



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μεταϋλικά συντονισμού Mie
με ευρυζωνική ή/και πολυζωνική
απόκριση**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Αλέξανδρου Πανταζή

Επιβλέπων: Βασίλης Γιαννόπαπας

Αθήνα, Ιούλιος, 2015



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μεταϋλικά συντονισμού Mie
με ευρυζωνική ή/και πολυζωνική
απόκριση**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Αλέξανδρου Πανταζή

Επιβλέπων: Βασίλης Γιαννόπαπας

Αθήνα, Ιούλιος, 2015



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μεταϋλικά συντονισμού Mie
με ευρυζωνική ή/και πολυζωνική
απόκριση**

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Αλέξανδρου Πανταζή

(ΑΜ: 09212025)

Επιβλέπων: Βασίλειος Γιαννόπαπας, Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή τον Ιούλιο 2015.

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ

ΗΛΙΑΣ

ΒΑΣΙΛΕΙΟΣ

ΠΑΡΑΣΚΕΥΑΪΔΗΣ

ΓΛΥΤΣΗΣ

ΓΙΑΝΝΟΠΑΠΑΣ

ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΕΜΠ

ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΕΜΠ

ΕΠΙΚΟΥΡΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούλιος 2015

ΑΛΕΞΑΝΔΡΟΣ Ν. ΠΑΝΤΑΖΗΣ

Απόφοιτος Σχολής Ικάρων

Copyright © ΑΛΕΞΑΝΔΡΟΣ Ν. ΠΑΝΤΑΖΗΣ

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.

Περίληψη

Τα τελευταία χρόνια παρατηρείται έντονο το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας για τα επονομαζόμενα μεταϋλικά. Τα τεχνολογικά επιτεύγματα της εποχής και η ανάγκη για ανάπτυξη και εξέλιξη, ώθησαν τον άνθρωπο στο να επαναδημιουργεί την ύλη και να της δίνει τις ιδιότητες εκείνος που επιθυμεί. Σε αυτό λοιπόν το πνεύμα και τα μεταϋλικά παίζουν τον ρόλο τους σε ένα ανταγωνιστικό μα άκρως ενδιαφέρον επιστημονικά περιβάλλον. Η δημιουργία διαφόρων τύπων μεταϋλικών με αμέτρητες παραλλαγές και χρήσεις εξάπτει την φαντασία και διευρύνει τον ορίζοντα των εφαρμογών για κάθε επιστήμονα αλλά και κοινό άνθρωπο.

Σε αυτό λοιπόν το πνεύμα και με αυτό τον σκοπό της αναζήτησης, των ορίων των μεταϋλικών και των ιδιοτήτων τους, αναζητήσαμε σε αυτή την εργασία, μέσω της θεωρίας του ενεργού μέσου και της εκτεταμένης θεωρίας Maxwell-Garnett (EMG) (Doyle, 1989 Ruppin, 2000), για Mie σκέδαση από 3D σύστημα σφαιρών, την συμπεριφορά των δεικτών του ενεργού δείκτη διάθλασης, της ηλεκτρικής επιτρεπτότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας σε διάφορα υλικά. Τα υλικά αυτά ήταν σύνθετα μεταϋλικά και πολυμερή και αναζητήσαμε τις εφαρμογές που θα μπορούσαν τα συγκεκριμένα μεταϋλικά να έχουν, προσδιορίζοντας πάντα το μέγεθος των σφαιρών που θα χρειαστεί η κάθε εφαρμογή και το εύρος των συχνοτήτων του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που θα διαπεράσει το υλικό.

Στο πρώτο κεφάλαιο λοιπόν γίνεται μια αναφορά και εισαγωγή στα μεταϋλικά, ενώ στο δεύτερο και κεφάλαιο εξηγούνται και θεωρητικά η ύπαρξη των μεταϋλικών καθώς και διάφορες εφαρμογές τους. Στο τρίτο κεφάλαιο εξηγούνται η εκτεταμένη θεωρία Maxwell-Garnett (EMG) (Doyle, 1989 Ruppin, 2000), για Mie σκέδαση, σε συνδυασμό με 3D σύστημα σφαιρών και η μέθοδος σκέδασης πολλαπλών επιπέδων ως μια άλλη, πιο ακριβείς και αρκετά πιο χρονοβόρα μέθοδος προσέγγισης σκέδασης ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στα υλικά. Και τέλος, στα κεφάλαια 4 και 5 γίνεται η μελέτη διαφόρων υλικών με την προαναφερθείσα μέθοδο ενεργού θεωρίας για συγκεκριμένα σύνθετα και πολυμερή υλικά και εξάγονται συμπεράσματα και πιθανές εφαρμογές των μεταϋλικών αυτών από τον τομέα της βιομηχανίας και της τεχνολογίας.

Λέξεις κλειδιά

Θεωρία ενεργού μέσου, ενεργός διηλεκτρική επιτρεπτότητα, ενεργός μαγνητική διαπερατότητα, μεταϋλικά, ενεργός δείκτης διάθλασης, σύνθετα υλικά, πολυμερή, φαινόμενο σύραγγας, πλάσμα, γυροτροπικά υλικά, ΑΔΔ.

Abstract

In recent years there has been intense interest in the scientific community for so-called metamaterials. The technological advances of the era and the need for growth and development, pushed man to recreate the material and gives it the properties he wishes. It is in this spirit and Metamaterials play their role in a challenging but extremely interesting scientific environment. Creating different types of metamaterials with countless variations and uses triggers imagination and expands the horizon of applications for every scientist and layperson.

It is in this spirit and with this purpose search for the limits of metamaterials and their properties, we sought in this work, through the theory of the active medium and the extended theory Maxwell-Garnett (EMG) (Doyle, 1989 Ruppin, 2000), to Mie scattering from 3D spheres system behavior of the active refractive index markers, electric permittivity and magnetic permeability to various materials. These materials were composite metamaterials and polymers and search applications could these metamaterials have always specifying the size of balls you need each application and the range of frequencies of the electromagnetic field that will penetrate the material.

In the first chapter we made a report and introduction to metamaterials, the second chapter we explained theoretically the existence of metamaterials and their various applications. The third chapter explains the extended Maxwell-Garnett theory (EMG) (Doyle, 1989 Ruppin, 2000), for Mie scattering, in combination with 3D system spheres and multilayer method scattering as another, more accurate and much more time-consuming method of approach electromagnetic field scattering materials. And finally, Chapters 4 and 5 is the study of various materials with the aforementioned methods working theory particular composites and polymer materials and draws with conclusions and possible applications of these metamaterials by industry and technology.

Keywords

Active medium theory, active dielectric permittivity, active magnetic permeability, metamaterials, active refractive index, composites, polymers, tunneling effect, plasma, gyro tropic materials, DNG.

Πρόλογος - Ευχαριστίες

Αυτή η διπλωματική εργασία αποτελεί το τελευταίο στάδιο των σπουδών μου στην Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και συγκεκριμένα, του Μεταπτυχιακού Προγράμματος σπουδών, με τίτλο, «Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές» του Τομέα Φυσικής. Κατά την φοίτησή μου στην σχολή, μου δόθηκαν τα απαραίτητα εφόδια για την παραπέρα πορεία μου στον επαγγελματικό τομέα και συνέβαλαν προσωπικά στην εν γένει διαμόρφωση του χαρακτήρα μου και της αντίληψής μου.

Διάλεξα ως θέμα της εργασίας μου να ασχοληθώ με τα μεταϋλικά καθώς αποτελούν την τεχνολογική βάση πάνω στην οποία κινείται η τεχνολογία του σήμερα μα και του μέλλοντος. Άλλωστε τα μεταϋλικά ονομάστηκαν έτσι, λόγω των εξωτικών και «μαγικών» θα έλεγε κάποιος, ιδιοτήτων, που μπορούν να τους προσδοθούν. Στην προσπάθειά μου αυτή, αρωγοί μου στάθηκαν οι κύριοι Βασίλειος Γιαννόπαπας (Επίκουρος καθηγητής ΕΜΠ) και Ηλίας Γλύτσης (καθηγητής ΕΜΠ) στους οποίους και οφείλω μεγάλη ευγνωμοσύνη για την υπομονή και την καρτερία που έδειξαν λόγω των επαγγελματικών μου υποχρεώσεων.

Επίσης, στα πλαίσια των σπουδών μου σε αυτό το Μεταπτυχιακό πρόγραμμα, ήθελα να ευχαριστήσω θερμά όλους τους καθηγητές που με προσωπικό τους μόχθο και αυταπάρνηση πολλές φορές, έδειξαν υπομονή να μας διδάξουν και μας εμφυσήσουν την αγάπη για την επιστήμη και την λογική. Πολλές ευχαριστίες, χρωστάω και στον καθηγητή του Ινστιτούτου Τεχνολογίας του Δημόκριτου, κύριο Διονύσιο Μπονάτσο, ο οποίος και αποτέλεσε και αποτελεί πηγή έμπνευσης και στήριγμα στις ακαδημαϊκές μου επιλογές.

Φιλικά και από τα βάθη της καρδιάς μου, ήθελα να ευχαριστήσω τον Διδακτορικό φοιτητή και προσωπικό αγαπητό φίλο, κύριο Χρήστο Σπανδωνίδα, ο οποίος και μου στάθηκε μέντορας και με οδήγησε με τον τρόπο του, στην πύλη του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, προκειμένου να έρθω σε επαφή με την επιστήμη. Τίποτα όμως από όλα αυτά δεν θα ήτανε εφικτό τελικά, αν η υπομονή και απέραντη κατανόηση της συζύγου μου Ευθυμίας, καθώς και η πολύτιμη στήριξή της σε όλες τις δύσκολες στιγμές, δεν αποτελούσε «κολώνα», στήριγμα και οδηγό, προκειμένου να γνωρίσω και την άλλη μου αγάπη, την επιστήμη. Μαζί της άλλωστε ξεκίνησε και αυτό το ταξίδι στη γνώση !!!

Ευχαριστώ..

Περιεχόμενα:

Κεφάλαιο 1

1.1	Εισαγωγή.....	10
1.2	Μοντέλα περιγραφής μεταϋλικών.....	10
1.3	Τα υλικά με βάση τις παραμέτρους ϵ και μ	12
1.4	Αριστερόστροφα υλικά.....	14

Κεφάλαιο 2

2.1	Εξαγωγή των βασικών χαρακτηριστικών LHM.....	17
2.2	Διάθλαση με «αρνητικό πρόσημο».....	21
2.3	Τέλειος φακός Pendry.....	23
2.4	Κυματοδηγοί και τέλεια οδήγηση ΗΜ καταστάσεων.....	25
2.5	Μικροκυματικά φίλτρα και κεραίες μεταϋλικών.....	26
2.6	Μανδύας αορατότητας.....	26
2.7	Τεχνικές ακύρωσης σκέδασης.....	29
2.8	Μηδενικός δείκτης διάθλασης.....	30

Κεφάλαιο 3

3.1	Πολυπολικό ανάπτυσμα του ΗΜ πεδίου.....	34
3.2	Σκέδαση από ομοιογενή σφαίρα.....	35
3.3	Θεωρία ενεργού μέσου.....	37

Κεφάλαιο 4

4.1	Κρυσταλλικές δομές	39
4.2	Μελέτη υλικών με υψηλή ηλεκτρική επιδεκτικότητα	41
4.3	Μελέτη υλικού BST	50

Κεφάλαιο 5

5.1	Υβριδικά υλικά.....	55
5.2	Πολυμερή υλικά.....	55
5.3	Σύνθετα υλικά	55
5.4	Νανოსωματίδια μετάλλων.....	56
5.5	AuNPs (Au Nano-Particles).....	57
5.6	Χρήση νανოსωματιδίων χρυσού σε πολυμερή.....	58
5.7	Μελέτη πολυμερούς PVA/KDP.....	61
5.8	Μελέτη πολυμερούς PVA/KDP/AuNPs.....	72

Επίλογος – Σύνοψη	84
--------------------------------	-----------

Βιβλιογραφία	85
---------------------------	-----------

Κεφάλαιο 1

1.1 Εισαγωγή

Ένα νέο αντικείμενο υλικών, με ιδιότητες που διαφέρουν πολύ από τα γνωστά υλικά έκανε την εμφάνισή του τα τελευταία χρόνια. Ο όρος «μεταϋλικό» κάνει την εμφάνισή του συχνά τον τελευταίο αιώνα και περιγράφει υλικά πέρα από τα συνηθισμένα (φυσικά ή τεχνικά υλικά). Το να κατασκευαστούν τέτοια υλικά, φαινόταν αδύνατο μέχρι κάπου το 2000, όταν ο Smith [29] δημοσίευσε τα πειράματά του. Τι έκανε; Κατασκεύασε ένα τεχνητό υλικό, που σε μια δεδομένη ζώνη συχνοτήτων, έχει αρνητικές τιμές ηλεκτρικής επιδεκτικότητας και μαγνητικής διαπερατότητας [16]. Βέβαια, πρόδρομοι του Smith ήταν οι Veselago και Pendry [29, 30, 31] (για την υλοποίηση των τέλειων φακών ο τελευταίος), οι οποίοι και είχαν πραγματοποιήσει θεωρητικές μελέτες σχετικά με ένα υποθετικό μεταϋλικό.

Πώς θα ορίζαμε όμως τα μεταϋλικά? Υπάρχουν αρκετοί ορισμοί, αλλά ένας απλός και σχετικά καλός ορισμός θα ήταν ότι είναι «τεχνητά μέσα με ασυνήθιστες ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες». Βέβαια, αν και φαίνεται να ορίζεται στην ουσία του το μεταϋλικό, ένας άλλος λίγο πιο ακριβής θα ήταν:

«Μεταϋλικά ονομάζονται τα μέσα - υλικά, σχεδιασμένα από τον άνθρωπο, με σκοπό να επιτύχουν επιθυμητές ιδιότητες, που δεν απαντώνται στη φύση». Παρόλο που τα μεταϋλικά, δεν απαντώνται στην φύση, είναι σύνθετες κατασκευές από γνωστά μέσα - υλικά, τα οποία και προσλαμβάνουν τις επιθυμητές ιδιότητες, όχι τόσο από την φύση του υλικού που είναι κατασκευασμένα μα κυρίως, από την γεωμετρία που μπορεί αυτά να έχουν, με δομή που περιοδικά επαναλαμβάνεται κατά μοναδιαίες κυψελίδες. Οι μοναδιαίες κυψελίδες, στην παρούσα εργασία, θα έχουν μέγεθος που θα είναι κατά πολύ μικρότερο του μήκους κύματος του ηλεκτρομαγνητικού (ΗΜ) πεδίου, το οποίο και θα τα διαπερνά ως ένα σημείο, προκειμένου να αποδώσουν τις επιθυμητές ιδιότητες.

1.2 Μοντέλα περιγραφής μεταϋλικών

Όπως είπαμε και στην προηγούμενη παράγραφο, μια από τις σημαντικότερες ιδιότητες των μεταϋλικών είναι η ταυτόχρονη εμφάνιση αρνητικών τιμών ηλεκτρικής επιδεκτικότητας και μαγνητικής διαπερατότητας, σε συγκεκριμένο εύρος συχνοτήτων. Υλικά με αρνητική ηλεκτρική επιδεκτικότητα και μαγνητική διαπερατότητα δεν υπάρχουν στη φύση. Σκοπός

λοιπόν ήταν η πρόβλεψη τέτοιων περιοχών με αρνητικές καταστατικές παραμέτρους. Τέτοια μοντέλα, για χαμηλές όμως απώλειες, είναι των Drude και Lorentz.

Το βασικό μοντέλο περιγραφής της κίνησης των ηλεκτρονίων σε ένα υλικό είναι αυτό του Lorentz, που θεωρεί την κίνηση ως εξαναγκασμένη ταλάντωση με απώλειες, με φορτία να κινούνται προς την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Η απόκριση στο πεδίο του χρόνου στην περίπτωση αυτή, θα δίνεται από την έκφραση:

$$\frac{d^2 P_i}{dt^2} + \Gamma_L \frac{dP_i}{dt} + \omega_o^2 P_i = \epsilon_o x_L E_i$$

(1.1)

όπου : P_i η πόλωση του υλικού, Γ_L η σταθερά απόσβεσης, ω_o η φυσική συχνότητα , x_L η σταθερά σύζευξης και E_i το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο.

Από την έκφραση (1.1) μπορούμε να υπολογίσουμε την απόκριση στο πεδίο της συχνότητας:

$$P_i(\omega) = \frac{x_L}{-\omega^2 + j\Gamma_L\omega + \omega_o^2} \epsilon_o E_i(\omega)$$

(1.2)

Στην περίπτωση χαμηλών απωλειών ($\Gamma_L/\omega_o \ll 1$) ο συντονισμός παρατηρείται στην φυσική συχνότητα ή συχνότητα συντονισμού (ω_o). Η ηλεκτρική επιδεκτικότητα του υλικού συνδέεται με την πόλωση και το ηλεκτρικό πεδίο με την έκφραση

$$\chi_{e,Lorentz}(\omega) = \frac{P_i(\omega)}{\epsilon_o E_i(\omega)} = \frac{x_L}{-\omega^2 + j\Gamma_L\omega + \omega_o^2}$$

(1.3)

Η διηλεκτρική σταθερά (ϵ) προκύπτει από την έκφραση :

$$\varepsilon_{Lorentz} = \varepsilon_o (1 + \chi_{e,Lorentz})$$

(1.4)

Από την έκφραση (1.1) είναι φανερό ότι μπορούν να υπάρξουν κάποιες ειδικές περιπτώσεις του μοντέλου. Θεωρώντας, για παράδειγμα, στην (1.1) τον όρο δεύτερης τάξης αμελητέο, καταλήγουμε στο μοντέλο του Debye:

$$\Gamma_d \frac{d^2 P_i}{dt^2} + \omega_o^2 P_i = \varepsilon_o x_d E_i \implies x_{e,Debye}(\omega) = \frac{x_d}{j\Gamma_d \omega + \omega_o^2}$$

(1.5)

Αν θεωρήσουμε την δύναμη επαναφοράς αμελητέα, τότε καταλήγουμε στο μοντέλο του Drude:

$$\frac{d^2 P_i}{dt^2} + \Gamma_{Drude} \frac{d P_i}{dt} = \varepsilon x_{Drude}(\omega) E_i \implies x_{e,Drude}(\omega) = \frac{x_{Drude}}{-\omega^2 + j\Gamma_{Drude}\omega}$$

(1.6)

όπου η σταθερά σύζευξης συνήθως αναπαριστάται με τη συχνότητα πλάσματος, δηλαδή : $\chi_{Drude} = \omega_p$.

Έστω τώρα ότι, ο συντελεστής σύζευξης είναι πάντα θετικός. Στην περίπτωση αυτή, αρνητική ηλεκτρική επιδεκτικότητα, εμφανίζεται μόνο στα μοντέλα Lorentz και Drude. Πιο συγκεκριμένα, στο μοντέλο Lorentz η διηλεκτρική σταθερά μπορεί να γίνει αρνητική σε μια στενή περιοχή γύρω από τη συχνότητα συντονισμού. Από την άλλη, στο μοντέλο Drude η διηλεκτρική σταθερά μπορεί να είναι μη θετική σε ένα ευρύτερο φάσμα και συγκεκριμένα:

$$\omega < \sqrt{\omega_p^2 - \Gamma_{Drude}^2}$$

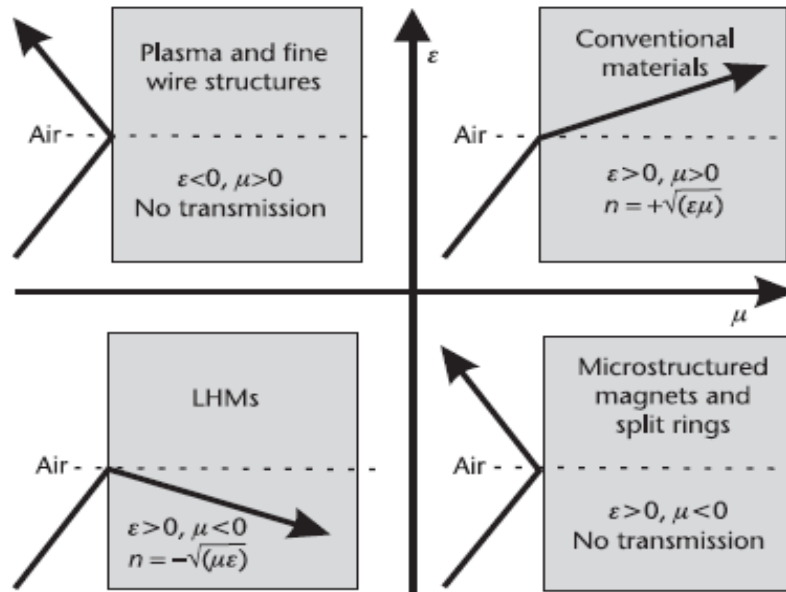
(1.7)

Παρόμοια είναι και τα συμπεράσματα για την περίπτωση ύπαρξης αρνητικής μαγνητικής διαπερατότητας. Στην περίπτωση αυτή για να καταλήξουμε στα αντίστοιχα μοντέλα, αρκεί στις παραπάνω εκφράσεις να αντικαταστήσουμε τα $E_i, P_i / \varepsilon_o, \chi$ με τα H_i, M_i, χ_m αντίστοιχα, όπου με H_i, M_i, χ_m συμβολίζουμε την ένταση του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου, τη μαγνήτιση και την μαγνητική επιδεκτικότητα του υλικού, αντίστοιχα.

1.3 Τα υλικά με βάση τις παραμέτρους ϵ και μ

Στα διηλεκτρικά μέσα, οι απώλειες, αποτρέπουν την εμφάνιση μη θετικής ηλεκτρικής επιδεκτικότητας και μαγνητικής διαπερατότητας, αλλά έχουν βρεθεί κάποιες κατηγορίες, φυσικών υλικών, με $\epsilon < 0$ ή $\mu < 0$. Και για να γίνει πιο σαφές, στο πλάσμα χαμηλών απωλειών (low-loss metals) [13] και σε κάποια μέταλλα και ημιαγωγούς, στις οπτικές και τις υπέρυθρες συχνότητες, εμφανίζουν ηλεκτρική επιδεκτικότητα μικρότερη του μηδενός. Αντίστοιχα, υπάρχουν και υλικά, με $\mu < 0$ [13, 16], που είναι όμως ακόμη πιο σπάνια, δεδομένης της χαμηλής αλληλεπίδρασης στα περισσότερα φυσικά υλικά. Μπορούν όμως να αναφερθούν τα σιδηρομαγνητικά υλικά, στα οποία και εμφανίζονται αρκετά ισχυρές μαγνητικές αλληλεπιδράσεις και ταυτόχρονα αρκετά χαμηλές απώλειες [13, 16] και είναι δυνατόν να εμφανιστούν περιοχές αρνητικής μαγνητικής διαπερατότητας.

Θα μπορούσαμε λοιπόν τώρα να κατηγοριοποιήσουμε με κριτήριο τις τιμές των καταστατικών παραμέτρων (ϵ , μ), τα υλικά, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1. Αν $\epsilon > 0$ και $\mu > 0$, τα υλικά ονομάζονται DPS (Double-Positive). Όπως αναφέραμε και παραπάνω, τα περισσότερα φυσικά διηλεκτρικά ανήκουν σε αυτή την κατηγορία. Υλικά με $\epsilon < 0$ καλούνται ENG (Epsilon-Negative). Αυτό γίνεται εφικτό σε συγκεκριμένες περιοχές του φάσματος και όχι σε όλο το φάσμα. Πχ σε ευγενή μέταλλα, όπως ο χρυσός και ο άργυρος, που εμφανίζουν τέτοια χαρακτηριστικά στην υπέρυθη περιοχή και σε περιοχές του ορατού φάσματος. Υλικά με $\mu < 0$ συνηθίζεται να χαρακτηρίζονται ως MNG (Mu-Negative). Τέτοια υλικά είναι τα γυροτροπικά. Τέλος, υλικά με $\epsilon < 0$ και $\mu < 0$ καλούνται DNG (double negative ή ΑΔΔ: Αρνητικός δείκτης διάθλασης). Αυτά, δεν απαντώνται στη φύση, αλλά μπορούμε, πλέον να τα κατασκευάσουμε.



Σχήμα 1.1: Κατηγοριοποίηση υλικών με βάση τις παραμέτρους ϵ , μ [4].

1.4 Αριστερόστροφα υλικά

Τα μεταυλικά, εμφανίστηκαν για πρώτη φορά στην θεωρία, από τον Σοβιετικό φυσικό Victor Veselago [30], το 1968 όταν και διατύπωσε την θεωρία του για υλικά με ταυτόχρονα αρνητικά ϵ , μ και τις ιδιότητες που αυτά θα παρουσίαζαν. Έδειξε, ότι ένα μονοχρωματικά ομοιόμορφο επίπεδο κύμα μπορεί να διαδοθεί σε ένα τέτοιο μέσο, με ταυτόχρονη εμφάνιση μάλιστα κάποιων πολύ ενδιαφεροσών, έως και επαναστατικών για την εποχή, ιδιοτήτων. Κάποιες από αυτές είναι :

1. Αρνητική διάθλαση.

$$\epsilon < 0, \quad \mu < 0, \quad n = -\sqrt{|\epsilon\mu|}$$

Από τον Maxwell και τις εξισώσεις του περί ηλεκτρομαγνητισμού, ο δείκτης διάθλασης σε ένα τέτοιο μέσο πρέπει να είναι αρνητικός. Παρακάτω στο σχήμα 1.2 δίνεται μία απεικόνιση της ιδιότητας αυτής.

2. Αναστροφή του φαινομένου Doppler. Η συχνότητα μιας πηγής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που κατευθύνεται προς ένα παρατηρητή θα εμφανίζεται μειωμένη καθώς τον πλησιάζει, ενώ σε ένα συμβατικό μέσο θα εμφανιζόταν αυξημένη.

3. Το διάνυσμα Poynting και το κυματικό διάνυσμα θα είναι αντίρροπα. Δηλαδή, τα κύματα, θα φαίνονται να κινούνται πίσω στο χρόνο (Σχήμα 1.3).

4. Τέλειος φακός.

5. Αρνητική ηλεκτρική επιδεκτικότητα.

6. Αρνητική μαγνητική διαπερατότητα.

7. Οπτικές αυταπάτες με μεταϋλικά

- Μανδύας αορατότητας

- Διατάξεις μεταμφίεσης αντικειμένων

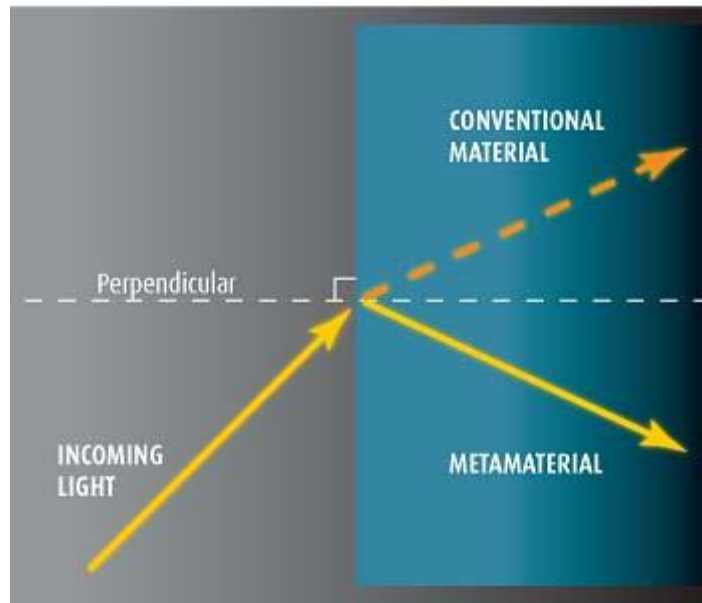
- Σφράγισμα εξόδων και ματιά μέσα από τοίχους

8. Οπτικές μελανές οπές και υπέρ-απορροφητές φωτός

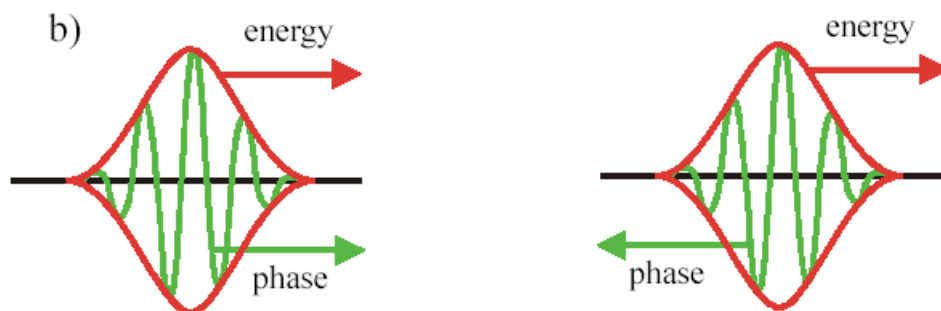
Η μελέτη του Veselago [30] μας έδωσε την δυνατότητα, να ερευνήσουμε φαινόμενα σε υλικά DNG, με όρους απλών επίπεδων κυμάτων, και στο όριο που το μήκος κύματος της ΗΜ ακτινοβολίας είναι πολύ μεγαλύτερο από την χαρακτηριστική διάσταση της δομής.

BENDING BACKWARDS

In normal materials, light cannot bend beyond the perpendicular to the material, but in metamaterials it can



Σχήμα 1.2: Αρνητικός δείκτης διάθλασης (www.newscientist.com)



Σχήμα 1.3: Το διάνυσμα Poynting και το κυματικό διάνυσμα είναι αντίρροπα. [5]

Στο επόμενο κεφάλαιο, αναφερθούμε σε εφαρμογές των DNG υλικών, όπως :

1. Ο τέλειος φακός Pendry [31]
2. Κυματοδότηση
3. Μικροκυματικά φίλτρα και κεραίες μεταλλικών

4. Μανδύας αορατότητας και τεχνικές ακύρωσης σκέδασης - scattering cancellation.

5. Μηδενικός δείκτης διάθλασης

Αλλά πρώτα θα δούμε πώς εξάγονται τα βασικά χαρακτηριστικά των αριστερόστροφων υλικών (Left Handed Materials-LHM), με ανάλυση πεδίων, όπως η αρνητική διάθλαση, η οποία και είναι η ουσία των μεταϋλικών.

Κεφάλαιο 2

2.1 Εξαγωγή των βασικών χαρακτηριστικών LHM

Οι εξισώσεις του Maxwell στο χώρο απουσία πηγών φορτίου και ρεύματος είναι (όπου οι παύλες πάνω από τα μεγέθη, δεικνύουν διανύσματα):

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{E} &= -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \bar{H} &= \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

(2.1)

Με χρονική εξάρτηση μπορούμε να κάνουμε την αντικατάσταση:

$$\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$$

και επομένως οι παραπάνω εξισώσεις γίνονται:

$$\begin{aligned}\nabla \times \bar{E} &= -j\omega\mu\bar{H} \\ \nabla \times \bar{H} &= j\omega\varepsilon\bar{E}\end{aligned}$$

(2.2)

Έστω τώρα ότι μελετάμε ένα LHM με $\varepsilon, \mu < 0$ και αμελούμε τις απώλειες. Στην περίπτωση επιπέδου κύματος έχουμε:

$$[\bar{E}(r), \bar{H}(r)] = [E_0 e^{-j\bar{k}r}, H_0 e^{-j\bar{k}r}]$$

(2.3)

συχνότητας ω που διαδίδεται κατά τη διεύθυνση \bar{r} με κυματικό διάνυσμα

$$\bar{k} = k\bar{r} = \omega \sqrt{\mu\varepsilon}\bar{r}$$

(2.4)

(που καθορίζει πως διαδίδεται το κύμα), όπου k το κυματόνισμα του μέσου (δηλ. η χωρική συχνότητα μεταβολής της φάσης). Οι εξισώσεις μετά από πράξεις απλοποιούνται ως εξής :

$$\bar{k} \times \bar{E} = -\omega \mu \bar{H}$$

$$\bar{k} \times \bar{H} = \omega \varepsilon \bar{E}$$

(2.5)

όπου οι απόλυτες τιμές μας επιτρέπουν να αγνοήσουμε το πρόσημο των ε , μ .

