει πλέον και σημαντικό περιορισμό στο μέγεθος αυτών. Για το λόγο αυτό ο επιστημονικός κόσμος έχει στραφεί σε νέα υλικά και δομές όπως για παράδειγμα τα μεταϋλικά (metamaterials) και οι γεωμετρικές διακένων ζώνης (electromagnetic bandgaps), για τα οποία θα γίνει εκτενέστερη αναφορά στη συνέχεια.

Παράλληλα με την τεχνολογική ανάπτυξη των υλικών έρχεται και η τεχνολογική ανάπτυξη των υπολογιστών και των αριθμητικών υπολογιστικών τεχνικών. Χάριν, κυρίως, στην αύξηση της διαθέσιμης υπολογιστικής ισχύος έχουν αναπτυχθεί διάφορες υπολογιστικές μέθοδοι όπως η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών (FDTD), των πεπερασμένων στοιχείων (FEM) και η μέθοδος των ροπών (MoM). Όλες οι παραπάνω έχουν αποδειχθεί ιδιαίτερα αξιόπιστες για την επίλυση ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων.

1.2 Μεταϋλικά

Σύμφωνα με τους Solymar και Shamounina [1], τα μεταϋλικά είναι «κατασκευασμένα σύνθετα υλικά που επιδεικνύουν ανώτερες ιδιότητες οι οποίες δεν παρατηρούνται στη φύση και στα συνηθισμένα υλικά». Είναι επίσης τα υλικά που οι ηλεκτρομαγνητικές τους ιδιότητες, που περιγράφονται από την ηλεκτρική και μαγνητική διαπερατότητα, μπορούν να ελεγχθούν από τον άνθρωπο.

Τα συνηθισμένα υλικά αποτελούνται από άτομα και μόρια τα οποία είναι τοποθετημένα με έναν συγκεκριμένο τρόπο. Ας υποθέσουμε, χωρίς βλάβη της γενικότητας, ότι σχηματίζουν ένα κυβικό πλέγμα και τα στοιχεία μεταξύ τους έχουν ακτίνα a , όπως φαίνεται στο σχήμα 1. Όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσπίπτει πάνω στο υλικό, υπάρχουν δύο περιπτώσεις: το μήκος κύματος να είναι συγκρίσιμο με την απόσταση a ή το μήκος κύματος να είναι πολύ



Σχήμα 1: Κυβικό Πλέγμα

μικρότερο της απόστασης a . Σε περίπτωση που αντί για άτομα ή μόρια έχουμε μακροσκοπικά στοιχεία φτιαγμένα από τον άνθρωπο (για παράδειγμα περιοδική παράταξη μεταλλικών στοιχείων συντονισμού) και η απόστασή τους είναι πολύ μικρότερη του μήκους κύματος, τότε μιλάμε για μεταύλικά.

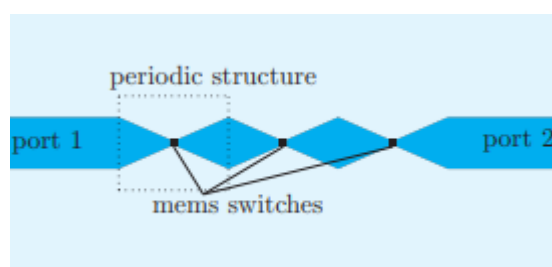
Η σημαντικότερη ίσως ιδιότητα των υλικών αυτών, μέσω του ελέγχου που μπορεί να έχει ο άνθρωπος σε αυτά, είναι ότι μπορεί να επιτευχθεί ταυτόχρονα αρνητική διηλεκτρική σταθερά και μαγνητική διαπερατότητα. Αυτό οδηγεί σε μέσο με αρνητικό δείκτη και άρα αρνητική διάθλαση. Ένα από τα φαινόμενα που παρατηρούνται υπό αυτές τις συνθήκες είναι η οπισθο-κατευθυντική διάδοση, κατά την οποία το κυματικό διάνυσμα και το διάνυσμα του Poynting είναι αντίρροπα.

Τα τελευταία χρόνια η χρήση των μεταύλικών στις τηλεπικοινωνίες (και όχι μόνο) αυξάνεται συνεχώς. Χρησιμοποιούνται σε περιοδικές διατάξεις κυρίως είτε ως μικροκυματικά φίλτρα, είτε στις κεραίες για την αύξηση της αποδοτικότητάς τους, καθώς έχει αποδειχθεί ότι βοηθάνε στη περιστολή της ακτινοβολίας στη διεύθυνση περιοδικότητάς τους, κάτι το οποίο βοηθάει στην καλύτερη λειτουργία της κεραίας [1],[2].

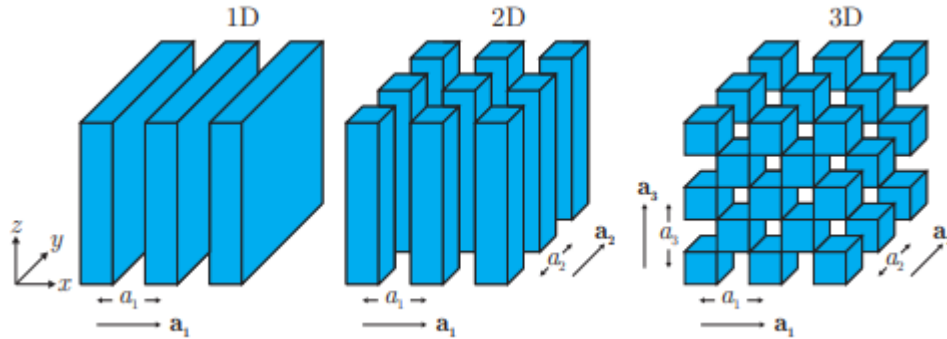
Στα σχήματα 2 και 3 φαίνονται κάποιες χαρακτηριστικές γεωμετρίες μεταύλικών.



Σχήμα 2: Το μοναδιαίο κελί ενός συντονιστή διακεκομμένου δακτυλίου (Split-Ring Resonator).



Σχήμα 3: Μικροκυματικό φίλτρο με χρήση μεταλλικών, όπως παρουσιάστηκε στην εργασία [2].



Σχήμα 4: Γεωμετρίες διακένου ζώνης στις τρεις διαστάσεις και οι σταθερές πλέγματος τους.

1.3 Γεωμετρίες διακένου ζώνης

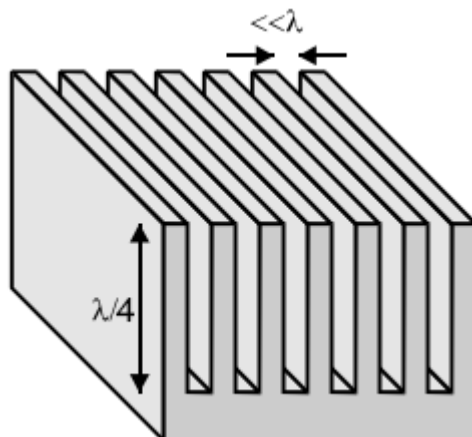
Οι γεωμετρίες διακένου ζώνης αποτελούν μια από τις σημαντικότερες κατηγορίες των μικροχυματικών διατάξεων. Όπως και τα μεταϊλικά, είναι και αυτές περιοδικές διατάξεις στο χώρο, γεγονός το οποίο τις καθιστά επιλεκτικές ως προς τη συχνότητα αποτρέποντας τη διάδοση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε συγκεκριμένες συχνότητες. Από το γεγονός αυτό προκύπτει και η ονομασία τους.

Η γεωμετρία διακένου ζώνης με περιοδικότητα σε 2 διαστάσεις (2D-EBG) είναι αυτή που επικράτησε περισσότερο, όμως γεωμετρίες σε 1 (1D-EBG) και 3 διαστάσεις (3D-EBG) επίσης χρησιμοποιούνται. Η απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών μοναδιαίων κελιών κατά μήκος της διεύθυνσης περιοδικότητας ονομάζεται σταθερά πλέγματος. Στο σχήμα 4 φαίνονται κάποιες δομές διακένου ζώνης και στις τρεις διαστάσεις και οι σταθερές πλέγματος τους.

Η χρήση των γεωμετριών αυτών στις τηλεπικοινωνίες αποκτά όλο και μεγαλύτερο έδαφος. Χρησιμοποιούνται κυρίως ως επίπεδο γείωσης (ground plane) σε κεραίες. Η λογική τους βασίζεται στο γεγονός ότι, ενώ το μέταλλο επιτρέπει τη διάδοση των επιφανειακών κυμάτων σε μια μεγάλη ζώνη συχνοτήτων, η ύπαρξη των κάθετων «εμποδίων» ή «ανωμαλιών» οδηγεί το κύμα σε σκέδαση, αποτρέποντας τελικά τη διάδοση του σε ορισμένες ζώνες συχνοτήτων [3].



Σχήμα 5: «Ανώμαλη» επιφάνεια

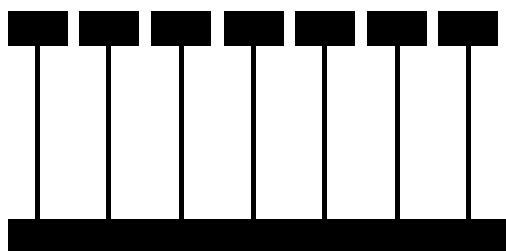


Σχήμα 6: Κυματοειδής Επιφάνεια

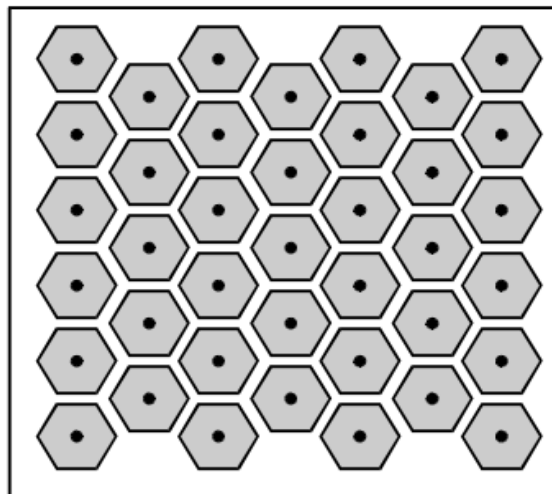
Χαρακτηριστικές επιφάνειες τέτοιων γεωμετριών είναι οι λεγόμενες «ανώμαλες» επιφάνειες (bumpy surfaces) και οι κυματοειδείς επιφάνειες (corrugated surfaces), όπως φαίνονται στα σχήματα 5 και 6.

Ακόμα μια σημαντική οικογένεια επιφανειών στην κατασκευή των κεραιών είναι οι επιφάνειες υψηλής επιφανειακής αντίστασης (high-impedance surfaces). Στο όριο όπου η σταθερά πλέγματος της περιοδικής δομής είναι πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος, η δομή μπορεί να περιγραφεί χρησιμοποιώντας την θεωρία ενεργού μέσου (effective medium model) και οι ιδιότητες της συγκεντρώνονται σε μία παράμετρο, την αντίσταση επιφανείας (ο λόγος της εφαπτομενικής συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου προς την εφαπτομενική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια). Μια λεία επιφάνεια έχει χαμηλή αντίσταση επιφανείας, ενώ με κατάλληλη διαμόρφωση των «ανωμαλιών» ή των κυματώσεων της μπορεί να πάρει πολύ υψηλή τιμή στην περιοχή της συχνότητας συντονισμού. Έχει αποδειχθεί, [2],[3], ότι η υψηλή επιφανειακή αντίσταση προσφέρει σημαντικές ιδιότητες, όπως η καταστολή των επιφανεια-

κών κυμάτων και η συμφασική, ολική ανάκλαση προσπίπτουσας ακτινοβολίας (in-phase full reflection of incident plane waves). Στο σχήμα 7 φαίνεται μια τυπική δομή επιφάνειας υψηλής αντίστασης, γνωστή και ως δομή τύπου-μανιταριού (mushroom-like EBG).



(α') Τομή



(β') Κάτοψη

Σχήμα 7: Διάταξη επιφάνειας υψηλής αντίστασης σε (α') τομή και (β') κάτοψη.

2 Χρήση της FDTD για υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης κεραίας

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται μια εισαγωγή στη μέθοδο FDTD και παρουσιάζεται η ανάπτυξη κώδικα για τον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης κεραίας. Στη συνέχεια, πραγματοποιείται εξακρίβωση της ορθότητας του κώδικα με δύο γνωστές κεραίες της βιβλιογραφίας. Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε σε Matlab.

2.1 Η FDTD

Όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως, η συνεχώς αυξανόμενη υπολογιστική ισχύς έχει φέρει στο προσκήνιο μεθόδους οι οποίες χρησιμοποιούνται για την επίλυση ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων. Μία από αυτές είναι και η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών (Finite Difference Time Domain-FDTD). Σημαντικά πλεονεκτήματά της είναι η σχετικά εύκολη κατανόηση και υλοποίησή της και η ευελιξία της σε πολύπλοκες δομές. Η μέθοδος παρουσιάστηκε για πρώτη φορά το 1966 από τον Yee.

