



**ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ  
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ  
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ  
«ΠΡΟΗΓΜΕΝΑ ΥΛΙΚΑ»**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ  
ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΑΤΣΑ**

**ΤΙΤΛΟΣ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ  
ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΦΙΛΤΡΩΝ ΤΥΠΟΥ  
ΜΕΤΑΛΛΟ-ΜΟΝΩΤΗΣ-ΜΕΤΑΛΛΟ**

**ΙΩΑΝΝΙΝΑ, 2017**

Η παρούσα Μεταπτυχιακή Διατριβή εκπονήθηκε στο πλαίσιο των σπουδών για την απόκτηση του Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης στην εξειδίκευση:

### **Οπτοηλεκτρονικά και Μαγνητικά Υλικά**

που απονέμει το Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Εγκρίθηκε την .....από την εξεταστική επιτροπή:

**1. Ελευθέριος Λοιδωρικής**, Αναπληρωτής Καθηγητής του ΤΜΕΥ της Πολυτεχνικής Σχολής του Παν/μίου Ιωαννίνων, **Επιβλέπων**

**2. Ιωάννης Παναγιωτόπουλος**, Καθηγητής του ΤΜΕΥ της Πολυτεχνικής Σχολής του Παν/μίου Ιωαννίνων

**3. Δημήτριος Παπαγεωργίου**, Αναπληρωτής Καθηγητής του ΤΜΕΥ της Πολυτεχνικής Σχολής του Παν/μίου Ιωαννίνων,

#### **ΥΠΕΥΘΥΝΗ ΔΗΛΩΣΗ**

*"Δηλώνω υπεύθυνα ότι η παρούσα διατριβή εκπονήθηκε κάτω από τους διεθνείς ηθικούς και ακαδημαϊκούς κανόνες δεοντολογίας και προστασίας της πνευματικής ιδιοκτησίας. Σύμφωνα με τους κανόνες αυτούς, δεν έχω προβεί σε ιδιοποίηση ξένου επιστημονικού έργου και έχω πλήρως αναφέρει τις πηγές που χρησιμοποίησα στην εργασία αυτή."*

(Υπογραφή υποψηφίου)

## *Πρόλογος*

Η εργασία αυτή πραγματοποιήθηκε στις εγκαταστάσεις του Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων και συγκεκριμένα σε αυτές του τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών και του τμήματος Φυσικής.

Καταλυτικό ρόλο για την συγγραφή της είχαν ο επιβλέπων Αναπληρωτής Καθηγητής του ΤΜΕΥ δρ. Ελευθέριος Λοιδωρικής και ο Καθηγητής του ΤΜΕΥ δρ. Ιωάννης Παναγιωτόπουλος των οποίων χωρίς τη βοήθεια και τις κατευθυντήριες συμβουλές θα ήταν αδύνατη η ολοκλήρωση της. Σημαντικό ρόλο είχαν επίσης και τα μέλη του εργαστηρίου ‘Υπολογιστικής Επιστήμης Υλικών’ τα οποία βοήθησαν στην συλλογή αλλά και την επεξεργασία των πειραματικών αποτελεσμάτων.

## *Περίληψη*

Τα οπτικά φίλτρα είναι διατάξεις που εμφανίζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μια πληθώρα εφαρμογών, έχοντας μάλιστα καθοριστικό ρόλο στην λειτουργία τους. Ο λόγος της ουσιαστικής συνεισφοράς τους στην σημερινή τεχνολογία, πέραν της ιδιότητας τους να αποκόπτουν φως, είναι η ικανότητα παγίδευσης και ενίσχυσης της έντασης του μέσω φαινομένων συμβολής που εμφανίζονται στο εσωτερικό τους. Για την επίτευξη αυτού του σκοπού, είναι απαραίτητη η προσεκτική μελέτη του σχεδιασμού των φίλτρων, τόσο ως προς την επιλογή των υλικών που θα χρησιμοποιηθούν, όσο και στο πως αυτά θα τοποθετηθούν ώστε να επιτευχθεί το επιθυμητό αποτέλεσμα. Υπάρχουν αρκετές κατηγορίες οπτικών φίλτρων, οι οποίες βασίζονται στον τρόπο με τον οποίο διαμορφώνονται οι διατάξεις, με βάση το είδος των υλικών. Μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζουν αυτά που αφορούν επίπεδες κοιλότητες συντονισμού μετάλλου-μονωτή-μέταλλου.

Η παρούσα Διπλωματική εργασία αφορά τη μελέτη και την κατασκευή οπτικών φίλτρων μετάλλου-μονωτή-μέταλλου με στόχο την, όσο το δυνατόν μεγαλύτερη, απορρόφηση του στα οπτικά μήκη κύματος. Η μελέτη των διατάξεων, σε θεωρητικό επίπεδο, πριν την κατασκευή τους, έγινε μέσω προσομοιώσεων που χρησιμοποιούν τη μέθοδο του Πίνακα Μεταφοράς, ενώ για την κατασκευή και το χαρακτηρισμό τους, χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Sputtering και μέτρηση ανακλαστικότητας αντίστοιχα. Στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας, γίνεται αναφορά σε ορισμένες κατηγορίες οπτικών φίλτρων με μια μικρή ανάλυση για τον τρόπο λειτουργίας τους, αλλά και η παρουσίαση ορισμένων εφαρμογών.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, αναλύονται όλα τα απαραίτητα θεωρητικά στοιχεία πίσω από τον τρόπο λειτουργίας ενός οπτικού φίλτρου. Συγκεκριμένα, περιγράφεται ένα βασικό θεωρητικό υπόβαθρο στη φυσική των οπτικών κοιλοτήτων, ενώ γίνεται και μαθηματική ανάλυση σε καίρια σημεία.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα προσομοιώσεων από θεωρητικά μοντέλα, πριν αυτά κατασκευαστούν στο εργαστήριο με στόχο τον καθορισμό την βέλτιστης συστοιχίας υλικών, έτσι ώστε να επιτευχθεί όσο το δυνατόν μεγαλύτερη απορρόφηση φωτός.

Στο τέταρτο κεφάλαιο φαίνονται τα αποτελέσματα από τα οπτικά φίλτρα, όπως αυτά κατασκευάστηκαν στο εργαστήριο, ενώ γίνεται και αναφορά στα συμπεράσματα που

προκύπτουν από την κατασκευή τους.

Βάση της μελέτης αυτής γίνεται εμφανής η σημασία του προσεκτικού σχεδιασμού ενός οπτικού φίλτρου, εξαιτίας της μεγάλης ευαισθησίας που παρουσιάζουν.

Συγκεκριμένα, μικρές μεταβολές στα πάχη των υλικών της διάταξης, δημιουργούν εντελώς διαφορετικά μεταξύ τους φίλτρα, ως προς το μήκος κύματος μέγιστης απορρόφησης.

# Abstract

Optical filters are quite interesting devices, as they can be used for a variety of applications, having at the same time, a major role in the way these applications work. The reason behind their contribution to our modern technology, besides cutting-off light in a specific way, is the ability of trapping and amplifying light's intensity due to interference which takes place inside the device. Thus, for an optical filter to function properly, careful study of the materials that'll be used and the way these materials will be put, is of high importance. There are many types of optical filters, categorized by the materials in use and the way these materials 'stack' on one another. Optical cavities that appeal a great amount of interest are those of flat surface resonance cavities of the type metal-insulator-metal.

This Master Thesis is about the study and the construction of metal-insulator-metal optical filters, with main purpose the achievement of maximum absorption of light in the wavelengths of the visible spectrum. The study of the setups, in theoretical level, was conducted using simulations that use the Transfer Matrix Method. For their construction and characterization Magnetron Sputtering method and Reflectivity measurements were used respectively.

On the first chapter of this research, there's a reference to some basic types of optical filters, as well as to a brief analysis of the way they function and the ways they're used for.

On the second chapter all the theory 'elements' describing the way an optical filter functions are presented. Specifically, there's a description of some basic theory background while there's also a mathematical analysis on certain and crucial points. On the third chapter, the results of theoretical models obtained by using simulations can be found. These were performed in order to evaluate the best combination of materials and material thickness that result in maximum absorption of light.

On the fourth chapter, there's a reference to the results of optical filters that were fabricated in the lab, while there's also a reference to the conclusions extracted.

Based on this research, the importance of careful design of an optical filter (because of its great sensitivity) becomes obvious, as small changes in the thicknesses of the materials, result in completely different filters regarding the wavelength of absorption.

## Περιεχόμενα

<b>Πρόλογος</b>	<b>i</b>
<b>Περίληψη</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iv</b>
<b>Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup></b>	<b>1</b>
<i>1.1 Οπτικά Φίλτρα</i>	<i>1</i>
<i>1.2 Είδη Οπτικών Φίλτρων</i>	<i>2</i>
<b>Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup></b>	<b>10</b>
<i>2.1 Κύματα και Φως</i>	<i>10</i>
<i>2.2 Εξισώσεις Maxwell</i>	<i>11</i>
<i>2.3 Επίπεδα κύματα</i>	<i>12</i>
<i>2.4 Διηλεκτρική συνάρτηση</i>	<i>15</i>
<i>2.5 Μοντέλο Lorenz, Drude και Drude-Lorenz</i>	<i>15</i>
<i>2.6 Ανάκλαση και διάθλαση κυμάτων από διεπιφάνεια</i>	<i>18</i>
<i>2.7 Πίνακας διέλευσης και πίνακας μεταφοράς</i>	<i>23</i>
<i>2.8 Ανάκλαση από λεπτό υμένιο</i>	<i>25</i>
<i>2.9 Οπτικές κοιλότητες</i>	<i>29</i>
<b>Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup></b>	<b>34</b>
<b>Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup></b>	<b>41</b>
<b>Ευχαριστίες</b>	<b>48</b>
<b>Βιβλιογραφία</b>	<b>49</b>

## Κεφάλαιο 1°

### 1.1 Οπτικά Φίλτρα

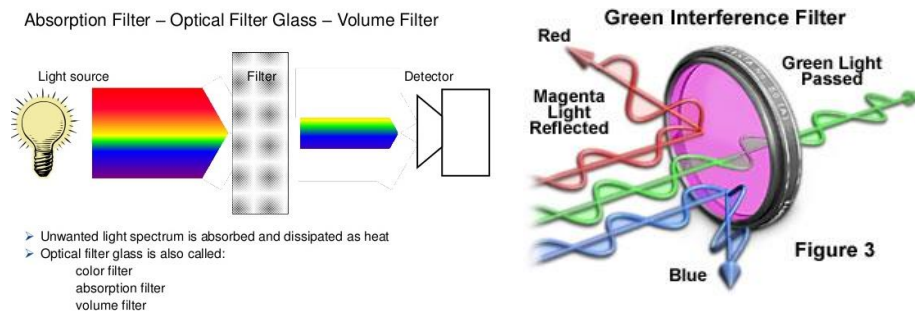
Ως οπτικό φίλτρο, χαρακτηρίζεται η συσκευή η οποία επιλεκτικά μεταδίδει φως με συγκεκριμένα μήκη κύματος αποκόποντας όλα τα υπόλοιπα. Οι οπτικές τους ιδιότητες καθορίζονται από τον τρόπο που ανταποκρίνονται στις διάφορες προσπίπτουσες συχνότητες, δηλαδή, στο πως επηρεάζεται το πλάτος και η φάση κάθε συχνότητας από το φίλτρο. [15]

Τα οπτικά φίλτρα κατατάσσονται κυρίως σε δυο μεγάλες κατηγορίες, τα φίλτρα απορρόφησης και τα διχροϊκά.

Τα φίλτρα απορρόφησης, είναι συνήθως κατασκευασμένα από γυαλί, στο οποίο έχουν προστεθεί οργανικές ή ανόργανες προσμίξεις. Οι προσμίξεις αυτές απορροφούν ορισμένα μήκη κύματος, επιτρέποντας τη διέλευση των υπολοίπων.

Πλέον κατασκευάζονται και φίλτρα απορρόφησης από πολυμερικά gel τα οποία είναι ελαφρύτερα και φθηνότερα σε σχέση με τα όμοια τους από γυαλί. [15]

Τα διχροϊκά φίλτρα κατασκευάζονται από ένα υπόστρωμα γυαλιού, στο οποίο έχει εφαρμοσθεί μια σειρά από οπτικές επιστρώσεις (δηλαδή επιστρώσεις που τροποποιούν τον τρόπο με τον οποίο ανακλάται ή μεταδίδεται το φως που προσπίπτει πάνω στο οπτικό [16]). Σε αντίθεση με τα απορρόφησης, τα φίλτρα αυτά, ανακλούν ένα τμήμα της ακτινοβολίας και μεταδίδουν το εναπομείναν. Ο τρόπος με τον οποίο «απορροφούν» τα διχροϊκά φίλτρα, καθορίζεται από τα πάχη και την σειρά των οπτικών τους επιστρώσεων, κάτι που τα κάνει πολύ ακριβή ενώ ταυτόχρονα ανεβάζει και το κόστος τους.



**Εικόνα 1.1:** Απεικόνιση του τρόπου λειτουργίας ενός φίλτρου απορρόφησης (αριστερά) και ενός διχροϊκού φίλτρου που απομονώνει το πράσινο χρώμα (δεξιά).

[17] [18]

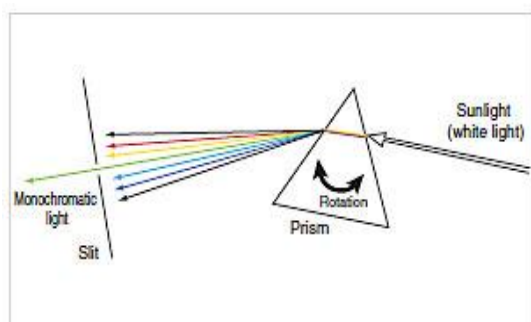


## 1.2 Είδη Οπτικών Φίλτρων

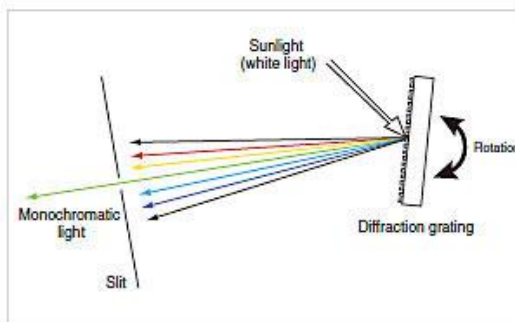
Υπάρχουν πολλά διαφορετικά είδη οπτικών φίλτρων, ανάλογα με τα μήκη κύματος που επιτρέπουν τη διέλευση, το πώς είναι κατασκευασμένα ή και τον τρόπο με τον οποίο λειτουργούν. Κάποιες από τις βασικότερες κατηγορίες είναι οι παρακάτω.