Οι εξισώσεις αυτές, είναι ακριβώς οι ίδιες και στην περίπτωση όπου $\varepsilon, \mu > 0$ με αμοιβαία αλλαγή προσήμων. Έτσι λοιπόν, τα διανύσματα (E , H , k) σχηματίζουν μια τριάδα κάθετων μεταξύ τους διανυσμάτων όπως γνωρίζαμε μέχρι τώρα. Η σημαντική διαφορά είναι ότι πλέον τα διανύσματα ακολουθούν τον κανόνα του αριστερού χεριού (left-handed rule) για να καθοριστούν οι κατευθύνσεις τους και όχι τον κανόνα δεξιού χεριού όπως ίσχυε μέχρι τώρα. Από εδώ προέρχεται και η ονομασία left handed metamaterials.

Είναι επίσης γνωστό ότι η φασική ταχύτητα ορίζεται ως:

$$v_p = \omega / k$$

(2.6)

Άρα και η φασική ταχύτητα έχει κατεύθυνση αντίθετη σε σχέση με αυτή που θα είχε σε ένα συμβατικό μέσο.

Όσον αφορά το διάνυσμα Poynting, αυτό, εξακολουθεί να δίδεται από τη γνωστή σχέση:

$$\bar{S} = \bar{E} \times \bar{H}^*$$

(2.7)

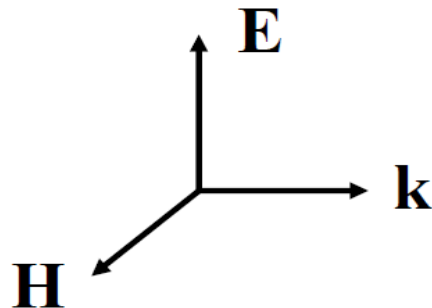
που φανερώνει ότι η τριάδα (E , H , S) εξακολουθεί να ακολουθεί να τον κανόνα του δεξιού χεριού. Επομένως, το διάνυσμα Poynting και η ταχύτητα ομάδας v_g που υποδηλώνει την κατεύθυνση διάδοσης ενέργειας, εξακολουθούν να έχουν την ίδια κατεύθυνση όπως σε ένα right-handed μέσο. Έτσι, λοιπόν, ικανοποιείται και η αρχή της αιτιότητας, η οποία απαιτεί η ενέργεια να διαδίδεται απομακρυνόμενη από την πηγή.

Στη συγκεκριμένη περίπτωση, βέβαια δεν έχουμε θεωρήσει κάποια πηγή αλλά απλά ένα επίπεδο κύμα που διαδίδεται κατά τη διεύθυνση k . Σύμφωνα

με την αρχή Huygens μπορούμε να θεωρήσουμε κάθε ισοφασική επιφάνεια, δηλ. κάθε μέτωπο κύματος, ως μια δευτερεύουσα πηγή ηλεκτρικών και μαγνητικών ρευμάτων η οποία παράγει ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο με χαρακτηριστικά ανάλογα του πεδίου που ακτινοβολείται από την αρχική (και αδιάφορη για μας στην παρούσα φάση) πηγή.

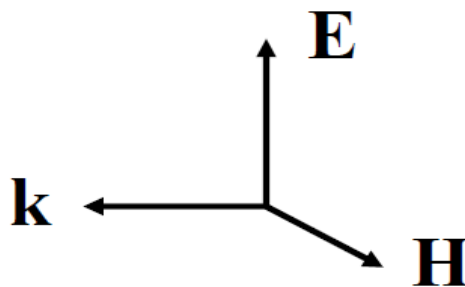
Αν συνδυάσουμε τις ανωτέρω παρατηρήσεις για τα διανύσματα \mathbf{k} , \mathbf{S} γίνεται φανερό ότι σε ένα LHM η φασική ταχύτητα u_p και η ταχύτητα ομάδας u_g είναι αντιπαράλληλες (έχουν αντίθετη διεύθυνση) και επομένως λόγω της φασικής ταχύτητας τα κύματα φαίνεται να ταξιδεύουν προς την πηγή (σχήμα 1.3). Βέβαια, αυτό δεν σημαίνει ότι και η ενέργεια, που αντιπροσωπεύεται από την ταχύτητα ομάδας και το διάνυσμα Poynting, διαδίδεται από το άπειρο προς την πηγή. Είναι τα μέτωπα κύματος, που αντιπροσωπεύονται από την φασική ταχύτητα, που ταξιδεύουν προς την πηγή.

Κάτι ανάλογο συμβαίνει στους κυματοδηγούς όπου η φασική ταχύτητα μπορεί να πάρει τιμές μεγαλύτερες της ταχύτητας του φωτός. Στο επόμενο σχήμα (2.1) συγκεντρώνονται τα μέχρι στιγμής αποτελέσματα.



$\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H} \implies$ Δεξιόστροφη τριάδα

$\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{H} \implies$ Αριστερόστροφη τριάδα



Σχήμα 2.1: Διευθύνσεις των τριάδων (E,H,k) σε DPS και DNG Υλικά [5].

Στη συνέχεια θα χρησιμοποιήσουμε τις παρατηρήσεις που κάναμε για να εξάγουμε μια από τις πιο ενδιαφέρουσες ιδιότητες των αριστερόστροφων υλικών. Η γενική μορφή της κυματικής εξίσωσης Helmholtz είναι (όπου οι παύλες πάνω από τα μεγέθη, δεικνύουν διανύσματα):

$$\begin{aligned}\nabla^2 \bar{E} + k^2 \bar{E} &= 0 \\ \nabla^2 \bar{H} + k^2 \bar{H} &= 0\end{aligned}$$

(2.8)

για κάθε συνιστώσα των E και H. Οι λύσεις των διαφορικών αυτών εξισώσεων, λαμβάνονται λύνοντας ένα πρόβλημα ιδιοσυναρτήσεων που μας δίνει τα διαδιδόμενα κύματα.

Η λύση θα είναι ένα επίπεδο κύμα του οποίου η εξάρτηση από το χρόνο και την απόσταση για διάδοση ενέργειας κατά τα θετικά r είναι της γενικής μορφής:

$$E, H \propto e^{+j(\omega t - nk_0 r)}$$

(2.9)

Όπου

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = k_0 n, \quad n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$$

(2.10)

ο κυματικός αριθμός του μέσου, k_0 ο κυματικός αριθμός του κενού, n ο συντελεστής διάθλασης του μέσου και:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$$

(2.11)

η σχετική ηλεκτρική επιδεκτικότητα και η σχετική μαγνητική διαπερατότητα του αριστερόστροφου υλικού (λόγω της μη ομογενούς φύσης του μέσου οι όροι σχετική και ενεργός για τα ϵ και μ ταυτίζονται) .

Για το συντελεστή διάθλασης δεν είναι ξεκάθαρο αν θα πρέπει να επιλεγεί το αρνητικό ή το θετικό πρόσημο της ρίζας. Για r ομόρροπο του S είναι φανερό ότι θα ισχύει

$$k_o r = \frac{\omega}{c_o} r > 0$$

(2.12)

Όμως ,είχαμε αποδείξει ότι το κύμα κινείται προς την πηγή,

$$\propto e^{+j(\omega t + |n|k_o r)}$$

(2.13)

Οπότε για να ισχύει η τελευταία εξίσωση θα πρέπει σε ένα μέσο με $\epsilon < 0$ και $\mu < 0$, ο δείκτης διάθλασης είναι αρνητικός ($n < 0$), δηλαδή να έχουμε αρνητικό δείκτη διάθλασης.

2.2 Διάθλαση με «αρνητικό πρόσημο»

Η διάθλαση με «αρνητικό πρόσημο», μελετάται, θεωρώντας τη σκέδαση ενός κύματος που προσπίπτει στη διαχωριστική επιφάνεια ενός DPS και ενός DNG μέσου, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2. Εφαρμόζοντας τις συνοριακές συνθήκες στην διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων, προκύπτει ο νόμος της ανάκλασης και ο νόμος του Snell:

$$\theta_{refl} = \theta_{inc} \quad \theta_{trans} = \text{sgn}(n_2) \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{|n_2|} \sin \theta_{inc} \right)$$

(2.14)

Αν ο δείκτης διάθλασης του μέσου είναι αρνητικός, τότε η γωνία διάθλασης σύμφωνα με το νόμο του Snell θα είναι αρνητική, πράγμα που σημαίνει ότι η

γωνία διάθλασης θα είναι στην ίδια πλευρά (ως προς την κάθετη στη διαχωριστική επιφάνεια) με τη γωνία πρόσπτωσης (σχήμα 1.2).

Το κυματόνισμα και το διάνυσμα Poynting του προβλήματος ανάκλασης του σχήματος 7 είναι:

$$\begin{aligned} k_{inc} &= k_1 (\cos \theta_{inc} \hat{z} + \sin \theta_{inc} \hat{x}) \\ k_{refl} &= k_1 (-\cos \theta_{inc} \hat{z} + \sin \theta_{inc} \hat{x}) \\ k_{trans} &= k_2 (\cos \theta_{trans} \hat{z} + \sin \theta_{trans} \hat{x}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_{inc} &= \frac{1}{2} \frac{|E_0|^2}{\eta_1} (\cos \theta_{inc} \hat{z} + \sin \theta_{inc} \hat{x}) \\ S_{refl} &= \frac{1}{2} \frac{|RE_0|^2}{\eta_1} (-\cos \theta_{inc} \hat{z} + \sin \theta_{inc} \hat{x}) \\ S_{trans} &= \frac{1}{2} \frac{|TE_0|^2}{\eta_2} (\cos \theta_{trans} \hat{z} + \sin \theta_{trans} \hat{x}) \end{aligned}$$

(2.15)

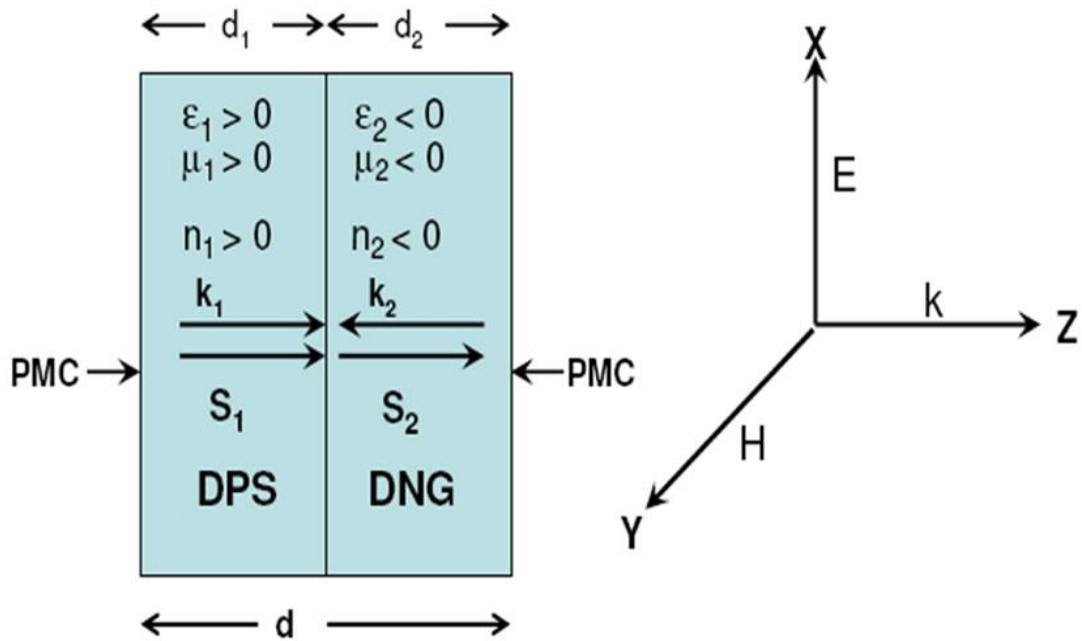
Αν το διαθλώμενο κύμα διαδίδεται σε ένα μέσο DPS, είναι προφανές ότι το κυματικό διάνυσμα και το διάνυσμα Poynting έχουν την ίδια κατεύθυνση. Όμως αν το διαθλώμενο κύμα διαδίδεται σε ένα μέσο DNG, ο δείκτης διάθλασης στην περίπτωση αυτή είναι αρνητικός και από το νόμο του Snell προκύπτει αμέσως ότι:

$$k_{trans} = -|n_2| \frac{\omega}{c} (\cos|\theta_{trans}| \hat{z} - \sin|\theta_{trans}| \hat{x})$$

$$S_{trans} = \frac{1}{2} \frac{|TE_0|^2}{\eta_2} (\cos|\theta_{trans}| \hat{z} - \sin|\theta_{trans}| \hat{x})$$

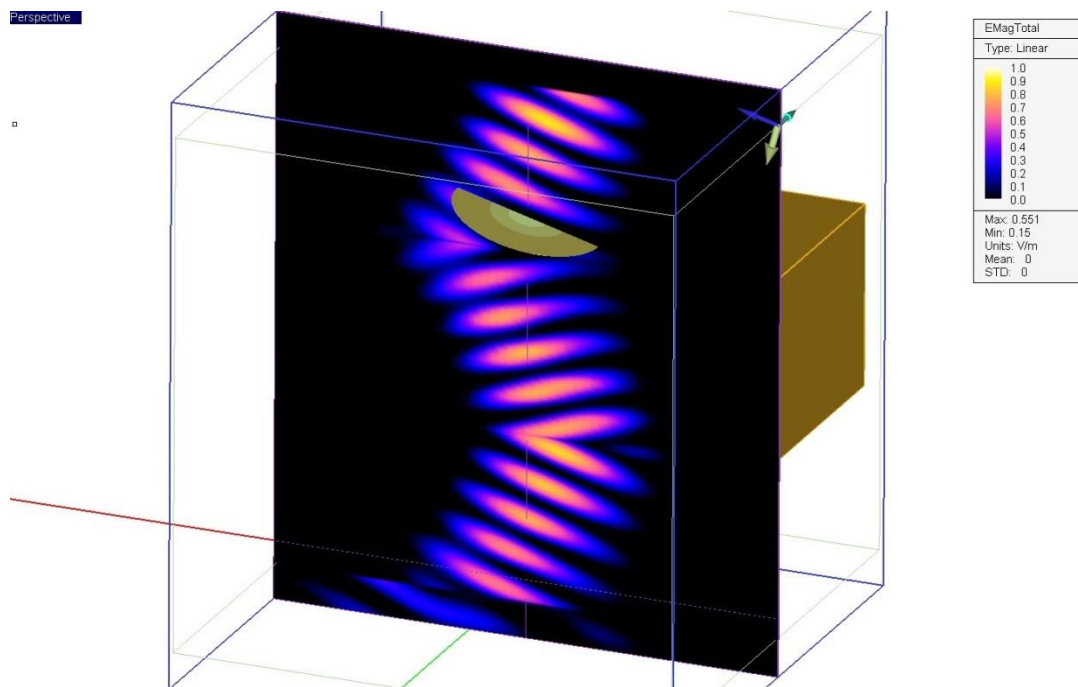
(2.16)

Είναι εμφανές από τις παραπάνω σχέσεις ότι το κυματικό διάνυσμα και το διάνυσμα Poynting έχουν αντίθετες κατευθύνσεις, με το διάνυσμα Poynting να απομακρύνεται κανονικά από τη διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων. Στο σχήμα 2.2, μπορεί να παρατηρήσει κανείς καλύτερα τις κατευθύνσεις των διανυσμάτων των E, k, S



Σχήμα 2.2: 1D πρόσπτωση κύματος από ένα μέσο DPS σε ένα μέσο DNG [6].

Η αρνητική διάθλαση έχει επιβεβαιωθεί με FDTD (Finite Difference Time Domain) υπολογισμούς αλλά και πειραματικά (σχήμα 2.3). Η αρνητική γωνία διάθλασης είναι εμφανής στο σχήμα αυτό και είναι ίση και αντίθετη με τη γωνία πρόσπτωσης.



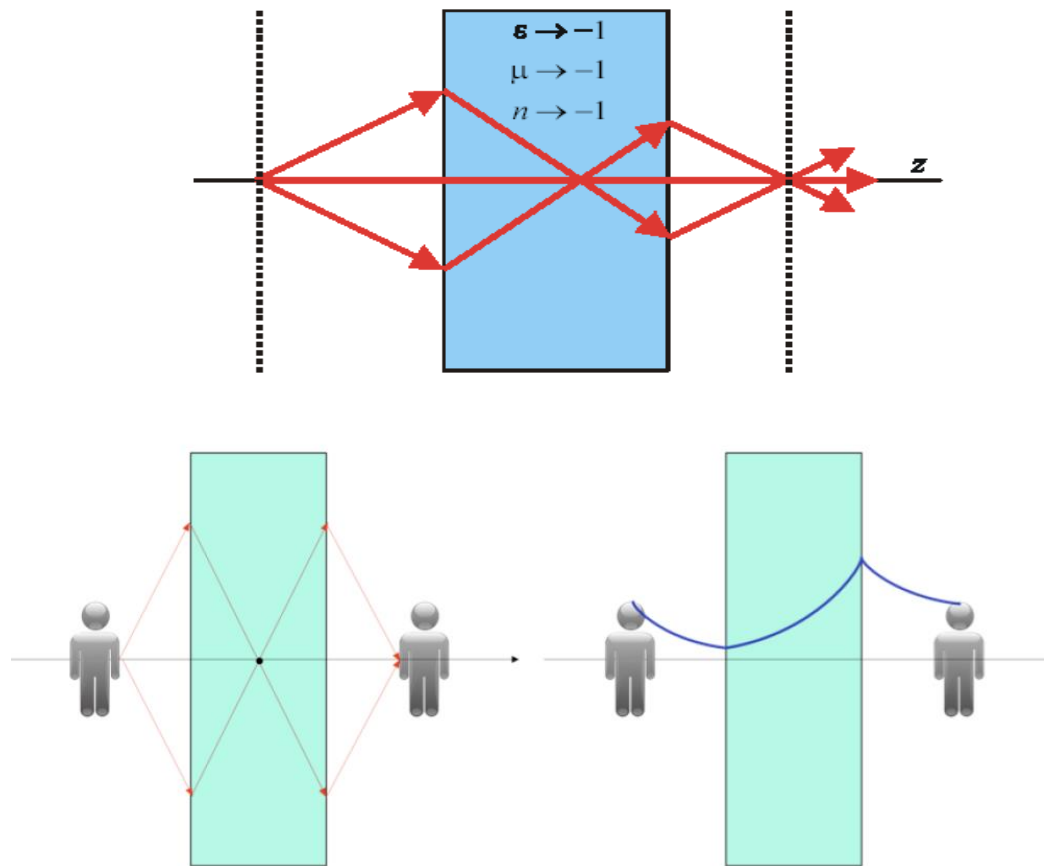
Σχήμα 2.3: Αρνητική διάθλαση όπως έχει επιβεβαιωθεί με προσομοιώσεις FDTD [7].

2.3 Τέλειος φακός Pendry

Η ύπαρξη ενός τέλει φακού, επινοήθηκε από τον Βρετανό John Pendry το 2000 [13, 31], στην προσπάθειά του να αυξήσει την διακριτική ικανότητα των φακών. Η ανάλυση που μπορεί να παρέχει κάθε συμβατικός φακός περιορίζεται από τα όρια περίθλασης. Η διακριτική ικανότητα των συμβατικών φακών περιορίζεται από κατασκευαστικούς παράγοντες, και έχει ως κατώτατο όριο, εφόσον οι παραπάνω περιορισμοί εξαλειφθούν, το ελάχιστο μήκος κύματος που μπορεί να συλλάβει το ανθρώπινο μάτι. Το όριο αυτό εντοπίζεται στην οπτική περιοχή του φάσματος. Οι περιορισμοί αυτοί έχουν σαν αποτέλεσμα την συμπεριφορά του φακού σαν ένα δισδιάστατο φίλτρο στη συχνότητα (2D BPF – Band Pass Filter). Οι αρμονικές που βρίσκονται εκτός της περιοχής διέλευσης έχουν μεγάλο συντελεστή εξασθένησης και κατά συνέπεια δεν συλλαμβάνονται από τα αισθητήρια όργανα.

Η βασική ιδέα του τέλει φακού είναι η χρήση μιας προσαρμοσμένης πλάκας DNG υλικού ($\epsilon = \mu = -1$), η οποία θα ενισχύσει τα φθίνοντα, με αποτέλεσμα να ξεπεραστεί το όριο περίθλασης. Τα διαδιδόμενα κύματα, που

εκπέμπονται από την πηγή, θα εστιάζονται (Σχήμα 2.4) εξαιτίας του αρνητικού δείκτη διάθλασης ($n = -1$). Με χρήση των φαινομένων αυτών θεωρητικά επιτυγχάνεται τέλεια διακριτική ικανότητα, δηλαδή όλες οι πληροφορίες που εκπέμπονται από την πηγή, συλλέγονται στο επίπεδο ειδώλου.



Σχήμα 2.4: Τέλειος φακός Pendry [5].

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4, οι ακτίνες υφίστανται αρνητική διάθλαση μέσα στην πλάκα και συγκλίνουν σε ένα εστιακό σημείο μέσα και σε ένα έξω από αυτήν. Η μεταβολή φάσης που υφίσταται το διαδιδόμενο κύμα μπορεί να ισοσκελιστεί από την αντίθετη μεταβολή φάσης που προκαλείται από την πλάκα. Ο καθορισμός των θέσεων των σημείων εστίασης επιτυγχάνεται με κατάλληλη επιλογή της θέσης της πλάκας ως προς τη θέση της πηγής.

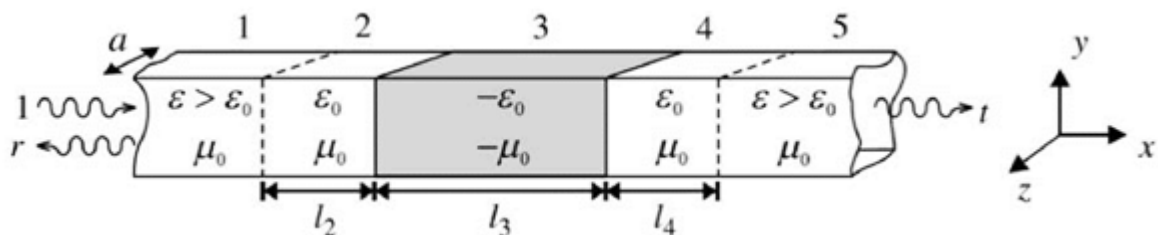
2.4 Κυματοδηγοί και τέλεια οδήγηση HM καταστάσεων

Στην οδήγηση HM καταστάσεων μέσω κυματοδηγών, αναφέρεται ο όρος "tunneling" (φαινόμενο σήραγγας) στην βιβλιογραφία, οι οποίοι και δεν αποκόπτονται εξαιτίας των διαστάσεών τους. Αυτό δεν διαφέρει και πολύ από την ιδέα που περιβάλλει τους τέλειους φακούς. Και σε αυτή την περίπτωση επιθυμούμε με χρήση υλικών DNG να ενισχύσουμε τους αποσβενόμενους ρυθμούς, και ταυτόχρονα να επιτύχουμε «αναπλήρωση» φάσης.

Η βασική δομή φαίνεται στο σχήμα 2.5. Το κύμα εισέρχεται από το τμήμα 1. Στα τμήματα 2 και 4 τα φθίνοντα κύματα δέχονται απόσβεση. Στο τμήμα 3 τοποθετούμε υλικό DNG, προσαρμοσμένο στα τμήματα 2 και 4, στο οποίο τα κύματα είναι φθίνοντα (στα 2 και 4) δέχονται ενίσχυση. Το μέγεθος (l_3) επιλέγεται κατάλληλα έτσι ώστε να επιτυγχάνεται αντιστάθμιση φάσης. Θεωρητικά το τέλειο tunneling θα επιτυγχάνονταν εφόσον στο τμήμα 5 λαμβάνονταν το σύνολο της πληροφορίας, όλοι οι ρυθμοί, και μάλιστα με πλάτος και φάση ίσα με αυτά του εισερχόμενου κύματος στο τμήμα 1. Για να επιτευχθεί το tunneling, δεδομένου ότι το μέσο 3 είναι προσαρμοσμένο στα 2 και 4 ($\epsilon_{r3} = \epsilon_{r2} = -\epsilon_{r2} = -\epsilon_{r4} = -\mu_{r4}$), θα πρέπει το μήκος του DNG τμήματος (l_3) να είναι ίσο με το άθροισμα των μηκών των τμημάτων που το περιβάλλουν. Δηλαδή :

$$l_3 = l_2 + l_4$$

Η ιδιότητα αυτή, ανοίγει το δρόμο για την κατασκευή πιο ευέλικτων, μικρότερου μεγέθους (μικρότερης διατομής), κυματοδηγών χαμηλών απωλειών.



Σχήμα 2.5: Tunneling με υλικά DNG σε κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής [9]

2.5 Μικροκυματικά φίλτρα και κεραίες μεταϋλικών

Είναι πολλοί οι τρόποι και οι πιθανές εφαρμογές που μπορεί να προκύψουν, από διατάξεις μεταϋλικών σε μικροκυματικά φίλτρα και κεραίες με άμεσα και χειροπιαστά αποτελέσματα. Με τη χρήση μεταϋλικών σε μικροκυματικές διατάξεις (φίλτρα ή κεραίες) μπορούμε να έχουμε:

1. Κατασκευή μικρών σε μέγεθος και συμπαγών διατάξεων
2. Καλύτερη προσαρμογή των διατάξεων αυτών με τις υπόλοιπες συσκευές ενός μικροκυματικού δικτύου. Αυτό οφείλεται στην ιδιότητα των μέσων DNG να διαθέτουν αρνητική χαρακτηριστική αντίσταση. Και γενικότερα, επίτευξη των επιθυμητών χαρακτηριστικών σκέδασης.
3. Επίτευξη καλύτερης, ή πιο σωστά επιθυμητής, συμπεριφοράς διατάξεων. Για παράδειγμα, θα μπορούσαμε να αυξήσουμε την κατευθυντικότητα μιας κεραίας, χωρίς να μεταβάλλουμε το μέγεθος της, σε σχέση με την αντίστοιχη συμβατική, χρησιμοποιώντας ένα στρώμα μεταϋλικών προσαρμοσμένο στον αέρα με δείκτη διάθλασης που να τείνει στο μηδέν. Μια άλλη ενδιαφέρουσα εφαρμογή είναι η μείωση της σύζευξης μεταξύ των μεταλλικών στοιχείων σε διατάξεις μικροταινίας, «στραγγαλίζοντας» τα επιφανειακά κύματα που αναπτύσσονται.

2.6 Μανδύας Αορατότητας

Ο μανδύας αορατότητας, προκαλεί ιδιαίτερο ενδιαφέρον στην επιστημονική κοινότητα. Υπάρχει έντονο ενδιαφέρον για τη δημιουργία μεταϋλικού το οποίο θα μπορούσε να κάνει τα αντικείμενα αόρατα ακόμη και σε γυμνό μάτι. Κάποιοι υποστηρίζουν πως μια τέτοια συσκευή είναι πλέον εφικτή αφού θα μπορεί κάποιος να προσδώσει σε μεταϋλικά, τις ιδιότητες αυτές που επιθυμεί. Βέβαια αυτό σήμερα ερευνάται σε ένα περιορισμένο εύρος συχνοτήτων αλλά η υλοποίησή του δεν είναι μακρινή. Το ερώτημα λοιπόν που τίθεται είναι κατά πόσο ένα φυσικό σώμα, πεπερασμένου μεγέθους, μπορεί να γίνει αόρατο στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Αυτό απασχόλησε γενεές επιστημόνων. Ο Dolin ήταν αυτός που δημοσίευσε μια εργασία το 1961, όπου περιγράφεται μία ανομοιογενής και ανισότροπη μαγνητο-διηλεκτρική δομή, τέτοια, ώστε ένα επίπεδο κύμα που έρχεται από το άπειρο σε αυτό το σώμα να "διέρχεται μέσα από αυτό χωρίς παρεμβολές" [16]. Βέβαια και άλλα έργα, με παρόμοιες δομές, πιο πρόσφατα, έχουν προταθεί σε μια σειρά εργασιών από τους Pendry [31] και άλλους, ανεξάρτητα από το έργο του Dolin. Σε άλλο παράδειγμα, ο Kerker [27] δημοσίευσε μια εργασία με τίτλο "Αόρατα σώματα" το 1975, η οποία ήταν ένας πρόδρομος μιας άλλης πρόσφατης σειράς δημοσιεύσεων από τους Alu

και Engheta [13, 16], σχετικά με τις αόρατες δομές που βασίζονται στην ακύρωση της σκέδασης.

Το cloaking και οι μέθοδοι που αναπτύχθηκαν σε αυτό, σχετικές με τον μετασχηματισμό συντεταγμένων, καθώς και με τη χρήση τεχνητών υλικών που υλοποιούνται ως πυκνοί βρόχοι γραμμών μεταφοράς, παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον. Cloaking, είναι το φαινόμενο κατά το οποίο ένα αντικείμενο, είναι μερικώς ή πλήρως αόρατο σε τμήματα του ΗΜ φάσματος. Υπάρχουν και κάποιες άλλες μέθοδοι, όπως η χρήση τεχνητών ηλεκτρομαγνητικών επιφανειών, οι οποίες επιτρέπουν να κρύβονται αντικείμενα ορισμένων ειδικών σχημάτων για μία μόνο κατεύθυνση φωτισμού, ή με τη χρήση των πλασματικών δομών συντονισμού.

Το κέντρο όμως των ερευνών στο cloaking, εστιάζεται στη χρήση υλικών με πολύ συγκεκριμένες και συχνά αρκετά εξωτικές ιδιότητες. Επειδή η φύση δεν μας προσφέρει έτοιμα προς χρήση υλικά με τις αναγκαίες ιδιότητες, η μόνη δυνατότητα είναι να τα υλοποιήσουμε ως τεχνητά υλικά (μεταύλικά).

Όπως προαναφέρθηκε, συνήθως σε ένα μεταύλικό, λαμβάνονται υπόψη η επιδεκτικότητα και η διαπερατότητά του, που είναι απαραίτητες για μια εφαρμογή, σε ένα συγκεκριμένο εύρος από μήκη κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Το υλικό αυτό πρέπει να εμφανίζεται ομοιογενές στην κλίμακα αυτού του μήκους κύματος. Αυτό σημαίνει ότι το μέγεθος των μοναδιαίων κυψελίδων του, καθώς και η απόσταση μεταξύ των μοναδιαίων αυτών κυψελίδων του, θα πρέπει να είναι πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

Δηλαδή, εφαρμογή που είναι, για παράδειγμα, στο φάσμα συχνοτήτων των μικροκυμάτων, όπου το μήκος κύματος είναι της τάξης των εκατοστών, το μέγεθος μίας και μόνο μοναδιαίας κυψελίδας, πρέπει να είναι της τάξης των χιλιοστών. Φυσικά, αν η επιθυμητή εφαρμογή είναι σε πολύ υψηλές συχνότητες, όπως στο ορατό φάσμα, το μέγεθος αυτών των τεχνητών μοναδιαίων κυψελίδων, θα πρέπει να είναι της τάξης των δεκάδων νανομέτρων ή ακόμα και μικρότερες, γεγονός που καθιστά την υλοποίηση μια σοβαρή τεχνολογική πρόκληση.