Η βασική λογική της FDTD βασίζεται στην επίλυση των εξισώσεων του Maxwell μέσω της διακριτοποίησης τους στο χώρο και στο χρόνο χρησιμοποιώντας προσεγγίσεις πεπερασμένων διαφορών. Η προσέγγιση πεπερασμένων διαφορών στην παράγωγο μια συνάρτησης δίνεται από την παρακάτω σχέση:

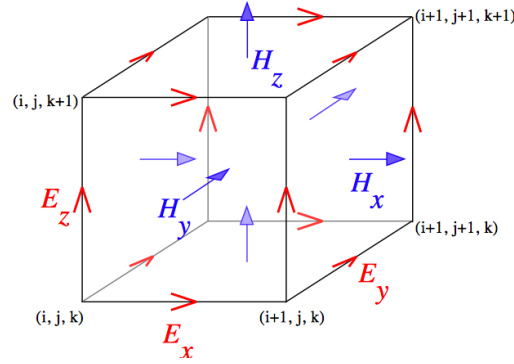
$$\frac{df(x_0)}{dx} = f'(x_0) \cong \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} \quad (1)$$

Θεωρούμε, στη συνέχεια, τις δύο εξισώσεις στροφής (curl equations) του Maxwell:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \nabla \times \vec{H} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0 \mu_r} \nabla \times \vec{E} \quad (3)$$

Οι εξισώσεις 2 και 3 στην πραγματικότητα «κρύβουν» τρεις εξισώσεις η κάθε μία στο καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων. Για την επίλυση τους με χρήση των πεπερασμένων διαφορών είναι αναγκαία η τοποθέτηση των συνιστωσών του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στο χώρο αλλά και στον χρόνο, αφού πρώτα χωριστεί ο υπολογιστικός χώρος σε κελιά σταθερού μεγέθους και στις τρεις διαστάσεις. Αυτό το έκανε ο Yee δημιουργώντας το λεγόμενο κύβο του Yee (Yee's cube), όπως φαίνεται στο σχήμα 8.



Σχήμα 8: Ο κύβος του Yee.

Τοποθέτησε τις συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου στο κέντρο των ακμών του κύβου και τις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου στο κέντρο των πλευρών. Όσον αφορά τη διακριτοποίηση στο χρόνο, το ηλεκτρικό πεδίο τοποθετείται σε αχέραιες χρονικές στιγμές ενώ το μαγνητικό σε ημι-αχέραιες.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, και αντικαθιστώντας την εξίσωση 1 στις εξισώσεις 2 και 3, προκύπτουν οι διακριτοποιημένες εξισώσεις που χρησιμοποιούνται για την υλοποίηση της FDTD στον υπολογιστή. Για συντομία δίνεται μόνο η μία από τις έξι (εξίσωση 4). Με ανάλογο τρόπο προκύπτουν και οι υπόλοιπες.

$$\begin{aligned}
& \frac{E_x^{n+1}(p+1/2, q, r) - E_x^n(p+1/2, q, r)}{\Delta t} = \\
& \frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \left[\frac{H_z^{n+1/2}(p+1/2, q+1/2, r) - H_z^{n+1/2}(p+1/2, q-1/2, r)}{\Delta y} \right] \\
& - \frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \left[\frac{H_y^{n+1/2}(p+1/2, q, r+1/2) - H_y^{n+1/2}(p+1/2, q, r-1/2)}{\Delta z} \right] \quad (4)
\end{aligned}$$

, όπου τα p, q και r αναπαριστούν τις συντεταγμένες του χώρου, κατά αντιστοιχεί με τις x, y, z και το n την χρονική στιγμή που βρισκόμαστε. Λύνοντας ως προς $E_x^{n+1}(p+1/2, q, r)$ προκύπτει η εξίσωση από την οποία, μέσω επαναληπτικής διαδικασίας μπορούμε να υπολογίζουμε την συνιστώσα E_x συναρτήσει της E_x σε προηγούμενη χρονική στιγμή και των H_z και H_y στην ίδια χρονική στιγμή αλλά σε διπλανές θέσεις. Ανάλογη διαδικασία ακολουθείται και για τις άλλες συνιστώσες. Ταυτόχρονα ενημερώνονται και οι συνιστώσες της διηλεκτρικής μετατόπισης και της μαγνητικής επαγωγής μέσω των εξισώσεων:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (6)$$

2.2 Υλοποίηση του κώδικα

Για την υλοποίηση του κώδικα ακολουθήθηκε η διαδικασία που ακολουθείται στο [6]. Ως απορροφητική συνθήκη τερματισμού (Absorbing Boundary Condition) του υπολογιστικού χώρου χρησιμοποιήθηκε ομοιόμορφο τέλεια προσαρμοσμένο επίπεδο (Uniaxial Perfectly Matched Layer-UPML), το οποίο απορροφά όλα τα κύματα που προσπίπτουν ανεξαρτήτου πόλωσης, γωνίας πρόσπτωσης ή συχνότητας. Ένα από τα πλεονεκτήματά του είναι ότι μειώνει τον υπολογιστικό χώρο καθώς δεν απαιτούνται πολλά κελιά για την αποτελεσματική απορρόφηση των κυμάτων με όσο το δυνατόν λιγότερες ανακλάσεις. Για την ακρίβεια χρησιμοποιήθηκαν 19 κελιά σε κάθε διάσταση.

Αρχικά, όλος ο υπολογιστικός χώρος θεωρείται μη ισοτροπικός, κάτι το οποίο εισάγεται στις εξισώσεις του Maxwell, οι οποίες δίνονται παρακάτω στο πεδίο της συχνότητας:

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon\bar{\bar{s}}\vec{E} \quad (7)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\bar{\bar{s}}\vec{H} \quad (8)$$

, όπου $\bar{\bar{s}}$ είναι ένας διαγώνιος τανυστής ο οποίος δίνεται από:

$$\bar{\bar{s}} = \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{bmatrix} \quad (9)$$

Στην 9, s_x, s_y και s_z είναι οι σχετικές μιγαδικές διηλεκτρικές σταθερές κατά τους άξονες x,y και z αντίστοιχα και μπορούν να γραφούν ως:

$$\begin{aligned} s_x &= \kappa_x + \frac{\sigma_x}{j\omega\epsilon} \\ s_y &= \kappa_y + \frac{\sigma_y}{j\omega\epsilon} \\ s_z &= \kappa_z + \frac{\sigma_z}{j\omega\epsilon} \end{aligned} \quad (10)$$

Επιπλέον, η σχέση των συνιστωσών της διηλεκτρικής μετατόπισης και του ηλεκτρικού πεδίου πλέον δίνονται από τις:

$$\begin{aligned} \bar{D}_x &= \epsilon \frac{s_z}{s_x} \bar{E}_x \\ \bar{D}_y &= \epsilon \frac{s_x}{s_y} \bar{E}_y \\ \bar{D}_z &= \epsilon \frac{s_y}{s_z} \bar{E}_z \end{aligned} \quad (11)$$

Αντικαθιστώντας τις 9,10 και 11 στην 7 και χρησιμοποιώντας τον μετασχηματισμό $j\omega \rightarrow \frac{\partial}{\partial t}$ προκύπτει:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{bmatrix} = \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \kappa_y & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_z & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} + \frac{1}{\varepsilon} \begin{bmatrix} \sigma_y & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_z & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} \quad (12)$$

Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία και για την εξίσωση 8 προκύπτει αντίστοιχα:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{bmatrix} = -\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \kappa_y & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_z & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} - \frac{1}{\varepsilon} \begin{bmatrix} \sigma_y & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_z & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \quad (13)$$

Επιστρέφοντας πάλι στις εξισώσεις 11 και μεταφέροντάς τις και αυτές στο πεδίο του χρόνου πολλαπλασιάζοντας και τα δύο μέλη με $j\omega$ και εφαρμόζοντας τον μετασχηματισμό $j\omega \rightarrow \frac{\partial}{\partial t}$, έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\kappa_x D_x) + \frac{\sigma_x}{\varepsilon} D_x &= \varepsilon \left[\frac{\partial}{\partial t}(\kappa_z E_x) + \frac{\sigma_z}{\varepsilon} E_x \right] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\kappa_y D_y) + \frac{\sigma_y}{\varepsilon} D_y &= \varepsilon \left[\frac{\partial}{\partial t}(\kappa_x E_y) + \frac{\sigma_x}{\varepsilon} E_y \right] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\kappa_z D_z) + \frac{\sigma_z}{\varepsilon} D_z &= \varepsilon \left[\frac{\partial}{\partial t}(\kappa_y E_z) + \frac{\sigma_y}{\varepsilon} E_z \right] \end{aligned} \quad (14)$$

Αντίστοιχα, οι εξισώσεις για το μαγνητικό πεδίο και τη μαγνητική επαγωγή προκύπτουν:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\kappa_x B_x) + \frac{\sigma_x}{\varepsilon} B_x &= \mu \left[\frac{\partial}{\partial t}(\kappa_z H_x) + \frac{\sigma_z}{\varepsilon} H_x \right] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\kappa_y B_y) + \frac{\sigma_y}{\varepsilon} B_y &= \mu \left[\frac{\partial}{\partial t}(\kappa_x H_y) + \frac{\sigma_x}{\varepsilon} H_y \right] \\ \frac{\partial}{\partial t}(\kappa_z B_z) + \frac{\sigma_z}{\varepsilon} B_z &= \mu \left[\frac{\partial}{\partial t}(\kappa_y H_z) + \frac{\sigma_y}{\varepsilon} H_z \right] \end{aligned} \quad (15)$$

Έτσι λοιπόν, διακριτοποιώντας το χώρο και το χρόνο με τον τρόπο που αναλύθηκε στο 2.1 προκύπτουν οι εξισώσεις με τις οποίες ενημερώνονται οι συνιστώσες των πεδίων σε κάθε επανάληψη της FDTD. Συγκεκριμένα, οι εξισώσεις 12 και 13 ενημερώνουν την διηλεκτρική μετατόπιση και τη μαγνητική

επαγωγή αντίστοιχα, ενώ οι εξισώσεις 14 και 15 το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο. Αναλυτικά οι εξισώσεις δίνονται στο Παράρτημα Α' μαζί με τους συντελεστές που προκύπτουν. Στις εξισώσεις οι δείκτες i, j, k αναπαριστούν τον φυσικό χώρο με βάση την παρακάτω σχέση:

$$(i, j, k) \rightarrow (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$$

,όπου $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ είναι η διάσταση του κελιού του Yee στους τρεις άξονες. Ο δείκτης n αναπαριστά τον πραγματικό χρόνο $n\Delta t$, όπου Δt είναι το μέγεθος του χρονικού κελιού.

Για τη διαμόρφωση του υπολογιστικού χώρου είναι απαραίτητο οι μεταβλητές $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \kappa_x, \kappa_y, \kappa_z$ να πάρουν τις κατάλληλες τιμές σε κάθε σημείο του χώρου. Στον ελεύθερο χώρο οι $\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z$ παίρνουν ως τιμή τη μονάδα ενώ οι $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ παίρνουν την αγωγιμότητα του υλικού σε εκείνο το σημείο. Στην περιοχή του UPML οι μεταβλητές παίρνουν τιμές ανάλογα τον άξονα στον οποίο βρίσκεται η «πλάκα» (slab) του UPML. Συγκεκριμένα, στο κομμάτι που βρίσκεται στη διεύθυνση του άξονα x οι μεταβλητές παίρνουν τις εξής τιμές: $\sigma_y = \sigma_z = 0, \kappa_y = \kappa_z = 1, \sigma_x = \sigma_x(u), \kappa_x = \kappa_x(u)$. Αντίστοιχα για τον άξονα y : $\sigma_x = \sigma_z = 0, \kappa_x = \kappa_z = 1, \sigma_y = \sigma_y(u), \kappa_y = \kappa_y(u)$, ενώ για τον άξονα z : $\sigma_x = \sigma_y = 0, \kappa_x = \kappa_y = 1, \sigma_z = \sigma_z(u), \kappa_z = \kappa_z(u)$.

Οι συναρτήσεις $\sigma_{x,y,z}(u)$ και $\kappa_{x,y,z}(u)$ αποσκοπούν στη σταδιακή απόσβεση της ακτινοβολίας και δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις [6]:

$$\sigma_{x,y,z}(u) = \left(g^{\frac{1}{\Delta}}\right)^u \sigma_0 \quad (16)$$

$$\kappa_{x,y,z}(u) = \left(g^{\frac{1}{\Delta}}\right)^u \quad (17)$$

, όπου u είναι η απόσταση από τη διαχωριστική επιφάνεια UPML-ελεύθερος χώρος ως το σημείο που βρισκόμαστε και Δ είναι η διάσταση του κελιού σε κάθε άξονα ($\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = \Delta$). Οι σταθερές g και σ_0 πήραν τις τιμές 1.4 και 0.5 αντίστοιχα.

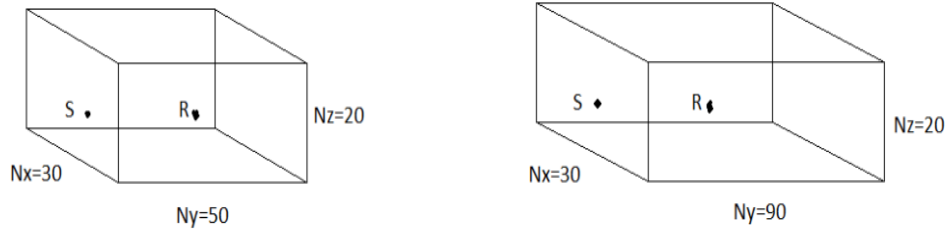
2.3 Έλεγχος PML

Πριν την εφαρμογή της FDTD για τον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης της κεραίας, πραγματοποιήθηκε έλεγχος για τη σωστή λειτουργία του PML.

Ιδανικά το PML απορροφά όλη την ακτινοβολία που προσπίπτει πάνω του χωρίς ανακλάσεις. Στην πράξη, όμως, η διακριτοποίηση των εξισώσεων εισάγει ανακλάσεις. Επίσης, κακή εφαρμογή του PML μπορεί να οδηγήσει ακόμα και σε αποσταθεροποίηση της FDTD.

Για τον έλεγχο του PML δημιουργήθηκαν δύο υπολογιστικοί χώροι με ελαφρώς διαφορετικές διαστάσεις, ενώ το μέγεθος του PML ήταν το ίδιο με αυτό που χρησιμοποιήθηκε στον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης (19 κελιά). Τοποθετήθηκε σημειακή πηγή σε ένα σημείο του χώρου (στην ίδια θέση και στους δύο χώρους) ενώ σε ένα άλλο σημείο (πάλι το ίδιο και στους δύο χώρους) μετρήθηκε μια συνιστώσα του πεδίου. Εφ' όσον θεωρητικά δεν υπάρχουν ανακλάσεις αναμένουμε και τα δύο μετρούμενα πεδία να είναι ίδια, καθώς αν υπάρχουν ανακλάσεις, λόγω και του διαφορετικού μεγέθους των δύο χώρων, το πεδίο θα άλλαζε σημαντικά.