### *Μονοχρωματικό Φίλτρο (Monochromator)*

Το φίλτρο αυτό, χρησιμοποιείται για τη δημιουργία φωτός με πολύ στενό εύρος συχνοτήτων (μήκους κύματος), τέτοιο ώστε να παράγεται, τελικά, μόνο ένα χρώμα. Για τη λειτουργία του, απαραίτητη είναι η ανάλυση του φωτός στα συνιστάμενα μήκη κύματος του, κάτι που μπορεί να επιτευχθεί με δυο τρόπους, μέσω διασποράς αλλά και μέσω περίθλασης. Σαν στοιχεία διασποράς χρησιμοποιούνται συνήθως στην πρώτη περίπτωση ένα πρίσμα, ενώ στη δεύτερη ένα diffraction grating. [19] Απαραίτητο για τον έλεγχο της διασποράς του φωτός είναι οι δέσμες του να είναι παράλληλες (collimated.) Στη συνέχεια, οι διεσπαρμένες δέσμες κατευθύνονται σε μια σχισμή, από την οποία τελικά εξέρχεται το μονοχρωματικό φως.[20]



**Εικόνα 1.2a:** Απεικόνιση του τρόπου διασποράς του φωτός από ένα πρίσμα.  
[19]



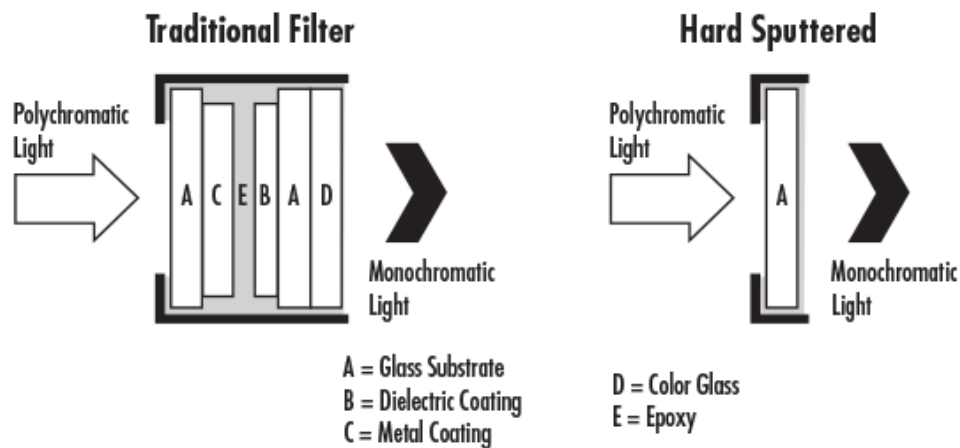
**Εικόνα 1.2b:** Απεικόνιση του τρόπου λειτουργίας ενός diffraction grating.  
[19]

Τα μονοχρωματικά φίλτρα χρησιμοποιούνται σε πολλές οπτικές διατάξεις όπου απαιτείται η χρήση ρυθμιζόμενου μονοχρωματικού φωτός. Τοποθετώντας έναν ανιχνευτή φωτός στη θέση της σχισμής, μπορεί να γίνει μέτρηση του φάσματος σε δείγματα από τον τρόπο με τον οποίο προσπίπτει και ανακλάται το μονοχρωματικό φως πάνω του, ενώ στρέφοντας το grating ώστε να γίνεται σάρωση, μπορεί να επιτευχθεί πολύ υψηλή ανάλυση στη μέτρηση του δείγματος. Επιπλέον, αν και τα λέιζερ παράγουν φως που είναι μονοχρωματικό σε πολύ μεγαλύτερο βαθμό (στενότερο εύρος συχνοτήτων) από αυτό ενός μονοχρωματικού φίλτρου.[20] Σε περιπτώσεις, όμως, όπου απαιτείται φως με σχετικά στενό εύρος συχνοτήτων και δυνατότητα ρύθμισης των παραγόμενων μηκών κύματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα μονοχρωματικό φίλτρο.[21]

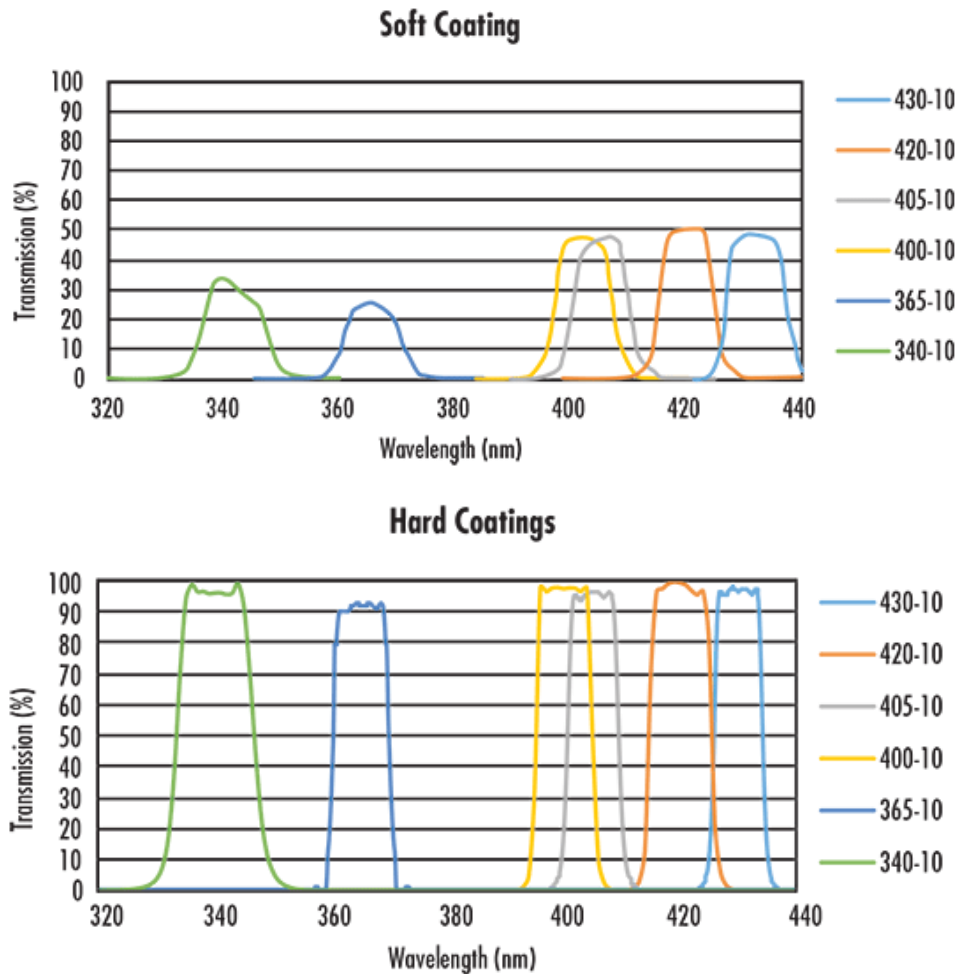
### Φίλτρα Εύρους Ζώνης (Bandpass Filters)

Τα φίλτρα εύρους ζώνης είναι φίλτρα που επιτρέπουν τη διέλευση ενός συγκεκριμένου εύρους συχνοτήτων. Μπορούν να είναι είτε με ένα εξαιρετικά στενό εύρος (<math><2\text{nm}</math> ως

Και στις δυο μεθόδους η ιδιότητα του φίλτρου επιτυγχάνεται μέσω της εναπόθεσης υλικών με διαφορετικούς, εναλλασσόμενους δείκτες διάθλασης, σε υποστρώματα γυαλιού. Η διαφορά, όμως, των δυο τεχνικών εντοπίζεται όχι στον αριθμό, των στρωμάτων εναπόθεσης, αλλά σε αυτό των υποστρωμάτων. Στην απλή εναπόθεση, για κάθε στρώμα υλικού με διαφορετικό δείκτη διάθλασης που προσθέτουμε, απαιτείται και ένα νέο υπόστρωμα. Αυτό οδηγεί στη δημιουργία ενός φίλτρου με πολύ μεγάλο πάχος, με πολύ χαμηλή διάδοση εξαιτίας των πολλών ανακλάσεων ή και απορροφήσεων του φωτός από τα υποστρώματα. Αντίθετα, στην περίπτωση της σκληρής εναπόθεσης, τα υλικά τοποθετούνται όλα σε ένα υπόστρωμα, φτιάχνοντας έτσι ένα φίλτρο αρκετά λεπτό αλλά και με υψηλή διάδοση. [22]



**Εικόνα 1.3:** Σχηματική αναπαράσταση ενός φίλτρου διέλευσης ζώνης με την απλή εναπόθεση αριστερά και με την σκληρή εναπόθεση δεξιά. Φαίνεται χαρακτηριστικά η μεγάλη διαφορά στο τελικό πάχος του φίλτρου ανάμεσα στις δυο μεθόδους. [22]

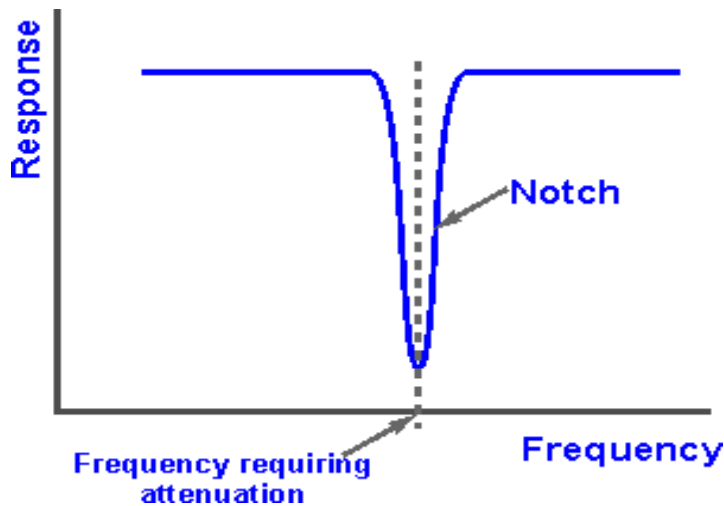


**Εικόνα 1.4** Γραφικές παραστάσεις διάδοσης μήκους κύματος για δυο φίλτρα διέλευσης ζώνης κατασκευασμένα με τις διαφορετικές μεθόδους. Η απόδοση των δυο φίλτρων διαφέρει σημαντικά, με τη μέθοδο της σκληρής εναπόθεσης να υπερτερεί έναντι της απλής. [23]

Τα φίλτρα εύρους ζώνης βρίσκουν εφαρμογή, οπουδήποτε κρίνεται απαραίτητη η απομόνωση συγκεκριμένης ζώνης του ορατού φάσματος. Συναντώνται στην φασματική φωτομετρία, την διαγνωστική ιατρική και την αστρονομία όπου συναντάται σε τηλεσκόπια. [24]

### Φίλτρα Εγκοπής (Notch Filters)

Τα φίλτρα εγκοπής, έχουν την ανάποδη λειτουργία από τα φίλτρα εύρους ζώνης. Δηλαδή, ένα τέτοιο φίλτρο επιτρέπει τη διάδοση των περισσότερων συχνοτήτων χωρίς να τις τροποποιήσει, αλλά αποκόπτει τις συχνότητες μέσα σε ένα συγκεκριμένο και στενό εύρος χρησιμοποιώντας καταστρεπτική συμβολή κυμάτων. Είναι διαμορφωμένα συνήθως με επιστρώσεις διηλεκτρικών, για να μπορούν να ανακλούν φως από λέιζερ. [34]

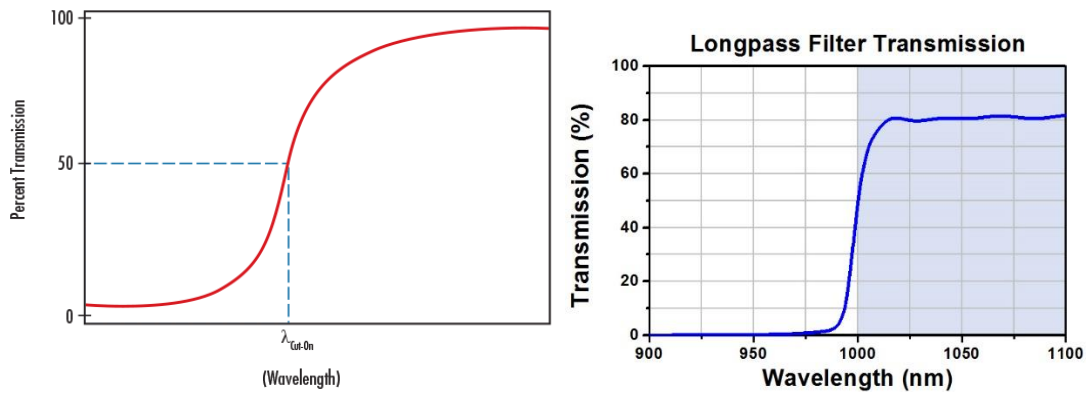


**Εικόνα 1.5:** Σχηματική αναπαράσταση του τρόπου απόκρισης ενός φίλτρου εγκοπής.[35]

Εφαρμογές των συγκεκριμένων φίλτρων είναι στην φασματοσκοπία Raman, στην μικροσκοπία πολλαπλών φωτονίων, αλλά και φθορισμό μέσω χρήσης λέιζερ (laser – induced fluorescence) [36]