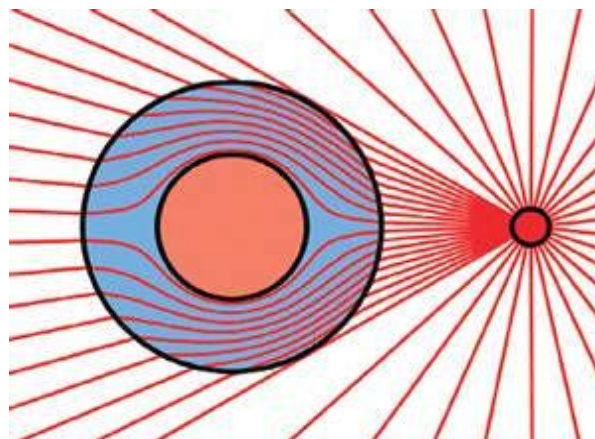
Οι λειτουργικές ιδιότητες των μεταύλικών ορίζονται από τα (φυσικά) υλικά από τα οποία αποτελείται το μεταύλικό και έχουν σχέση με το σχήμα τους, τον προσανατολισμό τους και τη συγκέντρωση των ατελειών, κ.ο.κ. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν πάρα πολλοί βαθμοί ελευθερίας στο σχεδιασμό της επιθυμητής ηλεκτρομαγνητικής απόκρισης, επιτρέποντας την πραγματοποίηση τεχνητών μέσων με αρκετά εξωτικές και ακραίες ιδιότητες, όπως απαιτείται για την υλοποίηση των συσκευών cloaking.

Θα μπορούσε ένα αντικείμενο να θεωρηθεί αόρατο, όταν δεν ανακλά κύματα πίσω στην πηγή και επιπλέον, δεν σκεδάζει κύματα προς άλλες

κατευθύνσεις και φυσικά δεν δημιουργεί καμία σκιά (το τελευταίο σημαίνει ότι δεν υπάρχει διασπορά με κατεύθυνση προς τα εμπρός). Επίσης το αντικείμενο δεν θα πρέπει να απορροφά οποιαδήποτε ενέργεια. Με άλλα λόγια, το αντικείμενο δεν πρέπει να διαταράξει τα υφιστάμενα πεδία έξω από αυτό.

Κατά τη θεωρία της σκέδασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, η δημιουργία "μανδύα" για ένα αντικείμενο σημαίνει τη μείωση της συνολικής διατομής σκέδασής του, στο μηδέν, αφού η συνολική διατομή σκέδασης ορίζεται ως ο λόγος της συνολικής σκεδαζόμενης ισχύος προς την εισερχόμενη ισχύ.

Η έννοια της αορατότητας έχει στενή σχέση μόνο με το cloaking στην πρόσφατη βιβλιογραφία. Μερικές δομές μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν ως μανδύες, αν το αντικείμενο που πρέπει να γίνει αόρατο αποτελείται από, π.χ., έναν τέλεια κοίλο θάλαμο, αφού μέσα σε αυτό το περίβλημα δεν υπάρχουν πεδία (Σχήμα 2.6).



Σχήμα 2.6: Θεωρητική λειτουργία 'μανδύα αορατότητας': κάμψη ακτίνων γύρω από ένα αντικείμενο, ώστε να φαίνεται σαν ο θεατής να βλέπει απευθείας διαμέσου του αντικειμένου.

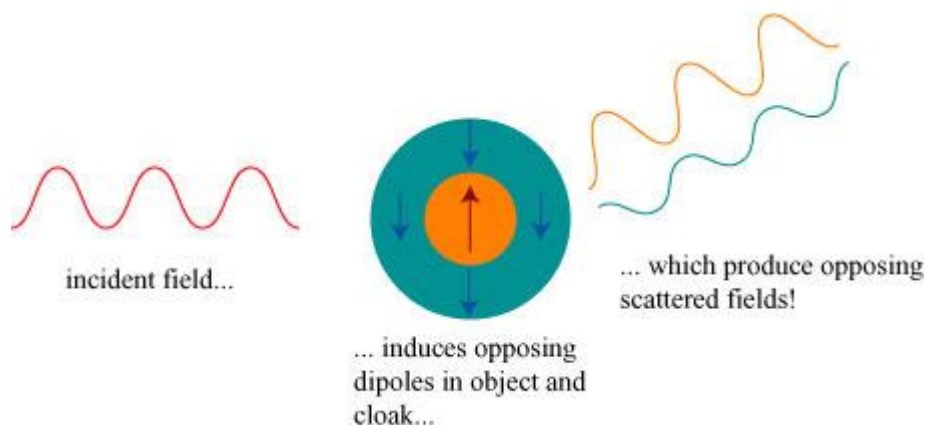
[8](<http://www.technologyreview.com/news/405876/cloaking-breakthrough>)



Σχήμα 2.7: Μανδύας αορατότητας [26]

2.7 Τεχνικές ακύρωσης σκέδασης (scattering cancellation)

Κατά τη σκέδαση από ένα αντικείμενο, η προσθήκη στο σύστημα και ενός άλλου αντικείμενου, μπορεί να μετριάσει τη συνολική σκέδαση του συστήματος. Η σκέδαση του νέου αυτού αντικειμένου δρα συμπληρωματικά σε σχέση με τον κύριο σκεδαστή. Αυτός ο τύπος ελαχιστοποίησης της σκέδασης μπορεί να επιτευχθεί, για παράδειγμα, με την κάλυψη του κυρίως σκεδάζοντος αντικειμένου από μία ή πολλαπλές στρώσεις διηλεκτρικού υλικού. Το ενδιαφέρον για την τεχνική αυτή έχει αναζωπυρωθεί, μετά από πρόταση για χρήση πλασμονικών υλικών.



Σχήμα 2.8: Παράδειγμα της αρχής ακύρωσης σκέδασης [10].

Το παραπάνω σχήμα 2.8, μας δίνει ένα παράδειγμα της αρχής ακύρωσης σκέδασης. Στην περίπτωση αυτή έχουμε ένα σφαιρικό διηλεκτρικό αντικείμενο, με ηλεκτρική επιδεκτικότητα μεγαλύτερη από το περιβάλλον μέσο, το οποίο καλύπτεται από ένα διηλεκτρικό περίβλημα με ηλεκτρική επιδεκτικότητα μικρότερη σε σχέση με το περιβάλλον μέσο. Τη διάμετρο του περιβλήματος μπορούμε να την επιλέξουμε έτσι ώστε η σκέδαση από τον πυρήνα και το περίβλημα να αλληλοακυρώνονται, δεδομένου ότι οι διπολικές ροπές έχουν αντίθετο πρόσημο. Το cloaking ομάδων σωματιδίων και η επέκταση της προσέγγισης της ακύρωσης σκέδασης στις υπέρυθρες και οπτικές συχνότητες έχουν επίσης προταθεί, καθώς και η αποτελεσματικότητα των υλικών διασποράς [13, 16].

Η αξιοποίηση μανδύων, με βάση την τεχνική ακύρωσης σκέδασης, έγκειται στο γεγονός της λύσης του προβλήματος που αφορά στην υλοποίηση των υλικών με τις απαραίτητες εξωτερικές παραμέτρους (π.χ., υλικών που έχουν σχετική επιδεκτικότητα $\epsilon < 1$). Υλικά που μπορούν να βρεθούν στην φύση και έχουν την επιθυμητή (ϵ) σε χαμηλές τιμές, για συχνότητες στην περιοχή των THz, δηλαδή στις υπέρυθρες ή στις οπτικές συχνότητες είναι τα πλασματικά υλικά όπως το ασήμι και ο χρυσός. Η χρησιμοποίηση αυτών των πλασματικών υλικών περιορίζεται από τις απώλειές τους και από το γεγονός ότι οι ιδιότητες τους ποικίλλουν σημαντικά σε συνάρτηση με τη συχνότητα. Το αναπόφευκτο είναι πως και σε μια συγκεκριμένη συχνότητα μπορεί να μην υπάρχουν κανένα υλικό με τις κατάλληλες ιδιότητες.

Η ακύρωση σκέδασης βοηθά στην υλοποίηση μανδύα αορατότητας και cloaking, καθώς είναι απλούστερη σε σχεδίαση και δομή (με την προϋπόθεση ότι τα υλικά με τις επιθυμητές ιδιότητες είναι διαθέσιμα), με ιστροπικά και ομοιογενή υλικά. Τα μειονεκτήματα, ανάλογα με το είδος του αντικείμενου που πρέπει να γίνεται αόρατο (προσπελάσιμο αντικείμενο) είναι η υλοποίηση των μεταυλικών με τις απαιτούμενες ιδιότητες, αν δεν είναι διαθέσιμα πλασματικά υλικά, οι περιορισμοί του εύρους ζώνης που είναι εγγενείς στα μεταυλικά, καθώς και ο θεμελιώδης περιορισμός της ταχύτητας διάδοσης της ενέργειας κατά την απόκρυψη συμπαγών αντικείμενων στον ελεύθερο χώρο με παθητικούς μανδύες (για την ιδανική κυκλοφορία της ενέργειας το ηλεκτρομαγνητικό κύμα πρέπει να κάνει κύκλο γύρω από το cloaked αντικείμενο γρηγορότερα από την ταχύτητα του φωτός).

2.8 Μηδενικός δείκτης διάθλασης

Μια ιδιαίτερη κατηγορία μεταυλικών είναι και εκείνα τα μεταυλικά τα οποία μπορούν να εμφανίζουν μηδενικό ή σχεδόν μηδενικό δείκτη διάθλασης. Αυτή η κατηγορία υλικών, παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον και πιθανότατα να αποτελέσει μελλοντικά την βάση για την επίτευξη εντυπωσιακών

χαρακτηριστικών σε μικροκυματικές συσκευές (κεραίες και φίλτρα), αλλά και στον χώρο των οπτικών επικοινωνιών.

Αποτελείται από υλικά με ηλεκτρική επιδεκτικότητα ή (και) μαγνητική διαπερατότητα, που τείνουν στο μηδέν και κατά συνέπεια ο δείκτης διάθλασης είναι κατά πολύ μικρότερος της μονάδας ($n \ll 1$), σε μια συγκεκριμένη περιοχή συχνοτήτων (δεδομένου ότι αναφερόμαστε σε μέσα με διασπορά). Τα υλικά αυτά έχουν προταθεί για διάφορες εφαρμογές. Μπορούν, για παράδειγμα, να χρησιμοποιηθούν ως φασιθέτες, ζεύκτες και ταλαντωτές.

Η διερεύνηση των ιδιοτήτων των υλικών αυτών ξεκινάει με την θεώρηση και με τρόπο τέτοιο όμως ώστε $Z(\omega_0) = \eta_0$ (με η_0 συμβολίζουμε την εμπέδηση του ελεύθερου χώρου) και $\eta_0(\omega) \sim 0$. Θα δείξουμε ότι τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία παίρνουν ένα στατικό χαρακτήρα στο χώρο, ενώ διατηρούν δυναμικό χαρακτήρα στο χρόνο. Οι εξισώσεις του Maxwell θα είναι:

$$\nabla \times \vec{E} = 0$$

$$\nabla \times \vec{H} = 0$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0$$

$$\nabla \cdot (\mu \vec{H}) = 0$$

(2.17)

Οι δύο τελευταίες εκφράσεις, ικανοποιούνται για πεπερασμένα πεδία και σε συνδυασμό με τις δύο πρώτες, λαμβάνουμε ημιστατικά πεδία. Αν θεωρήσουμε στη συνέχεια έναν άπειρο κύλινδρο που αποτελείται από αυτό το υλικό και περικλείεται από τον ελεύθερο χώρο, λαμβάνουμε τις παρακάτω εκφράσεις του πεδίου, για μια άπειρη κατανομή ρεύματος τοποθετημένη στο κέντρο του κυλίνδρου:

$$\vec{J}(\rho, \phi, z) = I \frac{\delta(\rho)}{2\pi\rho} \hat{z}$$

(2.18)

Εσωτερικά του κυλίνδρου:

$$\vec{E}(\rho, \phi, z) = -j \frac{Z_o I H_o^{(2)}(k_o \alpha)}{2\pi\rho H_1^{(2)}(k_o \alpha)} \hat{z}$$

$$\vec{H}(\rho, \phi, z) = \frac{I}{2\pi\rho} \hat{\phi}$$

(2.19)

Και εξωτερικά του κυλίνδρου:

$$\vec{E}(\rho, \phi, z) = -j \frac{Z_o I H_o^{(2)}(k_o \rho)}{2\pi\alpha H_1^{(2)}(k_o \alpha)} \hat{z}$$

$$\vec{H}(\rho, \phi, z) = \frac{I}{2\pi\alpha} \frac{H_o^{(2)}(k_o \rho)}{H_1^{(2)}(k_o \alpha)} \hat{\phi}$$

(2.20)

Από τις παραπάνω εκφράσεις γίνεται φανερό ότι το πεδίο μέσα στον κύλινδρο είναι σταθερό χωρικά, αφού το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο αποτελούν μια σταθερή ποσότητα για κάθε (ρ) , ενώ, έξω από αυτό,

παρατηρούνται διαδιδόμενα κυλινδρικά κύματα που απομακρύνονται από την πηγή. Η δε ισχύς ρέει προς το άπειρο (προς τα έξω) και από τις δύο περιοχές και είναι μηδέν στο άπειρο. Αν λάβουμε τώρα υπόψη μας και τις χρονικές μεταβολές της πηγής και κατά συνέπεια και τις χρονικές μεταβολές των πεδίων, μπορούμε να προσεγγίσουμε την λύση των εξισώσεων του Maxwell από τις εκφράσεις:

$$\vec{E}(\rho, \phi, z, t) = -\frac{Z_o I}{2\pi\alpha} f(t) \hat{z}$$

(2.21)

$$\vec{H}(\rho, \phi, z, t) = -\frac{Z_o I}{2\pi\rho} f(t) \hat{z}$$

(2.22)

Η κατασκευή κεραιών πολύ υψηλής κατευθυντικότητας είναι μία πιθανή εφαρμογή τέτοιων υλικών. Στόχος είναι η αύξηση της κατευθυντικότητας μιας κεραίας τοποθετώντας μια πλάκα μεταλλικού σε συγκεκριμένο ύψος στο κοντινό πεδίο της κεραίας. Η πλάκα αυτή θα πρέπει να είναι προσαρμοσμένη στον αέρα, δηλαδή η χαρακτηριστική της εμπέδηση να είναι ίση με αυτή του αέρα.

Οι διευθύνσεις ακτινοβολίας της κεραίας στον αέρα (μεταξύ κεραίας και πλάκας μεταλλικών) για μονοχρωματική ακτινοβολία θα πρέπει να υπακούουν στην έκφραση:

$$\underbrace{k_x^2 + k_y^2}_{k_1^2} + k_z^2 = k_o^2 \Rightarrow k_1^2 + k_z^2 = k_o^2$$

(2.23)

Εντός της πλάκας του μεταλλικού θα είναι:

$$\underbrace{k_x^2 + k_y^2}_{k_1^2} + k_z^2 = nk_o^2 \Rightarrow k_1^2 + k_z^2 = nk_o^2$$

(2.24)

Και θεωρούμε ότι ο δείκτης διάθλασης της πλάκας του μεταλλικού τείνει στο μηδέν.

Με τον τρόπο αυτό μπορούμε να αυξήσουμε την κατευθυντικότητα της κεραίας. Το μειονέκτημα που ενδεχομένως έχει η μέθοδος αυτή, είναι ότι η συμπεριφορά αυτής της πλάκας μεταλλικού (μικρότερου της μονάδας δείκτη διάθλασης και ταυτόχρονα προσαρμοσμένης στον αέρα), εμφανίζεται σε ένα στενό εύρος συχνοτήτων. Αυτό μπορεί να έχει σαν αποτέλεσμα τον περιορισμό του εύρους ζώνης της κεραίας.

Κεφάλαιο 3

Στο κεφάλαιο αυτό θα δούμε τη θεωρία που χρησιμοποιήθηκε [1] προκειμένου να πάρουμε τα αποτελέσματα των υλικών που εξετάσαμε.

Θα παρουσιάσουμε τη μέθοδο ενεργού μέσου (effective medium) που βασίζεται στη σκέδαση της ΗΜ ακτινοβολίας από ένα σφαιρικό σκεδαστή. Θα προχωρήσουμε όμως πρώτα, σε μια σύντομη περίληψη της θεωρίας Mie όπου η κεντρική ποσότητα είναι ο πίνακας σκέδασης T , που ουσιαστικά παρέχει το ΗΜ πεδίο που σκεδάζεται από σφαιρικό σκεδαστή. Ωστόσο, η χρησιμότητά του πηγαιίνει και πέρα από αυτό, δεδομένου ότι παρέχει επίσης τις οπτικές παραμέτρους ϵ_{eff} , μ_{eff} του σύνθετου υλικού. Πριν από τη μελέτη του πυρήνα της θεωρίας Mie, εισάγουμε πρώτα τα σφαιρικά ΗΜ κύματα (πολυπολική ανάπτυξη του ΗΜ πεδίου) ως αυστηρή λύση των εξισώσεων του Maxwell εντός ενός ομοιογενούς μέσου.

3.1 Πολυπολικό ανάπτυγμα του ΗΜ πεδίου

Εξετάζουμε ένα αρμονικό ΗΜ κύμα, με γωνιακή συχνότητα ω , που περιγράφεται από το ηλεκτρικό πεδίο [1]:

$$E(\mathbf{r}, t) = \text{Re} [E(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)] \quad (3.1)$$

Έστω ένα ομοιογενές μέσο που χαρακτηρίζεται από διηλεκτρική επιδεκτικότητα $\epsilon(\omega)\epsilon_0$ και μια μαγνητική διαπερατότητα $\mu(\omega)\mu_0$, όπου ϵ_0 , μ_0 είναι η διηλεκτρική σταθερά και μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Από τις εξισώσεις Maxwell συνεπάγεται ότι διάνυσμα E ικανοποιεί μια διανυσματική εξίσωση Helmholtz, με ένα κυματάριθμο $q = \omega/c$, όπου $c = 1/\sqrt{\mu\epsilon\mu_0\epsilon_0} = c_0/\sqrt{\mu\epsilon}$ είναι η ταχύτητα του φωτός στο μέσο. Η σκέδαση του σφαιρικού κύματος $E(\mathbf{r})$ δίνεται από την (Jackson, 1975)

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ a_{lm}^H f_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) + a_{lm}^E \frac{i}{q} \nabla \times [f_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}})] \right\},$$

(3.2)

όπου a_{lm}^P ($P = E, H$) είναι συντελεστές που θα καθοριστούν. $X_{lm}(r)$ είναι το διάνυσμα σε σφαιρικές αρμονικές (Jackson, 1975) και f_l μπορεί να είναι ένας οποιοσδήποτε γραμμικός συνδυασμός της σφαιρικής συνάρτησης Bessel, j_l , και σφαιρικής συνάρτησης Hankel, h_l^+ . Το αντίστοιχο διάνυσμα της μαγνητικής επαγωγής, $B(\mathbf{r})$, μπορεί να ληφθεί εύκολα από ηλεκτρικό πεδίο εφαρμόζοντας τις εξισώσεις του Maxwell:

$$B(\mathbf{r}) = \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{c_0} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \left\{ a_{lm}^E f_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) - a_{lm}^H \frac{i}{q} \nabla \times [f_l(qr) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}})] \right\}$$

(3.3)

3.2 Σκέδαση από ομοιογενή σφαίρα

Είμαστε τώρα σε θέση να λύσουμε το πρόβλημα της σκέδασης ΗΜ κυμάτων από μία ομοιογενή σφαίρα (θεωρία Mie σκέδασης [12, 14]), δηλαδή,

τον προσδιορισμό των συντελεστών (όπως a_{lm}^P της εξίσωσης 3.2) της σκέδασης του ΗΜ πεδίου από τη σφαίρα, όταν ακτινοβολείται από ένα ΗΜ επίπεδο κύμα.

Θεωρούμε μια σφαίρα ακτίνας S , με το κέντρο της την αρχή των αξόνων και υποθέτουμε ότι το ηλεκτρική επιδεκτικότητα, ϵ_s , ή/και μαγνητική διαπερατότητα, μ_s , είναι διαφορετικά από αυτά, ϵ_h , μ_h , του ομοιογενούς μέσου που το περιβάλλει. Ένα επίπεδο ΗΜ κύμα, περιγράφεται από εξίσωση 2.2 με $f_l = j_l$ (δεδομένου ότι το επίπεδο κύμα είναι πεπερασμένο παντού) και κατάλληλων συντελεστών a_L^0 , όπου L δηλώνει συλλογικά τους δείκτες P_{lm} . Και είναι [1]:

$$\mathbf{E}^0(\mathbf{r}) = \sum_L a_L^0 \mathbf{J}_L(\mathbf{r})$$

(3.4)

Όπου

$$\mathbf{J}_{Elm}(\mathbf{r}) = \frac{i}{qh} \nabla \times j_l(q_h r) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}}), \quad \mathbf{J}_{Hlm}(\mathbf{r}) = j_l(q_h r) X_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$$

(3.5)

Και $q_h = \sqrt{\epsilon_h \mu_h} \omega / c_0$. Οι συντελεστές a_L^0 εξαρτώνται από το πλάτος, τη πόλωση, και τη διάδοση του επίπεδου ΗΜ κύματος (Jackson, 1975).

Ομοίως, το κύμα που σκεδάζεται από τη σφαίρα περιγράφεται από εξίσωση 3.2 με $f_l = h_l^+$, που έχει ασυμπτωτική μορφή κατάλληλη για ένα εφερχόμενο σφαιρικό κύμα: $h_l^+ \approx (-i)^l \exp(iq_h r) / iq_h r$ με $r \rightarrow \infty$, και οι συντελεστές, δηλαδή,

$$\mathbf{E}^+(\mathbf{r}) = \sum_L a_L^+ \mathbf{H}_L(\mathbf{r})$$

(3.6)

όπου

$$\mathbf{H}_{elm}(\mathbf{r}) = \frac{i}{q_h} \nabla \times h_l^+(q_h r) \mathbf{X}_{lm}(\hat{\mathbf{r}}), \quad \mathbf{H}_{hlm}(\mathbf{r}) = h_l^+(q_h r) \mathbf{X}_{lm}(\hat{\mathbf{r}}).$$

(3.7)

Το πεδίο για $r > S$ είναι το άθροισμα των επίπεδων κυμάτων και σκέδασης, δηλαδή, $\mathbf{E}^{\text{out}} = \mathbf{E}^0 + \mathbf{E}^+$. Η σκέδαση του σφαιρικού κύματος του \mathbf{E}^l πεδίου για $r < R$ (μέσα στην σφαίρα) επιτυγχάνεται με παρόμοιο τρόπο με την απαίτηση ότι είναι πεπερασμένο για ($r = 0$), δηλαδή,

$$\mathbf{E}^l(\mathbf{r}) = \sum_L a_L^l \mathbf{J}_L^l(\mathbf{r})$$

(3.8)

όπου $\mathbf{J}_L^l(\mathbf{r})$ δίνεται από την εξίσωση 3.5 αντικαθιστώντας q_h με

$$q_s = \sqrt{\epsilon_s \mu_s} \omega / c_0$$

Εφαρμόζοντας την απαίτηση ότι τα διανυσματικά πεδία των \mathbf{E} και \mathbf{H} είναι συνεχή στην επιφάνεια της σφαίρας, θα πάρουμε μια σχέση μεταξύ των συντελεστών της σκέδασης και του κύματος και του σκεδαζόμενου πεδίου, ως εξής:

$$a_L^+ = \sum_{L'} T_{LL'} a_{L'}^0$$

(3.9)

όπου $T_{LL'}$, είναι τα στοιχεία του λεγόμενου πίνακα σκέδασης T [12]. Η εξίσωση 3.9, ισχύει για οποιαδήποτε μορφή του μέσου. Για σφαιρικά συμμετρικούς σκεδαστές, κάθε σφαιρικό κύμα σκεδάζεται ανεξάρτητα από όλα τα άλλα, που οδηγεί σε έναν πίνακα T , που δεν εξαρτάται από m και να είναι διαγώνιος σε l , δηλαδή, $T_{LL} = T_L \delta_{LL}$. Δίνεται από [1]

$$T_l^E(\omega) = \left[\frac{j_l(q_s r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_h r)) \epsilon_s - j_l(q_h r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s r)) \epsilon_h}{h_l^+(q_h r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s r)) \epsilon_h - j_l(q_s r) \frac{\partial}{\partial r} (r h_l^+(q_h r)) \epsilon_s} \right]_{r=S}$$

(3.10)

$$T_l^H(\omega) = \left[\frac{j_l(q_s, r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_h, r)) \mu_s - j_l(q_h, r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s, r)) \mu_h}{h_l^+(q_h, r) \frac{\partial}{\partial r} (r j_l(q_s, r)) \mu_h - j_l(q_s, r) \frac{\partial}{\partial r} (r h_l^+(q_h, r)) \mu_s} \right]_{r=s}$$

(3.11)

3.3 Θεωρία Ενεργού μέσου

Ένα σύνθετο υλικό αποτελούμενο από, σφαιρικούς σκεδαστές π.χ., μεταλλικούς ή ημιαγωγούς σε ένα πολυμερές, μπορεί να περιγραφεί, στο όριο των μεγάλων μηκών κύματος, ως μέσο ομογενές, με μία μέση σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_{eff} και μέση σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_{eff} [1]. Υποθέτουμε ότι σκεδαστές κατέχουν μια σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_s , σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_s και ενσωματώνονται σε ένα μέσο που περιγράφεται από μια σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_h και σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_h . Το ποσοστό κατάληψης όγκου που καταλαμβάνεται από τους σκεδαστές μέσα στο μέσο που τους φιλοξενεί συμβολίζεται με f . Οι σταθερές ϵ_{eff} και μ_{eff} μπορούν να υπολογιστούν από την εκτεταμένη θεωρία Maxwell-Garnett (EMG) [28], που προχωρά ένα βήμα παραπέρα από τη συνήθη θεωρία Maxwell-Garnett ενσωματώνοντας χαρακτηριστικά της σκέδασης Mie από τους αντίστοιχους τύπους των ϵ_{eff} και μ_{eff} , δηλαδή,

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_h \frac{x^3 - 3if T_1^E}{x^3 + \frac{3}{2}if T_1^E}$$

(3.12)

και

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_h \frac{x^3 - 3if T_1^H}{x^3 + \frac{3}{2}if T_1^H}$$

(3.13)

όπου $T_l^E(T_l^H)$ είναι τα ηλεκτρικό-δίπολο (μαγνητικό δίπολο), στοιχεία του πίνακα σκέδασης των 3.10, 3.11 για $l = 1$:

$$T_1^E(\omega) = \left[\frac{j_1(x_s)[x_j_1(x)]'\epsilon_s - j_1(x)[x_s j_1(x_s)]'\epsilon_h}{h_1^+(x)[x_s j_1(x_s)]'\epsilon_h - j_1(x_s)[x h_1^+(x)]'\epsilon_s} \right]$$

(3.14)

$$T_1^H(\omega) = \left[\frac{j_1(x_s)[x_j_1(x)]'\mu_s - j_1(x)[x_s j_1(x_s)]'\mu_h}{h_1^+(x)[x_s j_1(x_s)]'\mu_h - j_1(x_s)[x h_1^+(x)]'\mu_s} \right]$$

(3.15)

Όπου $j_1(h_1^+)$ είναι η σφαιρική Bessel (Hankel) εξίσωση πρώτης τάξης

$[x_j_1(x)]' = d[zj_1(z)]/dz|_{z=x}$ κτλ. Το x αντιπροσωπεύει την παράμετρο της σφαίρας

$$x \equiv \sqrt{\epsilon_h \mu_h} \omega S / c = 2\pi S / \lambda$$

S είναι η ακτίνα της σφαίρας, λ είναι το μήκος κύματος στο μέσο που περιβάλλει τους σκεδαστές.

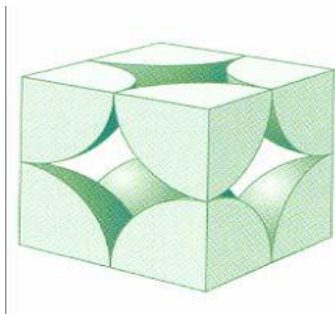
Επίσης, $x_s \equiv \sqrt{\epsilon_s \mu_s} \omega S / c = 2\pi S / \lambda_s$, όπου λ_s είναι το μήκος κύματος στο μέσο σφαίρα. Οι εξισώσεις 3.12 και 3.13 ισχύουν στο ημι-στατικό όριο, δηλαδή, υπό τον όρο ότι $x \ll 1$ αλλά όχι απαραίτητα $x_s \ll 1$, όπως συμβαίνει με τον συνηθισμένο τύπο Maxwell-Garnett (στατικό όριο) [28].

Οι οπτικές σταθερές ϵ_{eff} και μ_{eff} , που δίνονται από τις εξισώσεις 3.12 και 3.13, χαρακτηρίζουν την οπτική απόκριση από ένα σύνθετο υλικό στο όριο μεγάλου μήκους κύματος, δηλαδή, στο όριο όπου το μήκος κύματος της ΗΜ ακτινοβολίας είναι πολύ μεγαλύτερο από τις εσωτερικές αποστάσεις μεταξύ «μορίων». Όταν το μήκος κύματος είναι συγκρίσιμο με τις εσωτερικές μεταξύ «μορίων» αποστάσεις (πλεγματική σταθερά για περιοδικούς κρυστάλλους), οι πολλαπλές σκεδάσεις του φωτός, γίνονται η κυρίαρχη διαδικασία. Ως εκ τούτου η ανομοιογένεια του σύνθετου υλικού δεν μπορεί πλέον να κρυφτεί «κάτω από το χαλί», όπως γίνεται στις θεωρίες ενεργού μέσου (όπως η θεωρία EMG που εξετάζεται εδώ), και ως εκ τούτου, απαιτείται μια αυστηρή λύση με τις εξισώσεις του Maxwell. Μία από τις πιο γνωστές τεχνικές που χρησιμοποιούνται για την επίλυση των εξισώσεων Maxwell, σε ανομοιογενείς περιοδικούς ή μερικώς περιοδικούς κρυστάλλους είναι η στρωματική μέθοδος πολλαπλής σκέδασης [4].

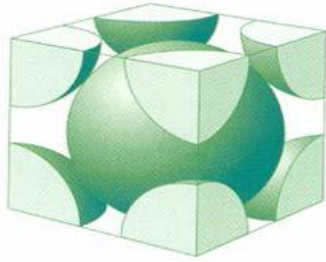
Κεφάλαιο 4

4.1 Κρυσταλλικές δομές

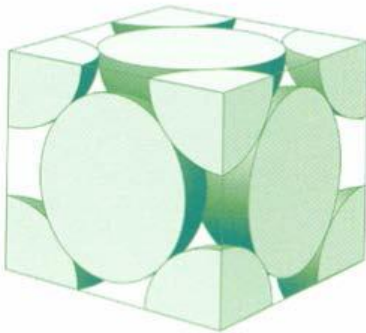
Στην παρούσα εργασία θα μελετήσουμε μεταλλικά τα οποία είναι κυβικά πλέγματα, αποτελούμενα από σφαίρες υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς. Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζονται οι 3 κύριες κυβικές δομές από σφαίρες:



α). Δομή sc



β). Δομή bcc



γ). Δομή fcc

Σχήμα 4.1: Οι τρεις βασικές κυβικές κρυσταλλικές δομές. Το μέγιστο ποσοστό κατάληψης όγκου για κάθε δομή είναι, 52.4% για το sc, 68.01% για το bcc και 74% για το fcc.

Η δομή ενδροκεντρωμένου κυβικού (face centered cubic - fcc), έχει, όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.1, το μέγιστο ποσοστό κατάληψης σε δομή πυκνής διάταξης μαζί με την εξαγωνική πυκνής διάταξης (hexagonal closest packing - hcp) [1], το οποίο είναι επιθυμητό στις δομές μεταλλικού που εξετάζουμε, προκειμένου να έχουμε καλύτερα επιθυμητά αποτελέσματα [1].