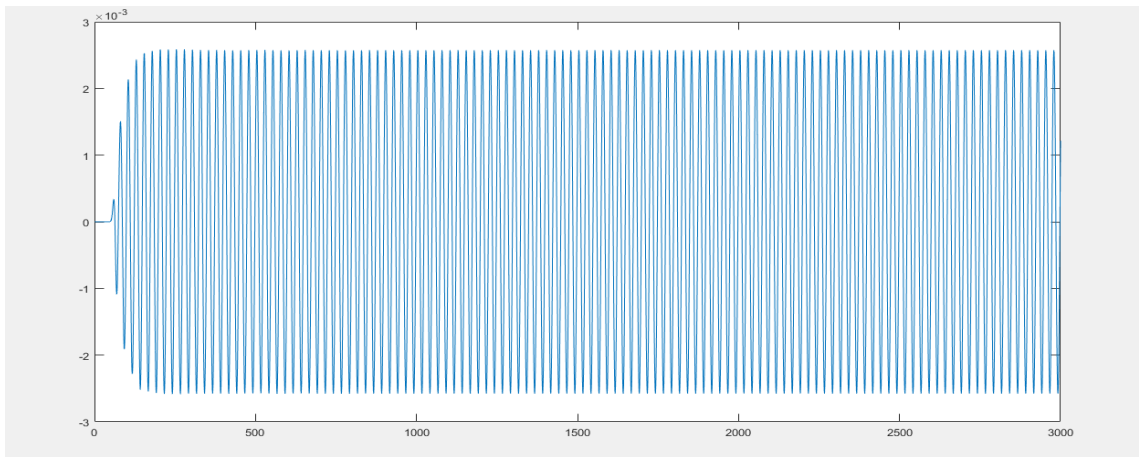
Πιο συγκεκριμένα, ο πρώτος χώρος είχε τις εξής διαστάσεις: $N_x = 30, N_y = 50, N_z = 20$, όπου $N_{x,y,z}$ είναι ο αριθμός κελιών σε κάθε διάσταση (συμπεριλαμβανομένων και των κελιών του PML). Οι διαστάσεις του δεύτερου χώρου ήταν: $N_x = 30, N_y = 90, N_z = 20$. Εποπτικά τα παραπάνω φαίνονται στο σχήμα 9.



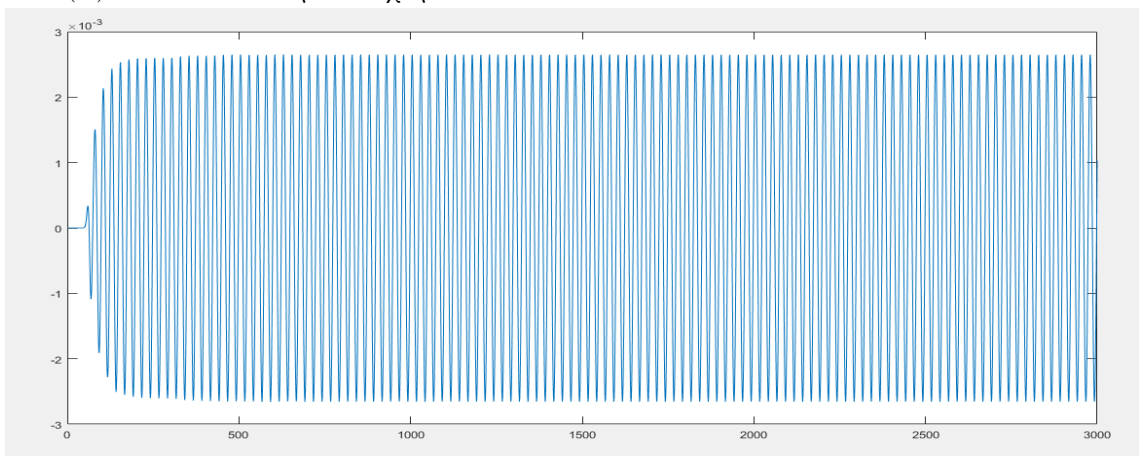
Σχήμα 9: Οι υπολογιστικοί χώροι για τον έλεγχο του PML. S και R είναι τα σημεία της πηγής και της καταγραφής του πεδίου αντίστοιχα.

Και στους δύο χώρους η διακριτοποίηση έγινε με μέγεθος κελιού $\Delta = \Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 0.004m$. Το χρονικό βήμα δίνεται από την σχέση $\Delta t = \frac{\Delta}{2c}$ (κριτήριο σταθερότητας του Courant), όπου c η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Η σημειακή πηγή που τοποθετήθηκε ήταν ημιτονοειδούς μορφής και δίνεται από τη σχέση $f(n) = (1 - e^{-\frac{n}{30}}) \sin(2\pi f n \Delta t)$, όπου n είναι το χρονικό βήμα και $f = 6GHz$. Η προσομοίωση διήρκησε για $T = 3000$ χρονικά βήματα.

Η συνιστώσα που μετρήθηκε ήταν η E_z και τα αποτελέσματα φαίνονται στα σχήματα 10α' και 10β':



(α') Το πεδίο του πρώτου χώρου



(β') Το πεδίο του δεύτερου χώρου

Σχήμα 10: Τα μετρούμενα πεδία των δύο προσομοιώσεων.

Παρατηρούμε ότι και τα δύο μετρούμενα πεδία είναι σχεδόν πανομοιότυπα (μικρές αποκλίσεις είναι λογικό να υπάρχουν). Επομένως, οι ανακλάσεις από το PML είναι ελάχιστες και δεν επηρεάζουν την απόδοση της μεθόδου. Ταυτόχρονα, τα πεδία έχουν την αναμενόμενη μορφή, με βάση την συνάρτηση διέγερσης της σημειακής πηγής. Αυτό σημαίνει ότι η μέθοδος είναι σταθερή και τα αποτελέσματα που εξάγει είναι αξιόπιστα.

2.4 Υπολογισμός S11

Όντας σίγουροι ότι το PML λειτουργεί σωστά, πραγματοποιήθηκε στη συνέχεια ο υπολογισμός του συντελεστή ανάκλασης δύο κεραίων για την εξακρίβωση της σωστής λειτουργίας του κώδικα. Πρώτα για την κεραία που αναλύεται στο [6] και έπειτα για μία από τις κεραίες στο [5].

Η τροφοδοσία των κεραίων γίνεται με γραμμή τροφοδοσίας, παρόλο που η δεύτερη κεραία δίνεται στη βιβλιογραφία με τροφοδοσία προβόλου. Προτιμήθηκε η γραμμή τροφοδοσίας καθώς είναι ευκολότερη στην υλοποίηση. Επομένως, είναι αναμενόμενο τα αποτελέσματα να διαφέρουν λίγο.

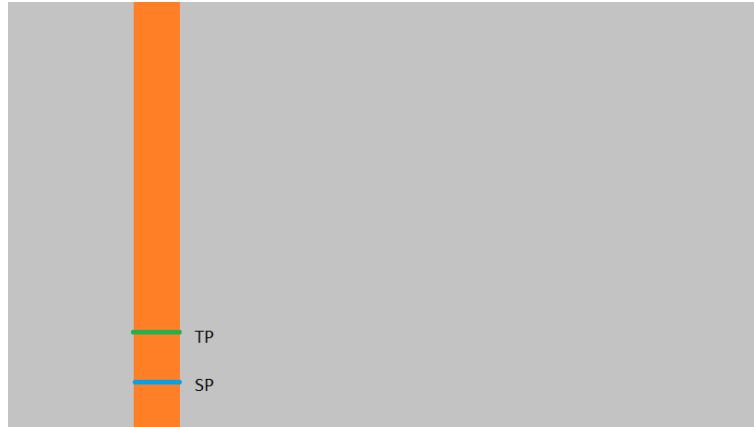
Ο συντελεστής ανάκλασης, γενικά, δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$S_{11} = \frac{\mathcal{F}\{\text{Reflected Field}\}}{\mathcal{F}\{\text{Incident Field}\}} \quad (18)$$

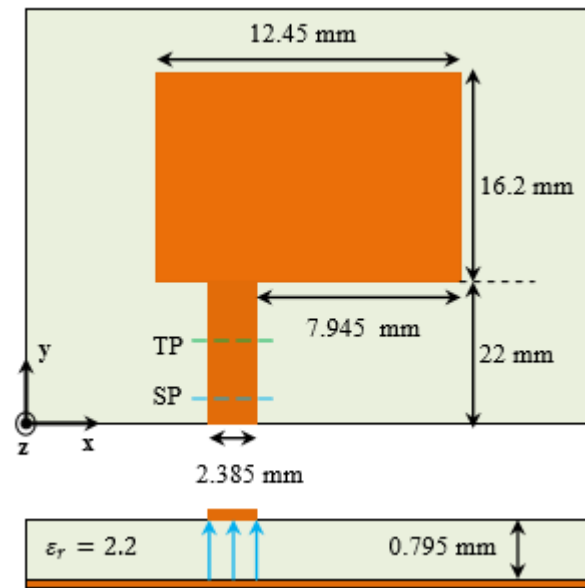
, όπου το \mathcal{F} δηλώνει τον μετασχηματισμό Fourier και τα Reflected και Incident Field είναι το ανακλώμενο και το προσπίπτον πεδίο, αντίστοιχα. Η λογική που ακολουθήθηκε για τον υπολογισμό των πεδίων είναι η εξής: υπολογίστηκε το συνολικό πεδίο προσομοιώνοντας ολόκληρη την δομή της κεραίας. Στη συνέχεια, υπολογίστηκε το προσπίπτον πεδίο προσομοιώνοντας μόνο τη γραμμή τροφοδοσίας από τη μία άκρη του PML ως την άλλη για να μην υπάρχουν ανακλάσεις. Το ground και το υπόστρωμα τοποθετήθηκαν κανονικά αλλά όχι το ακτινοβολούν μέρος της κεραίας. Μάλιστα, και στις δύο προσομοιώσεις, το ground εκτείνεται σε όλο τον υπολογιστικό χώρο ενώ το υπόστρωμα σε όλο τον ελεύθερο χώρο (όχι στο PML δηλαδή). Έτσι, το ανακλώμενο πεδίο προκύπτει αφαιρώντας το προσπίπτον από το συνολικό. Η διάταξη για τον υπολογισμό του προσπίπτοντος πεδίου φαίνεται στο σχήμα 11. SP (Source Plane) είναι το επίπεδο όπου δίνεται η τροφοδοσία της κεραίας ενώ TP (Terminal Plane) είναι το επίπεδο όπου μετρείται το πεδίο.

2.5 Αποτελέσματα

Ξεκινώντας την παράθεση των αποτελεσμάτων αρχίζουμε με την κεραία μικροταινίας που αναλύεται στο [6] και φαίνεται στο σχήμα 12. Ο υπολογιστικός χώρος είχε συνολικά μέγεθος $N_x = 70$, $N_y = 150$ και $N_z = 16$. Για



Σχήμα 11: Προσομοίωση μόνο της γραμμής τροφοδοσίας για τον υπολογισμό του προσπίπτοντος πεδίου.

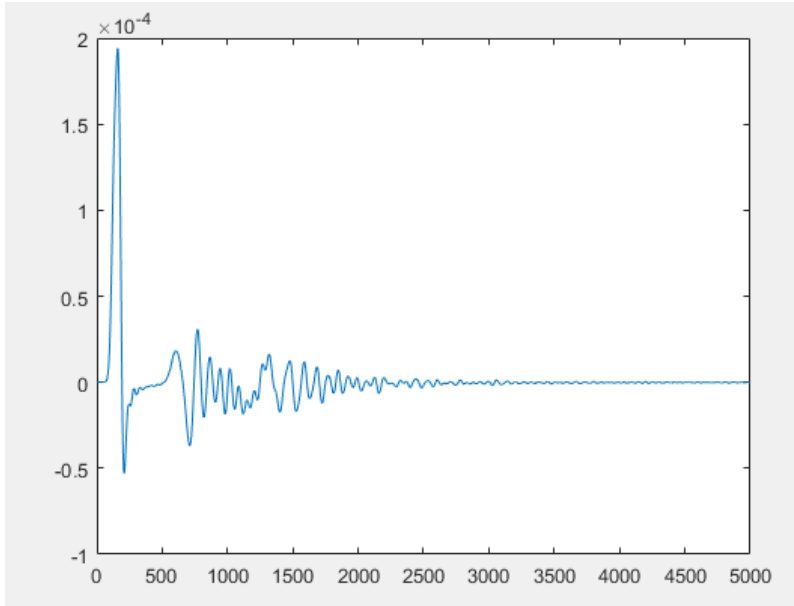


Σχήμα 12: Η κεραία μικροταινίας που αναλύεται στο [6].