### Φίλτρα Longpass και Shortpass

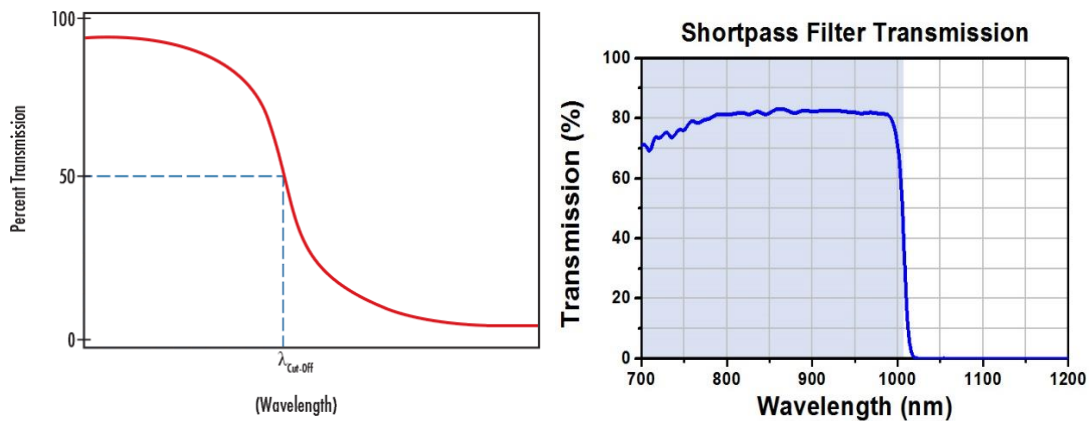
Τα φίλτρα longpass επιτρέπουν τη διέλευση μόνο στα μήκη κύματος που είναι μεγαλύτερα από το μήκος κύματος στο οποίο η διάδοση αυξάνεται κατά 50% (cut-on wavelength). Μπορούν να είναι είτε διχροϊκά είτε φίλτρα απορρόφησης, ενώ χαρακτηρίζονται από μια απότομη καμπύλη διάδοσης- μήκους κύματος. [25]



**Εικόνα 1.6:** Απεικόνιση του χαρακτηριστικού μήκους κύματος cut-on όπου η διάδοση αυξάνεται κατά 50% (αριστερά). [22]  
 Καμπύλη μετάδοσης συναρτήσεϊ του μήκους κύματος για ένα φίλτρο longpass (δεξιά). [26]

Τα φίλτρα αυτά βρίσκουν μεγάλη εφαρμογή στην μικροσκοπία φθορισμού [28] ενώ σε συνδυασμό με άλλα φίλτρα μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές όπως ο διαχωρισμός των χρωμάτων στην τηλεόραση, στην φωτογραφία και σε απομονωτές φασματικών ζωνών.[29]

Τα φίλτρα shortpass επιτρέπουν τη διέλευση μόνο στα μήκη κύματος που είναι μικρότερα από το μήκος κύματος στο οποίο η διάδοση μειώνεται κατά 50% (cut-off wavelength). Μπορούν και αυτά να είναι απορρόφησης ή διχροϊκά και έχουν μια απότομη καμπύλη διάδοσης μήκους κύματος. [30]



**Εικόνα 1.7:** Απεικόνιση του χαρακτηριστικού μήκους κύματος cut-off όπου η διάδοση μειώνεται κατά 50% (αριστερά). [22]  
 Καμπύλη μετάδοσης συναρτήσεϊ του μήκους κύματος για ένα φίλτρο shortpass (δεξιά). [31]

Οι εφαρμογές των φίλτρων αυτών είναι παρόμοιες με αυτές των φίλτρων longpass.

### Φίλτρα Ουδέτερης Πυκνότητας

Τα φίλτρα ουδέτερης πυκνότητας έχουν την ιδιότητα να μειώνουν ή να τροποποιούν την ένταση όλων των μηκών κύματος με ακριβώς τον ίδιο τρόπο, και έτσι να μην εμφανίζεται αλλαγή στις αποχρώσεις ή στην απόδοση των χρωμάτων.

Υπάρχουν δυο είδη φίλτρων ουδέτερης πυκνότητας με ειδοποιό διαφορά, ακριβώς την ίδια μεταξύ των φίλτρων απορρόφησης και των διχροϊκών.

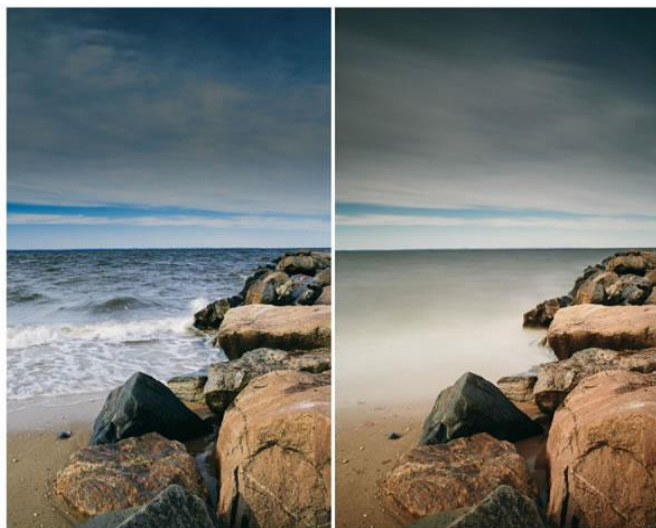
Χαρακτηρίζονται από την οπτική πυκνότητα του φίλτρου ενώ για την ένταση της ακτινοβολίας που διαδίδεται μέσω του φίλτρου υπάρχει η σχέση

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-d}$$

όπου  $I$  είναι η ένταση μετά την έξοδο από το φίλτρο,  $I_0$  η ένταση πριν την είσοδο στο φίλτρο και  $d$  η οπτική πυκνότητα του φίλτρου. [32]



(a)



Before

After

(b)

**Εικόνα 1.8 (a):** Επίδειξη της δράσης ενός φίλτρου ουδέτερης πυκνότητας. Λόγο του πολύ έντονου φωτός, η εικόνα μέσα από το φίλτρο μοιάζει καθαρότερη και πιο ξεκάθαρη. [32]

**(b)** Φωτογραφία τοπίου πριν και μετά τη χρήση ενός φίλτρου ουδέτερης πυκνότητας. [33]

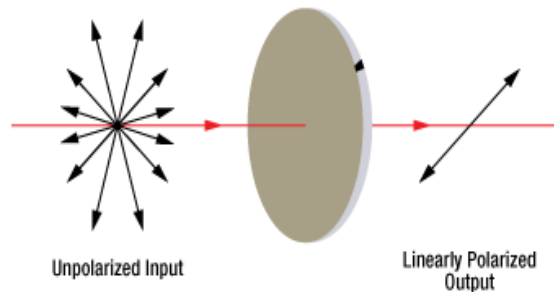
Τα φίλτρα αυτά χρησιμοποιούνται κατά κόρο στην φωτογραφία, για τη καθαρότερη λήψη φωτογραφιών όταν το φως του περιβάλλοντος είναι πολύ αλλά και για την προσθήκη 'θόλωσης' σε περιπτώσεις όπου θα επιτυγχάνεται μεγαλύτερη ζωντάνια στην τελική φωτογραφία.

### Πολωτικά Φίλτρα

Μια ακόμη μεγάλη κατηγορία φίλτρων είναι τα φίλτρα πόλωσης τα οποία αποκόπτουν ή διαδίδουν φως με βάση την πόλωση του. Μπορούν να μετατρέψουν μια δέσμη φωτός με ακαθόριστη πόλωση σε φως με καλά καθορισμένη πόλωση, το οποίο λέγεται πολωμένο φως. Τα φίλτρα αυτά χωρίζονται σε δυο κατηγορίες, τα γραμμικά και τα κυκλικά.

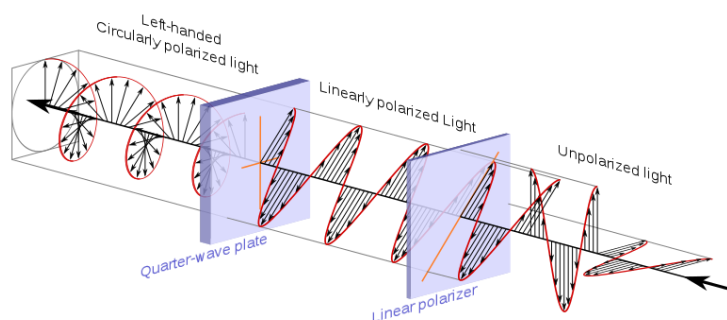
Στην πρώτη περίπτωση έχουμε δυο διαφορετικά είδη γραμμικών πολωτικών φίλτρων, τα απορροφητικά και τα διαχωριστικά. Στα πρώτα, το φως με διαφορετική πόλωση από την επιθυμητή απορροφάται από το φίλτρο, ενώ στα δεύτερα το μη πολωμένο φως διαχωρίζεται σε δυο δέσμες με αντίθετες πολικότητες. Μια σημαντική διαφορά ανάμεσα στα δυο αυτά είδη είναι, πως στην περίπτωση των διαχωριστικών φίλτρων, μπορούν να χρησιμοποιηθούν υψηλότερες εντάσεις φωτός, εξαιτίας της απουσίας απορρόφησης ενέργειας.

Στην δεύτερη περίπτωση, έχουμε την δημιουργία κυκλικά πολωμένου φωτός, το οποίο μπορεί να είναι είτε με τη φορά του ρολογιού, είτε με την αντίθετη.[36]



**Εικόνα 1.9a:** Σχηματική απεικόνιση γραμμικού πολωτικού φίλτρου.

[37]



**Εικόνα 1.9b:** Σχηματική απεικόνιση κυκλικού πολωτικού φίλτρου.

[36]



**Εικόνα 1.10:** Φωτογραφία όπου φαίνεται η δράση ενός πολωτικού φίλτρου. Στο πάνω μέρος οι ανακλάσεις από το γυαλί του παραθύρου αποκόπτονται κάνοντας δυνατή την εμφάνιση του φωτογράφου μέσα στο αυτοκίνητο, κάτι που δεν συμβαίνει στο κάτω μέρος της φωτογραφίας όπου δεν επιδρά το φίλτρο και έτσι βλέπουμε ανακλάσεις. [36]

Τα πολωτικά φίλτρα βρίσκουν εφαρμογές κυρίως στην κατασκευή γυαλιών ηλίου, στα παρμπρίζ και τα κρύσταλλα των αυτοκινήτων, επειδή μπορούν αποκόπτοντας φως να απομακρύνουν την ενόχληση των φώτων στους οδηγούς. Επιπλέον, χρησιμοποιούνται στη φωτογραφία και στις οθόνες υγρών κρυστάλλων.[36]

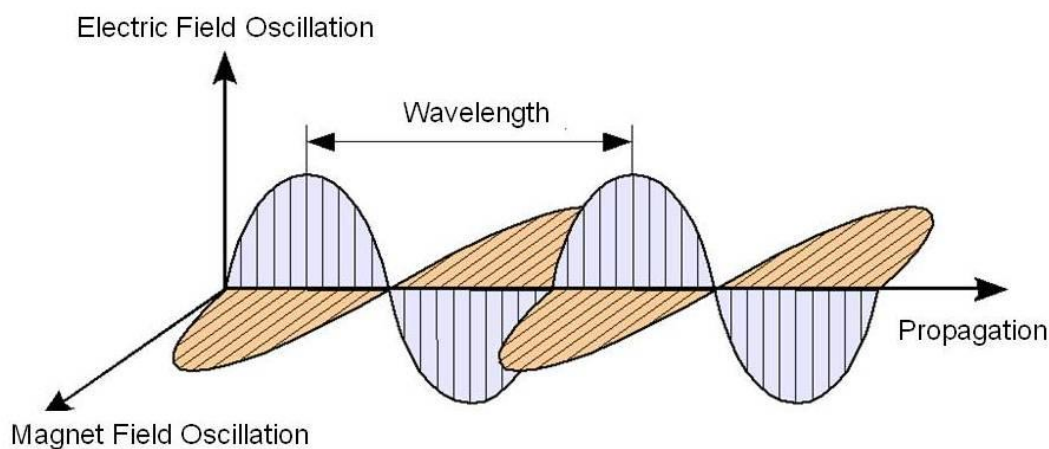
Τα παραπάνω αποτελούν κάποια από τα συνηθέστερα και ευρέως χρησιμοποιούμενα οπτικά φίλτρα. Παρόλα αυτά υπάρχει ακόμα ένας μεγάλος αριθμός φίλτρων, κάποια με ιδιαίτερα εξειδικευμένες λειτουργίες και χρήσεις, τα οποία δεν θα αναφερθούν εδώ. Σε επόμενα κεφάλαια, θα γίνει αναφορά στα οπτικά φίλτρα απορρόφησης μετάλλου-μονωτή-μετάλλου με τα οποία σχετίζεται αυτή η διατριβή.



## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>

### 2.1 Κύματα και φως

Κύμα, ονομάζεται μία διαταραχή που διαδίδεται στο χώρο και το χρόνο, συνήθως μέσω ενός μέσου, μεταφέροντας ορμή και ενέργεια. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (φως) είναι κύματα τα οποία αποτελούνται από συγχρονισμένες ταλαντώσεις ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων και που διαδίδονται στο κενό με ταχύτητα  $c$  (299.792.458 m/s), ενώ μέσα στην ύλη με μικρότερη ταχύτητα και ίση με  $u = \frac{c}{n}$ , με  $n$  το δείκτη διάθλασης του υλικού (δηλαδή η ταχύτητα του εξαρτάται άμεσα από την φύση του μέσου διάδοσης).

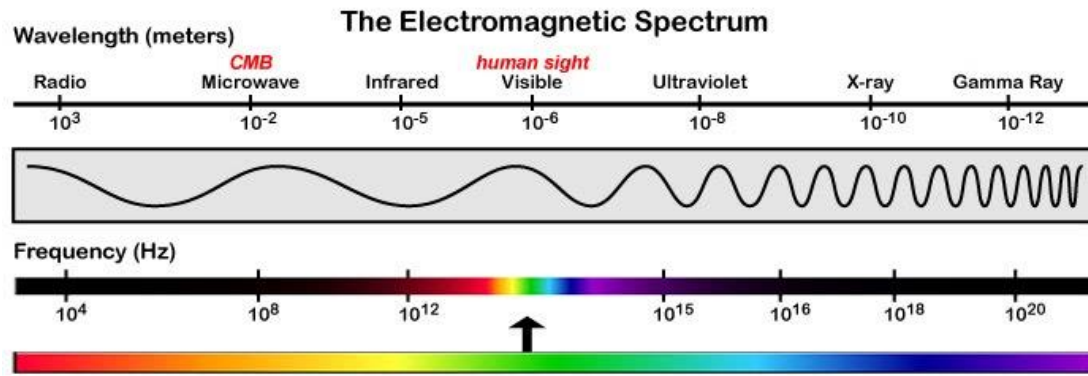


**Εικόνα 2.1:** Σχηματική απεικόνιση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας καθώς διαδίδεται. Στο σχήμα φαίνονται το μήκος κύματος της ακτινοβολίας (wavelength), η διεύθυνση ταλάντωσης του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου καθώς και η φορά διάδοσης (propagation). [2]

Όπως φαίνεται και από την παραπάνω φωτογραφία, οι ταλαντώσεις των δύο πεδίων είναι κάθετες μεταξύ τους και κάθετες στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος σχηματίζοντας έτσι ένα διάμηκες κύμα.