Έχοντας υπόψη τα ανωτέρω, παρακάτω θα δούμε συγκεκριμένες τέτοιες δομές, που εκμεταλλεύονται το φαινόμενο του ηλεκτρομαγνητικού συντονισμού Mie των σφαιρών που πραγματοποιείται σε συγκεκριμένες συχνότητες και έχει ως αποτέλεσμα τη μεγιστοποίηση του πλάτους του σκεδαζόμενου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Σημειώνεται επίσης ότι το μέσο στο σύνολό του εμφανίζει ιστροπική συμπεριφορά, γεγονός το οποίο σε συνδυασμό με την περιοδικότητα της δομής, διευκολύνει την ανάλυση της ηλεκτρομαγνητικής του συμπεριφοράς. Αποδεικνύεται ότι η ενεργός μαγνητική διαπερατότητα (μ_{eff}) και η ενεργός ηλεκτρική επιδεκτικότητα (ϵ_{eff}) της

συνολικής δομής εξαρτώνται άμεσα από το συντονισμό των μεμονωμένων σφαιρών και οι τιμές τους εμφανίζουν απότομες αυξομειώσεις γύρω από τις συχνότητες συντονισμού των μαγνητικών και ηλεκτρικών κυμάτων αντίστοιχα, με αποτέλεσμα, να λαμβάνουν αρνητικές τιμές σε ορισμένο εύρος ζώνης [1, 2, 3]. Την ιδιότητα αυτή εκμεταλλευόμαστε στη δημιουργία ενός μέσου με αρνητικό δείκτη διάθλασης (μεταϋλικό), του οποίου οι συντακτικές παράμετροι ϵ_{eff} και μ_{eff} λαμβάνουν ταυτόχρονα αρνητικές τιμές.

Η μέθοδος ανάλυσης που ακολουθείται, βασίζεται όπως είπαμε σε προηγούμενη ενότητα, στη θεωρία του ενεργού μέσου (effective medium theory) που μας επιτρέπει να συσχετίσουμε τις παραμέτρους σκέδασης από μία μεμονωμένη σφαίρα (σκέδαση Mie) με την ενεργό διηλεκτρική επιδεκτικότητα και μαγνητική διαπερατότητα του συνόλου των σφαιρών σε μια 3D διάταξη.

Ο ηλεκτρομαγνητικός συντονισμός των σφαιρών είναι ιδιαίτερα έντονος όταν το υλικό των σφαιρών εμφανίζει υψηλή ηλεκτρική επιδεκτικότητα. Θεωρώντας τέτοια υλικά, η ενεργός μαγνητική διαπερατότητα και η ενεργός ηλεκτρική επιδεκτικότητα προκύπτουν αρνητικές σε ένα εύρος συχνοτήτων γύρω από τις συχνότητες συντονισμού των μαγνητικών και ηλεκτρικών καταστάσεων αντίστοιχα. Ωστόσο, η εμφάνιση αρνητικού δείκτη διάθλασης για το σύνολο της δομής προϋποθέτει η μαγνητική διαπερατότητα και η ηλεκτρική επιδεκτικότητα του μέσου να λαμβάνουν στο ίδιο εύρος ζώνης αρνητικές τιμές, δηλαδή να συμπίπτουν οι συχνότητες μαγνητικού και ηλεκτρικού συντονισμού, γεγονός που δεν μπορεί να συμβεί αν όλες οι σφαίρες αποτελούνται από το ίδιο διηλεκτρικό υλικό και έχουν την ίδια ακτίνα. Το πρόβλημα θα μπορούσε να αντιμετωπιστεί θεωρώντας ότι η δομή αποτελείται από δύο είδη σφαιρών διαφορετικής ακτίνας, αλλά, από το ίδιο υλικό [15,18].

Δεδομένου ότι οι ηλεκτρικοί συντονισμοί μίας σφαίρας εμφανίζονται σε συχνότητες μεγαλύτερες από τους αντίστοιχους μαγνητικούς και οι συχνότητες συντονισμού είναι αντιστρόφως ανάλογες της ακτίνας της σφαίρας, οι διαστάσεις των σφαιρών της δομής θα μπορούσαν να επιλεγούν, έτσι ώστε, να συμπίπτουν η συχνότητα του πρώτου μαγνητικού συντονισμού των σφαιρών μικρής ακτίνας με τη συχνότητα του πρώτου ηλεκτρικού συντονισμού των σφαιρών μεγαλύτερης ακτίνας [15, 18]. Ο δείκτης διάθλασης

του συνόλου των σφαιρών υπολογίζεται από τη σχέση $n_{\text{eff}} = \pm(\mu_r^{\text{eff}} \epsilon_r^{\text{eff}})^{1/2}$ και το πραγματικό μέρος του προκύπτει πράγματι αρνητικό γύρω από τη συχνότητα συντονισμού.

4.2 Μελέτη υλικών με υψηλή ηλεκτρική επιδεκτικότητα

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται υποθετικά υλικά, με μη μαγνητικές ιδιότητες και με $\epsilon'_{\text{eff}} = 100$ και $\epsilon''_{\text{eff}} = 200$, [3]. Πρόκειται για ένα σύνολο από τεχνητές δομές που μπορεί να επιδείξει μια μπάντα αρνητικού δείκτη διάθλασης, άνω του 6%, σε ένα εύρος συχνοτήτων που κυμαίνονται από το βαθύ υπέρυθρο έως την περιοχή των THz.

Η προκύπτουσα δομή αρνητικού δείκτη διάθλασης είναι πραγματικά μεγάλου μήκους κύματος (subwavelength) δομή με αναλογία μήκος κύματος προς δομή 14:1. Η μελέτη, γίνεται στο πλαίσιο του ενεργού μέσου της παραγράφου 3.3.

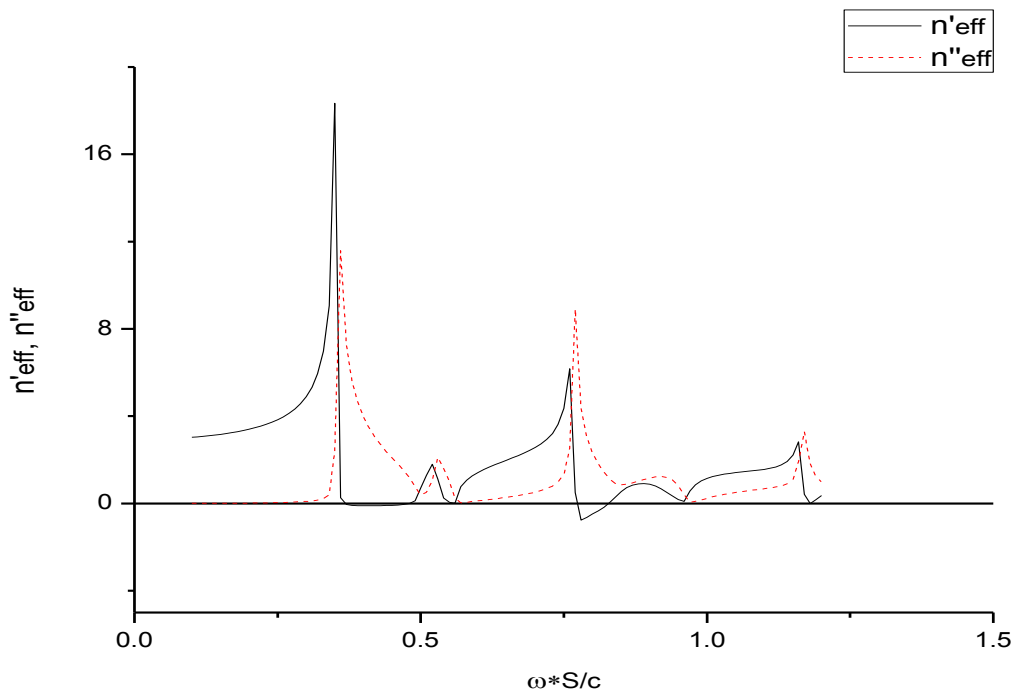
Αρνητικός δείκτης διάθλασης σε μεταυλικά υπάρχουν κυρίως σε δύο βασικά σχέδια, δηλαδή σε αυτά που βασίζονται σε καθαρά διηλεκτρικές περιοδικές δομές ή ως περιοδικές μεταλλικές μικροδομές και παρουσιάζουν ηλεκτρικές και μαγνητικές αποκρίσεις. Προτείνεται μια μεταλλική διηλεκτρική δομή με πολύ πιο απλή γεωμετρία που παρουσιάζει μια ζώνη συχνοτήτων από αρνητικό δείκτη διάθλασης. Υλοποιείται με περιοδικούς κρυστάλλους, όπου, πολαριτονικές σφαίρες και σφαίρες τύπου Drude, διατεταγμένες αμοιβαία σε κυβικές δομές. Έτσι έχουμε μία προκύπτουσα δομή προσανατολισμένη σε κυβική fcc.

Θεωρούμε λοιπόν κρύσταλλο με δομή fcc, με περίοδο a , που αποτελείται από διηλεκτρικές σφαίρες με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ και ακτίνα $S/a_0=0.5$, όπου a_0 η απόσταση 'μεταξύ πρώτων γειτόνων' [3].

Η συγκεκριμένη επιλογή της δομής κρυστάλλου βέβαια δεν είναι και τόσο σημαντική, καθότι εργαζόμαστε στο όριο μεγάλου μήκους κύματος (subwavelength) και ο κρύσταλλος έχει κυβική συμμετρία, εξασφαλίζοντας όμως πάντα ότι το μέσο είναι ομοιογενές και ισοτροπικό. Είναι, προφανές (σχήμα 4.3 παρακάτω), ότι υπάρχουν περιοχές όπου, μ_{eff} και ϵ_{eff} έχουν αρνητικά πραγματικά μέρη ως αποτέλεσμα του συντονισμού Mie που συμβαίνει σε αυτές τις περιοχές. Η μαγνητική δραστηριότητα στην περιοχή του συντονισμού Mie είναι ένα αποτέλεσμα της ενίσχυσης του ρεύματος μετατόπισης μέσα σε κάθε σφαίρα, η οποία, με τη σειρά της, δίνει αφορμή για μια μακροσκοπική μαγνήτιση του κρυστάλλου. Η ηλεκτρική δραστηριότητα

αποδίδεται στη μεγάλη πόλωση που προκαλείται από κάθε σφαίρα, λόγω της τεράστιας διηλεκτρικής σταθεράς.

Στο σχήμα 4.2 παρατηρούμε τα αποτελέσματα της μεθόδου της ενότητας 3.3 που 'τρέξαμε' για το υλικό αυτό, με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ [3], για ποσοστό κατάληψης όγκου $f=0.74$ (κρύσταλλος δομής fcc). Συγκεκριμένα, βλέπουμε το φάσμα του πραγματικού και του φανταστικού μέρους του δείκτη διάθλασης. Σημειώνεται ότι λόγω της σταθερής τιμής της $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$, δεν υπάρχει χαρακτηριστικό μήκος στις εξισώσεις Maxwell (ιδιότητα κλίμακας), επιτρέποντας την χρήση αδιάστατων μονάδων συχνότητας $\omega S/c$. Επίσης λάβαμε αποτελέσματα για μ'_{eff} , μ''_{eff} , ϵ'_{eff} , ϵ''_{eff} και n'_{eff} και n''_{eff} που αναφέρονται παρακάτω.



Σχήμα 4.2: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ με $f=0.74$.

Αυτό που αρχικά παρατηρούμε, είναι ότι υπάρχουν έντονοι συντονισμοί Mie που μεταβάλλουν δραστικά τις τιμές του n_{eff} . Καθώς στο σχήμα 4.2 παρουσιάζουμε το n_{eff} για αδιάστατες τιμές του $\omega S/c$, παρακάτω εμφανίζουμε ενδεικτικές τιμές της ακτίνας S των σφαιρών υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ για τους 3 συντονισμούς Mie του σχήματος 4.2, σε διαφορετικές περιοχές συχνοτήτων

και για $\omega^*S/c = 0.35, 0.76$ και 1.16 αντίστοιχα. Από τα αποτελέσματα παρατηρούμε, όπως θα δούμε και παρακάτω σε άλλα υλικά, πως για χαμηλές συχνότητες έως και MHz η ακτίνα της σφαίρας του υλικού είναι πολύ μεγάλη με αποτέλεσμα να μην είναι εφαρμόσιμη στην πράξη. Δηλαδή :

(α) Για $\omega^*S/c = 0.35$:

f	S
1kHz	16719.7m
1MHz	16.72 m
1GHz	0.0167m
1THz	$0.167 \cdot 10^{-4}m$

(β) Για $\omega^*S/c = 0.76$:

f	S
1KHz	36305.7m
1MHz	36.3m
1GHz	0.0363m
1THz	$0.363 \cdot 10^{-4}m$

(γ) Για $\omega^*S/c = 1.16$:

f	S
1KHz	55414m
1MHz	55.41m
1GHz	0.0554m
1THz	$0.554 \cdot 10^{-4}m$

Πίνακας 1: Ενδεικτικές τιμές της ακτίνας S σφαιρών υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ σε διάταξη πυκνής δομής ($f=0.74$) για τους 4 συντονισμούς Mie, για διαφορετικές περιοχές συχνοτήτων.

Όσον αφορά την φαινομενική απορρόφηση που παρουσιάζει το υλικό, θα πρέπει να κοιτάξουμε το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης n_{eff} , γραφική παράσταση του οποίου δίνεται στο σχήμα 4.2 με κόκκινη διακοπτόμενη γραμμή. Η απορρόφηση αυτή δεν είναι πραγματική για πραγματικά υλικά αλλά αφορούν στην σκέδαση της δέσμης από τις σφαίρες του υλικού. Οι τιμές, τώρα, που το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης n_{eff} παρουσιάζει τοπικά

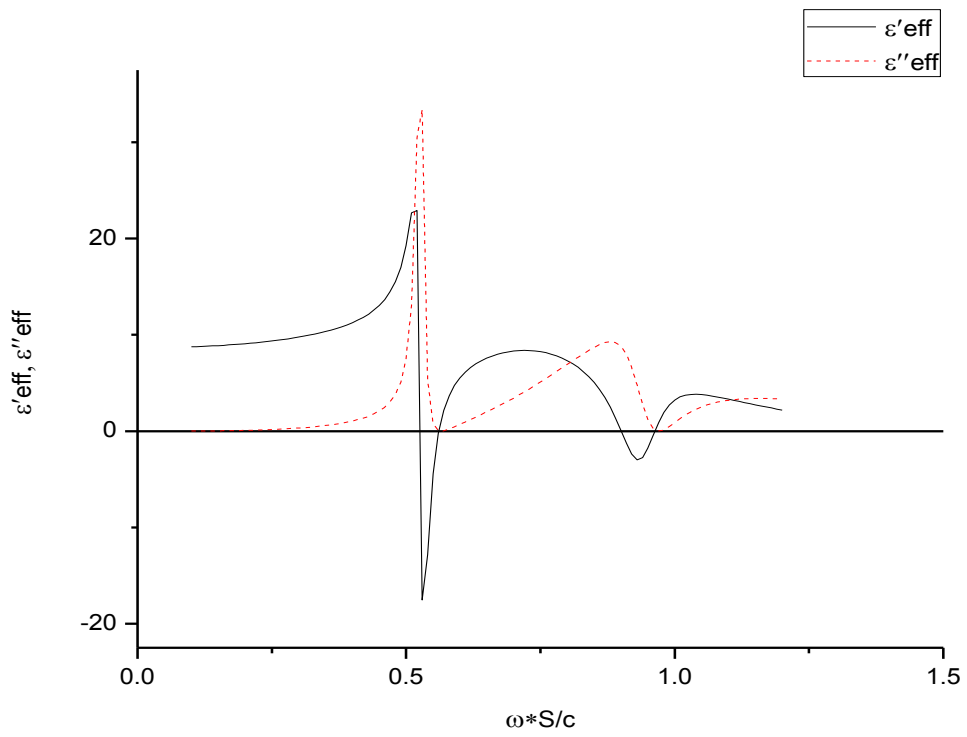
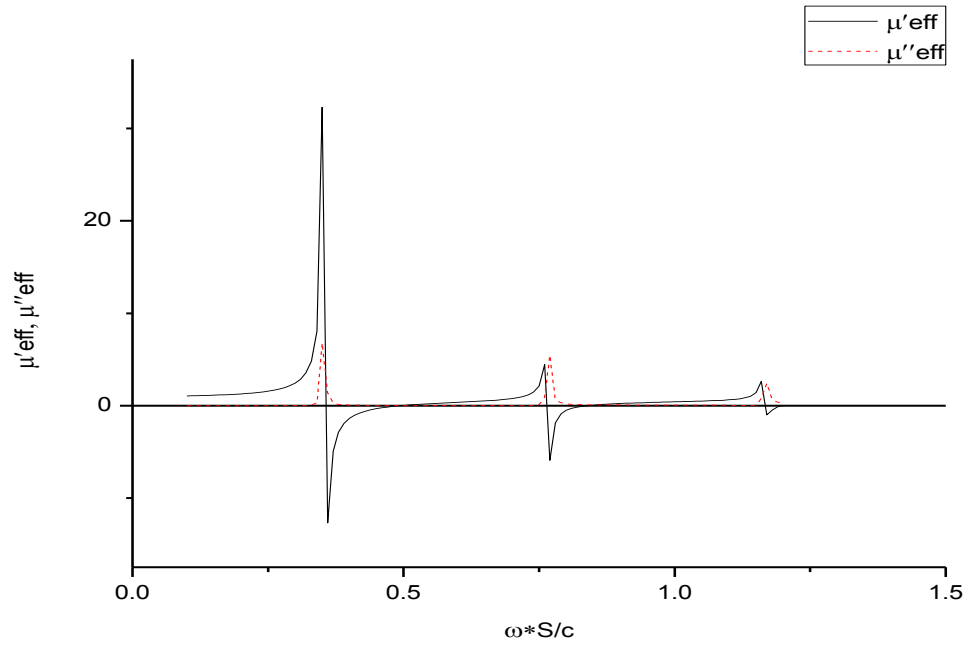
μέγιστα, αντιστοιχεί στο $(\omega S/c) = 0.36$ και 0.77 όπως φαίνεται και από το σχήμα 4.2.

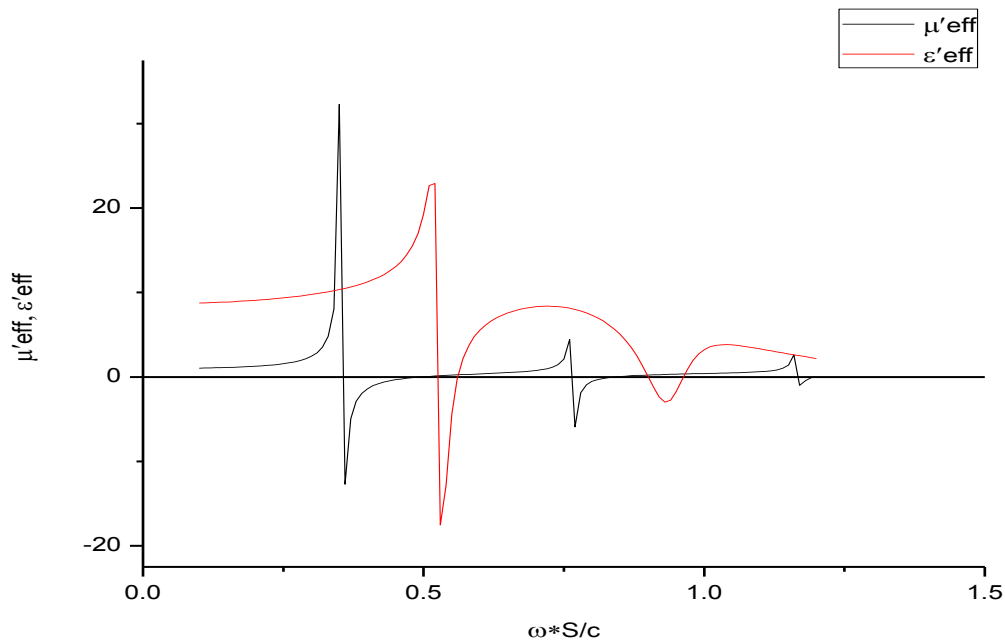
Αυτό σημαίνει πως αναλόγως της περιοχής συχνοτήτων που κάποιος επιθυμεί και θέτοντας τις παραπάνω τιμές του $(\omega S/c)$ και την παραπάνω μέθοδο υπολογισμού, μπορεί να υπολογίσει και την ακτίνα των σφαιρών αναφερθέντος υλικού που θα χρειαστεί, με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ που θα μας δώσουν συντονισμούς Mie στις συγκεκριμένες συχνότητες. Το φανταστικό μέρος n''_{eff} του δείκτη διάθλασης μας δείχνει την απώλεια ενέργειας λόγω σκέδασης από την προσπίπτουσα δέσμη και για τον λόγο αυτό δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της θερμότητας που αναπτύσσεται στις σφαίρες (έτσι και αλλιώς δεν απορροφούν).

Παρατηρούμε επίσης πως για τιμές $(\omega S/c) = 0.37$ έως 0.38 , 0.44 έως 0.48 , 0.55 έως 0.56 , 0.83 και 1.18 (από σχήμα 4.2) έχουμε σχεδόν μηδενικό πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης n_{eff} , αλλά, παράλληλα, έχουμε και θετικό φανταστικό μέρος. Το κυριότερο όμως είναι πως για τιμές $(\omega S/c) = 0.39$ έως 0.43 και 0.78 έως 0.82 , το υλικό παρουσιάζει μικρές αρνητικές τιμές του δείκτη διάθλασης n_{eff} που θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ως αριστερόστροφο (LHM) υλικό αλλά και σε εφαρμογές μανδύα αορατότητας (cloaking).

Παρακάτω στο σχήμα 4.3, δίνονται οι γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} αντίστοιχα, μιας πυκνής δομής ($f=0.74$) σφαιρών υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα τοπικά μέγιστα του πραγματικού μέρους του μ_{eff} με χαρακτηριστικά συντονισμού για τιμές $(\omega S/c) = 0.35$, 0.76 . Οι τιμές αυτές είναι ίδιες με αυτές του συντονισμού του δείκτη διάθλασης που μόλις είδαμε, κάτι που δείχνει ότι ο συντονισμός του μαγνητικού πεδίου που επιδεικνύεται σε μη-μαγνητικό υλικό, καθορίζει και τον συντονισμό του n_{eff} σε αυτό το υλικό.

Δηλαδή, ένα μη μαγνητικό υλικό, με κατάλληλη δομή, παρουσιάζει μαγνητική διαπερατότητα, δίνοντας την δυνατότητα πολλών των χρήσεων αυτού του μεταϋλικού, όπως στις συμπαγείς κοιλότητες συντονισμού που χρησιμοποιούνται στην οπτοηλεκτρονική, στους προσαρμοζόμενους επιλεκτικούς φακούς, στους προσαρμοστικούς καθρέπτες, στους απομονωτές, στους μετασχηματιστές, στους οπτικούς πολωτές, στα φίλτρα και στους ενναλάκτες φάσεων [1].

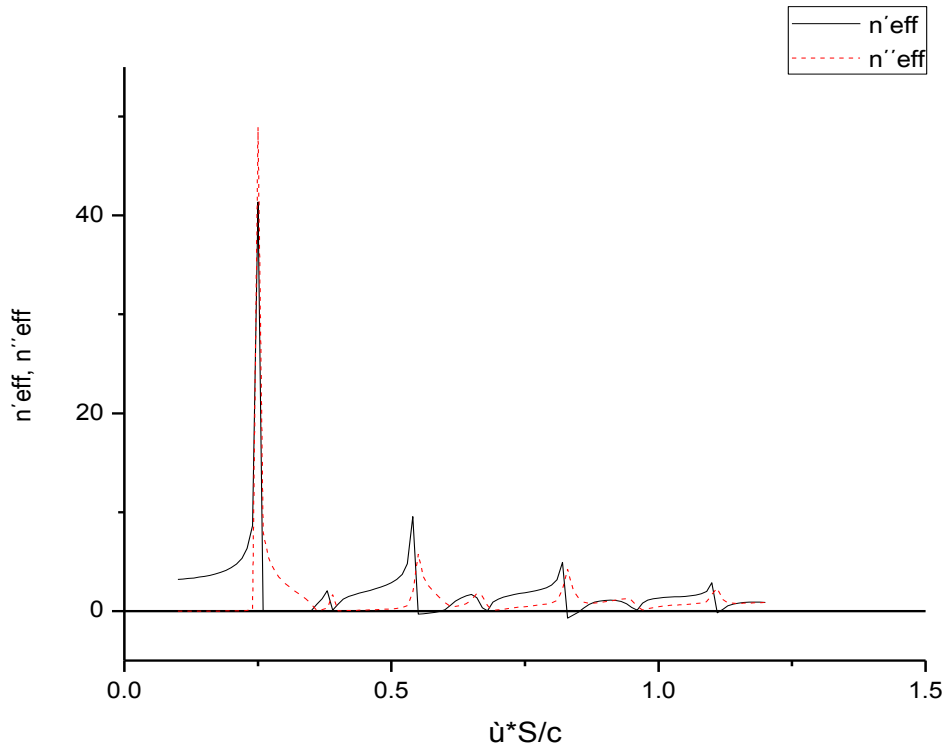




Σχήμα 4.3: Γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} και σχέση των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες υλικού με $\varepsilon_{\text{eff}} = 100 + 0i$ και $f=0.74$.

Αντίστοιχα, τώρα, θεωρούμε το υποθετικό αυτό υλικό με $\varepsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$, σε 3D διάταξη σφαιρών σε δομή fcc, με περίοδο a , και ακτίνα $S/a_0=0.5$, όπου a_0 η απόσταση 'μεταξύ πρώτων γειτόνων' [3]. Στο σχήμα 4.4 παρατηρούμε τα αποτελέσματα της μεθόδου της ενότητας 3.3 που 'τρέξαμε' για το υλικό αυτό, για ποσοστό κατάληψης όγκου $f=0.74$ (κρύσταλλος δομής fcc).

Συγκεκριμένα, βλέπουμε το φάσμα του πραγματικού και του φανταστικού μέρους του δείκτη διάθλασης. Σημειώνεται ότι λόγω της σταθερής τιμής της $\varepsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$, δεν υπάρχει χαρακτηριστικό μήκος στις εξισώσεις Maxwell (ιδιότητα κλίμακας), επιτρέποντας την χρήση αδιάστατων μονάδων συχνότητας $\omega S/c$. Επίσης λάβαμε αποτελέσματα για μ'_{eff} , μ''_{eff} , $\varepsilon'_{\text{eff}}$, $\varepsilon''_{\text{eff}}$ και n'_{eff} και n''_{eff} που αναφέρονται παρακάτω.

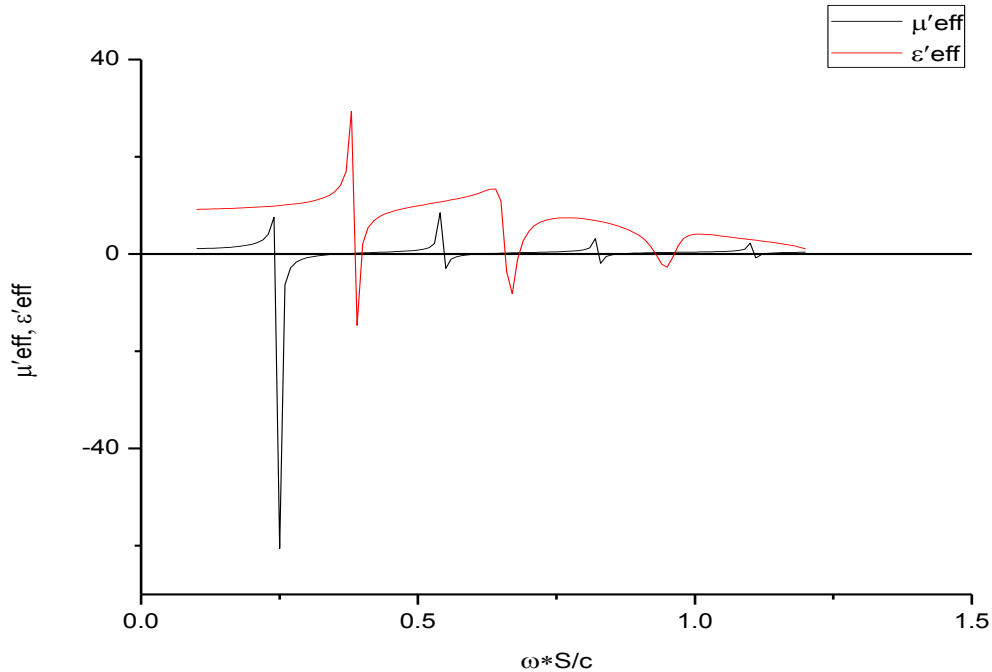


Σχήμα 4.4: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$ με $f=0.74$.