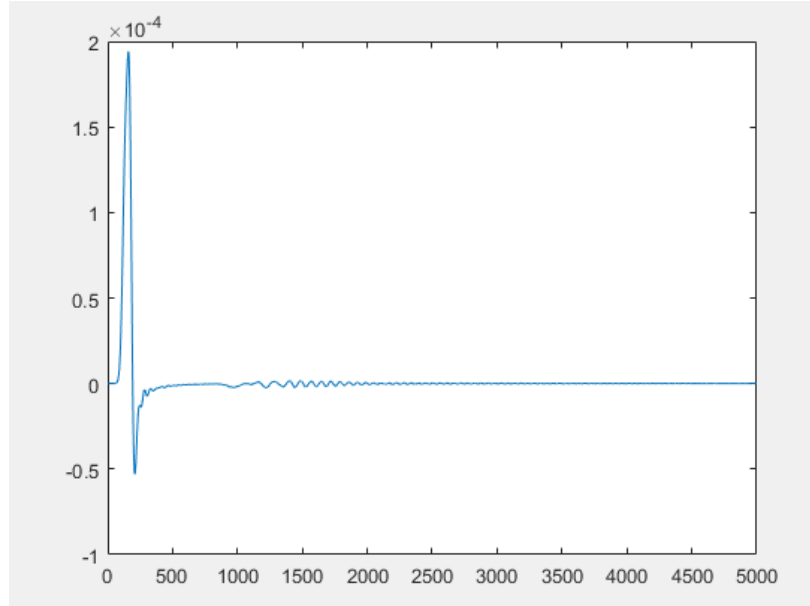
το μέγεθος των κελιών λήφθηκε υπόψη 1ον) η απαίτηση η διακριτοποίηση να είναι πολύ μικρότερη από το μικρότερο μήκος κύματος και 2ον) οι μικρότερες λεπτομέρειες στις διαστάσεις της κεραίας. Πιο συγκεκριμένα, για την πρώτη απαίτηση πρέπει $\Delta \leq \frac{\lambda_{min}}{10}$. Για $f_{max} = 20GHz$ προκύπτει $\lambda_{min} \simeq 0.015m$ και επομένως $\frac{\lambda_{min}}{10} \simeq 0.0015m$. Ωστόσο προτιμήθηκε ακόμα μικρότερη τιμή, τέτοια ώστε το διηλεκτρικό υπόστρωμα να προσομοιώνεται με 3 ακριβώς κελιά. Έτσι, τελικά, $\Delta = 0.000265m$. Ως χρονικό βήμα, χρησιμοποιήθηκε και πάλι η τιμή από το κριτήριο σταθερότητας του Courant, δηλαδή $\Delta t = \frac{\Delta}{2c}$. Η προσομοίωση διήρκεσε για 5000 χρονικά βήματα. Και για τον υπολογισμό του προσπίπτοντος αλλά και του συνολικού πεδίου η διέγερση δίνεται (στο Source Plane) στη συνιστώσα E_z ενώ μετρείται (στο Terminal Plane) η συνιστώσα H_x . Ως διέγερση χρησιμοποιήθηκε ένας Gaussian παλμός που δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$E_z(t) = e^{-[(\frac{t-t_0}{tw})^2]} \quad (19)$$

, όπου $t_0 = 120\Delta t$ και $tw = 30\Delta t$. Το συνολικό πεδίο όπως προέκυψε από την πρώτη προσομοίωση φαίνεται στο σχήμα 13, ενώ στο σχήμα 14 φαίνεται το προσπίπτον πεδίο.



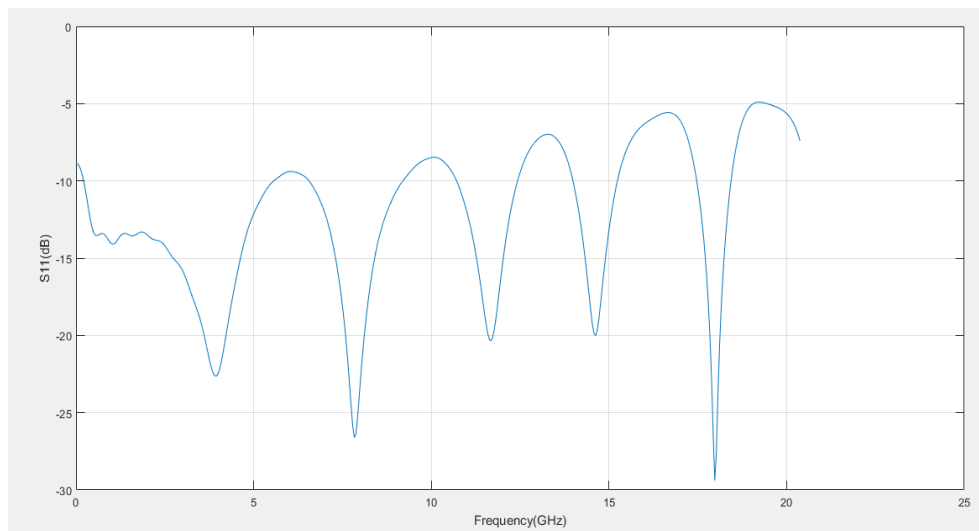
Σχήμα 13: Το συνολικό πεδίο.



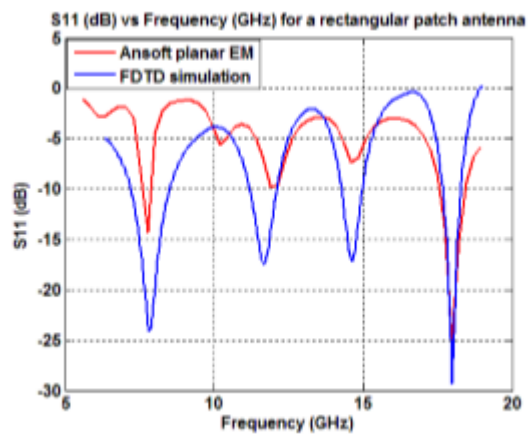
Σχήμα 14: Το προσπίπτον πεδίο.

Επομένως, βρίσκοντας και το ανακλώμενο πεδίο και υπολογίζοντας τους μετασχηματισμούς Fourier καταλήγουμε στον συντελεστή ανάκλασης από τη σχέση 18. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 15, ενώ στο σχήμα 16 φαίνεται ο συντελεστής ανάκλασης όπως υπολογίστηκε στο [6]. Παρατηρούμε ότι υπάρχει πολύ καλή συμφωνία αποτελεσμάτων πράγμα που σημαίνει ότι τα αποτελέσματα του κώδικα είναι αξιόπιστα.

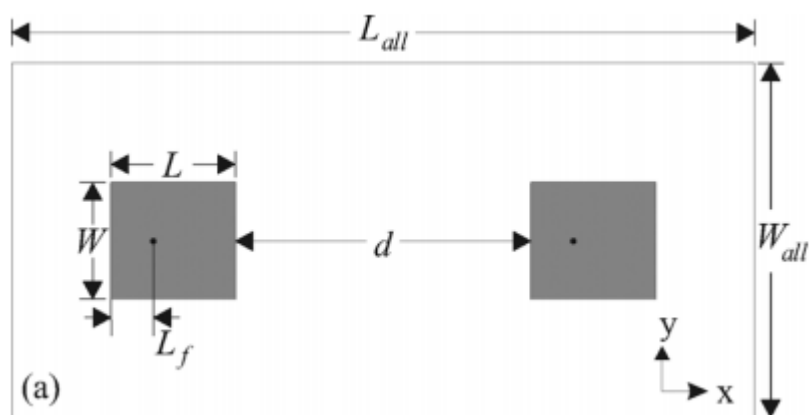
Η δεύτερη κεραία που χρησιμοποιήθηκε για εξακρίβωση του κώδικα, [5], φαίνεται στο σχήμα 17. Προσομοιώθηκε μόνο η μία από τις δύο κεραίες και, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η τροφοδοσία έγινε με γραμμή τροφοδοσίας και όχι με πρόβολο. Οι διαστάσεις της κεραίας είναι $L = 11.8726mm$, $W = 11.0486mm$, ενώ το πάχος και η διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος είναι αντίστοιχα $h = 1.5mm$ και $\epsilon_r = 4.4$. Ο υπολογιστικός χώρος που δημιουργήθηκε είχε διαστάσεις $N_x = 556$, $N_y = 265$ και $N_z = 20$ ενώ η διακριτοποίηση του χώρου και του χρόνου, κατά ανάλογο τρόπο με την προηγούμενη περίπτωση, έγινε με βήμα $\Delta = 0.00025m$ και $\Delta t = \frac{\Delta}{2c}$. Η διέγερση είναι και πάλι Gaussian παλμός, που δίνεται από την εξίσωση 19, και εφαρμόστηκε στην συνιστώσα E_z , ενώ μετρήθηκε η συνιστώσα H_x . Η προσομοίωση διήρκεσε 5000 χρονικά βήματα.



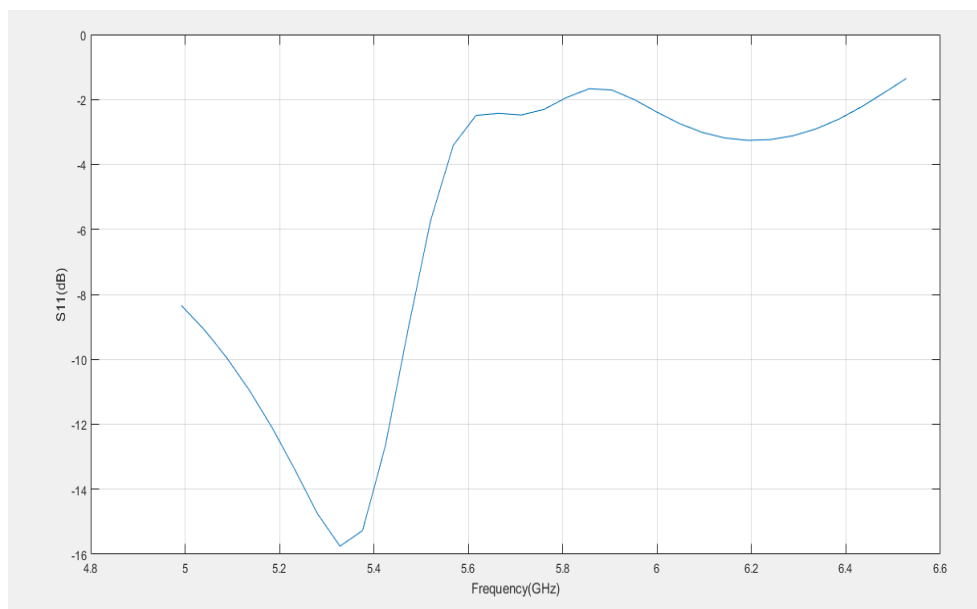
Σχήμα 15: Ο συντελεστής ανάκλασης της κεραίας μικροταινίας.



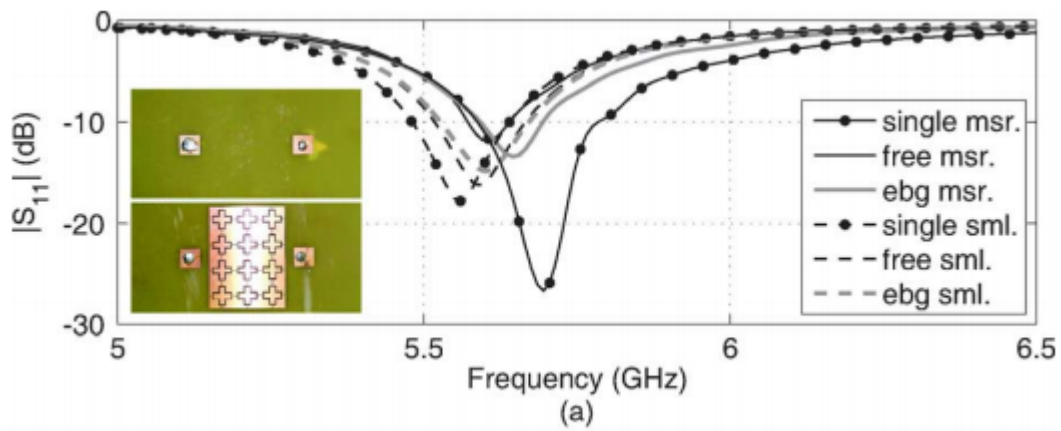
Σχήμα 16: Ο συντελεστής ανάκλασης για σύγκριση αποτελεσμάτων όπως υπολογίστηκε στην [6].



Σχήμα 17: Η κεραία μικροταινίας που αναλύεται στο [5]. Στην προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε μόνο η μία κεραία.



Σχήμα 18: Ο συντελεστής ανάκλασης όπως προέκυψε από την προσομοίωση.



Σχήμα 19: Ο συντελεστής ανάκλασης όπως προκύπτει στο [5] (καμπύλη single sml.).

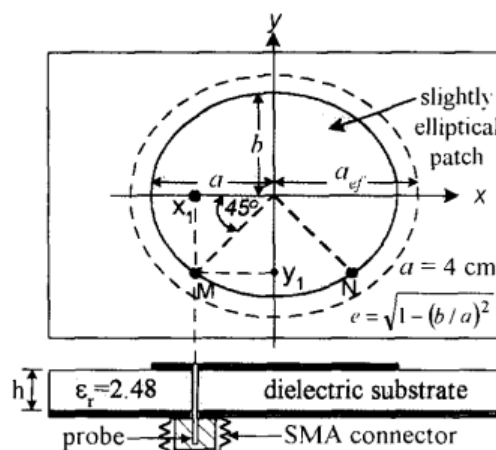
Στο σχήμα 26 φαίνεται ο εξαγόμενος συντελεστής ανάκλασης ενώ στο σχήμα 19 και στην καμπύλη single sml. είναι ο συντελεστής ανάκλασης της βιβλιογραφίας. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι υπάρχει μια απόκλιση και στη συχνότητα συντονισμού και στο μέτρο του, ωστόσο κάτι τέτοιο ήταν αναμενόμενο από τη στιγμή που δεν χρησιμοποιήθηκε η ίδια τροφοδοσία. Σε γενικές γραμμές τα αποτελέσματα του κώδικα είναι και πάλι ικανοποιητικά.

3 Ανάλυση και βελτιστοποίηση της ελλειπτικής κεραίας μικροταινίας

Στο παρόν κεφάλαιο μελετάται και μοντελοποιείται η ελλειπτική κεραία μικροταινίας. Στη συνέχεια, επιχειρείται βελτίωση του εύρους ζώνης, του εμπρόσθιου κέρδους της (forward gain) και του axial ratio. Η μοντελοποίηση και η βελτιστοποίηση πραγματοποιούνται στο πρόγραμμα CST.

3.1 Η ελλειπτική κεραία

Σήμερα στις τηλεπικοινωνίες οι κεραίες μικροταινίας που χρησιμοποιούνται περισσότερο είναι οι κυκλικές και ορθογώνιες κεραίες μικροταινίας (circular and rectangular microstrip antennas), από τις οποίες οι περισσότερες λειτουργούν σε μία συχνότητα συντονισμού και με γραμμική πόλωση. Εν αντιθέσει, χρησιμοποιώντας την ελλειπτική κεραία (elliptical microstrip antenna) μπορεί να επιτευχθεί ταυτόχρονα διπλός συντονισμός και κυκλική πόλωση κρατώντας χαμηλά την τιμή της εκκεντρότητας και τοποθετώντας το σημείο τροφοδοσίας στην περιφέρεια της έλλειψης στις 45° , όπως φαίνεται στο σχήμα 20.