Κατά τη διάδοση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολία στην ύλη, αλληλοεπιδρά το ηλεκτρικό και μαγνητικό της πεδίο με τα φορτισμένα σωματίδια της ύλης. Ο καθοριστικός παράγοντας για το είδος και το μέγεθος της αλληλεπίδρασης της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με την ύλη, είναι το μήκος κύματος.

Το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, αποτελεί τον διαχωρισμό της σε κατηγορίες ανάλογα με μήκος κύματος (ή την συχνότητα) κάτι που εκτείνεται, θεωρητικά από το 0 ως το άπειρο.[3]



**Εικόνα 2.2:** Φάσμα ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, όπου φαίνονται οι διάφορες περιοχές, ανάλογα με το μήκος κύματος ή τη συχνότητα. [4]

Τα ραδιοκύματα, τα μικροκύματα, η υπέρυθρη, η οπτική και η υπεριώδης ακτινοβολία (μεγάλα μήκη κύματος), αντιμετωπίζουν την ύλη σαν συνεχές μέσο, λόγω του ότι οι ατομικές αποστάσεις είναι κατά πολύ μικρότερες από αυτά. Για μήκη κύματος τα οποία συγκρίνονται με τις ατομικές αποστάσεις (ακτίνες  $\chi$ , ακτίνες  $\gamma$  κτλ.), η αλληλεπίδραση λαμβάνει υπόψη την περιοδικότητα των κρυστάλλων αλλά και την ύπαρξη των σωματιδίων που συνιστούν τους πυρήνες των ατόμων.[1]

## 2.2 Εξισώσεις Maxwell

Για την εξήγηση της συμπεριφοράς του φωτός όταν αυτό αλληλεπιδρά με την ύλη χρησιμοποιούνται οι εξισώσεις Maxwell και η κβαντική θεωρία. Στην περίπτωση που η σωματιδιακή φύση του φωτός δεν είναι σημαντική αλλά και όταν τα ηλεκτρικά πεδία δεν είναι πολύ ισχυρά, οι εξισώσεις Maxwell δίνουν πολύ ακριβή αποτελέσματα και έτσι δεν είναι απαραίτητη η χρήση κβαντικής θεωρίας. [5]

Έτσι λοιπόν, οι μακροσκοπικές εξισώσεις Maxwell (cgs) είναι: [1]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (2.4)$$

Όπου:

$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  το ηλεκτρικό πεδίο,

$\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$  η μαγνητική επαγωγή,

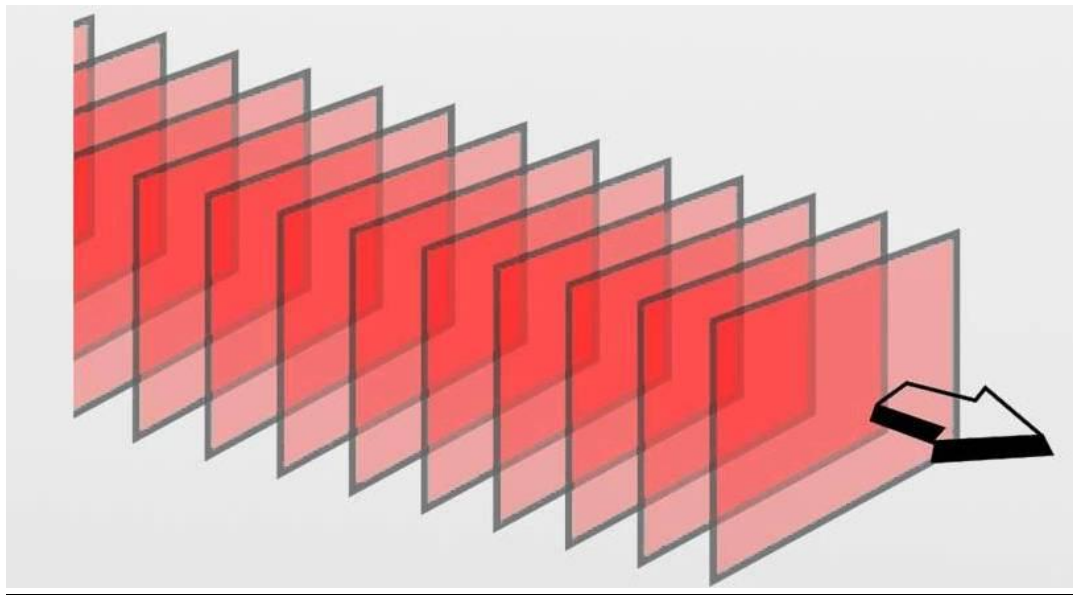
$\mathbf{J}(\mathbf{r},t)$  η πυκνότητα ρεύματος,

$\rho(\mathbf{r},t)$  η πυκνότητα φορτίου

Οι ποσότητες αυτές θεωρούνται μέσοι όροι των αντίστοιχων μικροσκοπικών μεγεθών μέσα σε μια κυψελίδα η οποία είναι μικρή σε σχέση με το μήκος κύματος αλλά αρκετά μεγάλη ώστε να περιλαμβάνει αρκετά άτομα.[1]

### 2.3 Επίπεδα Κύματα

Από τις εξισώσεις Maxwell μπορούν να προκύψουν πολλά ενδιαφέροντα συμπεράσματα, σχετικά με τις αλληλεπιδράσεις του φωτός με την ύλη. Ένα από τα αποτελέσματα αυτά είναι και οι εξισώσεις που περιγράφουν επίπεδα κύματα. Ως επίπεδο κύμα, θεωρείται αυτό του οποίου το πλάτος είναι σταθερό (διάνυσμα) σε κάθε σημείο του επιπέδου που είναι κάθετο σε μια δεδομένη κατεύθυνση. [6] Δηλαδή τα κυματικά μέτωπα του είναι άπειρα παράλληλα επίπεδα.[7]



**Εικόνα 2.3:** Σχηματική απεικόνιση κυματικών μετώπων επίπεδου κύματος, καθώς διαδίδεται στο χώρο.[7]

Χρησιμοποιώντας τώρα τις εξισώσεις Maxwell και ορισμένα μαθηματικά, μπορούμε να καταλήξουμε στις σχέσεις που περιγράφουν τα επίπεδα κύματα.

Αρχικά, γράφουμε τις διανυσματικές σχέσεις για την ηλεκτρική μετατόπιση  $\mathbf{D}$  και το μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{H}$ .

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} \quad \text{ή} \quad \mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{M} \quad \text{ή} \quad \mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad (2.6)$$

με:

$\mathbf{P}$  την η πόλωση,  $\epsilon$  την διηλεκτρική συνάρτηση

$\mathbf{M}$  την μαγνήτιση και  $\mu$  την μαγνητική διαπερατότητα.

Με χρήση των εξισώσεων 2.5-2.6 οι εξισώσεις Maxwell παίρνουν τη μορφή: [2]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_{ext} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi \rho_{ext} \quad (2.10)$$

Θεωρώντας τώρα, ισοτροπικό υλικό έχουμε ότι  $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}) = const$

ενώ αν δεν υπάρχουν εξωτερικά ρεύματα ή φορτία είναι  $\mathbf{J}_{ext} = \rho_{ext} = 0$  [8]

Συνδυάζοντας τώρα τις εξισώσεις 2.7 ,2.8, 2.5, 2.6 καταλήγουμε στις

$$\frac{1}{\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r})} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

Όπως όμως ήδη αναφέραμε η διηλεκτρική συνάρτηση δεν μεταβάλλεται στον χώρο, αφού μιλάμε για ισοτροπικό υλικό.

Χρησιμοποιώντας την τριγωνομετρική ταυτότητα

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad \text{και εκτελώντας μαθηματικές πράξεις,}$$

μπορούμε να καταλήξουμε σε κυματικές σχέσεις των οποίων οι λύσεις περιγράφουν το ηλεκτρικό πεδίο  $\mathbf{E}$  και το μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{H}$  και είναι επίπεδα κύματα.

Οι εξισώσεις αυτές είναι:

$$\left( \nabla^2 - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2.13)$$

$$\left( \nabla^2 - \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{H} = 0 \quad (2.14)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα διαφορικό λογισμό προκύπτουν οι παρακάτω λύσεις:

$$\mathbf{E} = \hat{e}_1 E_0 e^{i(\mathbf{kr} - \omega t)} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{H} = \hat{e}_2 H_0 e^{i(\mathbf{kr} - \omega t)} \quad (2.16)$$

όπου τα  $E_0$  και  $H_0$  είναι τα πλάτη της ταλάντωσης, είναι εν γένει μιγαδικά και αμετάβλητα στο χώρο και στο χρόνο.

Το  $\omega$  είναι η γωνιακή συχνότητα και συνδέεται με την κυκλική συχνότητα  $\nu$  από τη σχέση

$$\omega = 2\pi\nu \quad (2.17)$$

Το  $\mathbf{k}$  είναι το κυματοδιάνυσμα και εκφράζει τον τρόπο με τον οποίο κατανέμεται το πεδίο στο χώρο μια δεδομένη χρονική στιγμή (χωρική συχνότητα)

Αν και η λύσεις είναι μιγαδικές, για να βρούμε τα πραγματικά πεδία, αρκεί να πάρουμε το πραγματικό τους μέρος.

Αν αντικαταστήσουμε την λύση των πεδίων στην κυματική εξίσωση, παίρνουμε μια σχέση ανάμεσα στο  $\mathbf{k}$  και το  $\omega$ , κάτι που καλείται, σχέση διασποράς (για το κενό). Η σχέση αυτή είναι:

$$k^2 = \epsilon\mu \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.18)$$

Για τον δείκτη διάθλασης  $n$  έχουμε τη σχέση

$$n = \sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.19)$$

και για τη σύνδεση του με τη συχνότητα  $\omega$  είναι

$$\omega = \frac{ck}{n} \quad (2.20)$$

Μέσα στο υλικό, αν υποθέσουμε ότι ο δείκτης διάθλασης είναι  $n$ , τότε το μήκος κύματος είναι  $n$  φορές 'κοντότερο' από αυτό στο κενό. Δηλαδή

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.21)$$

Το κυματοδιάνυσμα  $\mathbf{k}$  ορίζεται ως

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.22)$$

οπότε με βάση την παραπάνω εξίσωση είναι

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \quad (2.23)$$

Η ποσότητα  $\mathbf{v} = \frac{\omega}{k}$  ονομάζεται ταχύτητα φάσης και περιγράφει την ταχύτητα με την οποία κινείται η κορυφή της κύμανσης ενώ η ποσότητα  $\mathbf{v}_G = \frac{d\omega}{dk}$  λέγεται ταχύτητα ομάδας και περιγράφει την ταχύτητα μεταφοράς ενέργειας από το κύμα. Οι δυο αυτές ταχύτητες είναι ίσες όταν μιλάμε για μονοχρωματική ακτινοβολία και διαφορετικές όταν μιλάμε για συνεχή κατανομή συχνοτήτων και ο δείκτης διάθλασης είναι συνάρτηση της συχνότητας.

## 2.4 Διηλεκτρική Συνάρτηση

Για την περιγραφή του τρόπου με τον οποίο αλληλεπιδρά η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, χρησιμοποιείται η διηλεκτρική συνάρτηση. Η αλληλεπίδραση οφείλεται κατά κύριο λόγο στις αλλαγές που προκαλούνται στις κινήσεις των ηλεκτρονίων του υλικού εξαιτίας της δράσης των πεδίων της ακτινοβολίας. Εκφράζεται στη γενική της μορφή από την εξίσωση:  $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$

Για την πλήρη περιγραφή και κατανόηση της συμπεριφοράς των υλικών απέναντι στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, αναπτύχθηκαν κάποια μοντέλα, τα οποία λαμβάνουν υπόψη διαφορετικές παραμέτρους.

## 2.5 Μοντέλο Lorentz, Drude και Drude-Lorentz

Όπως είναι γνωστό σε ένα άτομο τα δέσμια ηλεκτρόνια δεν βρίσκονται διάσπαρτα αλλά είναι οργανωμένα σε τροχιές γύρω από τον πυρήνα του. Το ηλεκτρονικό αυτό νέφος εμφανίζει σφαιρική συμμετρία (το κέντρο της ηλεκτρονιακής πυκνότητας συμπίπτει με τον πυρήνα) όταν δεν εφαρμόζεται κάποιο εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Στην περίπτωση εφαρμογής εξωτερικού πεδίου εμφανίζεται μετατόπιση του νέφους σε αντίθετη κατεύθυνση από αυτή του πεδίου δίνοντας στο άτομο τη μορφή ηλεκτρικού διπόλου. Έστω ότι η μετατόπιση αυτή για ένα συγκεκριμένο τροχιακό είναι  $\mathbf{r}$ . [1]

Θα εμφανιστεί μια δύναμη επαναφοράς η οποία θα είναι ανάλογη της μετατόπισης

$$\mathbf{F} = -k\mathbf{r} \quad (\text{νόμος Hook}). \quad (2.24)$$

Γνωρίζουμε επίσης ότι ένα σώμα μάζας  $m$  με σταθερά ελατηρίου  $k$  εμφανίζει συχνότητα ταλάντωσης

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2.25)$$

ενώ για μια δύναμη τριβής ανάλογη της ταχύτητας είναι

$$\mathbf{F}_f = -m\gamma\mathbf{u} \quad (2.26)$$

όπου  $\gamma$  είναι μια σταθερά. Βάζοντας την εξωτερική δύναμη από το ηλεκτρικό πεδίο που δίνεται από τη σχέση

$$\mathbf{F}_E = -e\mathbf{E} \quad (2.27)$$

στο δεύτερο νόμο του Newton, προκύπτει η σχέση

$$m \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} + m\omega_0^2\mathbf{r} = -e\mathbf{E}$$

Θεωρώντας ότι το ηλεκτρικό πεδίο μεταβάλλεται αρμονικά με το χρόνο  $\mathbf{E} = \mathbf{E}e^{-i\omega t}$  και άρα η μετατόπιση του ηλεκτρονιακού νέφους του συγκεκριμένου τροχιακού  $\mathbf{r}$  μεταβάλλεται αρμονικά με το χρόνο ( $\mathbf{r} = \mathbf{r}e^{-i\omega t}$ ), μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση ως

$$-m\omega^2 \mathbf{r} - i\omega m \gamma \mathbf{r} + m\omega_0^2 \mathbf{r} = -e\mathbf{E} \quad (2.28)$$

,όπου  $e$  είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου και  $m$  η μάζα του.