Παρατηρούμε όμως πως και για $\omega*S/c = 0.25$, τα πραγματικά και φανταστικά μέρη του δείκτη διάθλασης φαίνεται να έχουν πολύ κοντινές τιμές όσον αφορά τον συντονισμό τους. Επίσης, αυτό που παρατηρούμε, είναι ότι υπάρχουν έντονοι συντονισμοί Mie που μεταβάλλουν δραστικά τις τιμές του n_{eff} . Καθώς στο σχήμα 4.4 παρουσιάζουμε το n_{eff} για αδιάστατες τιμές του $\omega S/c$, παρακάτω εμφανίζουμε ενδεικτικές τιμές της ακτίνας S των σφαιρών υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$ για τους 4 συντονισμούς Mie του σχήματος 4.4, σε διαφορετικές περιοχές συχνοτήτων και για $n'_{\text{eff}}=41.373$ και $n''_{\text{eff}}=48.934$, που συμβαίνει ενδεικτικά για συχνότητα (f) και ακτίνα (S):

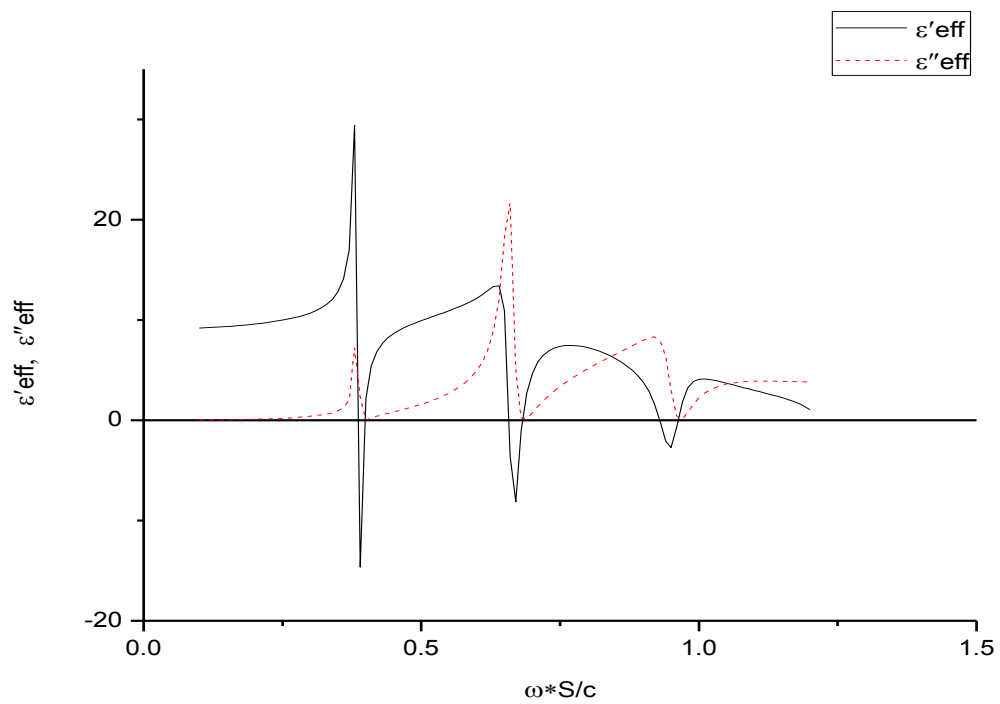
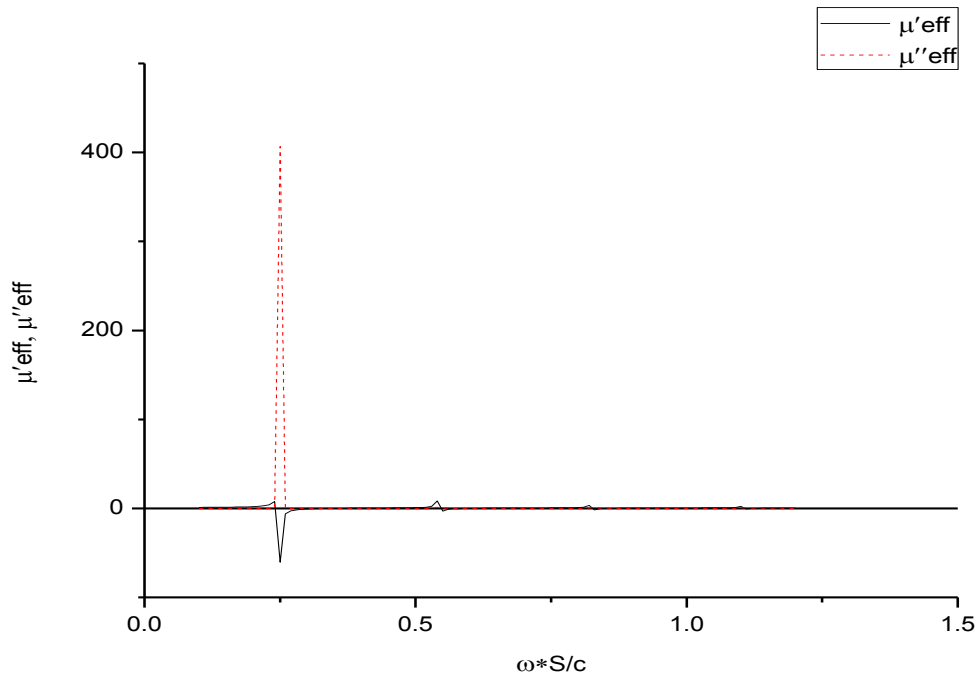
f	S
1kHz	11942.6m
1MHz	11.94 m
1GHz	0.0194m
1THz	$0.119 \cdot 10^{-4} \text{m}$

Ενώ το υλικό αυτό παρουσιάζει τοπικά μέγιστα με χαρακτηριστικά συντονισμού σε μαγνητική διαπερατότητα (μ'_{eff}), για τιμές $(\omega \cdot S/c) = 0.24$, και πολύ μικρού συντονισμού για τιμές $(\omega \cdot S/c) = 0.54, 0.82$ και 1.1 . Παρακάτω στο σχήμα 4.5 δίνεται και η γραφική παράσταση μ'_{eff} και $\varepsilon'_{\text{eff}}$:



Σχήμα 4.5: Γραφική παράσταση της σχέσης των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες υλικού με $\varepsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$ και $f=0.74$.

Παρακάτω στο σχήμα 4.6, δίνονται οι γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} αντίστοιχα, μιας πυκνής δομής ($f=0.74$) σφαιρών υλικού με $\varepsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$.



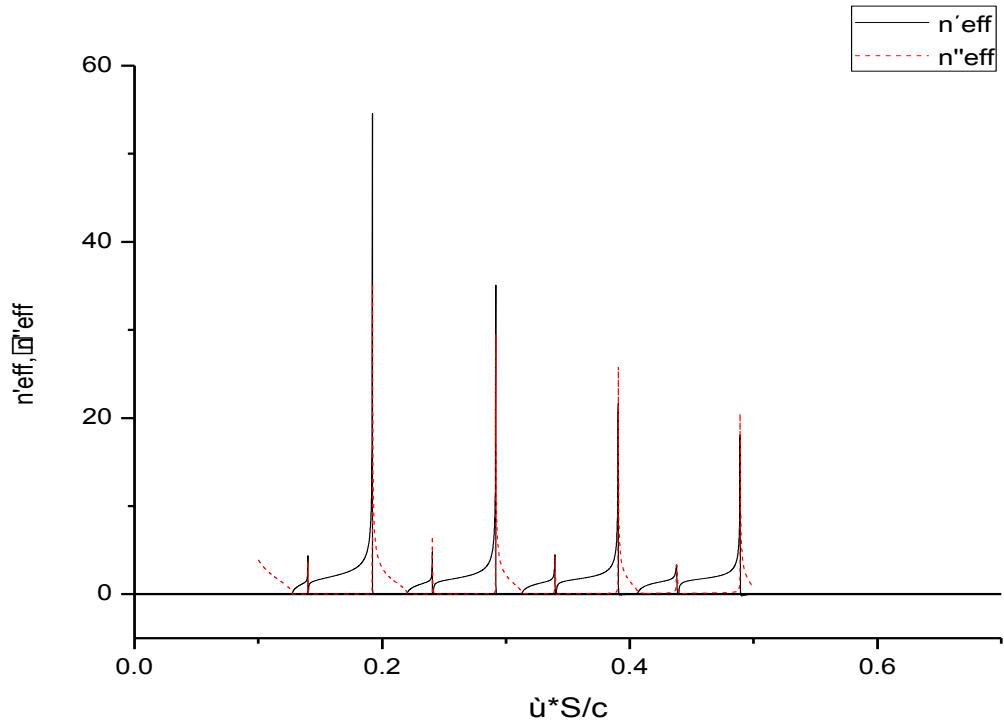
Σχήμα 4.6: Γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες υλικού με $\varepsilon_{\text{eff}} = 200 + 0i$ και $f=0.74$.

Παρατηρούμε, στο παραπάνω σχήμα, ότι οι τιμές μ'_{eff} και μ''_{eff} για κρύσταλλο του αναφερθέντος υλικού από σφαίρες, με $\epsilon'_{\text{eff}}=200$, δείχνουν συντονισμό σε πολύ κοντινές τιμές του $\omega S/c$ και αντίστοιχα, το ίδιο συμβαίνει, σε διαφορετικές όμως τιμές του αδιάστατου $\omega S/c$, για τα ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} .

4.3 Μελέτη Υλικού BST

Εδώ παρουσιάζεται πραγματικό μεταϋλικό μέσο [1, 2, 3], το οποίο υλοποιείται εύκολα στο εργαστήριο και είναι κατάλληλο για εφαρμογές τόσο στις μικροκυματικές (GHz) όσο και σε υψηλότερες συχνότητες (THz). Η δομή που επιλέγεται για τη μοντελοποίηση συνίσταται σε ένα σύστημα σφαιρών. Το υλικό αυτό είναι κατασκευασμένο από $\text{BA}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ (BST), ένα κεραμικό υλικό, το οποίο κατέχει μια πολύ υψηλή ηλεκτρική επιδεκτικότητα και χαμηλές απώλειες στα μικροκύματα [1, 2, 3]. Η αλληλεπίδραση των σφαιρών του πλέγματος από BST με την προσπίπτουσα ακτινοβολία, προκαλεί ισχυρή πόλωση και ρεύματα στο εσωτερικό της μάζας των σφαιρών και ως εκ τούτου, αξιοσημείωτη μαγνητική δραστηριότητα σε όλη τη δομή, αν και το ίδιο το BST είναι μη μαγνητικό.

Στο σχήμα 4.9 παρατηρούμε τα αποτελέσματα της μεθόδου της ενότητας 3.3 που 'τρέξαμε' για BST υλικό, με $\epsilon_{\text{eff}} = 1600 + 4.8i$ [1], για ποσοστό κατάληψης όγκου $f=0.74$ (κρύσταλλος δομής fcc). Συγκεκριμένα, βλέπουμε το φάσμα του πραγματικού και του φανταστικού μέρους του δείκτη διάθλασης. Σημειώνεται ότι λόγω της σταθερής τιμής της $\epsilon = 1600 + 4.8i$, δεν υπάρχει χαρακτηριστικό μήκος στις εξισώσεις Maxwell (ιδιότητα κλίμακας), επιτρέποντας την χρήση αδιάστατων μονάδων συχνότητας $\omega S/c$.



Σχήμα 4.9: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες BST με $f=0.74$.

Αυτό που αρχικά παρατηρούμε, είναι ότι υπάρχουν έντονοι συντονισμοί Mie που μεταβάλλουν δραστικά τις τιμές του n_{eff} . Καθώς στο σχήμα 4.9 παρουσιάζουμε το n_{eff} για αδιάστατες τιμές του $\omega S/c$, παρακάτω εμφανίζουμε ενδεικτικές τιμές της ακτίνας S των σφαιρών BST για τους 4 συντονισμούς Mie του σχήματος 4.9, σε διαφορετικές περιοχές συχνοτήτων.

(α) Για $\omega^*S/c = 0.19$:

f	S
1kHz	910m
1MHz	9.1m
1GHz	0.0091m
1THz	$0.091 \cdot 10^{-4} \text{m}$

(β) Για $\omega \cdot S/c = 0.29$:

f	S
1KHz	13853m
1MHz	13.853m
1GHz	0.0139m
1THz	$0.139 \cdot 10^{-4}m$

(γ) Για $\omega \cdot S/c = 0.39$:

f	S
1KHz	18630m
1MHz	18.63m
1GHz	0.0186m
1THz	$0.1863 \cdot 10^{-4}m$

(δ) Για $\omega \cdot S/c = 0.48$:

f	S
1KHz	22929.9m
1MHz	22.92m
1GHz	0.0229m
1THz	$0.2292 \cdot 10^{-4}m$

Πίνακας 3: Ενδεικτικές τιμές της ακτίνας S σφαιρών BST σε διάταξη πυκνής δομής ($f=0.74$) για τους 4 συντονισμούς Mie, για διαφορετικές περιοχές συχνοτήτων.

Όσον αφορά την σκέδαση που παρουσιάζεται στο υλικό BST, θα πρέπει να κοιτάξουμε το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης n_{eff} , η γραφική παράσταση του οποίου δίνεται στο σχήμα 4.9 με κόκκινη διακοπτόμενη γραμμή. Οι τιμές που το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης n_{eff} παρουσιάζει τοπικά μέγιστα, αντιστοιχεί σε $(\omega S/c) = 0.1, 0.14, 0.2, 0.3, 0.34, 0.4$ και 0.49 όπως φαίνεται στο σχήμα 4.9.

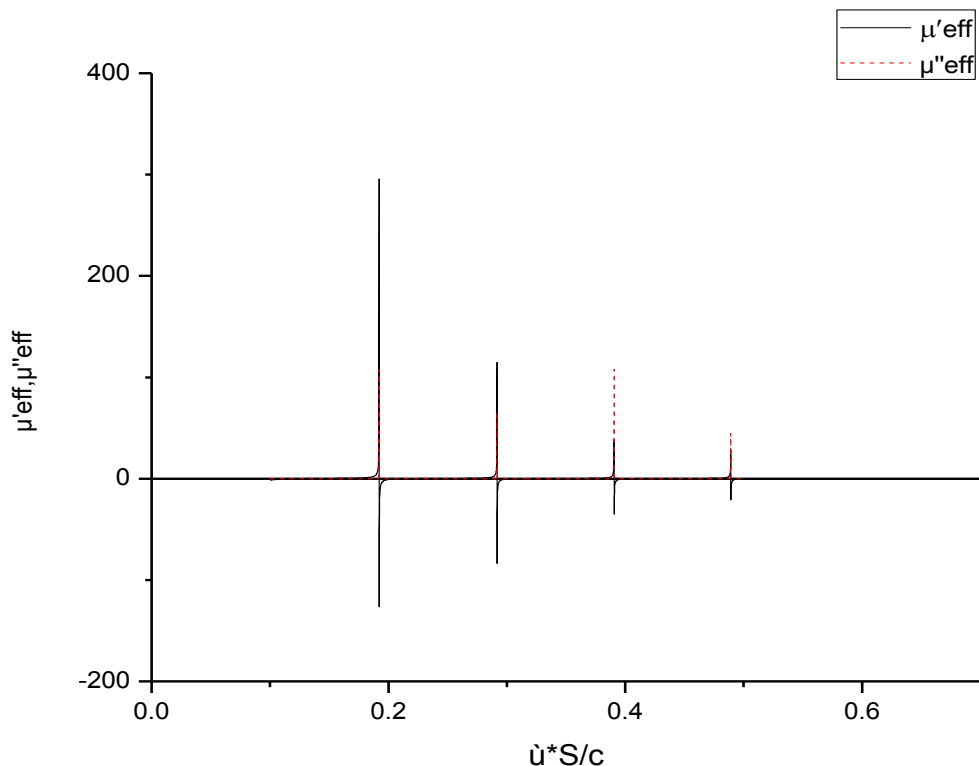
Αυτό σημαίνει πως αναλόγως περιοχής συχνοτήτων που κάποιος επιθυμεί και θέτοντας τις παραπάνω τιμές του $(\omega S/c)$ και την παραπάνω μέθοδο υπολογισμού, μπορεί να υπολογίσει και την ακτίνα των σφαιρών υλικού BST που θα μας δώσουν συντονισμούς Mie στις συγκεκριμένες συχνότητες.

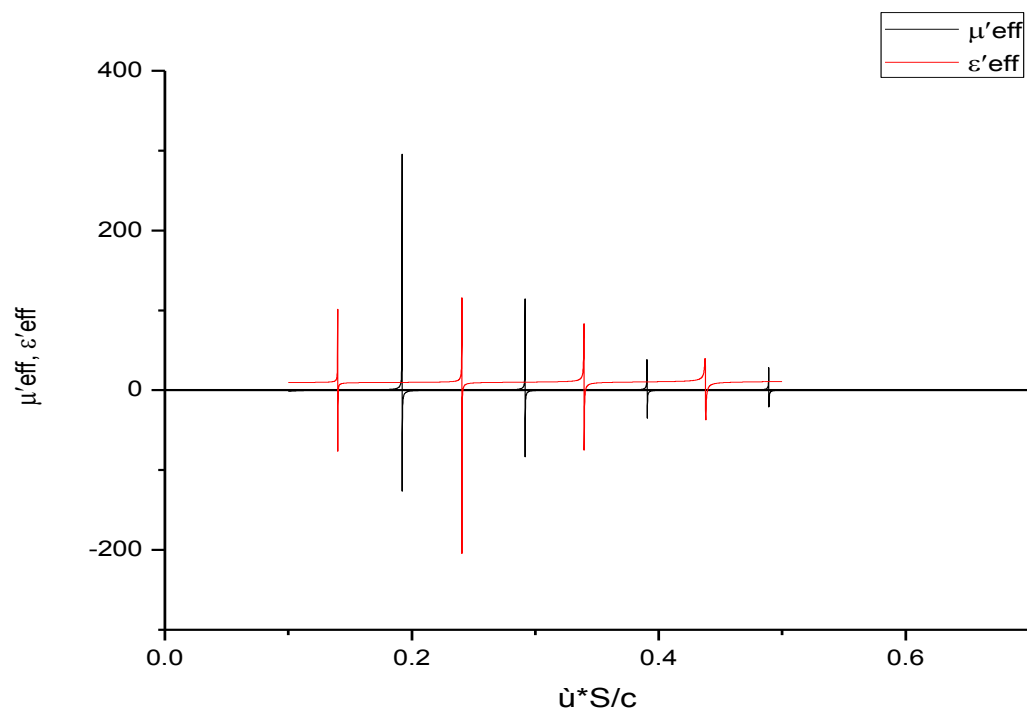
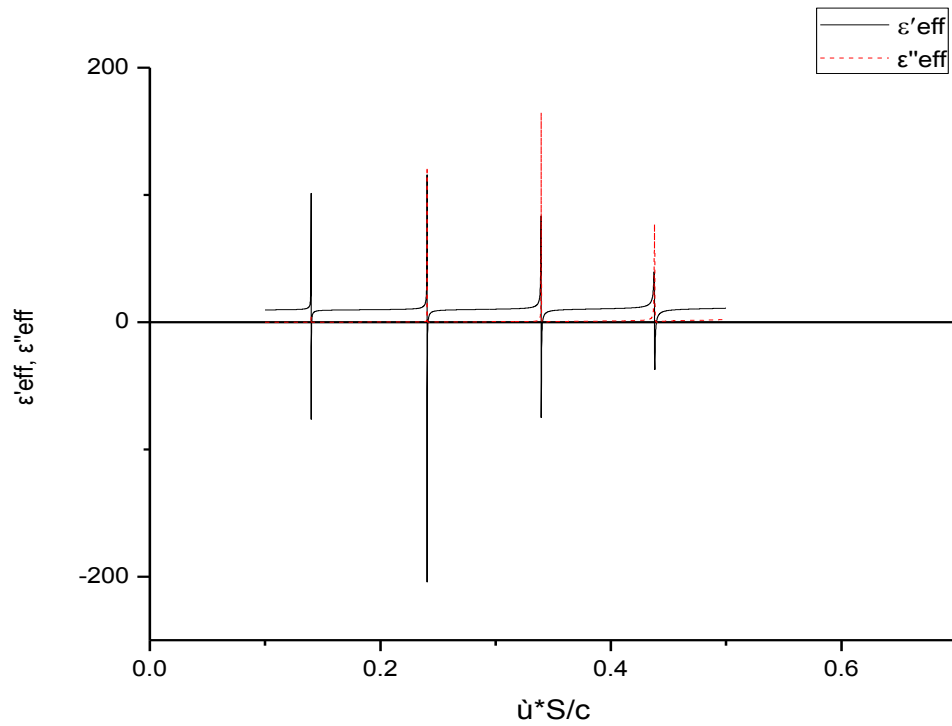
Παρατηρούμε επίσης πως για τιμές $(\omega S/c) = 0.1$ έως $0.12, 0.14, 0.2$ έως $0.22, 0.3$ έως 0.31 και 0.34 (από σχήμα 4.9 και πίνακα 3) έχουμε σχεδόν

μηδενικό πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης n_{eff} . Το κυριότερο όμως είναι πως για τιμές $(\omega S/c) = 0.1$ έως 0.11 , 0.2 έως 0.21 , 0.3 , 0.4 , και 0.49 , το BST παρουσιάζει μικρές αρνητικές τιμές του δείκτη διάθλασης n_{eff} που θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ως αριστερόστροφο υλικό (LHM).

Παρακάτω στο σχήμα 4.10 δίνονται οι γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} μιας πυκνής δομής ($f=0.74$) σφαιρών BST. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα τοπικά μέγιστα του πραγματικού μέρους του μ_{eff} με χαρακτηριστικά συντονισμού για τιμές $(\omega S/c) = 0.19$, 0.29 , 0.39 . Οι τιμές αυτές είναι ίδιες με αυτές του συντονισμού του δείκτη διάθλασης που μόλις είδαμε, κάτι που δείχνει ότι ο συντονισμός του μ_{eff} που επιδεικνύεται σε μη-μαγνητικό υλικό, φαίνεται σαν να καθορίζει και τον συντονισμό του n_{eff} στο υλικό αυτό.

Δηλαδή, ένα μη μαγνητικό υλικό, με κατάλληλη δομή, παρουσιάζει μαγνητική διαπερατότητα, δίνοντας την δυνατότητα πολλών των χρήσεων αυτού του μεταϋλικού, όπως αυτές περιγράφονται στην ενότητα 4.2. Ενδιαφέρον επίσης παρουσιάζουν οι τιμές του μ''_{eff} και ϵ''_{eff} που παρατηρούνται σε σχετικά μηδενικά επίπεδα σχεδόν σε όλο το μεγάλο μήκος κύματος (subwavelength) φάσμα που δηλώνει σχεδόν μηδενική σκέδαση και από τις δύο ενεργές σταθερές, μ_{eff} και ϵ_{eff} .





Σχήμα 4.10: Γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} και σχέση των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες BST υλικού με $\epsilon_{eff} = 1600 + 4.8i$ [1] και $f=0.74$.

Κεφάλαιο 5

5.1 Υβριδικά Υλικά

Στη σημερινή εποχή, υπάρχει έντονο ερευνητικό ενδιαφέρον για υβριδικά υλικά τα οποία είναι οργανικές και ανόργανες μήτρες στις οποίες εμβαπτίζονται μεταλλικά και ανόργανα νανοσωματίδια. Λόγω του συνδυασμού των ιδιοτήτων της οργανικής ή ανόργανης μήτρας, με εκείνες των νανοσωματιδίων, τα υλικά αυτά παρουσιάζουν σταθερότητα και πολύ καλές οπτικές ιδιότητες, με αποτέλεσμα την σύνθεση προηγμένων υβριδικών υλικών.

Η χρήση τους βρίσκει πολλές εφαρμογές στην σύγχρονη τεχνολογία, όπως σε διατάξεις φωτονικών αισθητήρων, όπου αποτελούν τα ενεργά υλικά για την ανίχνευση διαφόρων αερίων, καθώς και σε βιοτεχνολογικές διατάξεις, όπου χρησιμεύουν για την ανίχνευση πρωτεϊνών.

5.2 Πολυμερή υλικά

Ως πολυμερή, ονομάζονται οι χημικές ενώσεις, με μεγάλα μόρια, τα λεγόμενα μακρομόρια, που είναι και το κύριο χαρακτηριστικό τους, που σχηματίζονται από την σύνδεση πολλών μικρών μορίων, σε αντιδιαστολή με τις απλούστερες που λέγονται μονομερή, (ενώσεις με μικρά μόρια). Τα πολυμερή προκύπτουν από τη χημική αντίδραση των μονομερών, που ονομάζεται πολυμερισμός.

Η διάκρισή τους γίνεται σε «φυσικά πολυμερή» και «συνθετικά πολυμερή». Τέτοια φυσικά πολυμερή είναι για παράδειγμα το DNA, το καουτσούκ, το άμυλο, η κυτταρίνη, οι πρωτεΐνες κλπ., ενώ συνθετικά πολυμερή είναι τα πλαστικά, οι εκρηκτικές ύλες, οι λευκαντικές ουσίες, τα σαπούνια κλπ. Επίσης, διακρίνονται και σε θερμοπλαστικά, ελαστομερή και θερμοσκληρυνόμενα.

5.3 Σύνθετα υλικά

Τα σύνθετα υλικά μπορούν να ορισθούν γενικά ως υλικά που αποτελούνται από δύο ή περισσότερες (συνήθως δύο) διακριτές φάσεις. Από την αρχαιότητα, ήταν γνωστά ως υλικά καθημερινής τεχνολογικής χρήσης, π.χ. πλίνθοι για την κατασκευή οικιών. Ακόμη όμως και τα οστά π.χ. είναι σύνθετα υλικά. Ο κλάδος της Επιστήμης και της Τεχνολογίας των Σύνθετων Υλικών παρουσιάζει μεγάλη ανάπτυξη από στις αρχές της δεκαετίας του 1960

με την παρασκευή ινών άνθρακα και βορίου και συνεχίζεται με γοργούς ρυθμούς.

Τα κριτήρια που πρέπει να πληρούνται για να χαρακτηριστεί ένα υλικό ως σύνθετο είναι τρία: διαφορετικές ιδιότητες των δύο συνιστωσών - φάσεων, επάρκεια των δύο φάσεων (π.χ. περιεκτικότητα σε κάθε φάση μεγαλύτερη από 5%) και παρασκευής του σύνθετου υλικού από την αρχή ως τέτοιου (π.χ. αντιδιαστολή προς μεταλλικά κράματα και διαχωρισμό φάσης λόγω θερμικής κατεργασίας). Με αυτόν τον τρόπο, τα σύνθετα υλικά διακρίνονται από άλλα μη απλά υλικά, π.χ. μείγματα, συμπολυμερή, διαπλεκόμενα πολυμερικά δίκτυα, μεταλλικά κράματα κλπ.

Η μήτρα τώρα, μπορεί να είναι μεταλλική, πολυμερική ή κεραμική και είναι η συνεχής φάση σε ένα σύνθετο υλικό. Η διασκορπισμένη φάση, είναι τα εγκλείσματα, συχνά το ενισχυτικό μέσο (επειδή παραδοσιακά βελτιώνει τις μηχανικές ιδιότητες της μήτρας). Συνήθως είναι πιο σκληρό και δύσκαμπτο από την μήτρα, υπάρχουν όμως και εξαιρέσεις, π.χ. μέταλλο σε κεραμική μήτρα ή ελαστικό σε εποξειδική μήτρα.

Τα σύνθετα υλικά δημιουργούνται προκειμένου να σχεδιαστούν νέα υλικά, με επιθυμητές ιδιότητες, που είτε προκύπτουν ως συνδυασμός των ιδιοτήτων των δύο φάσεων, είτε είναι νέες ιδιότητες ως αποτέλεσμα συνέργειας. Οι διαστάσεις του εγκλείσματος σε πολλά σύνθετα υλικά, ποικίλλουν από μερικά nm μέχρι πολλά μm. Στα νανοσύνθετα υλικά, είναι περίπου της τάξης των 1-100 nm.

5.4 Νανοσωματίδια μετάλλων

Έρευνα διεξάγεται από την επιστημονική κοινότητα πάνω σε μεταλλικά νανοσωματίδια τα οποία είναι έγκλειστα σε οργανικές ή ανόργανες μήτρες γιατί αυτά τα υλικά τυγχάνει να έχουν την ικανότητα να συνδυάσουν ιδιότητες που προέρχονται τόσο από το ανόργανο συστατικό όσο και από το οργανικό περιβάλλον. Ακόμη, η μήτρα του πολυμερούς ή η ανόργανη, δίδει και άλλες ιδιότητες στο σύστημα, όπως διαλυτότητα και η θερμική σταθεροποίηση του τελικού υλικού.

Η σύνθεση των μεταλλικών νανοσωματιδίων γίνεται μέσα σε οργανικές ή ανόργανες μήτρες και βασίζονται σε *in situ* αντιδράσεις. Τα μεταλλικά νανοσωματίδια σχηματίζονται από πρόδρομες ενώσεις τους παρουσία της ανόργανης ή οργανικής μήτρας. Μια μέθοδος είναι αυτή της διασποράς κατά την οποία τα διαλύματα της πρόδρομης ένωσης του μετάλλου και της μήτρας αναμιγνύονται και η αναγωγή του μετάλλου σε νανοσωματίδιο γίνεται στο διάλυμα [24].

Άλλη, είναι αυτή της εμβάπτισης, στην οποία το στερεό πολυμερές, τοποθετείται στο διάλυμα του μετάλλου. Η εισροή του μετάλλου γίνεται μέσω της διάχυσης του υλικού στη διογκωμένη πολυμερική μήτρα. Αφού απομακρυνθεί ο διαλύτης γίνεται η αναγωγή στο στερεό δείγμα. Τέλος, μια άλλη μέθοδος είναι η εναπόθεση. Το διάλυμα που περιέχει το πολυμερές ή αυτό που περιέχει την ανόργανη μήτρα καθώς και αυτό που περιέχει το άλας του μετάλλου αναμιγνύονται και εναποτίθενται σε ένα υπόστρωμα με τη μορφή λεπτού υμενίου. Η αναγωγή του μετάλλου γίνεται στο λεπτό υμένιο μετά την απομάκρυνση του διαλύτη.

Τα μεταλλικά νανοσωματίδια τα οποία περιβάλλονται από την μήτρα, επηρεάζονται από αυτή τόσο στα νανοσωματίδιά τους όσο και στις τελικές ιδιότητες του υλικού. Η μήτρα, λειτουργεί ως ενεργό μέσο και μπορεί να ρυθμίσει τα μεγέθη και τη μορφολογία των νανοσωματιδίων δίνοντας έτσι τη δυνατότητα σχεδιασμού νέων υλικών για συγκεκριμένες εφαρμογές [24].

Ο σχηματισμός των μεταλλικών νανοσωματιδίων επηρεάζεται και από την μέθοδο αναγωγής που θα εφαρμοστεί καθώς και από το αναγωγικό μέσο εξίσου. Η συνηθισμένη παρασκευή είναι, ο σχηματισμός πολλών και μικρών νανοσωματιδίων όταν η αναγωγή γίνεται γρήγορα, ενώ όταν η αναγωγή είναι αργή, παρατηρείται ο σχηματισμός ενός μεγαλύτερου νανοσωματιδίου. Αυτό οφείλεται κυρίως στην ισχύ και το είδος της σύμπλεξης προδρόμων-μήτρας, καθώς και στις σχετικές ταχύτητες των διαδικασιών σχηματισμού και ανάπτυξης των σωματιδίων [25].

Λόγω της ισχυρής διέγερσης του επιφανειακού πλασμονίου, τα μεταλλικά νανοσωματίδια που είναι κατανομημένα σε διηλεκτρικές μήτρες εμφανίζουν γραμμικές και μη-γραμμικές οπτικές ιδιότητες. Πλασμόνιο είναι το κβάντο των ταλαντώσεων φορτίου της ζώνης αγωγιμότητας ενός μετάλλου ή των δέσμιων ηλεκτρονίων σε μη αγώγιμα υλικά. Ένα ηλεκτρόνιο είναι δυνατό να χάσει ενέργεια διεγείροντας ένα πλασμόνιο. Η απώλεια ενέργειας είναι συνήθως 5-30eV και η μέση ελεύθερη διαδρομή της τάξης των εκατοντάδων nm. Η εμφάνιση ζώνης συντονισμού πλασμονίου στο φάσμα απορρόφησης φασματοσκοπίας ορατού αντανakλά τον διηλεκτρικό χαρακτήρα των νανοσωματιδίων και η έντασή της σχετίζεται άμεσα με το μέγεθός τους. Τα μεταλλικά νανοσωματίδια που βρίσκονται κατανομημένα σε κolloειδή συστήματα εμφανίζουν χαρακτηριστικές κορυφές ή και ευρείες περιοχές απορρόφησης στην περιοχή του ορατού. Πολλά μεταλλικά νανοσωματίδια και ειδικότερα ο άργυρος, ο χαλκός και ο χρυσός έχουν χαρακτηριστικές κορυφές απορρόφησης στην περιοχή του ορατού με αποτέλεσμα την εμφάνιση έντονων χαρακτηριστικών χρωμάτων.

5.5 AuNPs (Au Nano-Particles)

Έντονο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα νανοσωματίδια του χρυσού (AuNPs) σε σχέση με άλλα ευγενή μέταλλα, λόγω της ευκολίας σύνθεσης και ενεργοποίησης που παρουσιάζουν. Η χημική τους σταθερότητα και η βιοσυμβατότητά τους προσδίδουν εντυπωσιακές οπτικές ιδιότητες, για αυτό τον λόγο και βρίσκουν εφαρμογές σε αρκετά συστήματα. Η σύνθεση των AuNPs, πραγματοποιείται συνήθως *in situ* σε οργανικές και ανόργανες μήτρες, χρησιμοποιώντας την μέθοδο της διασποράς, της εμβάπτισης ή της εναπόθεσης.

Για τα νανοσωματίδια χρυσού, στην *in situ* σύνθεσή τους, χρησιμοποιούνται πολυμερή, τα οποία δρουν ως σταθεροποιητές των νανοσωματιδίων καθώς βοηθούν στην αυτοοργάνωσή τους. Το πολυμερές, προκαλεί οργάνωση και ανισότροπο προσανατολισμό των AuNPs, ενώ να δρα ως το ενεργό στοιχείο προσδίδοντας στο τελικό υλικό οπτικές και ηλεκτρικές ιδιότητες. Τα AuNPs έχουν διαφορετικό χρώμα, ανάλογα με το μέγεθος και το σχήμα τους. Οι αλλαγές αυτές οφείλονται στα ελεύθερα d

ηλεκτρόνια του χρυσού, τα οποία μπορούν να ταλαντώνονται στην ζώνη αγωγιμότητας.