Σχήμα 20: Η ελλειπτική κεραία με μικρή εκκεντρότητα και τροφοδοσία στις 45° για διπλό συντονισμό και κυκλική πόλωση.

Όπως επισημαίνεται στο [13], κατά τη διάδοση κύματος σε ελλειπτικο-ύς κυματοδηγούς παρατηρείται διέγερση άρτιων και περιττών ρυθμών. Έτσι και στην ελλειπτική κεραία, αναπτύσσονται άρτιοι και περιττοί ρυθμοί και κατά το διπλό συντονισμό κάνουμε λόγο για άρτια και περιττή συχνότητα συντονισμού. Η θεωρητική σχέση για τον υπολογισμό των συχνοτήτων αυτών δίνεται από την παρακάτω εξίσωση [14]:

$$f_{11}^{e,o} = \frac{15}{\pi e \alpha_{eff}} \sqrt{\frac{q_{11}^{e,o}}{\epsilon_r}} \quad (20)$$

Στην σχέση 20, $e = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}$ είναι η εκκεντρότητα της έλλειψης, όπου a και b είναι η μεγάλη και μικρή ακτίνα της έλλειψης αντίστοιχα, ενώ α_{eff} είναι ο ενεργός μεγάλος ημι-άξονας της έλλειψης (effective semi-major axis) και μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$\alpha_{eff} = \left[a^2 + \frac{h\alpha}{0.3525\pi\epsilon_r} \left\{ \ln\left(\frac{\alpha}{2h}\right) + (1.41\epsilon_r + 1.77) + \frac{h}{\alpha}(0.268\epsilon_r + 1.65) \right\} \right]^{\frac{1}{2}}$$

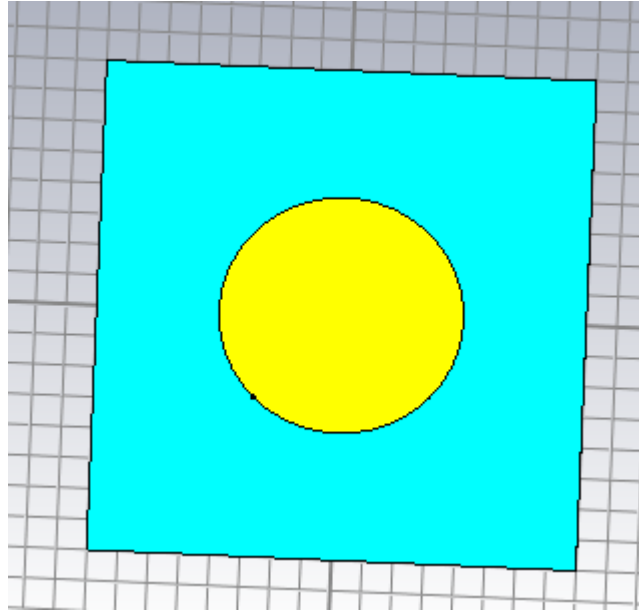
, όπου h και ϵ_r είναι το πάχος και η διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος αντίστοιχα. Επιστρέφοντας στην 20, γενικά $q_{mn}^{e,o}$ είναι η συνάρτηση του Mathieu (Mathieu function) και η τιμή της έχει υπολογιστεί προσεγγιστικά στο [13]. Η τιμή της συνάρτησης για τον κυρίαρχο ρυθμό ($TM_{11}^{e,o}$) δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\begin{aligned} q_{11}^e &= -0.0049e + 3.7888e^2 - 0.7228e^3 + 2.2314e^4 \\ q_{11}^o &= -0.0063e + 3.8316e^2 - 1.1351e^3 + 5.2229e^4 \end{aligned} \quad (21)$$

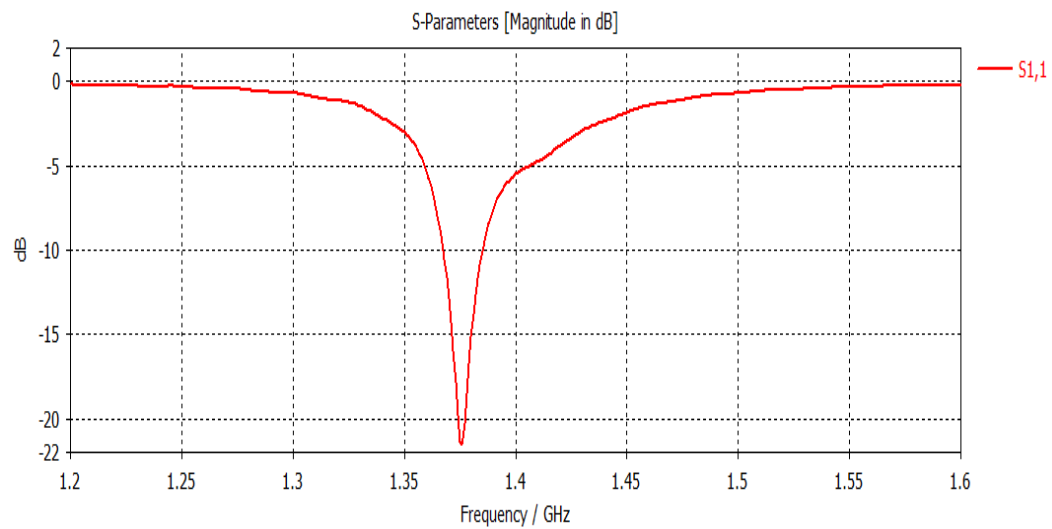
3.2 Μοντελοποίηση της κεραίας

Αρχικά πραγματοποιήθηκε η μοντελοποίηση της κεραίας με τις διαστάσεις που δίνονται στο [14]. Συγκεκριμένα ο μεγάλος ημι-άξονας της κεραίας ήταν $a = 4cm$, ο μικρός $b = 3.848cm$ και το πάχος και η διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος ήταν αντίστοιχα $h = 0.1575cm$ και $\epsilon_r = 2.48$. Εποπτικά η κεραία φαίνεται στο σχήμα 21. Ο συντελεστής ανάκλασης της κεραίας που προκύπτει φαίνεται στο σχήμα 22.

Παρατηρούμε ότι δεν προκύπτει διπλός συντονισμός όπως αναμέναμε αλλά υπάρχει μία μόνο συχνότητα συντονισμού περίπου στα 1.37GHz. Επο-



Σχήμα 21: Η ελλειπτική κεραία όπως μοντελοποιήθηκε στο CST.



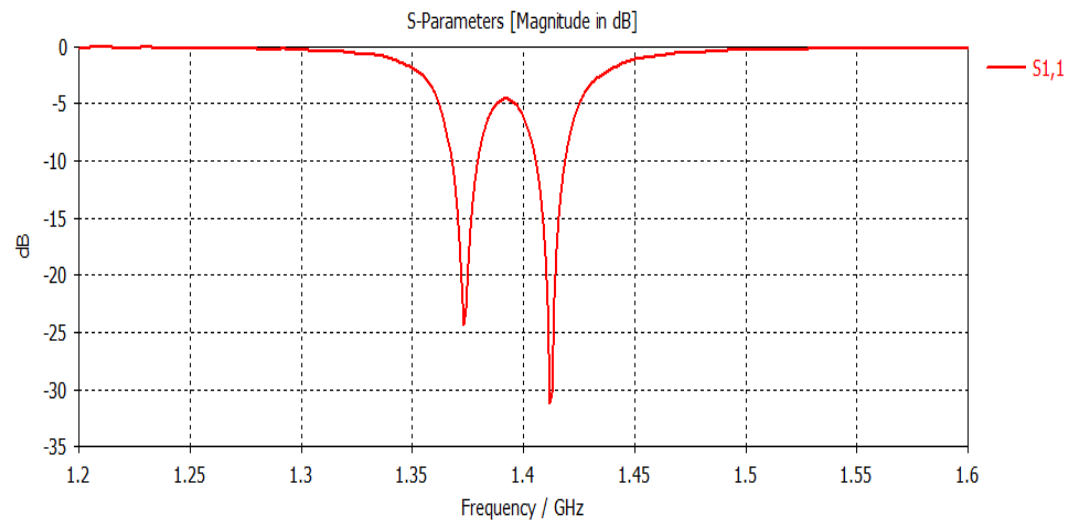
Σχήμα 22: Το S11 της κεραίας.

μένως, πριν την βελτιστοποίηση των υπολοίπων χαρακτηριστικών της κεραίας έγινε προσπάθεια για την επίτευξη διπλού συντονισμού.

3.3 Επίτευξη διπλού συντονισμού

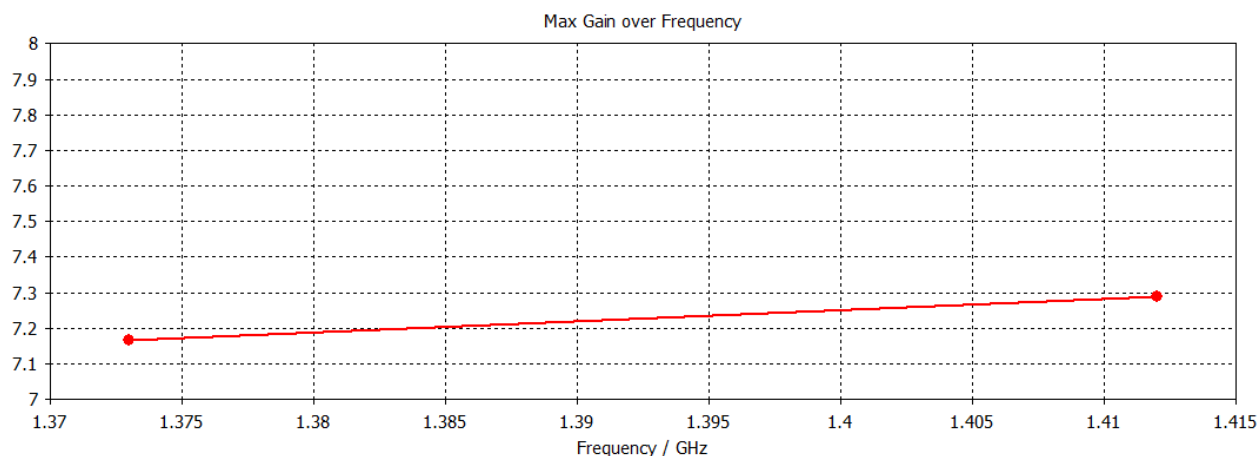
Κατά τη διαδικασία μεταβολής των παραμέτρων για την επίτευξη διπλού συντονισμού βρέθηκε ότι για διαστάσεις μεγάλου και μικρού ημι-άξονα $a = 3.96$ και $b = 3.824$ αντίστοιχα η κεραία παρουσιάζει καλύτερο return loss, οπότε όλες οι υπόλοιπες βελτιστοποιήσεις πραγματοποιήθηκαν με αφετηρία αυτές τις διαστάσεις.

Όσον αφορά το διπλό συντονισμό καταλυτικό ρόλο έπαιξε η μετακίνηση του σημείου τροφοδοσίας. Παρατηρήθηκε ότι μετακινώντας το σημείο προς το κέντρο της έλλειψης, η κεραία τείνει να εμφανίσει διπλό συντονισμό. Διατηρήθηκε στις 45° ωστόσο μετακινήθηκε σε απόσταση περίπου 1.02cm από το κέντρο της έλλειψης. Ο νέος συντελεστής ανάκλασης φαίνεται στο σχήμα 23. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι πλέον εμφανίζεται διπλός συντονισμός



Σχήμα 23: Το νέο S11 κεραίας όπου επιτυγχάνεται διπλός συντονισμός.
και συγκεκριμένα στα 1.37GHz και 1.41GHz.

Στη συνέχεια παρατίθενται επίσης, το κέρδος και το axial ratio της



Σχήμα 24: Το κέρδος συναρτήσει της συχνότητας

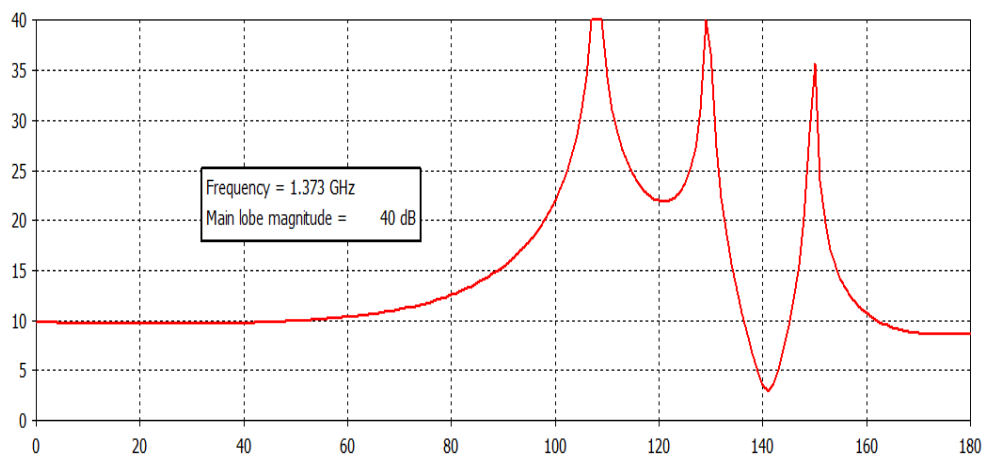
κεραίες ως διαγράμματα αναφοράς για την περαιτέρω βελτιστοποίηση της. Στο σχήμα 24 φαίνεται το κέρδος της κεραίας συναρτήσει της συχνότητας ενώ στο σχήμα 25 το axial ratio στις δύο συχνότητες συντονισμού.