Για απλούστευση έγιναν οι προσεγγίσεις πως η μάζα του πυρήνα είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή του ηλεκτρονίου και άρα ο πυρήνας δεν κινείται, αλλά και πως η δύναμη του μαγνητικού πεδίου είναι αμελητέα, αφού, η ταχύτητα του ηλεκτρονίου είναι πολύ μικρότερη από αυτή του φωτός. Επομένως, λύνοντας την παραπάνω εξίσωση ως προς  $\mathbf{r}$  προκύπτει:

$$\mathbf{r} = \frac{-e\mathbf{E}/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.29)$$

Η διπολική ροπή που συνεπάγεται από τη μετατόπιση του ηλεκτρονικού νέφους είναι:

$$\mathbf{p} = \frac{e^2 \mathbf{E}/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.30)$$

,ενώ στην περίπτωση που έχουμε άτομα σε πυκνή διάταξη το σύνολο των διπολικών ροπών δημιουργούν μια μέση μακροσκοπική πόλωση της μορφής:

$$\mathbf{P} = N\alpha\mathbf{E} = \chi_e \mathbf{E} \quad (2.31)$$

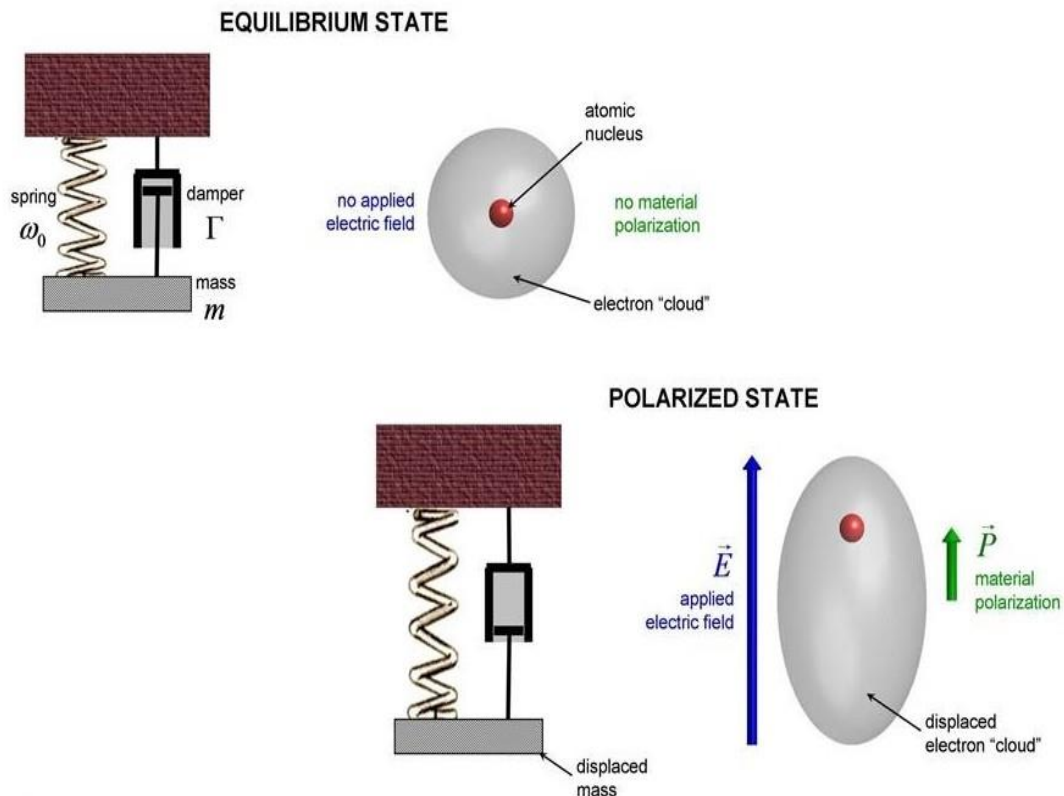
όπου  $\alpha$  η ατομική πολωσιμότητα,  $N$  ο συνολικός αριθμός των ατόμων και  $\chi_e$  η ηλεκτρική επιδεκτικότητα.

Μέσω της ηλεκτρικής μετατόπισης ορίζεται η διηλεκτρική συνάρτηση. Δηλαδή:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = (1 + 4\pi\chi_e)\mathbf{E} \quad (2.32)$$

και έτσι

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (2.33)$$



**Εικόνα 2.4:** Απεικόνιση μοντέλου Lorentz στο οποίο φαίνεται η κατάσταση του ατόμου πριν και μετά την εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου. Αριστερά στην εικόνα φαίνεται το μηχανικό ανάλογο. [3]

Στα μέταλλα η μεγαλύτερη συνεισφορά είναι αυτή των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Εδώ δεν έχουμε δύναμη επαναφοράς και έτσι μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το μοντέλο

Lorentz με  $\omega_0 = 0$  και ορίζοντας  $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}}$  ως συχνότητα πλάσματος

έχουμε

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau} \quad (2.34)$$

όπου το  $N$  είναι η πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

Η σταθερά  $\gamma$  προκύπτει από τους μηχανισμούς σκέδασης των ηλεκτρονίων (κρυσταλλικές ατέλειες, φωνόνια, κτλ.).

Αυτό αποτελεί το μοντέλο Drude.

Για τις διάφορες συχνότητες ως προς τη συχνότητα πλάσματος είναι [1]:

- 1) Για συχνότητες μικρότερες της συχνότητας πλάσματος η διηλεκτρική συνάρτηση είναι αρνητική. Οπότε το πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης γίνεται πολύ μικρό (τείνει στο μηδέν), ενώ το φανταστικό γίνεται πολύ μεγάλο. Αυτός είναι ο λόγος που τα μέταλλα ανακλούν ισχυρά το φως αφού ένα προσπίπτον κύμα δεν



μπορεί να διαδοθεί σε αυτή τη περιοχή και υπόκειται σε ισχυρή ανάκλαση. Αυτό συμβαίνει γιατί τα ηλεκτρόνια κινούνται πολύ γρήγορα ανταποκρινόμενα στο εισερχόμενο πεδίο με αποτέλεσμα το πεδίο στο μέταλλο να είναι μηδέν και έτσι να έχουμε την ισχυρή ανάκλασή του.

- 2) Στην περίπτωση όπου οι δυο συχνότητες είναι ίσες, η διηλεκτρική συνάρτηση γίνεται σχεδόν μηδέν (υποθέτοντάς το  $\tau$  αρκετά μεγάλο) και έχουμε εμφάνιση ισχυρής απορρόφησης. Αυτό συμβαίνει επειδή έχουμε την εμφάνιση πλασμονίων, δηλαδή σύμφωνων ταλαντώσεων πλάσματος σε αυτή τη συχνότητα.
- 3) Για συχνότητες μεγαλύτερες από συχνότητα πλάσματος το μέταλλο εμφανίζεται σχετικά διάφανο στην ακτινοβολία. Αυτό συμβαίνει γιατί οι ταλαντώσεις του πεδίου του εισερχόμενου κύματος είναι αρκετά γρήγορες και τα ηλεκτρόνια ( $m > 0$ ) δεν μπορούν να τις ακολουθήσουν και άρα σταματούν να αλληλοεπιδρούν μαζί τους.

Για μια πληρέστερη περιγραφή της διηλεκτρικής συνάρτησης έχουμε τον συνδυασμό των μοντέλων Drude και Lorentz ώστε να περιγραφούν οι έξω-ζωνικές και οι ένδο-ζωνικές μεταβάσεις των ηλεκτρονίων.

Στην πρώτη κατηγορία μιλάμε για μεταβάσεις ηλεκτρονίων σε καταστάσεις της ίδιας ζώνης (της ζώνης αγωγιμότητας) ενώ στη δεύτερη για μεταβάσεις προς την ζώνη αγωγιμότητας από την εξωτερική στιβάδα.

Βάση των όσων αναφέρθηκαν προκύπτει η σχέση Drude-Lorentz:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} + \sum_{j=1}^N \frac{N_j}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j} \quad (2.35)$$

Όπου

$\epsilon_{\infty}$  είναι η διηλεκτρική σταθερά σε άπειρη συχνότητα,

$N_j$  είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων με συχνότητα συντονισμού  $\omega_{0j}$   
 $\gamma_j$  η σταθερά τριβής που εκφράζει τις απώλειες ενέργειας. [1]

## **2.6 Ανάκλαση και διάθλαση κυμάτων από διεπιφάνεια**

Ένα ευρύ φάσμα φωτονικών εφαρμογών χρησιμοποιεί απλά διηλεκτρικά με σχηματισμούς-διαμορφώσεις που προωθούν τον περιορισμό ή και την περιοδικότητα. Και οι δύο αυτές περιπτώσεις είναι αποτέλεσμα διαδοχικών ανακλάσεων και διαθλάσεων.

Στην εργασία αυτή έγινε μελέτη για την παγίδευση του φωτός όταν αυτό συναντάει πολυστρωματικές διατάξεις. Για να κατανοήσουμε τον τρόπο με τον οποίο ανακλάται και διαθλάται το φως από την διεπιφάνεια δύο υλικών με διαφορετικό  $n$ , ξεκινάμε χρησιμοποιώντας τις συνοριακές συνθήκες (δηλαδή τις συνθήκες συνέχειας εκατέρωθεν μιας διαχωριστικής επιφάνειας). [1]

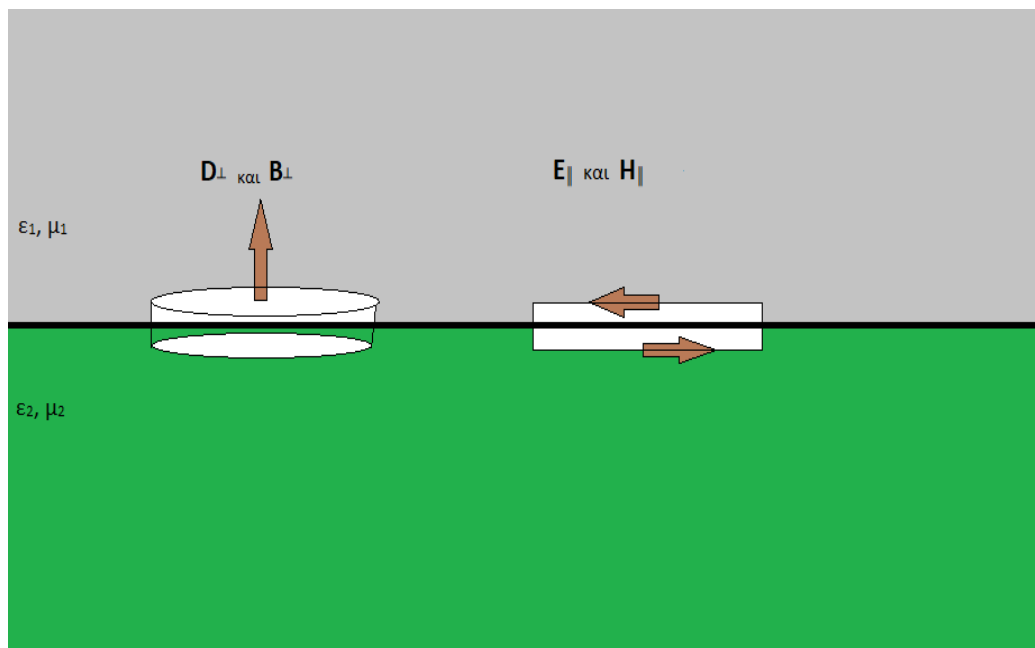
Αρχικά θεωρούμε ένα λεπτό δίσκο αμελητέου πάχους. Όταν δεν υπάρχουν επιφανειακά φορτία και ρεύματα, μπορούμε να πούμε για τον δίσκο, ότι η συνεισφορά στα πεδία έρχεται από τις κάθετες συνιστώσες στα επίπεδα, οπότε:

$$\mathbf{D}_{1\perp} = \mathbf{D}_{2\perp} \quad \text{και} \quad \mathbf{B}_{1\perp} = \mathbf{B}_{2\perp} \quad (2.36)$$

Θεωρώντας τώρα μία ορθογώνια διαδρομή αμελητέου πάχους, το αποτέλεσμα πρέπει να βγει μηδέν γιατί και η επιφάνεια είναι μηδέν. Η μόνη συνεισφορά έρχεται από τις παράλληλες συνιστώσες οι οποίες για να είναι μηδέν το ολοκλήρωμα πρέπει να είναι ίσες, δηλαδή:

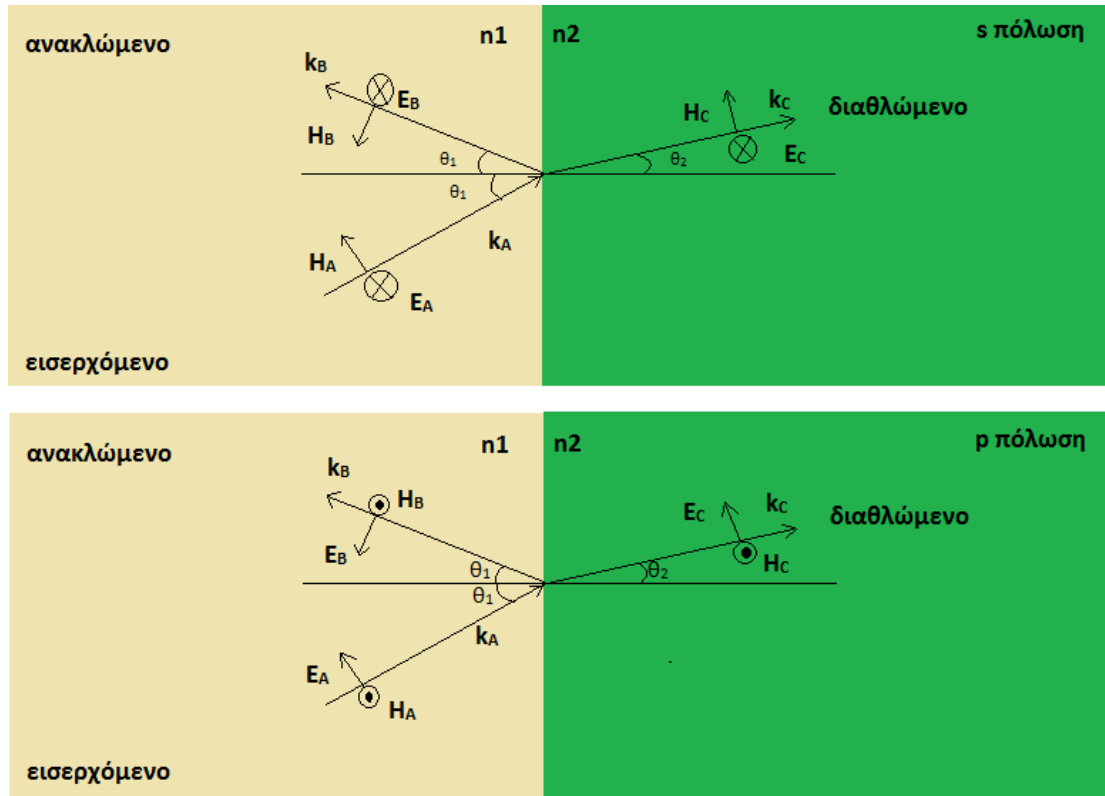
$$\mathbf{E}_{1\parallel} = \mathbf{E}_{2\parallel} \quad \text{και} \quad \mathbf{H}_{1\parallel} = \mathbf{H}_{2\parallel} \quad (2.37)$$

Τα παραπάνω γίνονται πιο ξεκάθαρα με βάση την παρακάτω εικόνα.