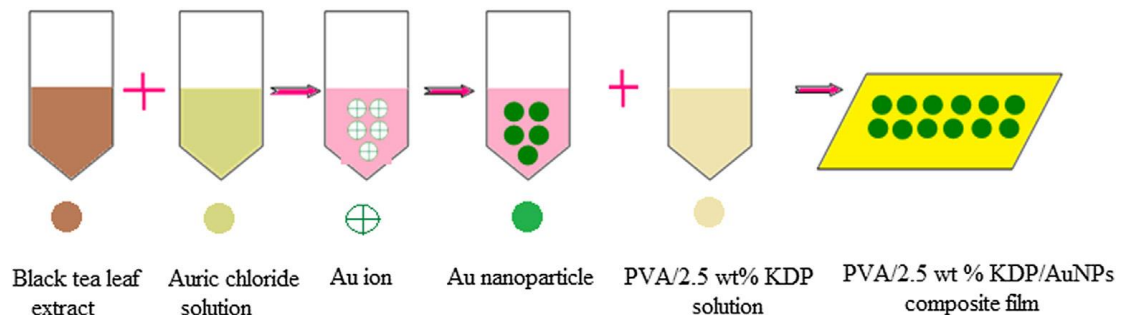
Νανοσωματίδια χρυσού (AuNPs) ενσωματωμένα με πολυμερή, έχουν προσελκύσει μεγάλη προσοχή λόγω των οπτικών, ηλεκτρικών και καταλυτικών ιδιοτήτων τους. Τα νανοσωματίδια χρυσού, είναι σφαιρικά σωματίδια διαστάσεων 1-100 nm με εξαιρετικές οπτικές ιδιότητες που τα καθιστούν ιδανικά για εφαρμογή στη διαγνωστική και απεικονιστική επιστήμη. Τα νανοσωματίδια σε κολλοειδή μορφή εμφανίζουν ένα βαθύ κόκκινο χρώμα. Αν για κάποιο λόγο σχηματιστούν συσσωματώματα τότε τα πλασμόνια της επιφάνειας των νανοσωματιδίων αλληλεπιδρούν και το χρώμα του εναιωρήματος μεταβάλλεται σε ιώδες. Το χαρακτηριστικό αυτό σε συνδυασμό με τη δυνατότητα σύνδεσης των νανοσωματιδίων χρυσού με διάφορα βιολογικά μόρια όπως τα DNA και RNA, πρωτεΐνες, μας επιτρέπει να εξετάσουμε τη δυνατότητα χρήσης των σωματιδίων στην ανίχνευση παθογόνων μικροοργανισμών στα τρόφιμα.

5.6 Χρήση νανοσωματιδίων χρυσού σε πολυμερή

Στο παρόν εδάφιο θα μελετήσουμε μεταυλικά συντονισμού Mie αποτελούμενα από περιοδικά διατεταγμένες σφαίρες οι οποίες είναι κατασκευασμένες από σύνθετα πολυμερικά υλικά που περιέχουν AuNPs.

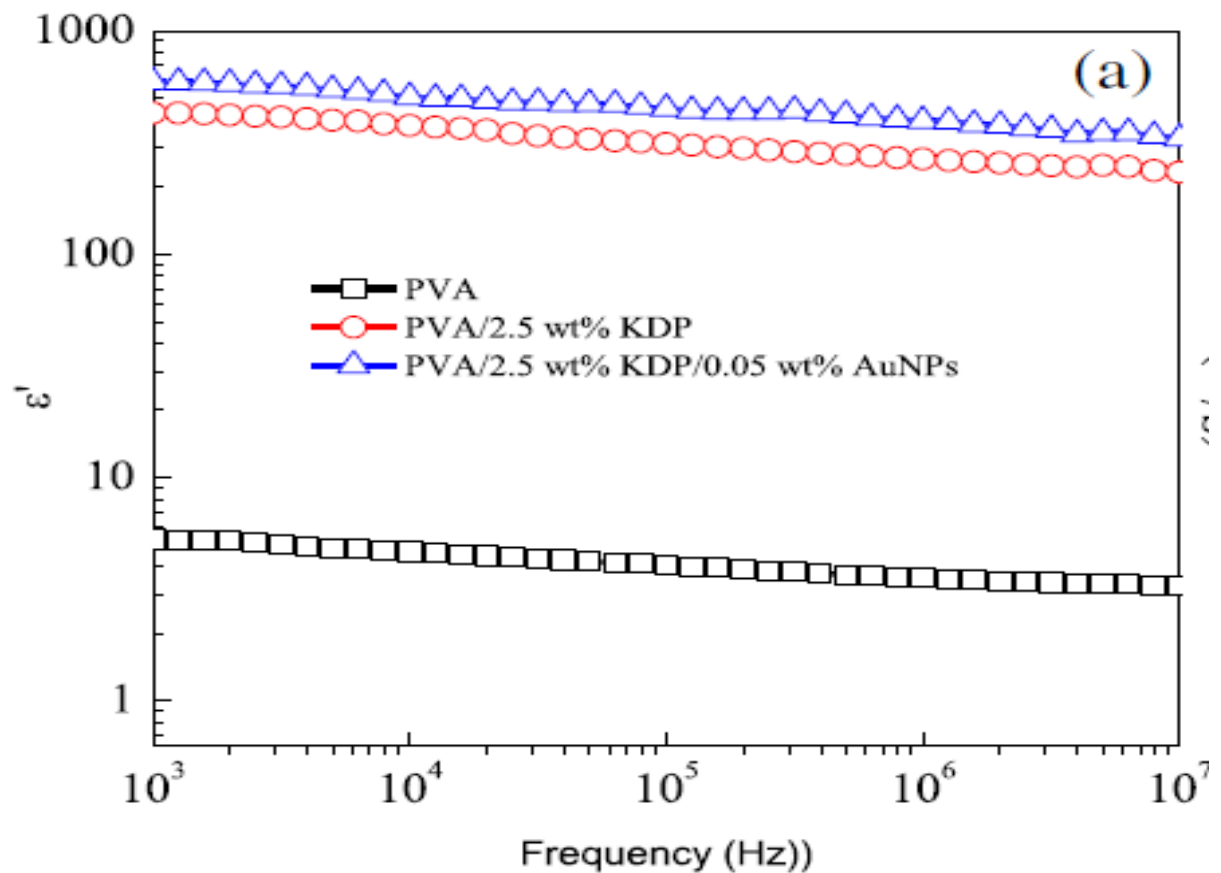
Αν και τα πολυμερή, κατέχουν σχετικά χαμηλή ηλεκτρική επιδεκτικότητα, μπορούν να αντέξουν τα υψηλά πεδία, να είναι ευέλικτα και εύκολα στην επεξεργασία. Ως εκ τούτου, προκειμένου να ενισχυθεί η ηλεκτρική επιδεκτικότητα των πολυμερών, με την προσθήκη των νανοανόργανων υλικών πληρώσεως, τα μεταλλικά νανοσωματίδια είναι πιο ελκυστικά λόγω ενδιαφερουσών ιδιοτήτων τους που προκύπτουν από το μέγεθός τους και συνδέονται με τη μεγάλη επιφάνεια. Οι τελικές ιδιότητες των νανοςύνθετων, εξαρτώνται από τη μέθοδο προετοιμασίας, το μέγεθος των σωματιδίων και η αποτελεσματική διασπορά των νανοσωματιδίων στη μήτρα πολυμερών [21].

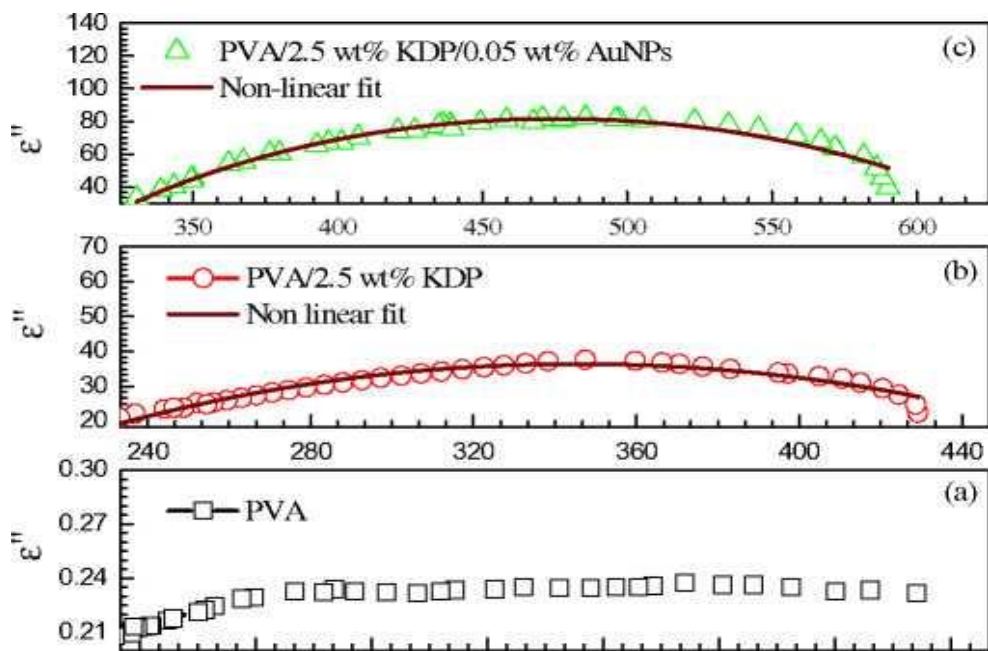
Πρόσφατα έχει παρασκευαστεί πολυβινυλαλκοόλη (PVA) με βάση άλατος ποτάσας (KH_2PO_4) ή σύνθετες κατασκευές με αποϋδρογονοποιημένο άλας ποτάσας (KDP) σε μορφή ταινιών, με διαφορετική συγκέντρωση του άλατος αυτού (KDP). Εκεί λοιπόν, παρατηρήθηκε τυχαία σύνθεση, βαθμιαίας διάδοσης για μια συγκεκριμένη συγκέντρωση (οριακή τιμή) 2.5 wt % του KDP, με αύξηση περίπου 80 φορές της διηλεκτρικής σταθεράς, σε σύγκριση με γυμνή πολυβινυλαλκοόλη PVA σε ταινία. Η χρήση των εν λόγω οριακών ποσοτήτων, ελαχιστοποιεί επίσης και την συγκέντρωση πλήρωσης αναγκαστικά, η οποία θα αποτελέσει σημαντικό κριτήριο για τη χρήση του ορίου για μια σύνθετη ταινία. Για να εξεταστούν οι επιπτώσεις των μεταλλικών νανοσωματιδίων (AgNPs και AuNPs) στην τυχαία σύνθεση και ηλεκτρική επιδεκτικότητα της ταινίας σύνθετου PVA/KDP, το σχέδιο ήταν να εισαχθεί το AuNPs σε σύνθετη ταινία.



Σχήμα 5.1: Σχηματικό διάγραμμα που δείχνει τον σχηματισμό των φύλλων μαύρο τσάι εκχυλίσματα-AuNPs/KDP/PVA – νανοσύνθετων σε ταινία. [21]

Ένα επιπλέον επιθυμητό χαρακτηριστικό των παραπάνω σύνθετων υλικών είναι η αύξηση της διηλεκτρικής σταθεράς για σχετικά χαμηλά επίπεδα νανοσωματιδίων (NPs). Για τους υπολογισμούς μας θα λάβουμε υπόψη τις πειραματικές τιμές των ϵ'_{eff} ϵ''_{eff} (σχήμα 5.2) των υλικών αυτών (PVA/KDP και PVA/KDP/AuNPs) για συχνότητες έως και 10 MHz. Με βάση τις τιμές αυτές και τη θεωρία ενεργού μέσου θα μελετήσουμε τη συμπεριφορά του ενεργού δείκτη διάθλασης και της ενεργού μαγνητικής διαπερατότητας σε ένα 3Δ σύστημα ομογενών και ισοτροπικών σφαιρών υλικού.





Σχήμα 5.2: ϵ' και ϵ'' του ϵ_{eff} των υλικών: PVA, PVA/2.5 wt% KDP και PVA/2.5 wt% KDP/0.05 wt% AuNPs [21]

Χρησιμοποιώντας τις πειραματικές μετρήσεις του σχήματος 5.2 [21], κατασκευάσαμε τους παρακάτω πίνακες για τη διηλεκτρική σταθερά των υλικών του σχήματος 5.2. Οι τιμές αυτές θα χρησιμοποιηθούν ως δεδομένα εισόδου στον κώδικα της θεωρίας του ενεργού μέσου για τον υπολογισμό των n_{eff} , μ_{eff} και ϵ_{eff} σε μεταύλικά συντονισμού Mie από σφαίρες κατασκευασμένες από τέτοια υλικά. Οπότε,

Για PVA:

f	ϵ'	ϵ''
1KHz	5.26	0.23
10KHz	4.65	0.24
100KHz	4	0.23
1MHz	3.31	0.215
10MHz	3.23	0.21

Για PVA/2.5 wt% KDP:

f	ϵ'	ϵ''
1KHz	420	32
10KHz	380	34
100KHz	313	35
1MHz	251	27
10MHz	234	23

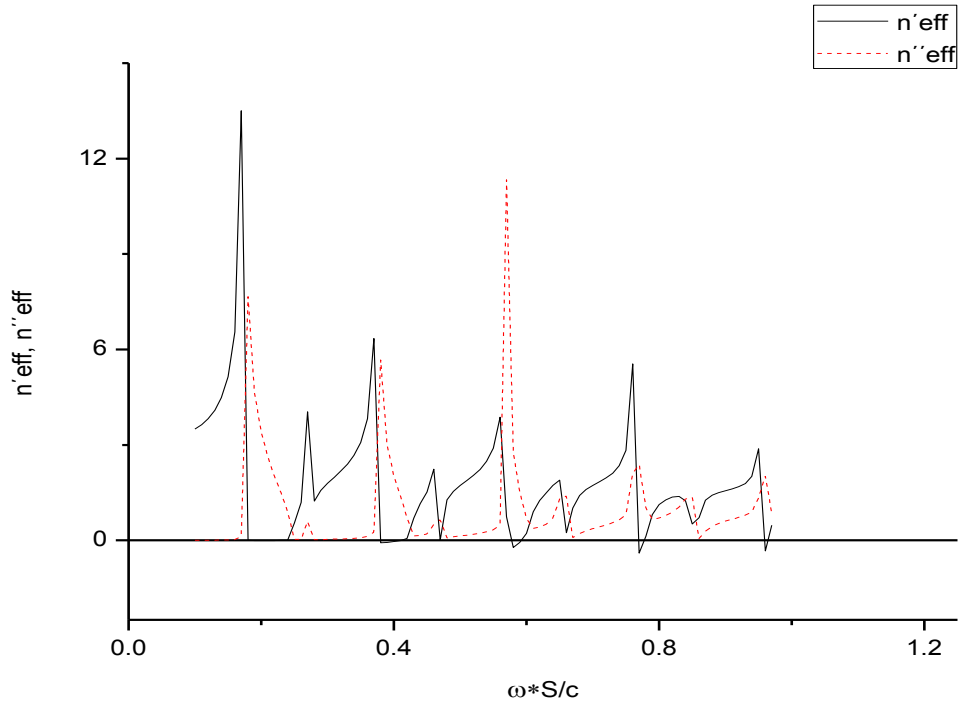
Και για PVA/2.5 wt% KDP/0.05 wt% AuNPs:

f	ϵ'	ϵ''
1KHz	590	35
10KHz	501	78
100KHz	437	76
1MHz	372	57
10MHz	338	33

Από αυτές τις τιμές θα εξετάσουμε τις περιπτώσεις των PVA-KDP και PVA-KDP-AuNPs στα 1KHz, 1MHz και 10MHz προκειμένου να δούμε τους συντονισμούς που παρουσιάζουν σε n_{eff} καθώς και σε μ_{eff} και ϵ_{eff} . Έτσι θα δούμε και τις διαστάσεις που πρέπει το υλικό αντίστοιχα να έχει σε ομογενείς και ισότροπες σφαίρες διατεταγμένες σε κρύσταλλο fcc πυκνής δομής ($f=74\%$).

5.7 Μελέτη του πολυμερούς PVA/KDP

Μετά από εφαρμογή των τιμών πραγματικού και φανταστικού μέρους της ηλεκτρικής επιδεκτικότητας από το σχήμα 5.2 παραπάνω, πήραμε την παρακάτω γραφική παράσταση των n'_{eff} και n''_{eff} του σχήματος 5.3, που δείχνει σχεδόν μηδενικό n_{eff} για τιμές αδιάστατου $\omega*S/c = 0.18$ έως 0.24 , 0.38 έως 0.42 , 0.47 και 0.59 με θετικό όμως πάντα n''_{eff} . Ενώ συντονισμό του n'_{eff} έχουμε για $\omega*S/c = 0.13$, 0.37 , 0.56 , 0.76 και 0.95 . Ελαφρά αρνητικές τιμές του ενεργού δείκτη διάθλασης έχουμε για τιμές του $\omega*S/c = 0.58$, 0.77 και 0.96 .



Σχήμα 5.3: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες PVA-KDP με $f=0.74$ και συχνότητα 1KHz

Για $f = 1\text{KHz}$ και $\lambda = 3 \cdot 10^5 \text{ m}$, καθώς και τα $\omega \cdot S/c$ που αντιστοιχούν σε σχεδόν μηδενικό δείκτη διάθλασης, με τις αντίστοιχες ακτίνες (S), δίνονται στον παρακάτω πίνακα:

$\omega \cdot S/c$	S
0.18-0.24	8598.7-11465m
0.38-0.42	18153-20063.7m
0.47	22452.2m
0.59	28184.7m

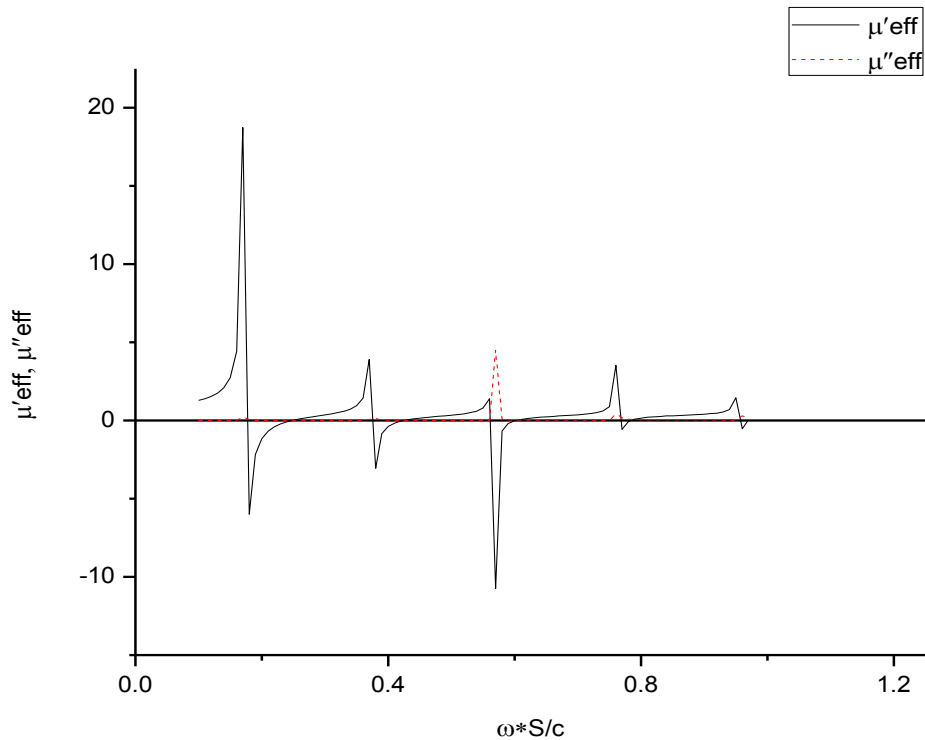
Ενώ οι συντονισμοί του n'_{eff} αντιστοιχούν στις ακτίνες σφαίρας υλικού PVA/KDP:

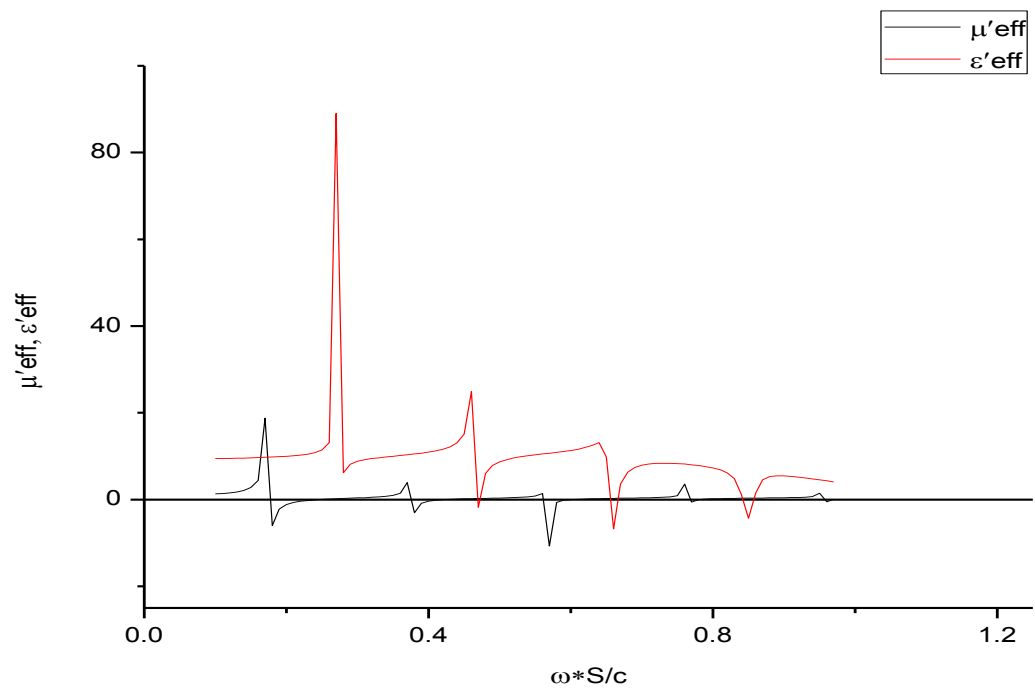
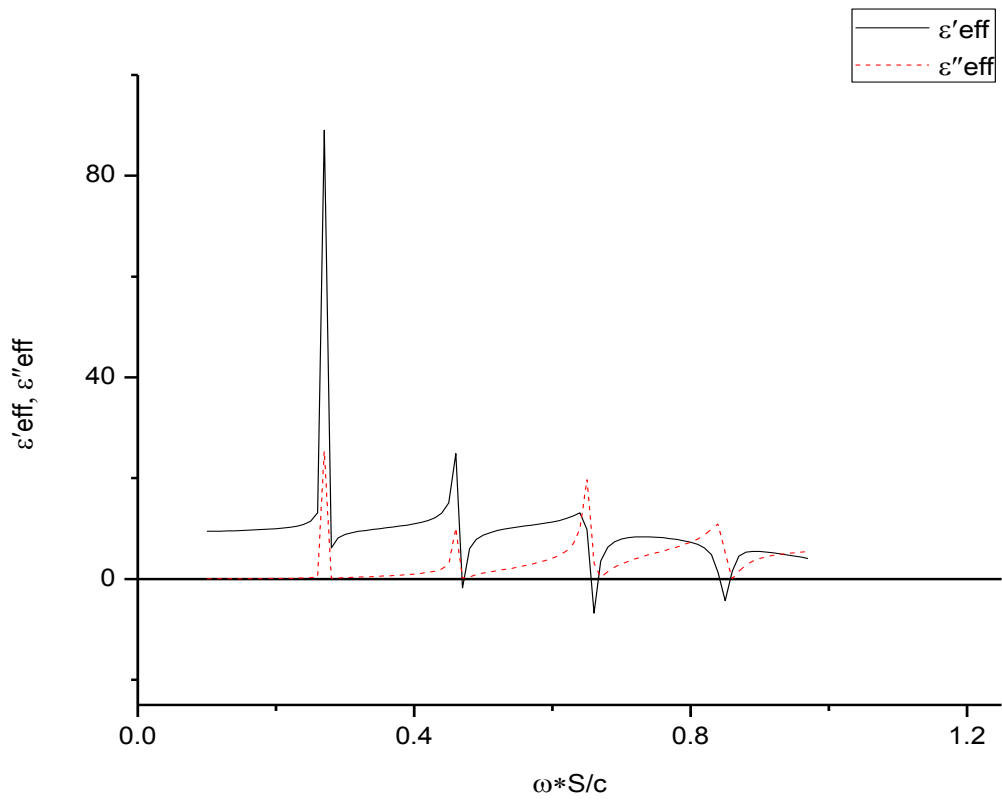
$\omega \cdot S/c$	S
0.13	6210m
0.37	17675m
0.56	26751.5m
0.76	36305.7m
0.95	45382m

Ο συντονισμός του μ'_{eff} , όπου αυτό το υλικό αυτό παρουσιάζει μαγνητική συμπεριφορά, αξίζει ιδιαίτερης προσοχής καθώς είναι ένα μη μαγνητικό υλικό. Οι τιμές του $\omega \cdot S/c$ με τις αντίστοιχες ακτίνες (S) που αντιστοιχούν, για $f = 1\text{KHz}$ και $\lambda = 3 \cdot 10^5 \text{m}$, είναι :

$\omega \cdot S/c$	S
0.17	8121m
0.37	17675m
0.57	27229m
0.95	45382m

Είναι προφανές ότι οι ακτίνες S δίνονται ενδεικτικά αφού δεν είναι δυνατό να κατασκευαστεί ένα υλικό με σφαίρες ακτίνας κάποιων χιλιομέτρων. Η γραφική παράσταση των μ'_{eff} , μ''_{eff} σε σχέση με τα $\omega \cdot S/c$ φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 5.4, καθώς και η συμπεριφορά των ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} , μ'_{eff} και ϵ'_{eff} στο υλικό:

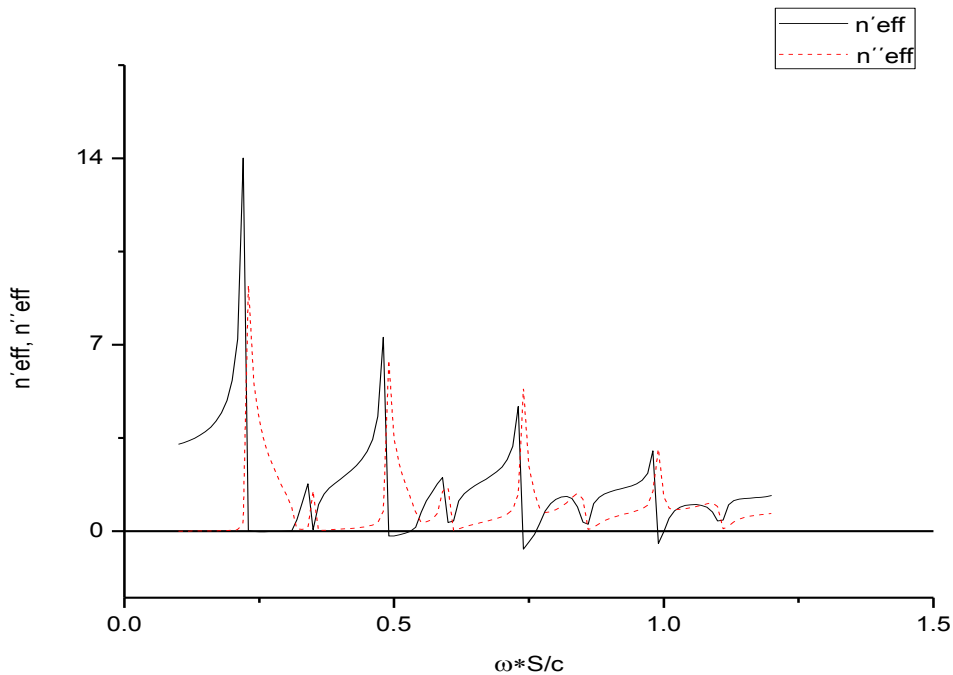




Σχήμα 5.4: Γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} και σχέση των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} , για πλέγμα

από σφαίρες PVA/KDP υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 420 + 32i$ και $f=0.74$ για συχνότητα 1KHz

Για συχνότητα $f = 1\text{MHz}$, έχουμε όπως είδαμε, διαφορετικά ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} και άρα διαφορετικές τιμές ω^*S/c όπου υπάρχει συντονισμός των n'_{eff} και m'_{eff} , όπως φαίνεται και στην παρακάτω γραφική παράσταση σχήματος 5.5. Ο συντονισμός του n'_{eff} , συμβαίνει στο 1MHz, για $\omega^*S/c = 0.22, 0.48, 0.59, 0.73, 0.98$, ενώ, ελαφρά αρνητικές τιμές παίρνει για $\omega^*S/c = 0.49$ έως $0.51, 0.74-0.76, 0.99$. Σχεδόν μηδενικές τιμές παίρνει για $\omega^*S/c = 0.23$ έως $0.31, 0.52$ έως 0.53 και 1 :



Σχήμα 5.5: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες PVA-KDP με $f=0.74$ και συχνότητα 1MHz

Οι συντονισμοί αυτοί του n'_{eff} αντιστοιχούν για ομογενείς σφαίρες με ακτίνες S:

ω^*S/c	S
0.22	10.5m
0.48	23m
0.59	28.2m
0.73	34.9m
0.98	46.8m

Ελαφρά αρνητικές τιμές του n'_{eff} αντιστοιχούν για ομογενείς σφαίρες με ακτίνες S :