3.4 Βελτιστοποίηση της κεραίας

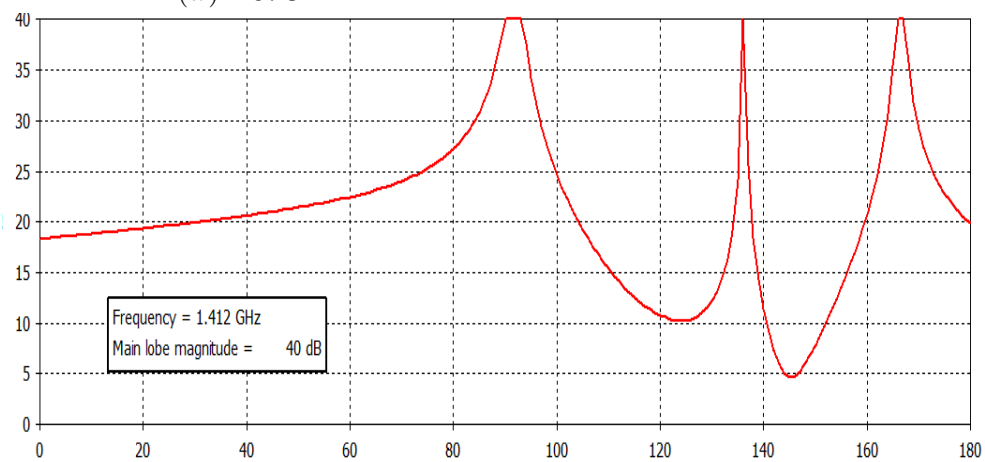
Ξεκινώντας με την βελτιστοποίηση της κεραίας, σε πρώτη φάση, διατηρώντας σταθερό το πάχος υποστρώματος και μεταβάλλοντας τις διαστάσεις των αξόνων της και τη θέση του feed διατηρώντας το όμως στις 45° , επιτεύχθηκε βελτίωση του εμπρόσθιου κέρδους, του axial ratio ενώ ταυτόχρονα βελτιώθηκε και το return loss.

Πιο συγκεκριμένα, ο μεγάλος και ο μικρός ημι-άξονας της έλλειψης ήταν αντίστοιχα $a \simeq 3.985cm$ και $b \simeq 3.849cm$. Ο συντελεστής ανάκλασης που προκύπτει φαίνεται στο σχήμα 26, ενώ στο σχήμα 27 φαίνεται το νέο κέρδος της κεραίας. Τέλος, στο σχήμα 28 παρουσιάζεται το βελτιωμένο axial ratio.

Συγκρίνοντας καταρχάς τα διαγράμματα των σχημάτων 23 και 26 παρατηρούμε ότι βελτιώνεται το return loss ειδικά για τη συχνότητα 1.37GHz. Το bandwidth δε φαίνεται να επηρεάζεται ιδιαίτερος σε καμία από τις 2 συχνότητες. Αντιθέτως, όπως μπορούμε να δούμε από τα σχήματα 24 και 27 το κέρδος της κεραίας βελτιώνεται στην περιοχή των συχνοτήτων συντονισμού. Τέλος,

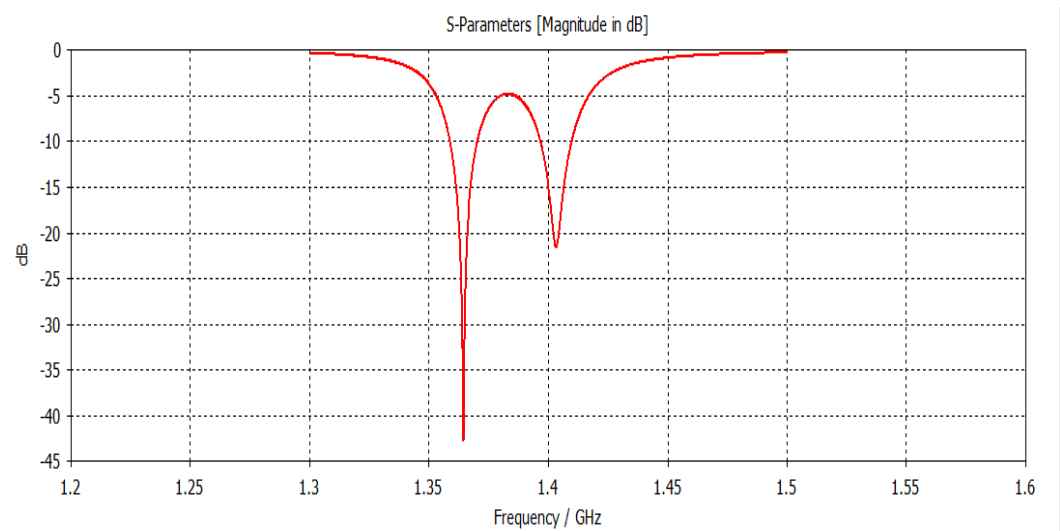


(α') 1.37GHz.

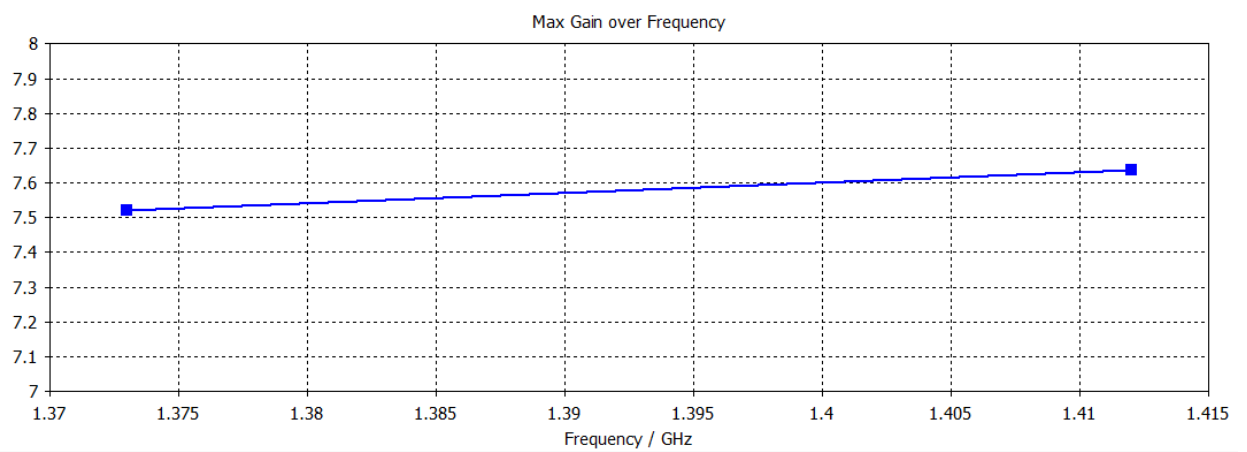


(β') 1.41GHz.

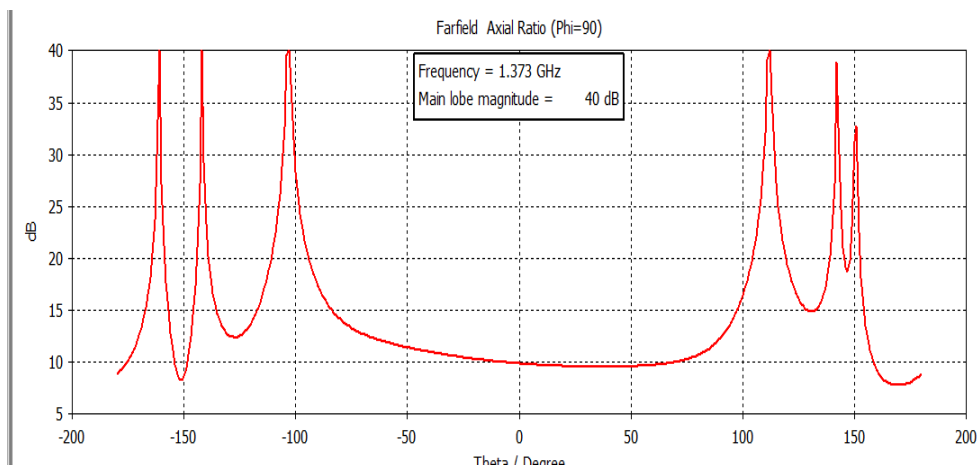
Σχήμα 25: Το axial ratio στις δύο συχνότητες συντονισμού.



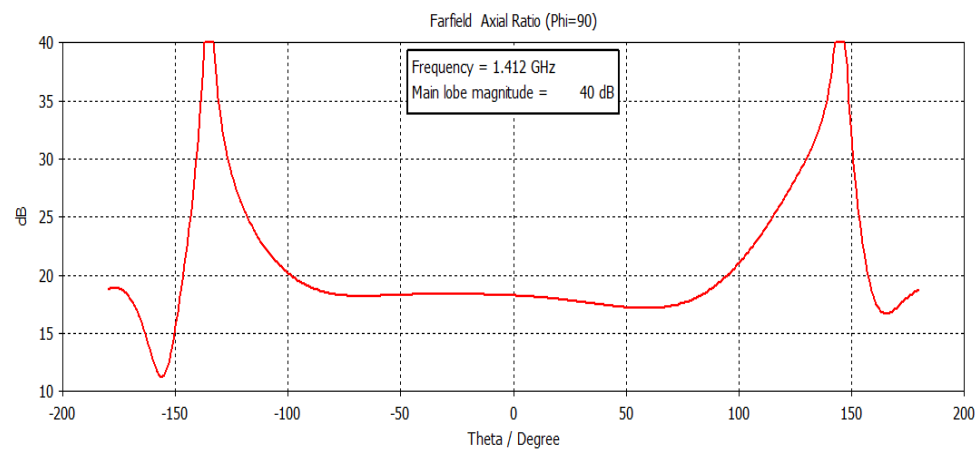
Σχήμα 26: Ο συντελεστής ανάκλασης μετά τη μεταβολή των διαστάσεων.



Σχήμα 27: Το βελτιωμένο κέρδος της κεραίας.



(α') 1.37GHz.



(β') 1.41GHz.

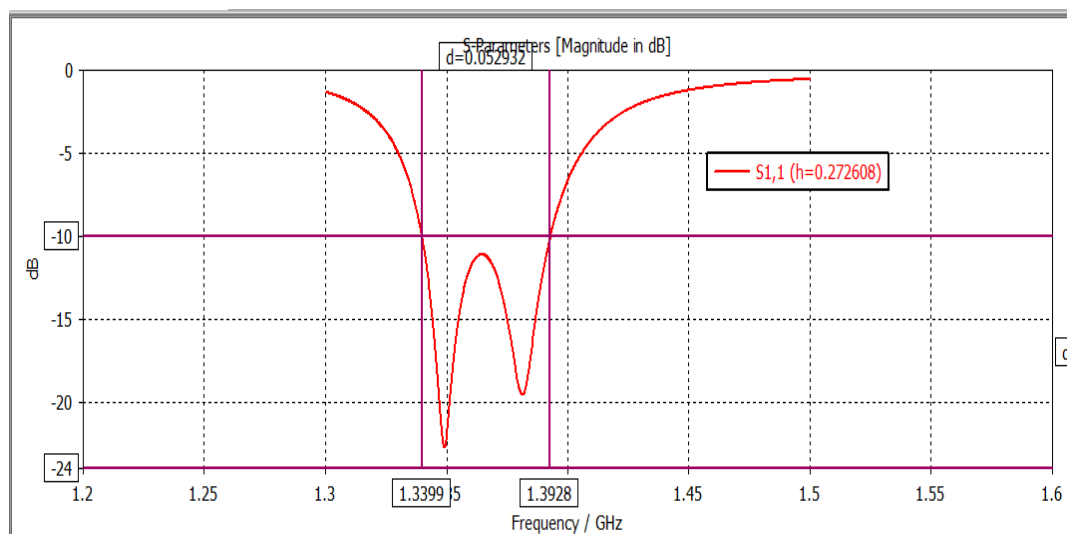
Σχήμα 28: Το βελτιωμένο axial ratio στις δύο συχνότητες συντονισμού.

όσον αφορά το axial ratio, η τιμή του δεν φαίνεται να βελτιώνεται αισθητά, ωστόσο παρουσιάζει σταθερή ελάχιστη τιμή για μεγαλύτερο εύρος γωνιών, σε σύγκριση με το αρχικό που παρουσιάζει πολλές διακυμάνσεις.

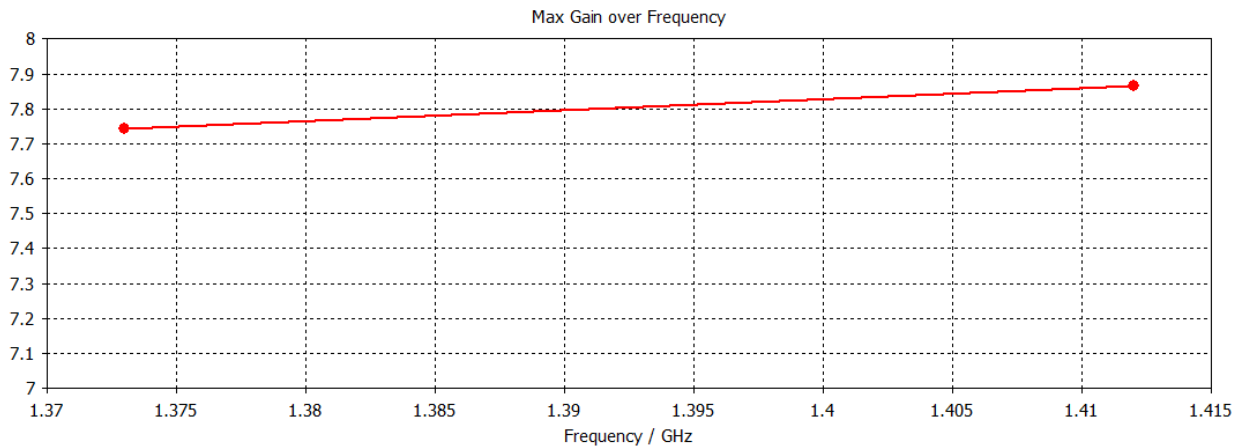
Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από όλα τα παραπάνω διαγράμματα καμία μεταβολή των διαστάσεων της κεραίας δεν είχε ως αποτέλεσμα την εμφανή αύξηση του εύρους ζώνης της. Η ελλειπτική κεραία μικροταινίας έχει «εκ φύσεως» μικρό εύρος ζώνης, επομένως οποιαδήποτε βελτίωση του, διατηρώντας ταυτόχρονα τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά της, θα βελτίωνε σημαντικά την λειτουργία της κεραίας.