**Εικόνα 2.5:** Συνοριακές συνθήκες στην διεπιφάνεια δυο υλικών με δείκτες  $\epsilon_1$ ,  $\mu_1$  και  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$

Όσον αφορά την ανάκλαση και τη διάθλαση επίπεδων κυμάτων, ξεχωρίζουν δύο περιπτώσεις ανάλογα με το πως είναι πολωμένο το προσπίπτον κύμα σε σχέση με τον προσανατολισμό της διεπιφάνειας. Στο παρακάτω σχήμα φαίνονται οι πιθανές καταστάσεις πόλωσης όταν προσπίπτει ένα επίπεδο κύμα σε μία διεπιφάνεια [1].



**Εικόνα 2.6:** Οι δυο πιθανές καταστάσεις πόλωσης κατά την πρόσπτωση επίπεδου κύματος σε μια διαχωριστική επιφάνεια δυο υλικών με δείκτες διάθλασης  $n_1$  και  $n_2$

Και στις δύο περιπτώσεις οι λύσεις είναι:

$$\mathbf{E}_A e^{i(\mathbf{k}_A \mathbf{r} - \omega t)}, \mathbf{H}_A = n_1 \mathbf{k}_A \times \mathbf{E}_A \quad (2.38a)$$

$$\mathbf{E}_B e^{i(\mathbf{k}_B \mathbf{r} - \omega t)}, \mathbf{H}_B = n_2 \mathbf{k}_B \times \mathbf{E}_B \quad (2.38b)$$

$$\mathbf{E}_C e^{i(\mathbf{k}_C \mathbf{r} - \omega t)}, \mathbf{H}_C = n_2 \mathbf{k}_C \times \mathbf{E}_C \quad (2.38c)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις παρουσιάζουν με τη σειρά το προσπίπτον κύμα, το ανακλώμενο και το διαθλώμενο.

Η ποσότητα που παραμένει σταθερή είναι η γωνιακή συχνότητα  $\omega$  βάση της οποίας ορίζουμε τα μέτρα των κυματοδιανυσμάτων

$$|\mathbf{k}_A| = |\mathbf{k}_B| = n_1 \frac{\omega}{c} \quad \mathbf{k}_C = n_2 \frac{\omega}{c} \quad (2.39)$$

Χρησιμοποιώντας τώρα το νόμο της ανάκλασης, το νόμο του Snell, ( $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ ) και τις συνοριακές συνθήκες που αναφέρθηκαν παραπάνω καθώς και τις εξισώσεις 2.38 βρίσκουμε:

Για πόλωση s :  $E_A + E_B = E_C$   
 $n_1(E_A - E_B)\cos\theta_1 = n_2E_C\cos\theta_2$  (2.40)

Για πόλωση p:  $(E_A - E_B)\cos\theta_1 = E_C\cos\theta_2$   
 $n_1(E_A + E_B) = n_2E_C$  (2.41)

Όπου να σημειωθεί πως  $E \equiv |\mathbf{E}|$

Οι λύσεις είναι:

Για πόλωση s:  $\frac{E_C}{E_A} = \frac{2n_1\cos\theta_1}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2}$  (2.42)  
 $\frac{E_B}{E_A} = \frac{n_1\cos\theta_1 - n_2\cos\theta_2}{n_1\cos\theta_1 + n_2\cos\theta_2}$

Για πόλωση p:  $\frac{E_C}{E_A} = \frac{2n_1\cos\theta_1}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2}$  (2.43)  
 $\frac{E_B}{E_A} = \frac{n_2\cos\theta_1 - n_1\cos\theta_2}{n_2\cos\theta_1 + n_1\cos\theta_2}$

Για κάθετη πρόσπτωση είναι  $\theta_1=0$  όποτε οι σχέσεις τώρα γίνονται:

Για πόλωση s:  $\frac{E_C}{E_A} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$  (2.44a)  
 $\frac{E_B}{E_A} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$

Για πόλωση p:  $\frac{E_C}{E_A} = \frac{2n_1}{n_2 + n_1}$  (2.44b)  
 $\frac{E_B}{E_A} = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2}$

Υπολογίζουμε τώρα τους συντελεστές ανάκλασης και διέλευσης της ενέργειας. Για να το επιτύχουμε αυτό παίρνουμε τα πηλίκια των διανυσμάτων Poynting. Για επίπεδα κύματα είναι  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  και  $|\mathbf{H}| = n|\mathbf{E}|$  οπότε το διάνυσμα Poynting θα είναι  $|\mathbf{S}| = \frac{cn}{8\pi} |\mathbf{E}|$ . Καταλήγουμε, λοιπόν, στους συντελεστές ανάκλασης και διέλευσης για κάθετη πρόσπτωση για πόλωση s : [1]

$$R = \frac{|E_B|^2}{|E_A|^2} = \frac{n_1}{n_1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.45a)$$

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_2 |E_C|^2}{n_1 \cos \theta_1 |E_A|^2} = \frac{n_2}{n_1} \left| \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \right|^2 = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.45b)$$

Στην περίπτωση της πόλωσης p υπάρχει διαφοροποίηση στο πρόσημο, όπως μπορεί να διαπιστωθεί από την **Εικόνα 2.6** για την περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης.

Επίσης, εύκολα μπορεί να εξακριβωθεί η αρχή διατήρησης της ενέργειας, αφού  $R + T = 1$

Για την περίπτωση όπου η πρόσπτωση γίνεται υπό γωνία και όχι κάθετα όπως παραπάνω, οι σχέσεις 2.42 & 2.43 γίνονται: [39]

$$\text{Για πόλωση s : } \frac{E_B}{E_A} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.46a)$$

$$\frac{E_C}{E_A} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)}$$

$$\text{Για πόλωση p : } \frac{E_B}{E_A} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.46b)$$

$$\frac{E_C}{E_A} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)}$$

Μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε τους συντελεστές ανάκλασης και διέλευσης για πρόσπτωση διαφορετική της κάθετης.

$$\text{Για πόλωση s : } R = \frac{|E_B|^2}{|E_A|^2} = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.47a)$$

$$T = 1 - R = \frac{4 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}$$

$$\text{ενώ για πόλωση p : } R = \frac{|E_B|^2}{|E_A|^2} = \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.47b)$$

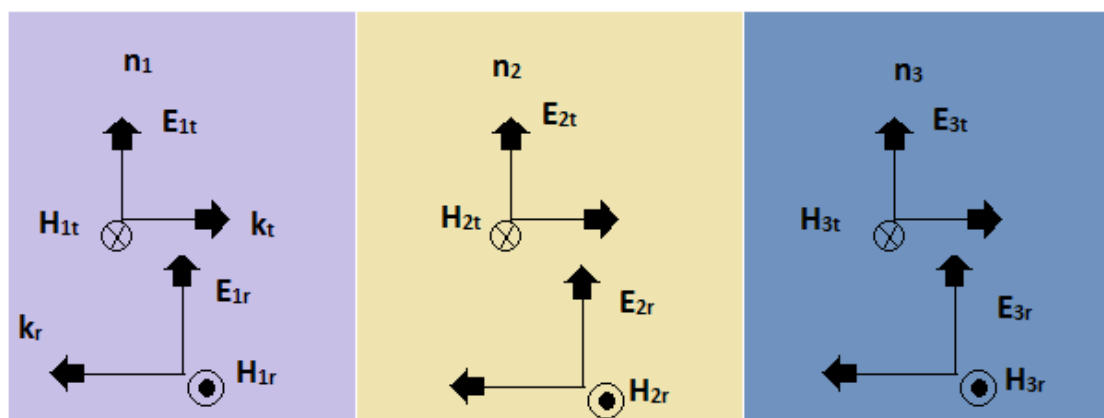
$$T = 1 - R = \frac{4 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2) \cos^2(\theta_1 - \theta_2)}$$

Από τις παραπάνω εξισώσεις γίνεται αντιληπτή η μεγάλη διαφορά των συντελεστών μεταξύ κάθετης πρόσπτωσης και πρόσπτωσης υπό γωνία.

## 2.7 Πίνακας διέλευσης και πίνακας μεταφοράς

Καθώς το φως εισέρχεται σε ένα υλικό του έχει περιοδική διαμόρφωση στις ιδιότητές του, θα υποστεί πολλαπλές ανακλάσεις και διαθλάσεις. Για να καταλήξουμε στην τελική λύση αρκεί να προσθέσουμε όλα τα μερικά κύματα. Η λύση αυτή μας δίνει πληροφορίες σχετικά με τη συμπεριφορά του φωτός στη διάταξη (πχ ανακλαστικότητα). [1]

Έστω ότι φως προσπίπτει στις διεπιφάνειες τριών πλακιδίων όπως αυτά που φαίνονται στο παρακάτω σχήμα (Εικόνα 2.7). Στην περίπτωση επίπεδου κύματος και κάθετης πρόσπτωσης οι συνοριακές συνθήκες είναι η συνέχεια των δύο πεδίων καθώς αυτά είναι παράλληλα στην επιφάνεια. Χωρίζοντας τα κύματα με τους δείκτες 't' για τα εισερχόμενα και 'r' για τα ανακλώμενα και με 1,2,3 το μέσο διάδοσης, θα γίνει περιγραφή της διαδικασίας με μαθηματικές εξισώσεις.



Εικόνα 2.7: Σχηματική απεικόνιση των πεδίων των κυμάτων που προσπίπτουν στις διεπιφάνειες μιας διάταξης τριών πλακιδίων.

Αφού μιλάμε για το ίδιο υλικό, το κυματοδιάνυσμα θα εξαρτάται μόνο από τη συχνότητα και το δείκτη διάθλασης, οπότε:

$$k_{1t} = -k_{1r} \quad (2.48a)$$

$$k_{2t} = -k_{2r} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)k_{1t} \quad (2.48b)$$

$$k_{3t} = -k_{3r} = \left(\frac{n_3}{n_2}\right)k_{2t} \quad (2.48c)$$

Οι εξισώσεις συνέχειας για την κάθε πλευρά είναι:

$$\begin{aligned} E_{1t} + E_{1r} &= E_{2t} + E_{2r} \\ E_{2t} + E_{2r} &= E_{3t} + E_{3r} \end{aligned} \quad (2.49)$$

$$\begin{aligned} H_{1t} - H_{1r} &= H_{2t} - H_{2r} \\ H_{2t} - H_{2r} &= H_{3t} - H_{3r} \end{aligned} \quad (2.50)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση  $H = nE$  είναι

$$n_1(\mathbf{E}_{1t} - \mathbf{E}_{1r}) = n_2(\mathbf{E}_{2t} - \mathbf{E}_{2r}) \quad (2.51a)$$

$$n_2(\mathbf{E}_{2t} - \mathbf{E}_{2r}) = n_3(\mathbf{E}_{3t} - \mathbf{E}_{3r}) \quad (2.51b)$$

Για μεγαλύτερο ευκολία στο χειρισμό τους, οι παραπάνω εξισώσεις μπορούν να αναπαρασταθούν και σε μορφή πίνακα:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{2t} \\ \mathbf{E}_{2r} \end{pmatrix} = \frac{1}{2n_2} \begin{pmatrix} n_2 + n_1 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_2 + n_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{1t} \\ \mathbf{E}_{1r} \end{pmatrix} \quad (2.52a)$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{3t} \\ \mathbf{E}_{3r} \end{pmatrix} = \frac{1}{2n_3} \begin{pmatrix} n_3 + n_2 & n_3 - n_2 \\ n_3 - n_2 & n_3 + n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{2t} \\ \mathbf{E}_{2r} \end{pmatrix} \quad (2.52b)$$

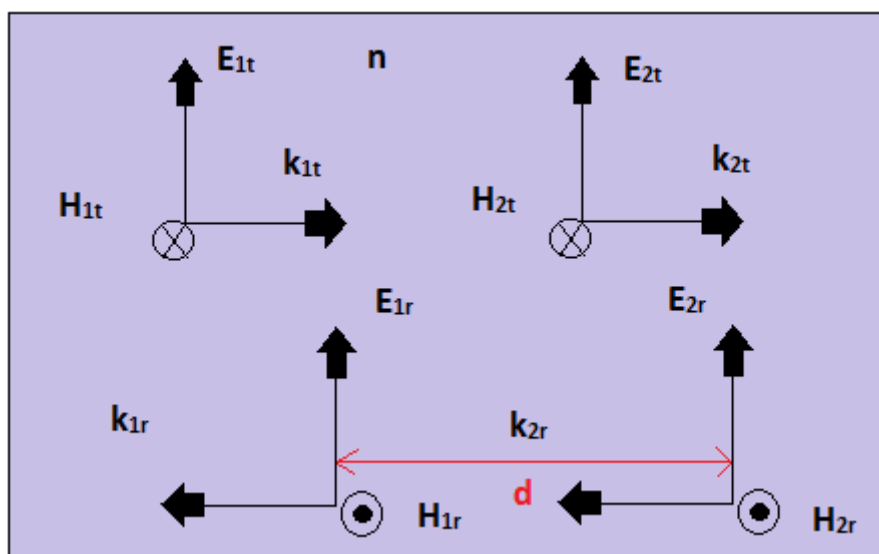
Οι πίνακες αυτοί συνδέουν τα κύματα από δεξιά με αυτά από αριστερά. Αν λοιπόν γνωρίζουμε δύο από αυτά η εξίσωση συνέχειας μας επιτρέπει να υπολογίσουμε τα άλλα δύο. [1] Ο πίνακας που έχει αυτή τη μορφή, λέγεται πίνακας διεπιφάνειας από το υλικό με  $n_1$  σε αυτό με  $n_2$  και από το  $n_2$  στο  $n_3$  αντίστοιχα και γράφονται:

$$\mathbf{E}^+ = I_{n_2, n_1} \mathbf{E}^- \quad (2.53a)$$

$$\mathbf{E}^{+'} = I_{n_3, n_2} \mathbf{E}^{-'} \quad (2.53b)$$

Όπου  $\mathbf{E}^+$  είναι για τα κύματα από δεξιά και  $\mathbf{E}^-$  για αυτά από αριστερά.