ω^*S/c	S
0.49-0.51	23.4-24.4m
0.74-0.76	35.4-36.3m
0.99	47.3m

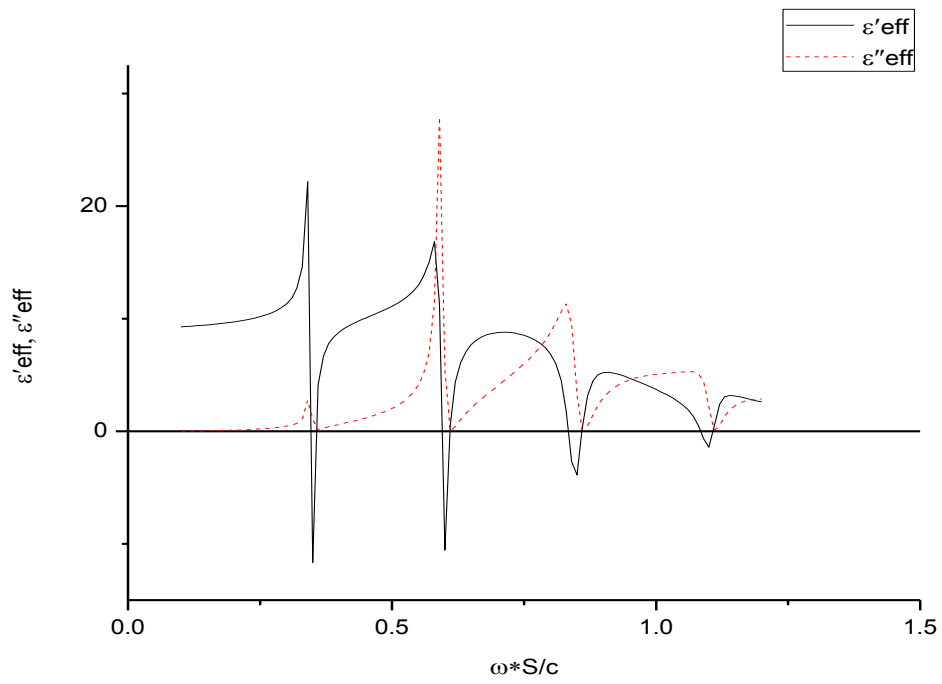
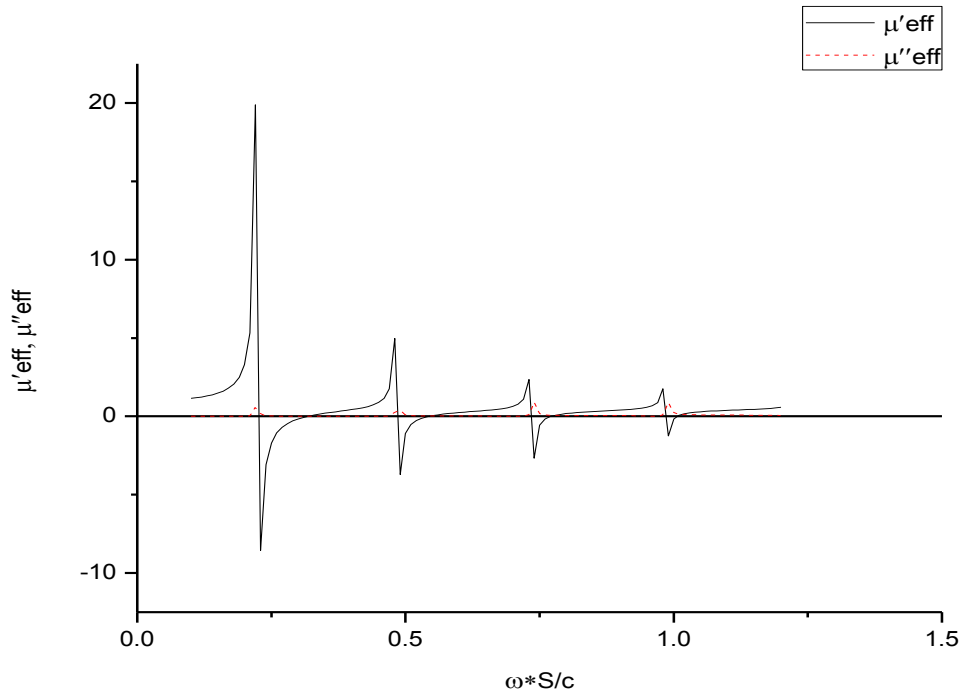
Και οι σχεδόν μηδενικές τιμές του n'_{eff} αντιστοιχούν για ομογενείς σφαίρες με ακτίνες S :

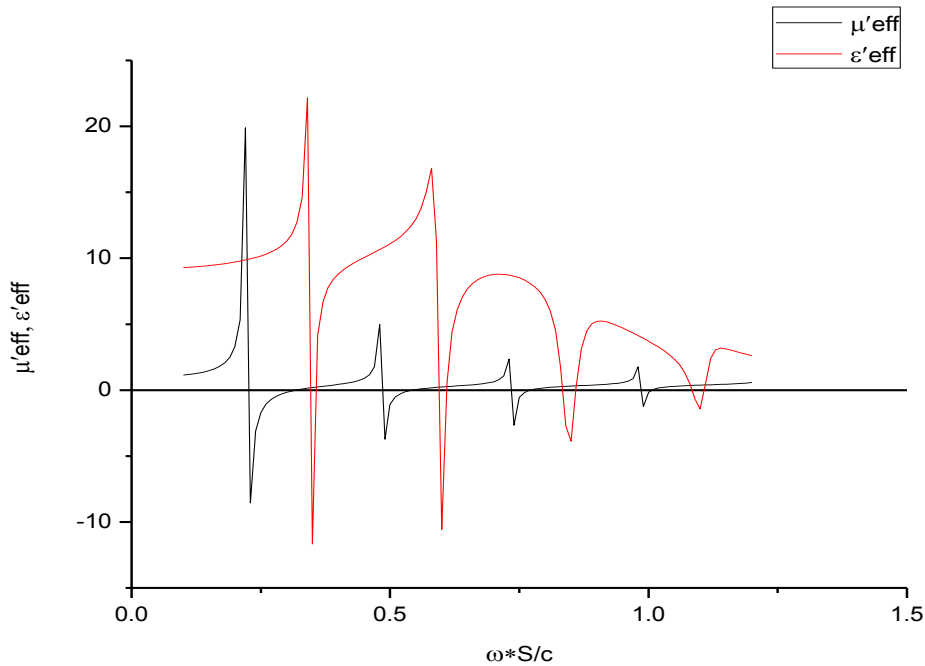
ω^*S/c	S
0.23-0.31	10.99-14.8m
0.52-0.53	24.8-25.3m
1	47.8m

Αντίστοιχα, συντονισμό του μ'_{eff} παρουσιάζει το PVA-KDP για ομογενείς σφαίρες με ακτίνα S στο 1MHz:

ω^*S/c	S
0.22	10.5m
0.48	23m
0.73	34.9m
0.98	46.8m

Όπως φαίνεται και από τη παρακάτω γραφική παράσταση του σχήματος 5.6 για μ'_{eff} και μ''_{eff} . Στο σχήμα αυτό, δίνεται και η γραφική παράσταση της σχέσης των δύο μεταβλητών μ'_{eff} και ϵ'_{eff} στο υλικό PVA-KDP για $f=1\text{MHz}$, αλλά και η μορφή των ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} :





Σχήμα 5.6: Γραφικές παραστάσεις των πραγματικών και φανταστικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} και σχέση των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ε_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες PVA/KDP υλικού με $\varepsilon_{\text{eff}} = 251 + 27i$ και $f=0.74$ για συχνότητα 1MHz

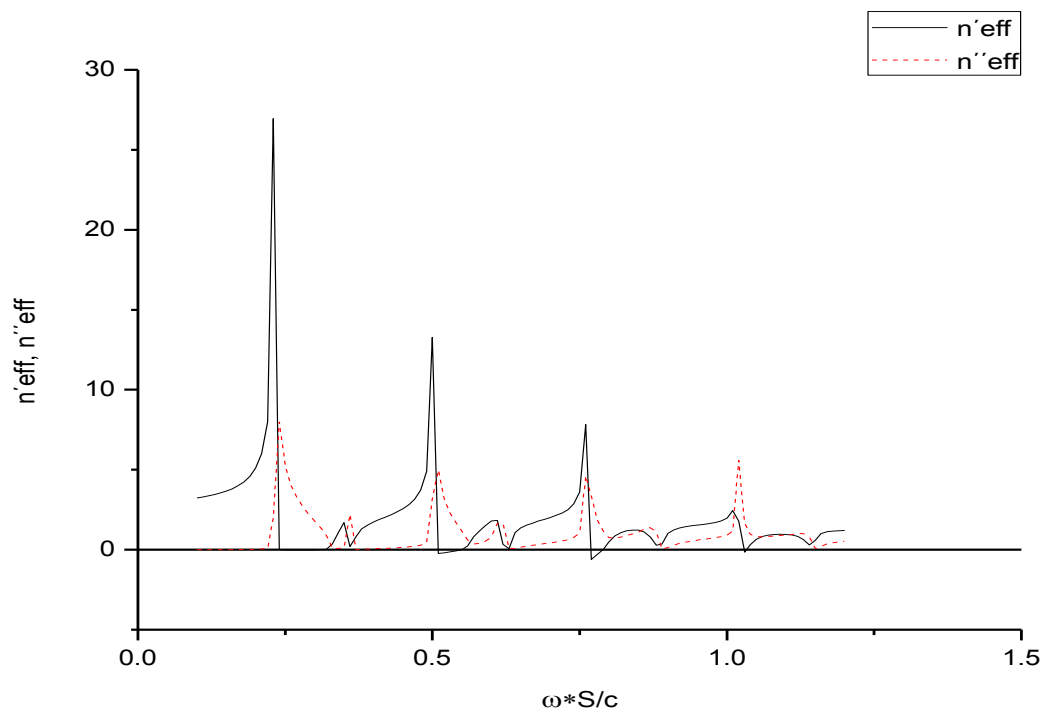
Αντίστοιχα, για συχνότητα $f = 10\text{MHz}$ υλικού PVA/KDP, έχουμε όπως είδαμε, διαφορετικά $\varepsilon'_{\text{eff}}$ και $\varepsilon''_{\text{eff}}$ (σχήμα 5.2) και διαφορετικές τιμές αδιάστατου ω^*S/c όπου υπάρχει συντονισμός n'_{eff} και μ'_{eff} . Ο συντονισμός λοιπόν του n'_{eff} για το υλικό αυτό σε αυτή την συχνότητα δίνεται από την γραφική παράσταση του σχήματος 5.7 παρακάτω και συμβαίνει για $\omega^*S/c = 0.23, 0.5, 0.74$ και 1.02 . Οι τιμές λοιπόν ω^*S/c και οι αντίστοιχες ακτίνες που δείχνει συντονισμό ο ενεργός δείκτης διάθλασης φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

ω^*S/c	S
0.23	1.1m
0.5	2.389m
0.76	3.63m
1.02	4.873m

Ελαφρά αρνητικές τιμές παίρνει ο ενεργός δείκτης διάθλασης για $\omega^*S/c = 0.51$ έως 0.53 , 0.77 έως 0.78 και 1.03 . Οι τιμές λοιπόν ω^*S/c και οι αντίστοιχες ακτίνες που δείχνει ελαφρά αρνητικές τιμές ο ενεργός δείκτης διάθλασης φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

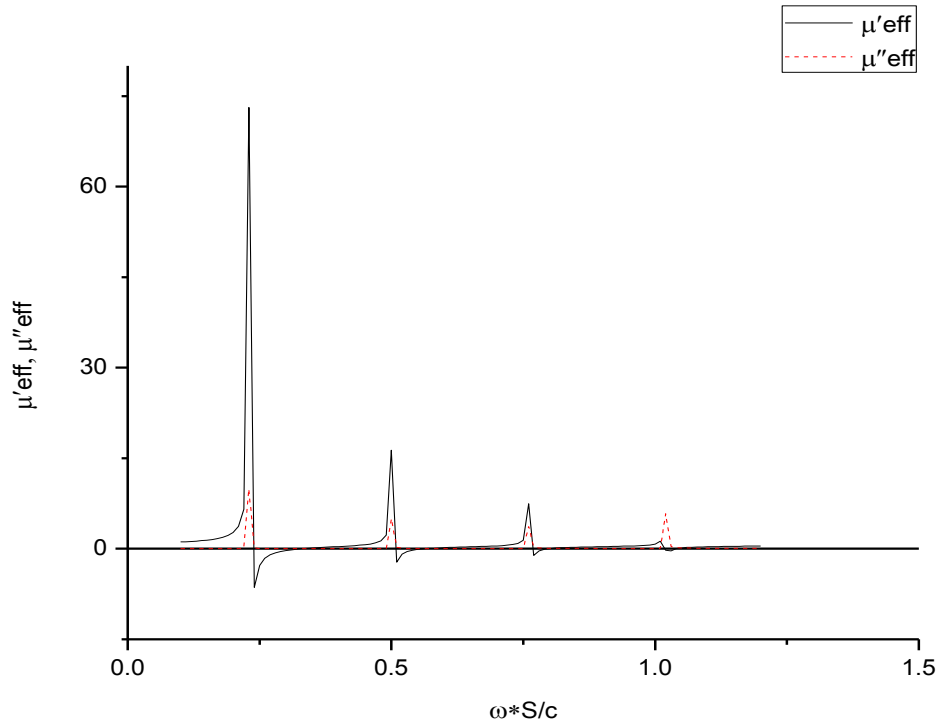
ω^*S/c	S
0.51 – 0.53	2.436 – 2.531m
0.77 – 0.78	3.678 – 3.726m
1.03	4.92m

Ενώ, σχεδόν μηδενικές τιμές παίρνει ο ενεργός δείκτης διάθλασης για $\omega^*S/c = 0.25$ έως 0.32 (μεγάλο σχετικά φάσμα), 0.54 έως 0.55 , 0.63 και 0.79 , όμως υπάρχουν αντίστοιχα θετικές τιμές του φανταστικού μέρους του δείκτη διάθλασης και άρα σκέδαση.



Σχήμα 5.7: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες PVA-KDP με $f=0.74$ και συχνότητα 10MHz.

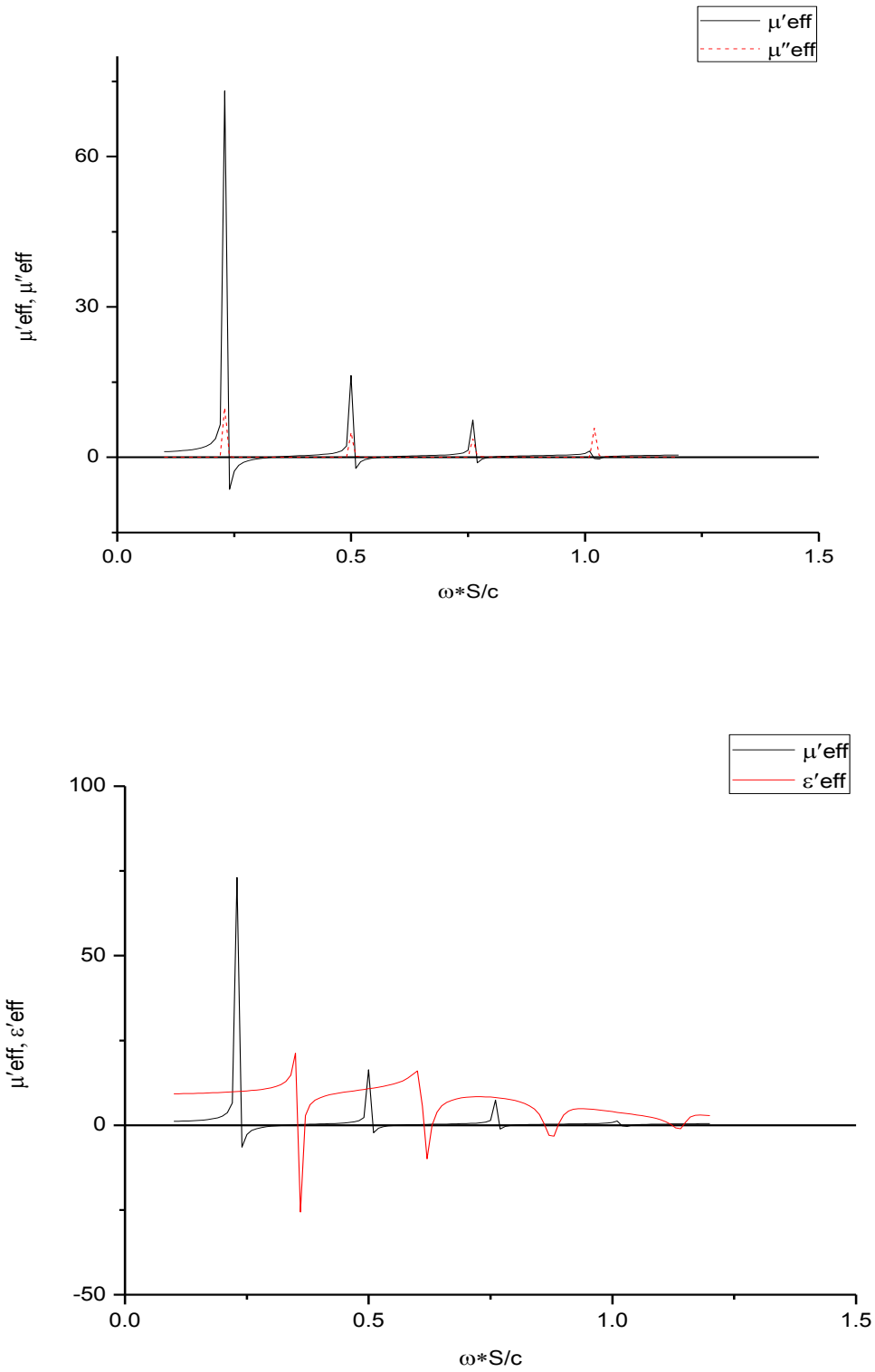
Ενδιαφέρον παρουσιάζει ο συντονισμός της ενεργού μαγνητικής διαπερατότητας καθώς ένα υλικό μη μαγνητικό όπως το PVA/KDP, παρουσιάζει μαγνητικά χαρακτηριστικά όταν ακτινοβοληθεί από ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας 10MHz. Η γραφική παράσταση καθώς και ο συντονισμός του μ'_{eff} αλλά και ο πίνακας με τις αντίστοιχες τιμές του ω^*S/c καθώς και τις ακτίνες ομογενών και ισοτροπικών σφαιρών S που αυτό αντιστοιχεί στο PVA-KDP στα 10MHz δίνονται στο παρακάτω σχήμα 5.8:



ω^*S/c	S
0.23	1.1m
0.5	2.389m
0.76	3.63m
1.02	4.825m

Σχήμα 5.7: Τα μ'_{eff} και μ''_{eff} υλικού PVA/KDP και ο πίνακας συντονισμού του μ'_{eff} με τις αντίστοιχες ακτίνες ομογενών και ισοτροπικών σφαιρών που οι συντονισμοί αντιστοιχούν, για συχνότητα $f=10\text{MHz}$.

Το παραπάνω δείχνει, ότι, οι συντονισμοί της ενεργού μαγνητικής διαπερατότητας, επηρεάζουν τους συντονισμούς του ενεργού δείκτη διάθλασης, όπως είδαμε ξανά και παραπάνω. Παρακάτω στο σχήμα 5.8 δίνονται η γραφική παράσταση των ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} του υλικού καθώς και η σχέση των δύο μεταβλητών πραγματικού μέρους των μ'_{eff} και ϵ'_{eff} :



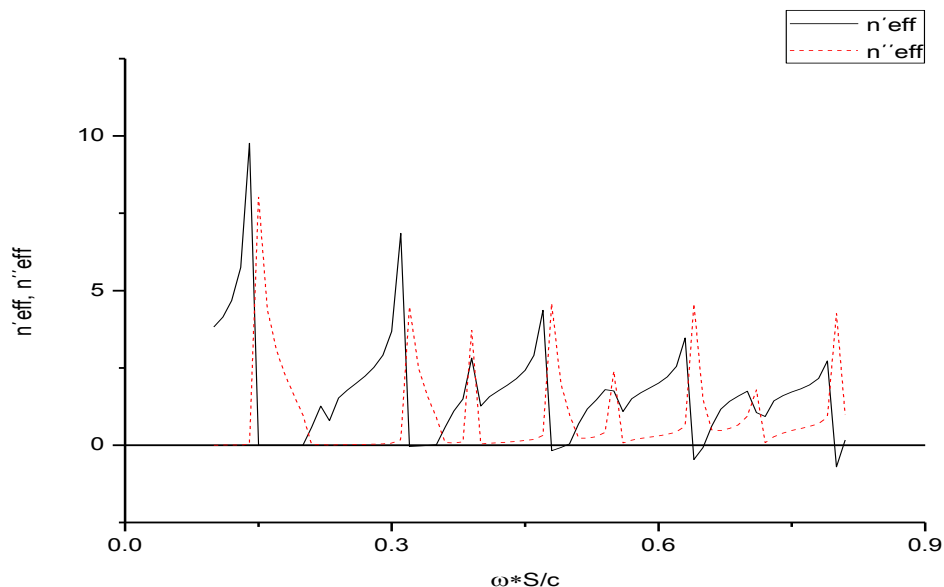
Σχήμα 5.8: Τα ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} υλικού PVA/KDP και η σχέση των δύο μεταβλητών μ'_{eff} και ϵ'_{eff} του ίδιου υλικού για συχνότητα $f=10\text{MHz}$.

5.8 Μελέτη του πολυμερούς PVA/KDP/AuNPs

Το PVA, πολυβινυλαλκοόλη, είναι βασικά μια ενιαία αλυσίδα αλκοόλης η οποία είναι πλούσια σε ομάδες υδροξυλίου (OH). Αυτές τις ομάδες OH, ωστόσο, καθιστούν το διάλυμα PVA παχύρρευστο. Τα μονήρη ζευγάρια των ηλεκτρονίων από τις ομάδες OH που δεν συμμετέχουν σε δεσμούς υδρογόνου μπορούν εύκολα να συντονιστούν με τα μεταλλικά ιόντα που συχνά έχουν υψηλή πυκνότητα φορτίου. Ο συντονισμός πραγματοποιείται μεταξύ των μεταλλικών ιόντων και με αρκετές γειτονικές ομάδες OH. Επιπλέον, η αλυσίδα PVA επιτρέπει στον μικροσκοπικούς πυρήνες χρυσού να αυξηθούν αργά, για να γίνουν μεγαλύτερα σωματίδια και επίσης τους βοηθά να παραμένουν διάσπαρτες στο μέσο (κρυσταλλική AuNPs), σε δομή fcc.

Παρακάτω θα εξετάσουμε το PVA-KDP-AuNPs για συχνότητα $f = 1\text{KHz}$ και μήκος κύματος $\lambda=3 \cdot 10^5 \text{ m}$. Οι τιμές του $\omega \cdot S/c$ που αντιστοιχούν σε σχεδόν μηδενικό ενεργό δείκτη διάθλασης, με τις ακτίνες (S), δίνονται στον παρακάτω πίνακα:

$\omega \cdot S/c$	S
0.15-0.2	7165.7-9554m
0.32-0.35	15286.6-16719.7m
0.49-0.5	23407.6-23885.4m
0.65	31051m



Σχήμα 5.9: Γραφική παράσταση του μέσου δείκτη διάθλασης $n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$, για πλέγμα από σφαίρες PVA-KDP-AuNPs με $f=0.74$ και συχνότητα 1KHz

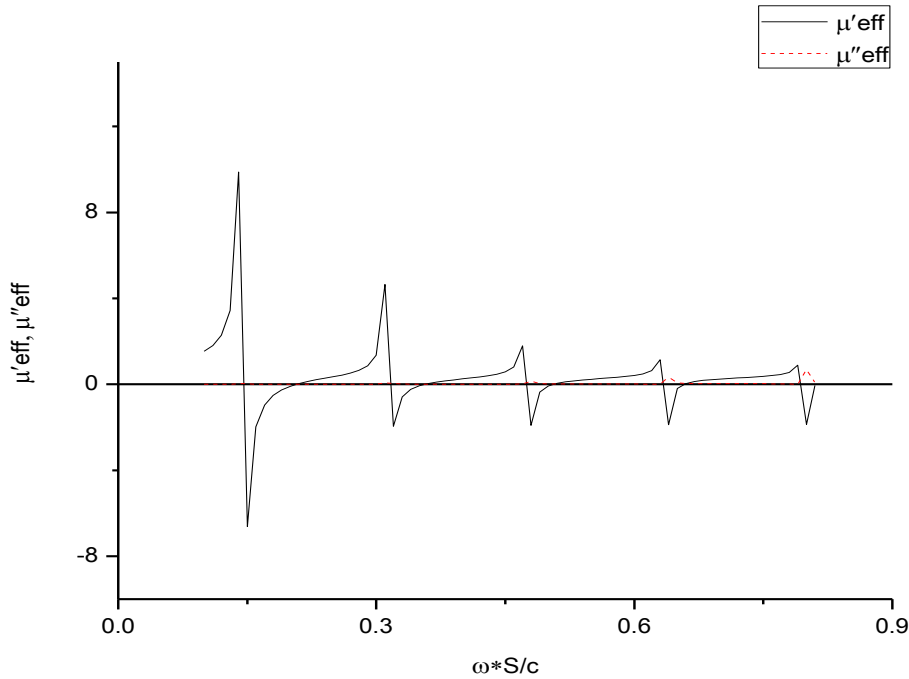
Ενώ παραπάνω στο σχήμα 5.9 δίνεται και η γραφική παράσταση του ενεργού δείκτη διάθλασης και φαίνονται και οι συντονισμοί του n'_{eff} οι οποίοι αντιστοιχούν σε ακτίνες S:

ω^*S/c	S
0.14	6687.8m
0.31	14808.9m
0.47	22452.2m
0.63	30095.5m
0.79	37738.9m

Ελαφρά αρνητικές τιμές του n'_{eff} εμφανίζει για τιμές του ω^*S/c και αντίστοιχες ακτίνες S:

ω^*S/c	S
0.48	22929.9m
0.64	30572.2m
0.8	38216.6m

Ενώ η συμπεριφορά με μ'_{eff} και μ''_{eff} φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα σχήματος 5.10:

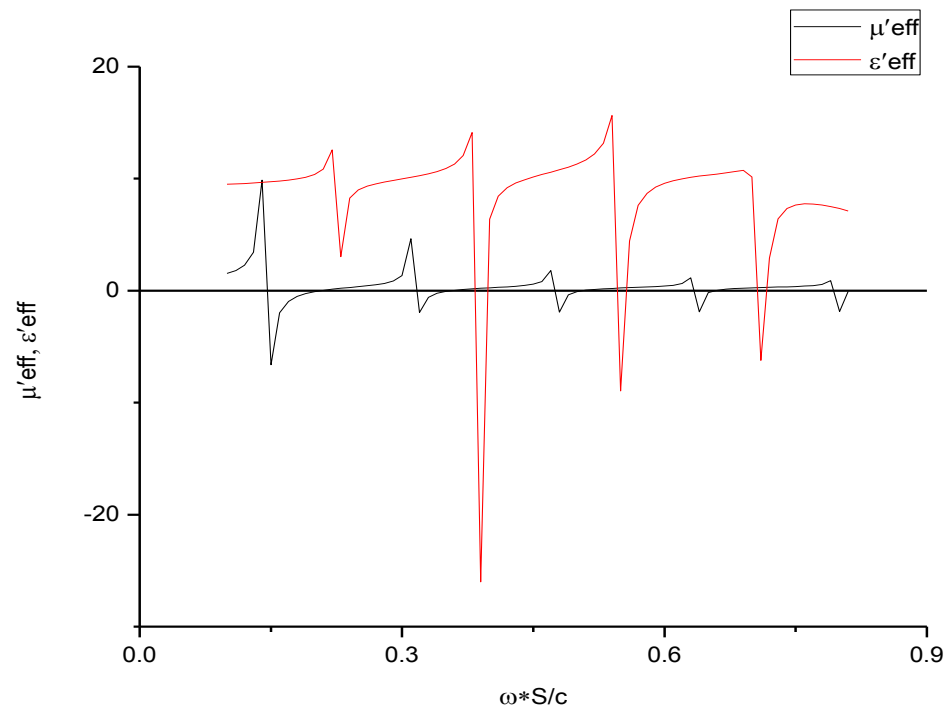
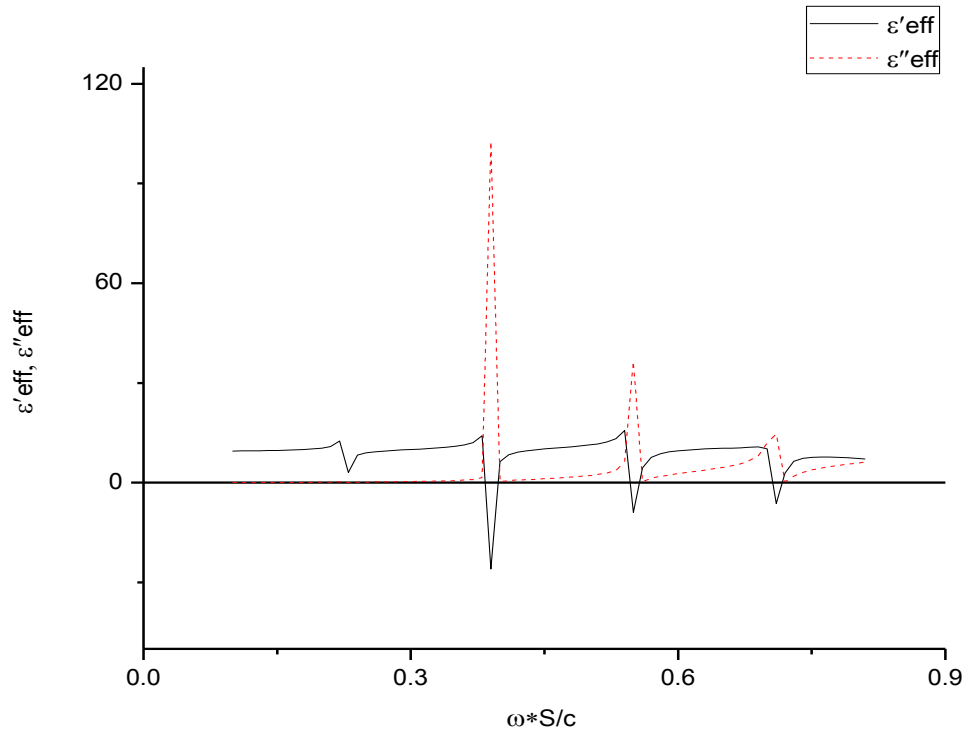


Σχήμα 5.10: μ'_{eff} , μ''_{eff} για συχνότητα $f = 1\text{kHz}$ του PVA-KDP-AuNPs

Αυτό που γρήγορα παρατηρείται, είναι ότι το υλικό PVA/KDP/AuNPs, παρουσιάζει συντονισμούς μαγνητικής διαπερατότητας (μ'_{eff}) ενώ ταυτόχρονα διατηρεί $\mu''_{eff} = 0$ σχεδόν σε όλο το φάσμα. Οι συντονισμοί του μαγνητικού αυτού πεδίου συμβαίνουν στο $f = 1\text{kHz}$ και $\lambda = 3 \cdot 10^5 \text{ m}$, του PVA-KDP-AuNPs, για $\omega \cdot S/c$ και αντίστοιχες ακτίνες (S):

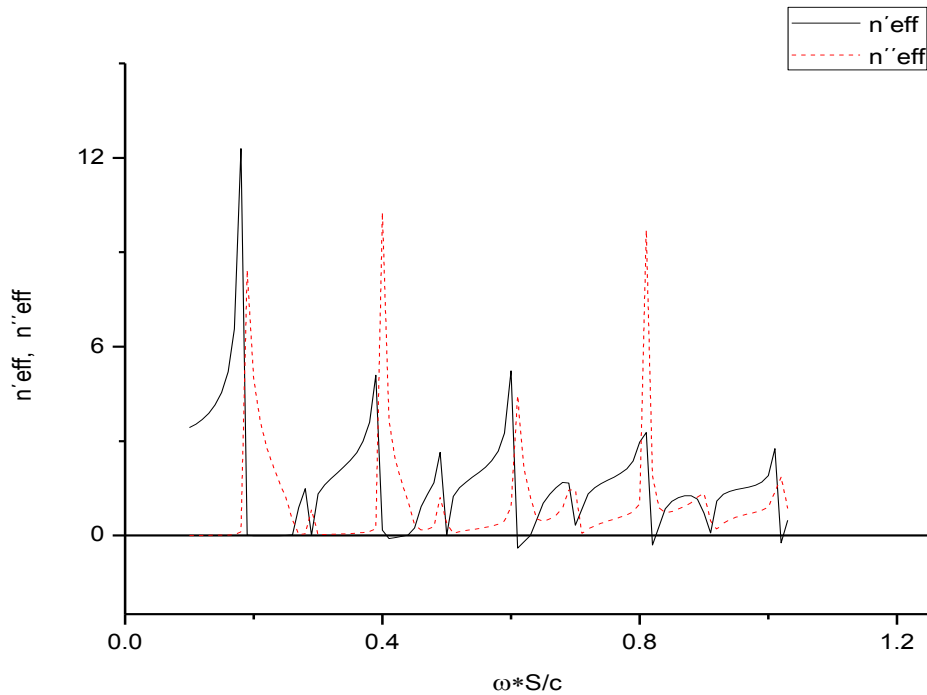
$\omega \cdot S/c$	S
0.14	6687.8m
0.31	14808.9m
0.47	22452.2m
0.63	30095.5m
0.79	37738.9m

Στο σχήμα 5.11 δίνεται η ενεργός ηλεκτρική επιδεκτικότητα ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} καθώς και η σχέση των δύο μεταβλητών μ'_{eff} και ϵ'_{eff} σε όλο το φάσμα υλικού PVA/KDP/AuNPs για συχνότητα $f=1\text{kHz}$:



Σχήμα 5.11: μ'_{eff} , ϵ'_{eff} για συχνότητα $f = 1\text{KHz}$ του PVA-KDP-AuNPs

Αντίστοιχα, για συχνότητα $f = 1\text{MHz}$ υλικού PVA/KDP/AuNPs, θα έχουμε, διαφορετικά ϵ'_{eff} και ϵ''_{eff} και διαφορετικές τιμές αδιάστατου ω^*S/c όπου υπάρχει συντονισμός n'_{eff} και n''_{eff} . Ο συντονισμός λοιπόν του n'_{eff} για το υλικό αυτό σε αυτή την συχνότητα δίνεται από την γραφική παράσταση του σχήματος 5.12 παρακάτω και συμβαίνει για $\omega^*S/c = 0.18, 0.39, 0.49, 0.6, 0.81$ και 1.01 . Οι τιμές λοιπόν ω^*S/c και οι αντίστοιχες ακτίνες που δείχνει συντονισμό ο ενεργός δείκτης διάθλασης φαίνονται και αυτές στον πίνακα του παρακάτω σχήματος 5.12.