Έτσι, στη συνέχεια, επιχειρήθηκε η αύξηση του εύρους ζώνης και αυτό επιτεύχθηκε μεταβάλλοντας το πάχος του υποστρώματος, διατηρώντας όμως τις υπόλοιπες διαστάσεις στις τιμές που υπολογίσθηκαν προηγουμένως. Πραγματοποιήθηκε δοκιμή με διάφορες τιμές του h και η καλύτερη τιμή που προέκυψε ήταν $h \simeq 0.273cm$.

Παρατίθενται παρακάτω τα αποτελέσματα. Στο σχήμα 29 και 30 φαίνεται ο συντελεστής ανάκλασης και το κέρδος αντίστοιχα ενώ στο σχήμα 31 το axial ratio στις δύο συχνότητες συντονισμού.



Σχήμα 29: Ο συντελεστής ανάκλασης με βελτιωμένο εύρος ζώνης.

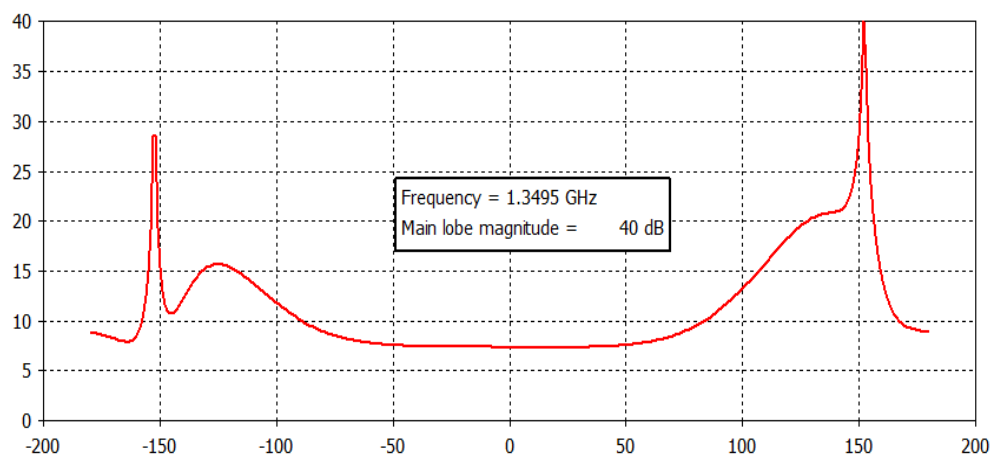


Σχήμα 30: Το κέρδος της κεραίας.

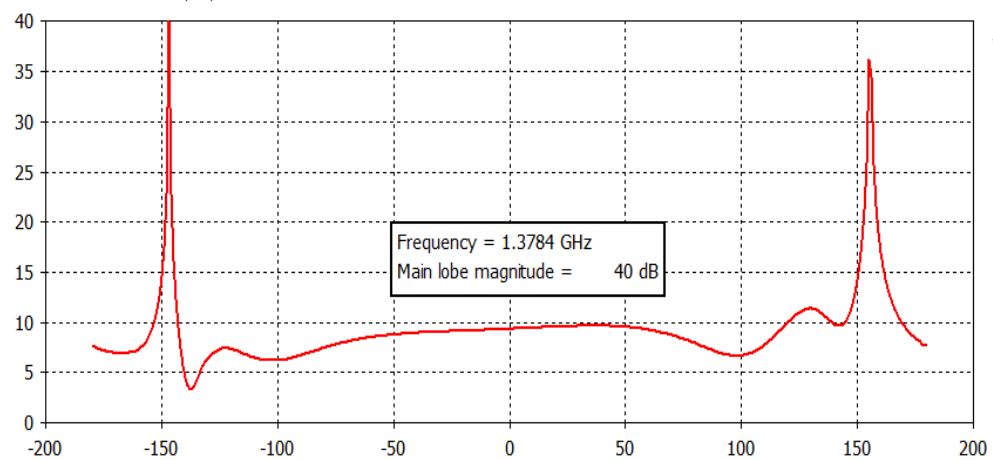
Από το σχήμα 29 φαίνεται ότι το εύρος ζώνης της κεραίας βελτιώθηκε αισθητά και διατηρήθηκε ο διπλός συντονισμός. Πιο συγκεκριμένα, η τιμή του πλέον είναι περίπου 53MHz ενώ αυτή του σχήματος 23 ήταν περίπου 10MHz σε κάθε συχνότητα. Περνώντας στο κέρδος παρατηρούμε από το σχήμα 30 ότι, όχι μόνο δεν μειώθηκε σε σύγκριση με την αρχική περίπτωση του σχήματος 24, αλλά αντιθέτως αυξήθηκε και σε σύγκριση με την βελτιωμένη περίπτωση του σχήματος 27. Το axial ratio από την άλλη χρήζει περαιτέρω βελτίωσης, ωστόσο βελτιώθηκε και για τις δύο συχνότητες συντονισμού σε σύγκριση με τις προηγούμενες, χωρίς όμως να επιτυγχάνεται κυκλική πόλωση. Κοντά στα 5 dB στη μία συχνότητα συντονισμού (σχήμα 31α'), ενώ στην άλλη δεν έχει τόσο ικανοποιητικές τιμές, παραμένει όμως βελτιωμένο συγκριτικά με πριν. (σχήμα 31β').

3.5 Επίδραση του πάχους υποστρώματος στα χαρακτηριστικά της κεραίας

Στο υποκεφάλαιο αυτό παρατίθενται συγκριτικά διαγράμματα των χαρακτηριστικών της κεραίας, που προέκυψαν κατά την αναζήτηση του βέλτιστου πάχους υποστρώματος για τη βελτίωση του εύρους ζώνης και κατ' επέκταση των λοιπών χαρακτηριστικών. Στα σχήματα 32, 33 και 34 φαίνεται πώς μεταβάλλεται ο συντελεστής ανάκλασης, το κέρδος και το axial ratio αντίστοιχα

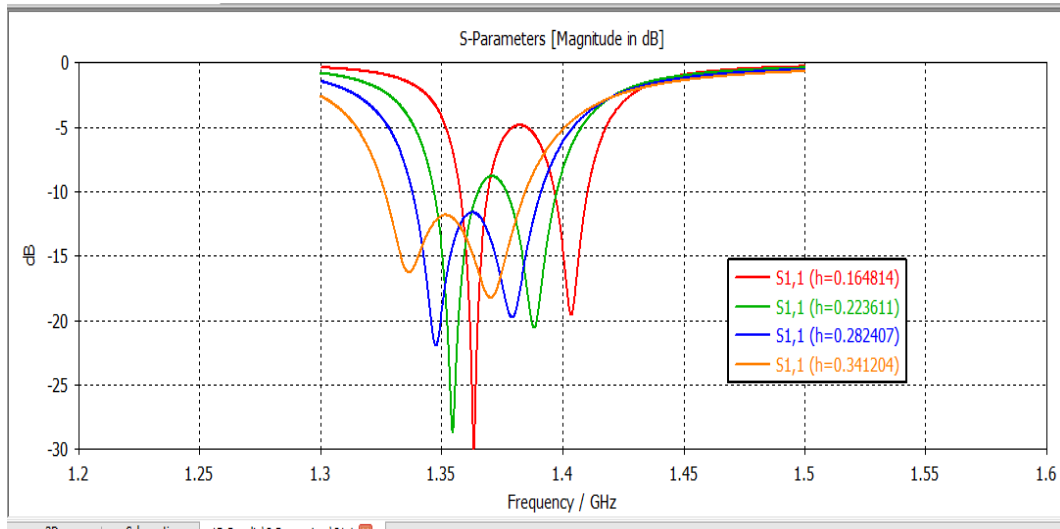


(α') 1.349GHz.



(β') 1.378GHz.

Σχήμα 31: Το axial ratio στις δύο συχνότητες συντονισμού.



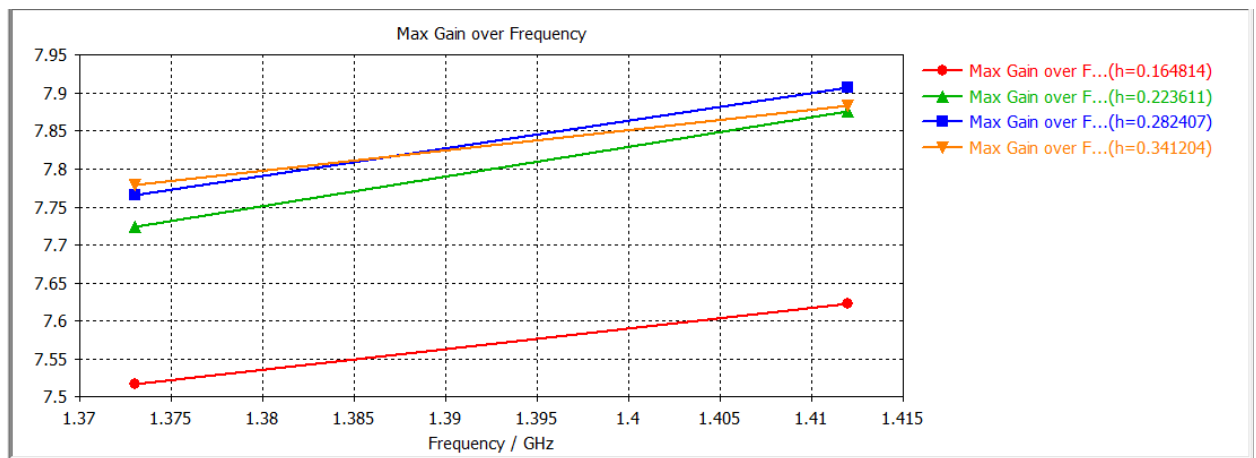
Σχήμα 32: Ο συντελεστής ανάκλασης για 4 τιμές του h .

για διάφορες τιμές του h .

Από το σχήμα 32 παρατηρείται ότι για $h > 0.25\text{cm}$ επιτυγχάνεται ικανοποιητικό εύρος ζώνης και διατηρείται ο διπλός συντονισμός, πράγμα που αναιρείται για $h > 0.40\text{cm}$ όπου οι δύο κορυφές συγχωνεύονται. Επίσης οι δύο συχνότητες συντονισμού μεταβάλλονται στο φάσμα συναρτήσεως του πάχους υποστρώματος.

Από το σχήμα 33 παρατηρείται ότι το κέρδος υφίσταται μία μικρή αύξηση για $h > 0.20\text{cm}$ και μένει σχετικά αμετάβλητο για τα υπόλοιπα πάχη υποστρώματος.

Τέλος, από τα σχήματα 34α' και 34β' παρατηρείται ότι για την περιοχή τιμών $0.22\text{cm} < h < 0.28\text{cm}$ επιτυγχάνεται axial ratio κοντά στα 5dB στην περιοχή γύρω από την μία συχνότητα συντονισμού, ενώ στην περιοχή της δεύτερης συχνότητας το AR δε φαίνεται να μεταβάλλεται ιδιαίτερα συναρτήσεως του πάχους υποστρώματος. Για την συγκεκριμένη περιοχή τιμών βελτιστοποιείται επίσης το κέρδος, όπως και το εύρος ζώνης.



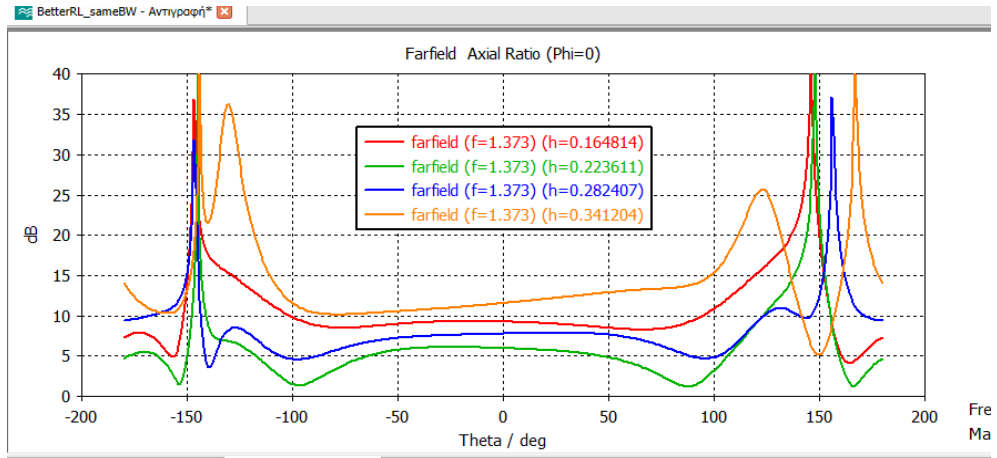
Σχήμα 33: Το κέρδος για 4 τιμές του h .

4 Συμπεράσματα

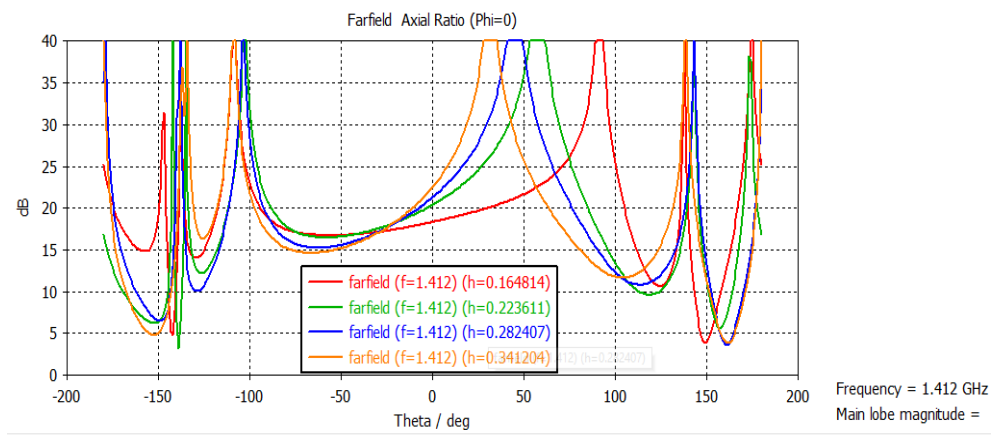
Στην παρούσα διπλωματική εργασία διάφορα θέματα που αφορούν τις τηλεπικοινωνίες μελετώνται και αναλύονται.