Για διάδοση επίπεδων κυμάτων σε ένα ισότροπο και ομοιογενές υλικό και για μία απόσταση  $d$ , υπάρχουν ορισμένες διαφορές.



**Εικόνα 2.8:** Σχηματική απεικόνιση αριστερόφορων και δεξιόφορων κυμάτων μετά από διάδοση σε μια απόσταση  $d$  σε μέσο με δείκτη διάθλασης  $n$ . [1]

Οι σχέσεις για τα κυματοδιανύσματα γίνονται (αφού μιλάμε για το ίδιο υλικό):

$$\mathbf{k}_{1t} = -\mathbf{k}_{1r} = \mathbf{k}_{2t} = -\mathbf{k}_{2r} \quad (2.54)$$

Θεωρούμε πως τα κύματα διαδίδονται χωρίς να υπάρχει αλληλεπίδραση ανάμεσά τους (αριστερά και δεξιά), γιατί δεν υπάρχει πουθενά σκέδαση, Άρα θα πρέπει να ισχύει:

$$\mathbf{E}_{2t} = \mathbf{E}_{1t} e^{ikd} \quad (2.55a)$$

$$\mathbf{E}_{1r} = \mathbf{E}_{2r} e^{ikd} \quad (2.55b)$$

και γράφοντας πάλι σε μορφή πίνακα είναι

$$\begin{pmatrix} E_{2t} \\ E_{2r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ikd} & 0 \\ 0 & e^{-ikd} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{1t} \\ E_{1r} \end{pmatrix} \quad (2.56)$$

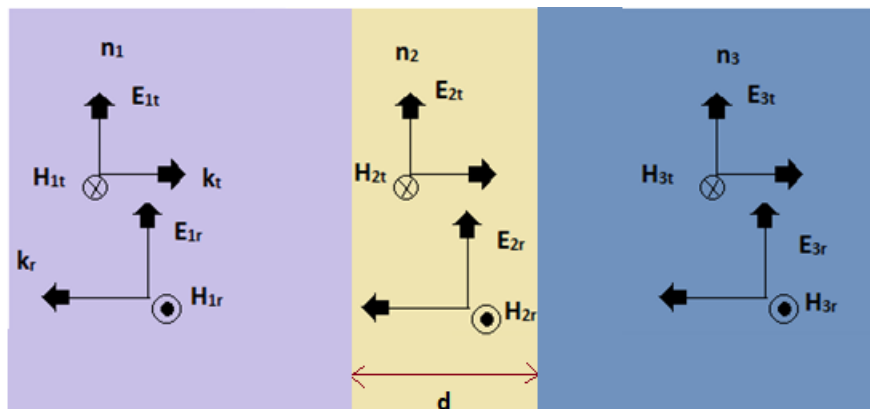
Ο πίνακας αυτός λέγεται πίνακας διάδοσης  $\mathbf{P}_{n,d}$  σε υλικό με δείκτη διάθλασης  $n$  για απόσταση  $d$  και γράφεται:

$$\mathbf{E}^d = \mathbf{P}_{n,d} \mathbf{E}^0 \quad (2.57)$$

Όπου  $\mathbf{E}^d$  τα κύματα από δεξιά και  $\mathbf{E}^0$  αυτά από αριστερά.

### 2.8 Ανάκλαση από λεπτό υμένιο

Έστω τώρα ένα λεπτό υμένιο με πάχος  $d$  και δείκτη διάθλασης  $n_2$  όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



**Εικόνα 2.9:** Σχηματική απεικόνιση διάταξης με πλακίδιο πάχους  $d$  και δείκτη  $n_2$  ανάμεσα σε υλικά με  $n_1$  και  $n_3$ .



Για κάθετη πρόσπτωση μπορούμε να γράψουμε αμέσως τη γενική λύση χρησιμοποιώντας τους πίνακες διεπιφάνειας και διάδοσης, όπως αυτοί ορίστηκαν παραπάνω. Η λύση αυτή, λοιπόν, είναι: [1]

$$\mathbf{E}^{d+} = \mathbf{I}_{n_2, n_1} \mathbf{P}_{n_2, d} \mathbf{I}_{n_3, n_1} \mathbf{E}^{0-} = \mathbf{M} \mathbf{E}^{0-} \quad (2.58)$$

όπου  $\mathbf{E}^{d+} = \begin{pmatrix} E_{3t} \\ E_{3r} \end{pmatrix}$  είναι τα πεδία οριακά μετά τη διεπιφάνεια των υλικών  $n_2$  και  $n_3$

και  $\mathbf{E}^{0-} = \begin{pmatrix} E_{1t} \\ E_{1r} \end{pmatrix}$  είναι αντίστοιχα τα πεδία οριακά μετά τη διεπιφάνεια των υλικών

$n_1$  και  $n_2$  στο  $x=0$ .

Το γινόμενο των πινάκων  $\mathbf{I}_{n_2, n_1} \mathbf{P}_{n_2, d} \mathbf{I}_{n_3, n_1}$  λέγεται πίνακας μεταφοράς και συμβολίζεται με  $\mathbf{M}$ .

Ο πίνακας μεταφοράς είναι το πρωταρχικό εργαλείο για τους θεωρητικούς υπολογισμούς αυτής της εργασίας.

Υπολογίζουμε τώρα τον πίνακα μεταφοράς, για την περίπτωση όπου έχουμε ένα στρώμα υλικού με δείκτη διάθλασης  $n_2$ .

Αρχικά υπολογίζουμε το γινόμενο του πίνακα διεπιφάνειας που συναντάει πρώτη η ακτινοβολία με τον πίνακα διέλευσης,

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{n_2, n_1} \mathbf{P}_{n_2, d} &= \frac{1}{2n_2} \begin{pmatrix} n_2 + n_1 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_2 + n_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ik_2 d} & 0 \\ 0 & e^{-ik_2 d} \end{pmatrix} \\ \mathbf{I}_{n_2, n_1} \mathbf{P}_{n_2, d} &= \frac{1}{2n_2} \begin{pmatrix} (n_2 + n_1)e^{ik_2 d} & (n_2 - n_1)e^{-ik_2 d} \\ (n_2 - n_1)e^{-ik_2 d} & (n_2 + n_1)e^{ik_2 d} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Στη συνέχεια παίρνουμε το γινόμενο της σχέσης 2.59 με τον πίνακα διεπιφάνειας του υλικού που συναντά δεύτερο η ακτινοβολία. Δηλαδή:

$$\mathbf{M} = \mathbf{I}_{n_2, n_1} \mathbf{P}_{n_2, d} \mathbf{I}_{n_3, n_2}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \frac{1}{4n_2 n_3} \begin{pmatrix} (n_2 + n_1)(n_3 + n_2)e^{ik_2 d} + (n_2 - n_1)(n_3 - n_2)e^{-ik_2 d} & (n_2 + n_1)(n_3 - n_2)e^{ik_2 d} + (n_2 - n_1)(n_3 + n_2)e^{-ik_2 d} \\ (n_2 - n_1)(n_3 + n_2)e^{ik_2 d} + (n_2 + n_1)(n_3 - n_2)e^{-ik_2 d} & (n_2 - n_1)(n_3 - n_2)e^{ik_2 d} + (n_2 + n_1)(n_3 + n_2)e^{-ik_2 d} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Χρησιμοποιώντας τώρα τον τύπο του Euler

( $e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x)$ ), απλοποιούμε τη μορφή του πίνακα και καταλήγουμε στην εξής σχέση.

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \frac{n_1}{n_3})\cos(k_2 d) + i(\frac{n_2}{n_3} + \frac{n_1}{n_2})\sin(k_2 d) & (1 - \frac{n_1}{n_3})\cos(k_2 d) + i(\frac{n_1}{n_2} - \frac{n_2}{n_3})\sin(k_2 d) \\ (1 + \frac{n_1}{n_3})\cos(k_2 d) - i(\frac{n_2}{n_3} - \frac{n_1}{n_2})\sin(k_2 d) & (1 + \frac{n_1}{n_3})\cos(k_2 d) - i(\frac{n_2}{n_3} + \frac{n_1}{n_2})\sin(k_2 d) \end{pmatrix}$$

Παρατηρούμε τώρα τα στοιχεία του πίνακα βλέπουμε ότι

$$M_{22} = M_{11}^* \text{ και } M_{21} = M_{12}^* [1]$$

Μπορούμε, τώρα, να υπολογίσουμε τους συντελεστές ανάκλασης και διέλευσης από το υμένιο. Αυτοί μας δείχνουν το ποσοστό της ενέργειας που ανακλάται ή διαρρέει, δηλαδή παίρνουμε το ανάλογο πηλίκο των διανυσμάτων Poynting, που είναι με τη σειρά του ανάλογο του  $n|\mathbf{E}|^2$

Υποθέτοντας πως έχουμε εισερχόμενο κύμα μόνο από την αριστερή μεριά, θα είναι  $E_{3r} = 0$  οπότε

$$\mathbf{E}_{3t} = M_{11}\mathbf{E}_{1t} + M_{12}\mathbf{E}_{1r}$$

$$0 = M_{21}\mathbf{E}_{1t} + M_{22}\mathbf{E}_{1r}$$

Οι συντελεστές διέλευσης και ανάκλασης θα είναι λοιπόν,

$$R = \left| \frac{\mathbf{E}_{1r}}{\mathbf{E}_{1t}} \right|^2 \text{ και } T = \frac{n_{final}}{n_{initial}} \left| \frac{\mathbf{E}_{3t}}{\mathbf{E}_{1t}} \right|^2$$

Χρησιμοποιώντας τα στοιχεία του πίνακα μεταφοράς οι συντελεστές μπορούν να γραφούν με τη μορφή

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{22}} \right|^2$$

$$T = \frac{n_{final}}{n_{initial}} \left| \frac{\det M}{M_{22}} \right|^2$$

όπου  $\det M$  η ορίζουσα του πίνακα μεταφοράς.

Η ορίζουσα αυτή, εξαρτάται από τον αρχικό και τελικό δείκτη διάθλασης. Με βάση την ταυτότητα  $\det \mathbf{AB} = \det \mathbf{A} \det \mathbf{B}$  και αφού

$$\det I_{n_2, n_1} = \frac{n_1}{n_2} \det P_{n,d} = 1, \text{ τότε θα είναι}$$

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{22}} \right|^2 \tag{2.60}$$

$$T = \frac{n_{initial}}{n_{final}} \frac{1}{|M_{22}|^2} \tag{2.61}$$

Παρατηρώντας την εξίσωση 2.60 βλέπουμε ότι η ανάκλαση θα είναι μηδενική, όταν το στοιχείο  $M_{21}$  του πίνακα μεταφοράς, είναι μηδέν.

Η ανάκλαση και η διέλευση είναι περιοδικές συναρτήσεις τις συχνότητας  $\omega = \frac{ck}{n}$  οπότε το στοιχείο αυτό του πίνακα μηδενίζεται, όταν

$$\sin(kd) = 0 \rightarrow \frac{n\omega d}{c} = m\pi \quad (2.62)$$

Για υλικό με δείκτη διάθλασης  $n_2$  μέσα στο οποίο έχουμε  $\lambda_2$  θα είναι [1]

$$\frac{d_2}{\lambda_2} = \frac{m}{2} \quad \text{όπου } m, \text{ ακέραιος} \quad (2.63)$$

Επομένως η συνθήκη στην οποία εμφανίζεται μηδενική ανάκλαση, είναι όταν το πλάτος του πλακιδίου της διάταξης είναι πολλαπλάσιο του μισού του μήκους κύματος μέσα στο υλικό.

Όπως είναι λογικό, η διέλευση σε αυτή την περίπτωση μεγιστοποιείται και γίνεται ίση με ένα.

Η συνθήκη αυτή εμφανίζεται με περιοδικότητα [1]

$$\Delta\left(\frac{d_2}{\lambda_2}\right) = \frac{1}{2} \quad (2.64)$$

Η μέγιστη τιμή του συντελεστή διέλευσης, δεν εξαρτάται από το δείκτη διάθλασης του υμενίου, αλλά επαναλαμβάνεται περιοδικά μεταβάλλοντας το πάχος ή το μήκος κύματος της ακτινοβολίας.

Η ελάχιστη τιμή του, ωστόσο, εξαρτάται από το δείκτη διάθλασης του υμενίου και επαναλαμβάνεται πάλι περιοδικά.