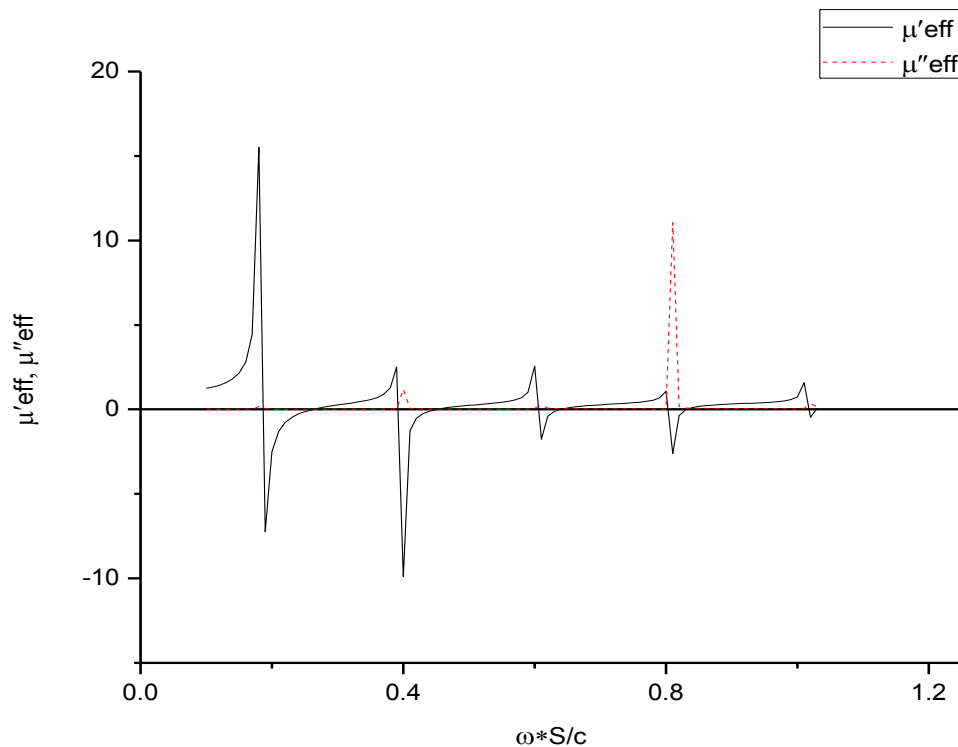
ω^*S/c	S
0.18	8.6m
0.39	18.63m
0.49	23.4m
0.6	28.662m
0.81	38.69m
1.01	48.248m

Σχήμα 5.12: n'_{eff} , n''_{eff} καθώς και πίνακας τιμών ω^*S/c που ο συντονισμός του ενεργού δείκτη διάθλασης συμβαίνει, για συχνότητα $f = 1\text{MHz}$ του PVA-KDP-AuNPs

Ελαφρά αρνητικές τιμές παίρνει ο ενεργός δείκτης διάθλασης $\omega^*S/c = 0.61$ έως 0.62 , 0.82 και 1.02 . Οι τιμές λοιπόν ω^*S/c και οι αντίστοιχες ακτίνες που δείχνει ελαφρά αρνητικές τιμές ο ενεργός δείκτης διάθλασης φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

ω^*S/c	S
0.61-0.62	29.14-29.62m
0.82	39.17m
1.02	48.726m

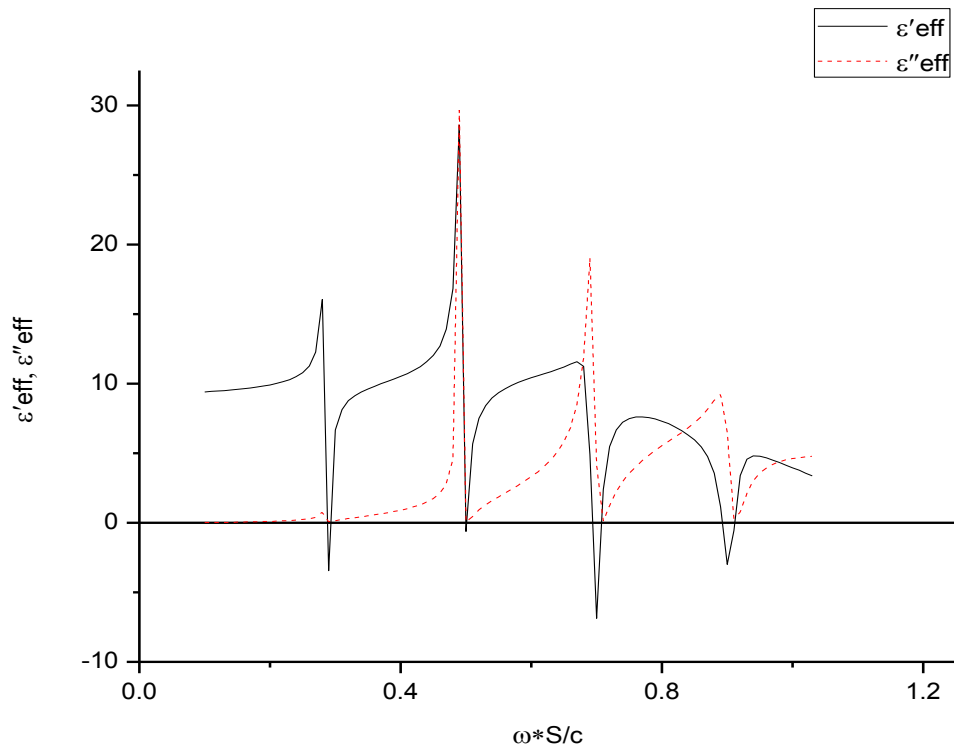
Ενώ, σχεδόν μηδενικές τιμές παίρνει ο ενεργός δείκτης διάθλασης για $\omega^*S/c = 0.19$ έως 0.26 (μεγάλο σχετικά φάσμα), 0.29 , 0.41 έως 0.44 , 0.5 , 0.63 και 0.91 , όμως υπάρχουν αντίστοιχα θετικές τιμές του φανταστικού μέρους του δείκτη διάθλασης. Ενδιαφέρον όμως παρουσιάζει και ο συντονισμός της ενεργού μαγνητικής επιδεκτικότητας καθώς ένα υλικό μη μαγνητικό όπως το PVA/KDP εμποτίστηκε πλέον με νανοσωματίδια χρυσού και φυσικά παρουσιάζει μαγνητικά χαρακτηριστικά όταν αλληλεπιδρά με ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας 1MHz. Η γραφική παράσταση, ο συντονισμός του αλλά και ο πίνακας με τις αντίστοιχες τιμές του ω^*S/c καθώς και τις ακτίνες ομογενών και ισοτροπικών σφαιρών S που αυτό αντιστοιχεί στο PVA/KDPAuNPs στο 1MHz δίνονται στο παρακάτω σχήμα 5.13:

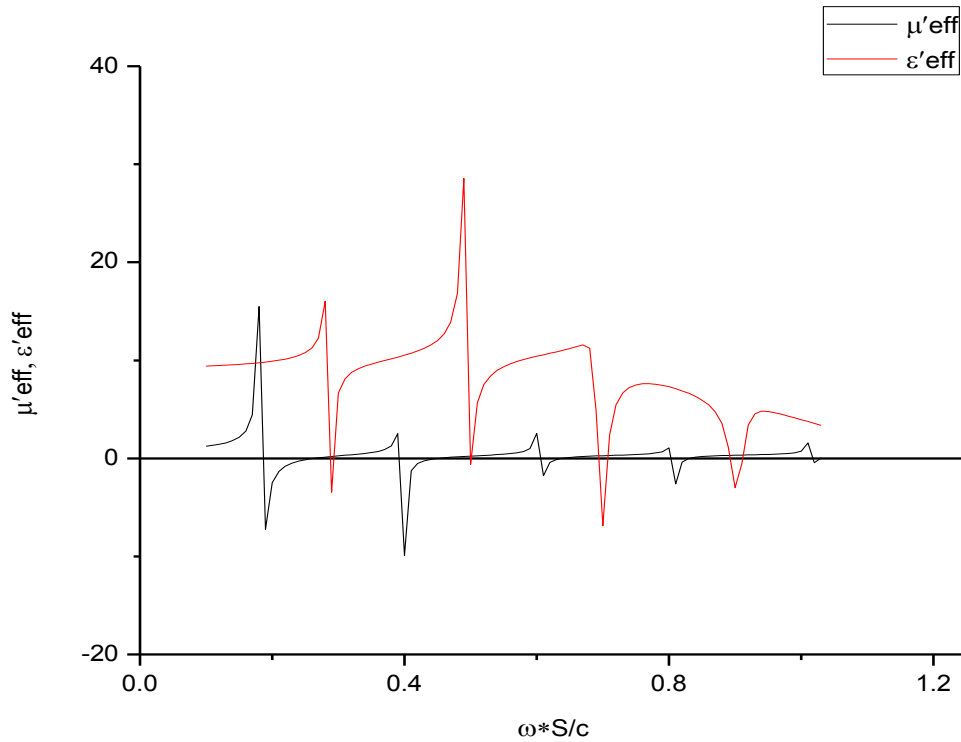


ω^*S/c	S
0.18	8.6m
0.39	18.63m
0.6	28.662m
0.8	28.662m
1.01	38.217m

Σχήμα 5.13: μ'_{eff} , μ''_{eff} καθώς και πίνακας τιμών ω^*S/c που ο συντονισμός της ενεργού μαγνητικής διαπερατότητας συμβαίνει, για συχνότητα $f = 1\text{MHz}$ του υλικού PVA-KDP-AuNPs.

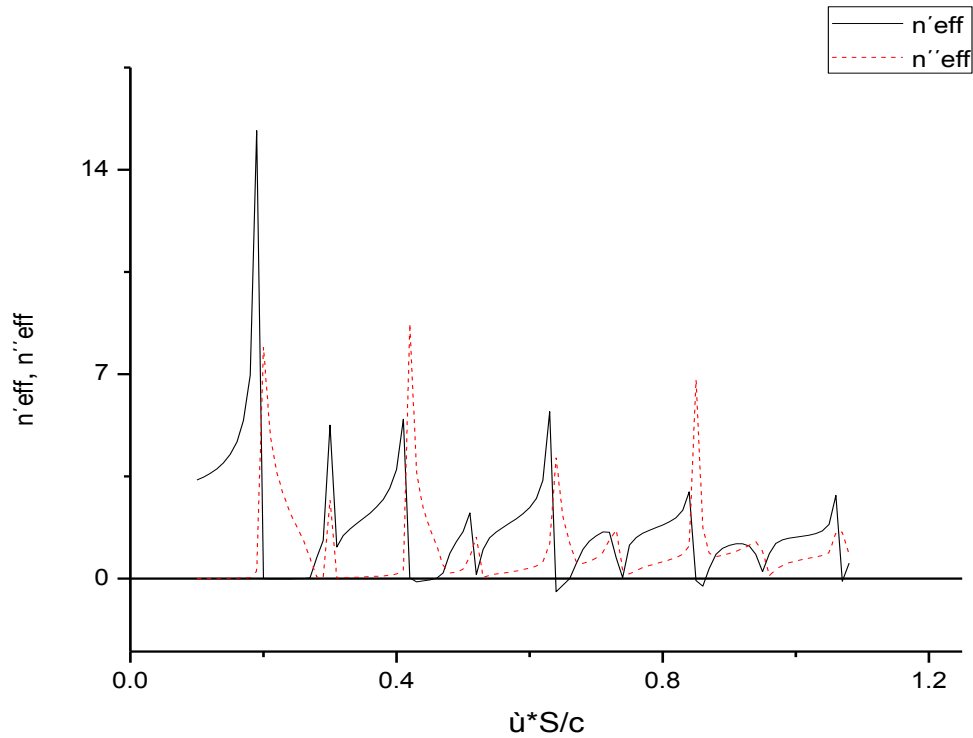
Από το σχήμα 5.13 παρατηρούμε ότι το φανταστικό μέρος της μαγνητικής διαπερατότητας, βρίσκεται στο μεγαλύτερο μέρος του φάσματος σε τιμές κοντά στο μηδέν. Παρακάτω στο σχήμα 5.14 δίνεται και γραφική παράσταση της ηλεκτρικής επιδεκτικότητας σε όλο το φάσμα καθώς και η σχέση των δύο σταθερών μ'_{eff} και ϵ'_{eff} για το υλικό αυτό σε συχνότητα 1MHz.





Σχήμα 5.14: Γραφική παράσταση του πραγματικού και φανταστικού μέρους του ϵ_{eff} και σχέση των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες PVA-KDP-AuNPs υλικού με $\epsilon_{\text{eff}} = 372 + 57i$ και $f=0.74$ σε συχνότητα 1MHz.

Αντίστοιχα το πολυμερές PVA-KDP-AuNPs, για συχνότητα $f=10\text{MHz}$ παρουσιάζει συντονισμό του δείκτη διάθλασης, αρνητικές τιμές και σχεδόν μηδενικές τιμές $\omega*S/c$, όπως αυτές δίνονται από το παρακάτω διάγραμμα σχήματος 5.15:



Σχήμα 5.15: n'_{eff} , n''_{eff} για συχνότητα $f = 10\text{MHz}$ του PVA-KDP-AuNPs

Δηλαδή για συχνότητα $f = 10\text{MHz}$ και μήκος κύματος $\lambda=30\text{m}$ το n'_{eff} παρουσιάζει συντονισμό για ω^*S/c και αντίστοιχα σε ακτίνα (S):

ω^*S/c	S
0.19	0.9m
0.3	1.433m
0.51	2.436m
0.63	3m
0.71	3.4m
0.84	4m
1.06	5m

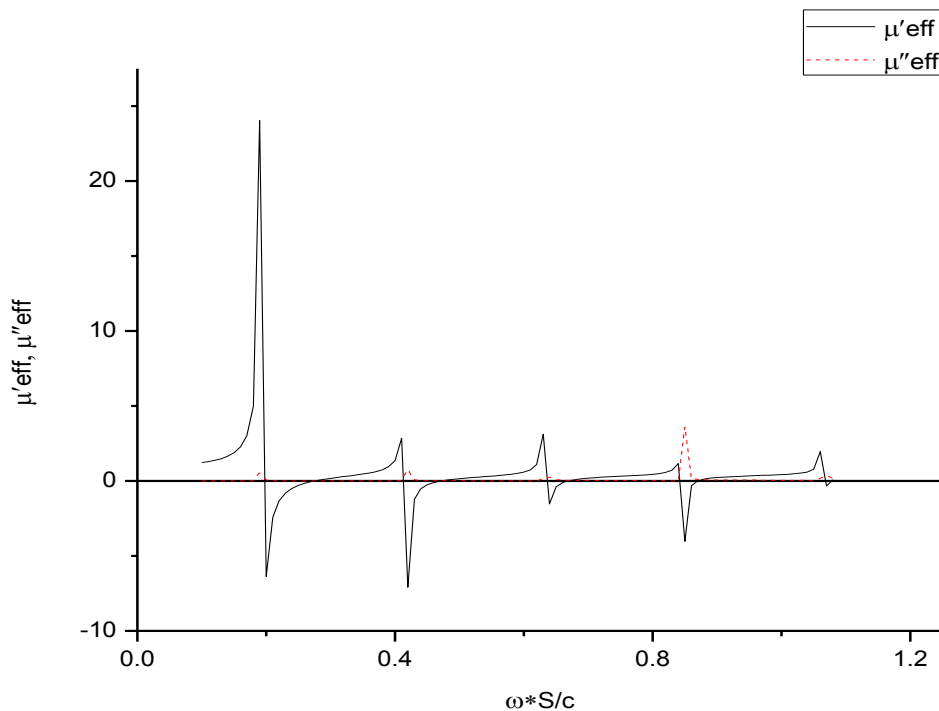
Ενώ ελαφρά αρνητικό δείκτη διάθλασης παρουσιάζει το υλικό για τις τιμές:

ω^*S/c	S
0.43	2m
0.64	3m
0.65	3.1m
0.86	4.1m

Και σχεδόν μηδενικό δείκτη διάθλασης παρουσιάζει για τις τιμές:

$\omega \cdot S/c$	S
0.2-0.27	0.955-1.29m
0.42	2m
0.44-0.46	2.1-2.2m
0.66	3.15m
0.74	3.535m
0.85	4.06m
1.07	5.111m

αλλά, παράλληλα με τον σχεδόν μηδενικό δείκτη διάθλασης, έχουμε και θετικό φανταστικό μέρος. Η μαγνητική του συμπεριφορά των μ'_{eff} και μ''_{eff} φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα σχήματος 5.16:

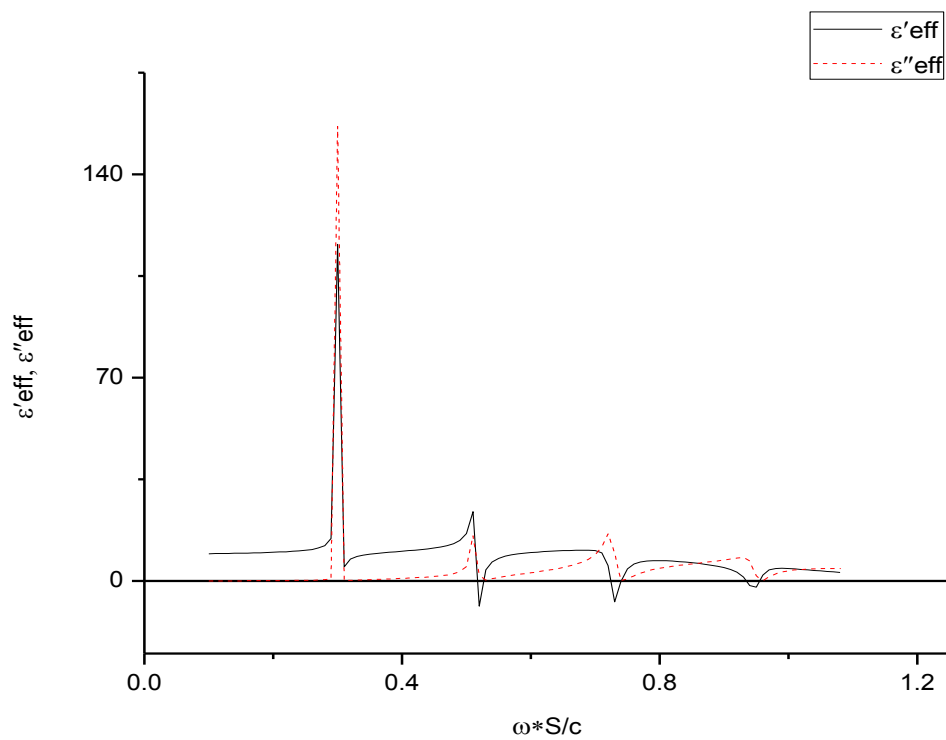


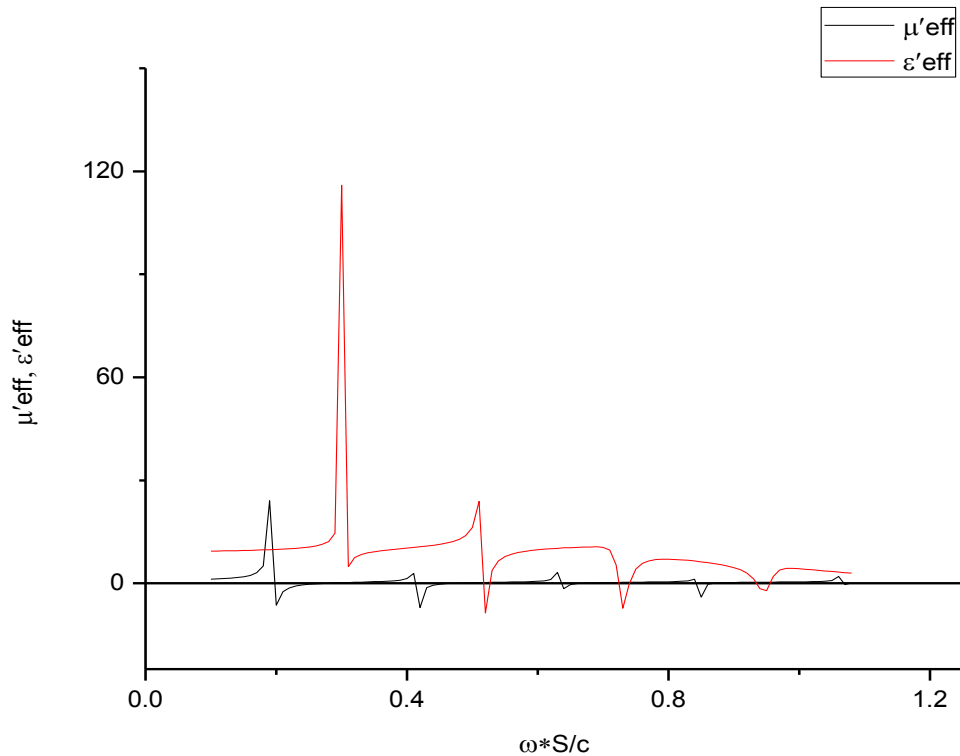
Σχήμα 5.16: μ'_{eff} , μ''_{eff} για συχνότητα $f = 10\text{MHz}$ του PVA-KDP-AuNPs

Και εδώ το πολυμερές PVA-KDP-AuNPs, όπως και παραπάνω, εμφανίζει φανταστικό μέρος της μαγνητικής διαπερατότητας σχεδόν μηδενικό στο μεγαλύτερο μέρος του φάσματος (εκτός του $\omega \cdot S/c = 0.85$). Οι συντονισμοί της ενεργού μαγνητικής διαπερατότητας λαμβάνουν χώρα για:

$\omega \cdot S/c$	S
0.19	0.9m
0.41	1.959m
0.63	3m
0.84	4m
1.06	5m

Παρακάτω στο σχήμα 5.17 δίνονται οι γραφικές παραστάσεις των ϵ'_{eff} , ϵ''_{eff} , καθώς και η σχέση των δύο μεταβλητών μ'_{eff} και ϵ'_{eff} σε όλο το φάσμα του πολυμερούς PVA/KDP/AuNPs, για συχνότητα 10MHz:





Σχήμα 5.17: Γραφική παράσταση του πραγματικού και φανταστικού μέρους του ϵ_{eff} και σχέση των πραγματικών μερών των μ_{eff} και ϵ_{eff} , για πλέγμα από σφαίρες PVA-KDP-AuNPs υλικού με $\epsilon_{eff} = 338 + 33i$ και $f=0.74$ σε συχνότητα 10MHz

Από τα δύο πολυμερή που αναλύσαμε τελευταία, τα PVA/KDP και PVA/KDP/AuNPs, παρατηρούμε ότι το τελευταίο έχει εν γένει μεγαλύτερες τιμές ηλεκτρικής επιδεκτικότητας σε πραγματικό και φανταστικό μέρος, αλλά, και τα δύο φαίνεται να παρουσιάζουν παρόμοια διαγράμματα ενεργού δείκτη διάθλασης, ενεργού ηλεκτρικής επιδεκτικότητας και ενεργού μαγνητικής διαπερατότητας στις αντίστοιχες συχνότητες, ακόμη και σε κάποιες περιπτώσεις είχανε ίδιες τιμές του αδιάστατου $\omega*S/c$, για συντονισμό, μηδενικές ή και σχεδόν μηδενικές τιμές των δεικτών n_{eff} , μ_{eff} και ϵ_{eff} . Αυτό είναι μια ξεκάθαρη ένδειξη πως το πολυμερές με κυρίως η προσθήκη KDP είναι αυτή που άλλαξε τις αναφερόμενες παραπάνω τιμές των δεικτών από το απλό PVA και η επιπλέον προσθήκη νανοσωματιδίων χρυσού ενίσχυσε τις ήδη υπάρχουσες τιμές των δεικτών στο τελικό πολυμερές PVA/KDP/AuNPs.

Επίλογος - Σύνοψη

Στην διπλωματική αυτή εργασία, ασχοληθήκαμε με τον τομέα των μεταϋλικών και των εφαρμογών τους. Μελετήσαμε μεταϋλικά από σφαίρες κατασκευασμένες από υλικά υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς όπως τα BST, και τα πολυμερή PVA/KDP και PVA/KDP/AuNPs. Για την μελέτη των ηλεκτρομαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών αυτών βασιστήκαμε στην γενικευμένη θεωρία Maxwell – Garnet η οποία περιέχει μέσες (ενεργές) τιμές της ηλεκτρικής επιδεκτικότητας και μαγνητικής διαπερατότητας σύνθετου μεταϋλικού από σφαιρικούς σκεδαστές.

Οδηγηθήκαμε σε χρήσιμα συμπεράσματα σχετικά με την ηλεκτρομαγνητική απόκριση και ιδιότητες μεταϋλικού για τις δομές αυτές. Επίσης δώσαμε στοιχεία και κατευθύνσεις για τις πιθανές εφαρμογές των μεταϋλικών αυτών και την παραπέρα εκμετάλλευσή τους από τη βιομηχανία.

Σκοπός, ήταν η ενασχόληση με το αντικείμενο και η τριβή σε ένα γρήγορα αναπτυσσόμενο πεδίο εφαρμογών με πολλές μελλοντικές δράσεις σε όλους τους τομείς της τεχνολογίας, όπως ιατρική, επικοινωνίες, διαστημική, αεροπλοΐα, οπτική, Ραντάρ και άλλα. Η διπλωματική αυτή δεν παύει να αποτελεί θεωρητική προσέγγιση των ανωτέρω μεταϋλικών και ως εκ τούτου την θεωρητική βάση για παραπέρα έλεγχό τους στο πεδίο ερευνών.

Βιβλιογραφία

1. Vassilios Yannopoulos University of Patras, *Photoinduced Magnetism in Nanoparticles*, 11 75446 C014.
2. Qian Zhao, Bo Du, Lei Kang, Hongjie Zhao, Qin Xie, Bo Li, Xing Zhang, Ji Zhou, Longtu Li,2 and Yonggang Meng, 6 February 2008, *Tunable negative permeability in an isotropic dielectric composite*, DOI: 10.1063/1.2841811.
3. Vassilios Yannopoulos and Alexander Moroz, Department of Materials Science, School of Natural Sciences, University of Patras, , *Negative refractive index metamaterials from inherently non-magnetic materials for deep infrared to terahertz frequency ranges*, GR-26504 Patras, Greece, Wave-scattering.com.
4. Yang Hao, Raj Mittra 2001, FDTD Modeling of Metamaterials.
5. Vassilios Yannopoulos notes, *Metamaterials*.
6. G. Singh, 20-2-2010, *Double Negative Left-Handed Metamaterials for Miniaturization of Rectangular Microstrip Antenna*, doi:10.4236/jemaa.2010.26044 Published Online June 2010 (<http://www.SciRP.org/journal/jemaa>).
7. EMAG Technologies Inc. - Innovative RF Solutions, *Modeling Dispersive Materials Using FDTD*.
8. Cloaking Breakthrough, 06/28/2013, *New materials are on the U.S. Department of Defense's Radar*.
9. ΘΕΟΔΟΣΙΟΥ Δ. ΚΑΡΑΜΑΝΟΥ, Διπλωματική εργασία, Θεσσαλονίκη 2010, *Ομογενοποίηση και Σύνθεση Διπλοαρνητικού Μεταύλικού στις Μικροκυματικές Συχνότητες με Χρήση Ηλεκτρικών και Μαγνητικών Συντονιστών*.
10. <http://blogs.scientificamerican.com/guest-blog/invisibility-after-several-years-of-research-its-just-gotten-weirder/>
11. Vassilios Yannopoulos notes, *Κρυσταλλικές δομές*.
12. Bohren, C. F.; Huffman, D. R. 1984, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: Wiley
13. Andrey K Sarychev and Vladimir M Shalaev, 2007, *Electrodynamics_of_Metamaterials*

14. JD Jackson, 1998, *Classical Electrodynamics*.
15. Wenshan Cai and Vladimir Shalaev, 2010, *Optical Metamaterials Fundamentals and Applications*.
16. Tomasz M. Grzegorzcyk and S. Anantha Ramakrishna, 2009, *Physics and Applications of Negative Refractive Index Materials*.
17. Sergey I Bozhevolnyi, 2009, *Plasmonic Nanoguides Circuits*.
18. Michael I Mishchenko, Larry D. Travis, Andrew A. Lasis, 2004, *Scattering Absorption and Emission of Light by Small Particles*.
19. F. Borghese, P. Denti, R. Saija, 2002, *Scattering from Model Nonspherical Particles Second Edition Physics of Earth and Space Environments*, Springer.
20. Yang Rao* and C. P. Wong, Article first published online: 9 MAR 2004, *Material characterization of a high-dielectric-constant polymer–ceramic composite for embedded capacitor for RF applications*, DOI: 10.1002/app.13690
21. Md Jamal Uddin, Tapas Ranjan Middy, Bijaykrishna Chaudhuri, Hironobu Sakata, 15 Nov. 2013, *Destruction of percolative network using green synthesized gold nanoparticles: Formation of high dielectric material*, Elsevier, polymer communication.
22. C. C. Wang, G. Pilania, and R. Ramprasad 3 January 2013, *Dielectric properties of carbon-, silicon-, and germanium-based polymers: A first-principles study*, Physical Review B **87**, 035103 (2013).
23. Aline Bruna da Silva, Mohammad Arjmand, Uttandaraman Sundararaj, Rosario Elida Suman Bretas, 28 November 2013, *Novel composites of copper nanowire/PVDF with superior dielectric properties*, Elsevier.
24. A.B.R. Mayer, 2001, *Colloidal metal nanoparticles dispersed in amphiphilic polymers*, POLYM ADV T, 12(1-2).
25. M. Antonietti, S. Förster, J. Hartmann, S. Oestreich, 1996, *Macromolecules*, 29, 3800.
26. <http://www.patrasevents.gr/article/22527-pio-konta-sto-mandua-aoratotitas-oi-epistimones>
27. Filippo Capolino, 2009, *Applications of metamaterials*.
28. Doyle, W. T. 1989. *Optical properties of a suspension of metal spheres*. Phys. Rev. B 39: 9852–9858.

29. R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz, "*Experimental Verification of a Negative Index of Refraction*", *Science* 292, 77 (2001).

30. V. G. Vesalago, "*Electrodynamics of substances with simultaneously negative electrical and magnetic permeabilities*", *Sov. Phys. Usp.* 10, 509 (1968).

31. J. B. Pendry, "*Negative Refraction Makes a Perfect Lens*", *Phys. Rev. Lett.* 85(18), 3966 (2001).