Αρχικά πραγματοποιείται μια συνοπτική μελέτη των μεταλλικών και των γεωμετρικών διαχένου ζώνης. Τα μεταλλικά είναι τεχνητά υλικά κατασκευασμένα από τον άνθρωπο, τα οποία παρουσιάζουν ιδιότητες που δεν εμφανίζονται στη φύση με σπουδαιότερη, ίσως, αυτών την ταυτόχρονα αρνητική διηλεκτρική σταθερά και μαγνητική διαπερατότητα, κάτι το οποίο οδηγεί σε αρνητική διάθλαση. Εμφανίζονται συνήθως ως περιοδικές διατάξεις. Οι γεωμετρικές διαχένου ζώνης είναι και αυτές περιοδικές διατάξεις αλλά σε μεγαλύτερο μέγεθος απ' ό,τι τα μεταλλικά. Και οι δύο κατηγορίες διατάξεων έχουν ως βασικό προσόν το γεγονός ότι αποτρέπουν τη διάδοση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στη διεύθυνση περιοδικότητάς τους, κάτι το οποίο τα καθιστά πολύ χρήσιμα στην κατασκευή κεραιών αλλά και μικροκυματικών φίλτρων.

Στη συνέχεια, αφού μελετηθεί εκτενώς η FDTD, γίνεται προσπάθεια για την ανάπτυξη κώδικα σε Matlab για τον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης κεραίας με τη συγκεκριμένη μέθοδο. Σημαντικό κομμάτι στην υλοποίηση του κώδικα αποτελεί η σωστή διαμόρφωση της απορροφητικής συνθήκης τερματισμού. Επιλέγεται το UPML (Uniaxial Perfectly Matched Layer) το ο-



(α') 1.37GHz.



(β') 1.41GHz.

Σχήμα 34: Το axial ratio στις δύο συχνότητες συντονισμού για 4 τιμές του h .

ποίο απαιτεί την θεώρηση του χώρου ως ένα μη ιστροπικό μέσο κάτι το οποίο εισάγεται στις εξισώσεις του Maxwell. Για την εξακρίβωση της σωστής λειτουργίας του PML δημιουργούνται δύο χώροι με ελαφρώς διαφορετικές διαστάσεις και υπολογίζεται το πεδίο στο ίδιο σημείο. Τα μετρούμενα πεδία προκύπτουν σχεδόν πανομοιότυπα, επομένως η απορροφητική συνθήκη απορροφά το μεγαλύτερο μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας με τυχόν μικρές ανακλάσεις να μην επηρεάζουν την απόδοση του κώδικα. Για τον υπολογισμό του S11 προσομοιώνεται πρώτα μόνο η γραμμή τροφοδοσίας για τον υπολογισμό του προσπίπτοντος κύματος και στη συνέχεια ολόκληρη η διάταξη της κεραίας για τον υπολογισμό του συνολικού πεδίου. Δύο κεραίες χρησιμοποιούνται για την εξακρίβωση του κώδικα και τα αποτελέσματα που προκύπτουν συμφωνούν σε μεγάλο βαθμό με αυτά της βιβλιογραφίας.

Στο τελευταίο κομμάτι της διπλωματικής μοντελοποιείται και βελτιστοποιείται η ελλειπτική κεραία μικροταινίας ως προς το εύρος ζώνης, το κέρδος και το axial ratio. Όλες οι προσομοιώσεις γίνονται στο πρόγραμμα CST. Σε πρώτη φάση μοντελοποιείται η κεραία που παρουσιάζεται στο [14]. Από τα αποτελέσματα όμως παρατηρείται ότι η κεραία δεν παρουσιάζει διπλό συντονισμό οπότε γίνεται προσπάθεια για την επίτευξή του. Τελικά επιτυγχάνεται με την μετακίνηση του σημείου τροφοδοσίας σε σημείο κοντά στο κέντρο της έλλειψης και πάνω στην ευθεία των 45° . Στη συνέχεια, επιχειρείται η βελτιστοποίηση της κεραίας και με μεταβολή των διαστάσεων των αξόνων της έλλειψης επιτυγχάνεται βελτίωση του κέρδους της και του axial ratio, ειδικά στη μία συχνότητα συντονισμού. Το εύρος ζώνης βελτιώνεται με την αύξηση του πάχους υποστρώματος, διαδικασία η οποία τελικά προκαλεί και την περαιτέρω βελτίωση του κέρδους της κεραίας καθώς και του axial ratio.

A' Εξισώσεις ενημέρωσης της FDTD

1. Εξίσωση D_x

$$D_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = C1D_x \cdot D_x|_{i+0.5,j,k}^n + C2D_x \cdot \left(\frac{H_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} - H_z|_{i+0.5,j-0.5,k}^{n+0.5}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} - H_y|_{i+0.5,j,k-0.5}^{n+0.5}}{\Delta z} \right)$$

$$C1D_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t} \right) \quad C2D_x = \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t} \right)$$

2. Εξίσωση D_y

$$D_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1} = C1D_y \cdot D_y|_{i,j+0.5,k}^n + C2D_y \cdot \left(\frac{H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} - H_x|_{i,j+0.5,k-0.5}^{n+0.5}}{\Delta z} - \frac{H_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} - H_z|_{i-0.5,j+0.5,k}^{n+0.5}}{\Delta x} \right)$$

$$C1D_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t} \right) \quad C2D_y = \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t} \right)$$

3. Εξίσωση D_z

$$D_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1} = C1D_z \cdot D_z|_{i,j,k+0.5}^n + C2D_z \cdot \left(\frac{H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} - H_y|_{i-0.5,j,k+0.5}^{n+0.5}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} - H_x|_{i,j-0.5,k+0.5}^{n+0.5}}{\Delta y} \right)$$

$$C1D_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x - \sigma_x \Delta t}{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t} \right) \quad C2D_z = \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t} \right)$$

4. Εξίσωση E_x

$$E_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} = C1E_x \cdot E_x|_{i+0.5,j,k}^n + C2E_x \cdot D_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1} - C3E_x \cdot D_x|_{i+0.5,j,k}^n$$

$$C1E_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t} \right) \quad C2E_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t}{\varepsilon(2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t)} \right) \quad C3E_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x - \sigma_x \Delta t}{\varepsilon(2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t)} \right)$$

5. Εξίσωση E_y

$$E_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1} = C1E_y \cdot E_y|_{i,j+0.5,k}^n + C2E_y \cdot D_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1} - C3E_y \cdot D_y|_{i,j+0.5,k}^n$$

$$C1E_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x - \sigma_x \Delta t}{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t} \right) \quad C2E_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t}{\varepsilon(2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t)} \right) \quad C3E_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y - \sigma_y \Delta t}{\varepsilon(2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t)} \right)$$

6. Εξίσωση E_z

$$E_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1} = C1E_z \cdot E_z|_{i,j,k+0.5}^n + C2E_z \cdot D_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1} - C3E_z \cdot D_z|_{i,j,k+0.5}^n$$

$$C1E_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t} \right) \quad C2E_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t}{\varepsilon(2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t)} \right) \quad C3E_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z - \sigma_z \Delta t}{\varepsilon(2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t)} \right)$$

7. Εξίσωση B_x

$$B_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+1.5} = C1B_x \cdot B_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} - C2B_x \cdot \left(\frac{E_z|_{i,j+1,k+0.5}^{n+1} - E_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1}}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i,j+0.5,k+1}^{n+1} - E_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1}}{\Delta z} \right)$$

$$C1B_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t} \right) \quad C2B_x = \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t} \right)$$

8. Εξίσωση B_y

$$B_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+1.5} = C1B_y \cdot B_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} - C2B_y \cdot \left(\frac{E_x|_{i+0.5,j,k+1}^{n+1} - E_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1}}{\Delta z} - \frac{E_z|_{i+1,j,k+0.5}^{n+1} - E_z|_{i,j,k+0.5}^{n+1}}{\Delta x} \right)$$

$$C1B_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t} \right) \quad C2B_y = \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t} \right)$$

9. Εξίσωση B_z

$$B_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+1.5} = C1B_z \cdot B_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} - C2B_z \cdot \left(\frac{E_y|_{i+1,j+0.5,k}^{n+1} - E_y|_{i,j+0.5,k}^{n+1}}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i+0.5,j+1,k}^{n+1} - E_x|_{i+0.5,j,k}^{n+1}}{\Delta y} \right)$$

$$C1B_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x - \sigma_x \Delta t}{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t} \right) \quad C2B_z = \left(\frac{2\varepsilon \Delta t}{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t} \right)$$

10. Εξίσωση H_x

$$H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+1.5} = C1H_x \cdot H_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5} + C2H_x \cdot B_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+1.5} - C3H_x \cdot B_x|_{i,j+0.5,k+0.5}^{n+0.5}$$

$$C1H_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z - \sigma_z \Delta t}{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t} \right) \quad C2H_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t}{\mu(2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t)} \right) \quad C3H_x = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x - \sigma_x \Delta t}{\mu(2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t)} \right)$$

11. Εξίσωση H_y

$$H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+1.5} = C1H_y \cdot H_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5} + C2H_y \cdot B_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+1.5} - C3H_y \cdot B_y|_{i+0.5,j,k+0.5}^{n+0.5}$$

$$C1H_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_x - \sigma_x \Delta t}{2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t} \right) \quad C2H_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t}{\mu(2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t)} \right) \quad C3H_y = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y - \sigma_y \Delta t}{\mu(2\varepsilon\kappa_x + \sigma_x \Delta t)} \right)$$

12. Εξίσωση H_z

$$H_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+1.5} = C1H_z \cdot H_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5} + C2H_z \cdot B_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+1.5} - C3H_z \cdot B_z|_{i+0.5,j+0.5,k}^{n+0.5}$$

$$C1H_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_y - \sigma_y \Delta t}{2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t} \right) \quad C2H_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z + \sigma_z \Delta t}{\mu(2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t)} \right) \quad C3H_z = \left(\frac{2\varepsilon\kappa_z - \sigma_z \Delta t}{\mu(2\varepsilon\kappa_y + \sigma_y \Delta t)} \right)$$

Αναφορές

- [1] L. Solymar, E. Shamonina, *Waves in Metamaterials*, Oxford University Press, USA, 2009.
- [2] Στυλιανός Ασημόνης, *Ανάλυση, Σχεδίαση και Βελτιστοποίηση Μικροκυματικών Διατάξεων με στόχο τη Βελτίωση της Ποιότητας Τηλεπικοινωνιακών Διατάξεων*, Διαδακτορική Διατριβή, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, 2011.
- [3] Daniel Frederic Sievenpiper, *High-Impedance Electromagnetic Surfaces*, University of California, Los Angeles, 1999.
- [4] Theofano M. Kollatou, Alexandros I. Dimitriadis, Stylianos D. Assimonis, Nikolaos V. Kantartzis and Christos S. Antonopoulos, *A family of ultra-thin, polarization-insensitive, multi-band, highly absorbing metamaterial structures*, Progress in Electromagnetics Research, Vol. 136, 579-594, 2013.
- [5] Stylianos D. Assimonis, Traianos V. Yioultsis and Christos S. Antonopoulos, *Design and Optimization of Uniplanar EBG Structures for Low Profile Antenna Applications and Mutual Coupling Reduction*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, VOL. 60, NO. 10, OCTOBER 2012.
- [6] Srikumar Sandeep, *Broandband Analysis of Microstrip Patch Antenna using 3D FDTD-UPML*, ECEN 5134-Term Paper, University of Colorado at Boulder.
- [7] John B. Schneider, *Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method*, www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd/, 2010.
- [8] Rakesh Singh Kshetrimayum, *FDTD: An Introduction*, www.iitg.ac.in/engfac/krs/public_html/ece/FDTD.pdf, 2017
- [9] Raymond C. Rumpf, *Electromagnetic Analysis Using Finite-Difference Time-Domain*, <https://empossible.net/academics/emp5304/>, 2020

- [10] El Hajibi, El Hamichi, *Simulation and Numerical Modeling of a Rectangular Patch Antenna Using Finite Difference Time Domain (FDTD) Method*, Journal of Computer Science and Information Technology, vol. 2, no. 2, pp. 01-08, 2014.
- [11] M. Zweeki, R. A. Abd-Alhameed, M. A. Mangoud, P. S. Excell and J. A. Vaul, *Broadband analysis of finite microstrip patch antenna structure using FDTD*, 2001 Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, (IEE Conf. Publ. No. 480), Manchester, UK, 2001, pp. 403-407 vol.2.
- [12] Dennis M. Sullivan, *Electromagnetic Simulation Using the FDTD Method*, Second Edition, 2013 The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.
- [13] J. G. Kretzschmar, *Wave propagation in hollow conducting elliptical waveguides*, IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. MTT-18, pp. 547-554, Sept. 1970.
- [14] N. Kumprasert, *Theoretical study of dual-resonant frequency and circular polarization of elliptical microstrip antennas*, IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. Transmitting Waves of Progress to the Next Millennium. 2000 Digest. Held in conjunction with: USNC/URSI National Radio Science Meeting (C, Salt Lake City, UT, 2000, pp. 1015-1020 vol.2.
- [15] S. K. Josan, J. S. Sohal and B. S. Dhaliwal, *Design of elliptical microstrip patch antenna using Genetic Algorithms*, 2012 IEEE International Conference on Communication Systems (ICCS), Singapore, 2012, pp. 140-143.
- [16] P. Sekra, D. Bhatnagar, V. K. Saxena and J. S. Saini, *Single feed circularly polarized edge truncated elliptical microstrip antenna*, 2009 International Conference on Emerging Trends in Electronic and Photonic Devices Systems, Varanasi, 2009, pp. 353-356.