Η συνθήκη που περιγράφει τα ελάχιστα του συντελεστή διέλευσης είναι

$$\frac{d_2}{\lambda_2} = \frac{m + \frac{1}{2}}{2} \quad \text{όπου } m \text{ ακέραιος} \quad (2.65)$$

Για  $m=0$  έχουμε τη συνθήκη ελάχιστης διέλευσης, δηλαδή η ανάκλαση γίνεται μέγιστη και είναι

$$d_2 = \frac{\lambda_2}{4} \quad (2.66)$$

Όταν ικανοποιείται η εξίσωση 2.65 η ελάχιστη τιμή του συντελεστή διέλευσης υπολογίζεται πως είναι

$$T_{min} = \frac{4n_1^2 n_2^2}{(n_1^2 + n_2^2)^2} \quad (2.67)$$

Παρατηρούμε πως όσο μεγαλώνει η διαφορά των δεικτών, η διέλευση γίνεται μικρότερη. [1]

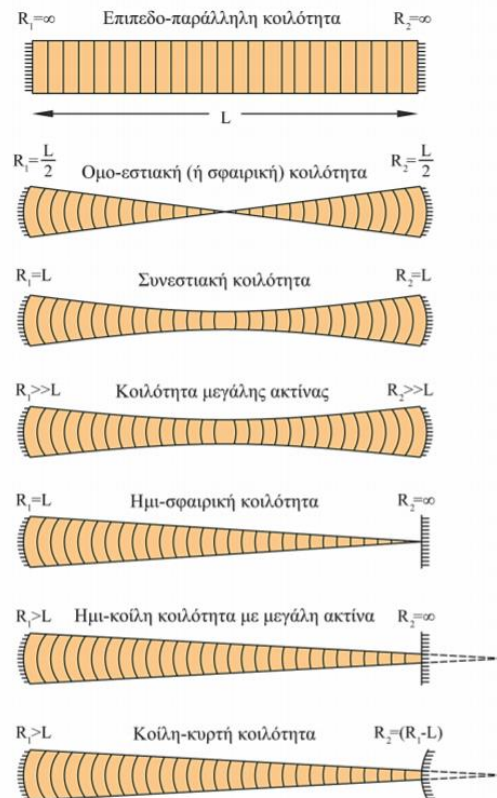
Εδώ να σημειωθεί ότι ορισμένα από τα παραπάνω αποτελούν λεπτομέρειες που δεν σχετίζονται άμεσα με το θέμα το οποίο διαπραγματεύεται η παρούσα εργασία.

Ωστόσο, αποτελούν ένα καλό, παιδαγωγικό παράδειγμα ως προς τη χρήση των εξισώσεων που αποσκοπεί στην διευκόλυνση του αναγνώστη.

## 2.9 Οπτικές κοιλότητες

Όπως ήδη αναφέρθηκε, η δημιουργία πολύ-στρωματικών διατάξεων υλικών που μπορούν να παγιδεύσουν φως στο εσωτερικό τους, χρήζει ιδιαίτερου ενδιαφέροντος. Μια τέτοιου είδους διάταξη, λέγεται οπτική κοιλότητα.

Μια οπτική κοιλότητα είναι μια διάταξη κατόπτρων η οποία σχηματίζει ενισχυόμενα στάσιμα κύματα φωτός στο εσωτερικό της. Οι οπτικές κοιλότητες αποτελούν βασικό τμήμα ενός ολοκληρωμένου συστήματος λέιζερ, οπτικών παραμετρικών ταλαντωτών και συμβολόμετρων. [10] Υπάρχουν αρκετά είδη οπτικών κοιλοτήτων, ανάλογα με το σχήμα των κατόπτρων που χρησιμοποιούν, όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα.

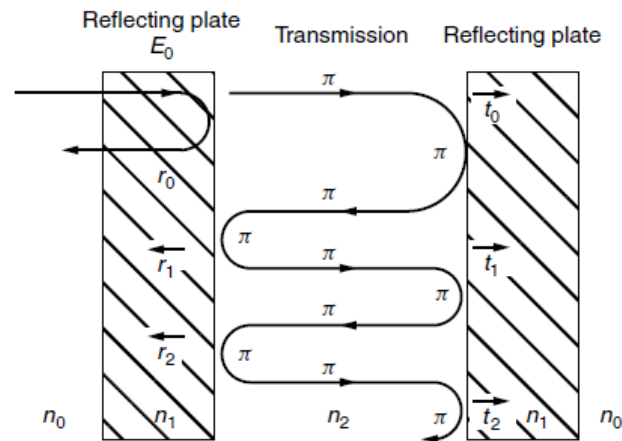


**Εικόνα 2.10:** Σχηματική απεικόνιση διαφορετικών τύπων οπτικών κοιλοτήτων ανάλογα με το είδος του κατόπτρου (αλλαγή καμυλότητας) [44]

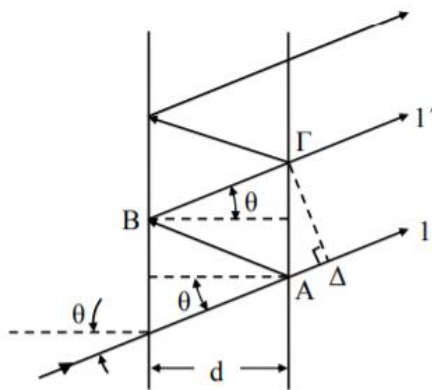
Η απλούστερη, ίσως, μορφή οπτικής κοιλότητας, είναι η οπτική κοιλότητα Fabry-Perot. Η κοιλότητα αυτή, βασίζει τη λειτουργία της στο φαινόμενο της συμβολής πολλαπλών ακτινών.

Η διάταξη αποτελείται από δυο παράλληλα μεταξύ τους οπτικά επίπεδα πλακίδια, που έχουν την ιδιότητα να ανακλούν μερικώς το φως στην εσωτερική τους πλευρά. Κάθε φορά που μια δέσμη φωτός διαπερνά την επιφάνεια του πρώτου πλακιδίου, ένα τμήμα της θα διέλθει του συστήματός των δυο πλακιδίων και θα περάσει στην άλλη πλευρά, ενώ το υπόλοιπο θα ανακλαστεί στην εσωτερική επιφάνεια του δεύτερου πλακιδίου και θα γυρίσει προς τα πίσω, ξεκινώντας έτσι ένα κύκλο διαδοχικών

ανακλάσεων στις εσωτερικές επιφάνειες των πλακιδίων. **(Εικόνα 2.11a)** Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας είναι η διάσπαση της αρχικής δέσμης σε πολλές δέσμες που εξέρχονται από την άλλη πλευρά όπου και συμβάλλουν. Οι κροσσοί συμβολής που παρατηρούνται παρουσιάζουν μεγάλη καθαρότητα, πράγμα που καθιστά την κοιλότητα αυτή, σημαντικό εργαλείο στην οπτική φασματοσκοπία υψηλής ευκρίνειας.[40]



**Εικόνα 2.11a:** Γεωμετρία κοιλότητας Fabry –Perot για την περίπτωση  $n_1 > n_2$  για κάθετη πρόσπτωση και με πλάτος  $E_0$ . Όπως φαίνεται στο σχήμα μέρος της εισερχόμενης από τα αριστερά ακτινοβολίας ανακλάται όταν συναντήσει το πρώτο πλακίδιο, ενώ το υπόλοιπο μέρος της το διαπερνά. Το ίδιο γίνεται όταν η ακτινοβολία που διαπέρασε το πρώτο πλακίδιο συναντήσει το δεύτερο. [12]



**Εικόνα 2.11b:** Κοιλότητα Fabry-Perot όπου φαίνονται οι διαδοχικές ανακλάσεις των ακτίνων φωτός ανάμεσα στα δυο πλακίδια. [40]

Θεωρώντας δυο γειτονικές εξερχόμενες ακτίνες, όπως φαίνεται στην παραπάνω εικόνα **(Εικόνα 2.11b)** η διαφορά του οπτικού δρόμου τους θα είναι:

$$\Delta r = (AB) + (BG) - (AD) \quad (2.68)$$

και με βάση τη γεωμετρία του σχήματος

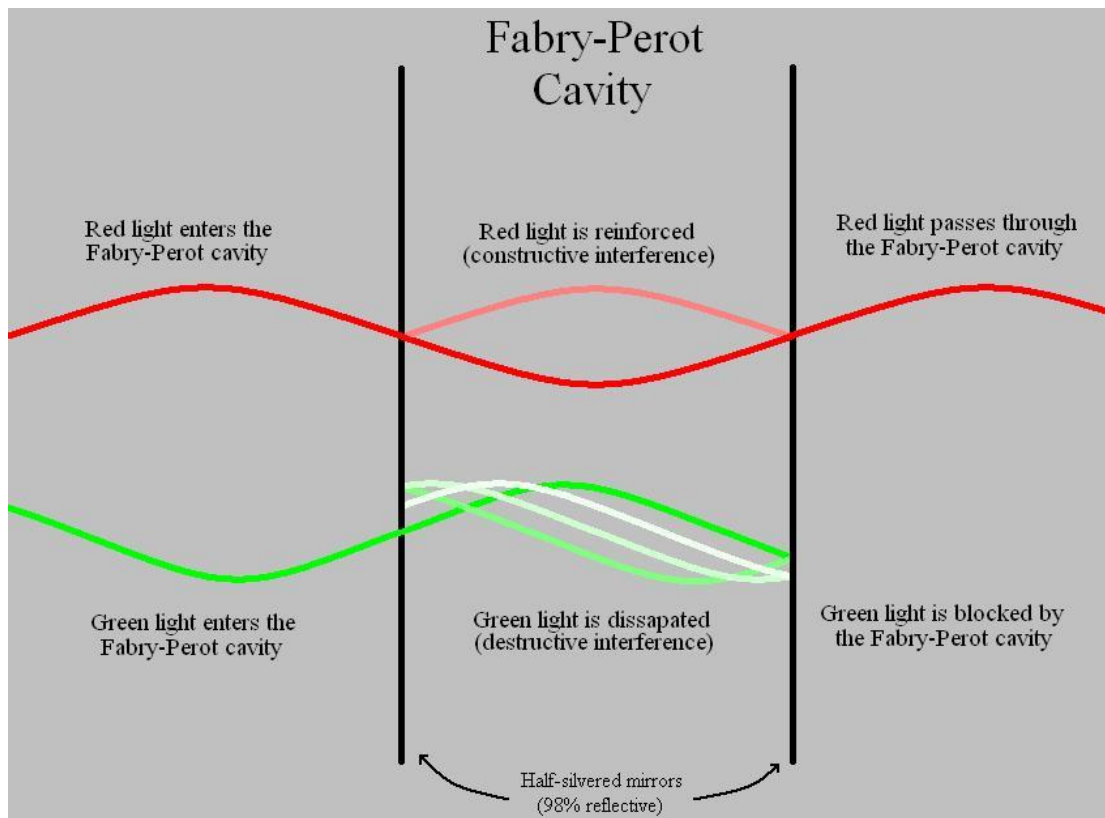
$$\Delta r = 2d \cos \theta \quad (2.69)$$

όπου  $d$  είναι η απόσταση των δυο πλακών. Προφανώς, το  $\Delta r$  γίνεται μέγιστο όταν  $\theta = 0^\circ$  και όπως είναι γνωστό για να έχουμε ενισχυτική συμβολή, αρκεί η διαφορά των

οπτικών δρόμων (δηλαδή το  $\Delta r$ ) να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο ( $m$ ) του μήκους κύματος. Οπότε η συνθήκη γίνεται: [40]

$$2d\cos\theta = m\lambda \quad (2.70)$$

Επιπλέον, η απόσταση μεταξύ των πλακιδίων είναι τέτοια ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη συντονισμού, και γι' αυτό είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού του μήκους κύματος της ακτινοβολίας. [11] Περισσότερες πληροφορίες σχετικά με την λειτουργία της κοιλότητας Fabry-Perot μπορούν να βρεθούν στην σχετική βιβλιογραφία που δίνεται στο τέλος της διατριβής.



**Εικόνα 2.12:** Ενισχυτική και αποσβενύμενη συμβολή στο εσωτερικό μιας κοιλότητας Fabry-Perot. Το κόκκινο μήκος κύματος συμβάλει ενισχυτικά και εξέρχεται από την κοιλότητα. Το πράσινο μήκος κύματος αποσβένει εξαιτίας των πολλαπλών ανακλάσεων και δεν εξέρχεται από την κοιλότητα. [12]

Στην εργασία αυτή οι διατάξεις που αναπτύχθηκαν και μελετήθηκαν, αποτελούνταν από στρώματα μετάλλου-διηλεκτρικού-μετάλλου-υποστρώματος.

Το μέταλλο στην κορυφή της επιφάνειας είναι μερικώς ανακλαστικό, έτσι ώστε ανάλογα με το πάχος του να ανακλά μέρος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Το μέταλλο στο κάτω μέρος της διάταξης ήταν αρκετά παχύ ώστε να ανακλά πλήρως την προσπίπτουσα σε αυτό ακτινοβολία, δηλαδή εμφάνιζε μηδενική διέλευση.

Να τονιστεί εδώ πως το φίλτρο που μελετήθηκε δεν είναι, ούτε λειτουργεί σαν μια

συμβατική κοιλότητα Fabry-Perot, αλλά, σαν μια ασυμμετρική κοιλότητα Fabry-Perot, αποτελούμενη από ένα μερικώς ανακλαστικό μέταλλο στην επιφάνεια, ένα ενδιάμεσο διηλεκτρικό και ένα οπτικά παχύ μέταλλο στο κάτω μέρος. [13]  
 Σε μια απλή κοιλότητα Fabry-Perot επάγεται, συνήθως, ισχυρή ανααιρετική συμβολή με οπτικούς δρόμους που είναι πολλαπλάσια του  $\frac{\lambda}{4}$  για την τροποποίηση του φάσματος εκπομπής και ανάκλασης, χωρίς όμως να εμφανίζεται πουθενά κάποια απορρόφηση. Επομένως, η ειδοποιός διαφορά μεταξύ ενός απλού φίλτρου Fabry-Perot και του φίλτρου που κατασκευάστηκε και μελετήθηκε εδώ, είναι η εμφάνιση απορρόφησης. [13] Επίσης, επειδή στις οπτικές συχνότητες τα μέταλλα δεν συμπεριφέρονται σαν τέλειοι αγωγοί, (οπότε υπάρχει σημαντικό ποσοστό ακτινοβολίας που κινείται μέσα στο μέταλλο), το πάχος κάθε του μετάλλου στην επιφάνεια της διάταξης, έχει ουσιώδη ρόλο στην λειτουργία του φίλτρου. Αυτό, αποτελεί με τη σειρά του μια επιπλέον διαφορά από τις απλές κοιλότητες Fabry-Perot στις οποίες το πάχος του μερικώς ανακλαστικού κατόπτρου δεν λαμβάνεται υπόψη. [13]

Για την διαμόρφωση της κοιλότητας, ο καθοριστικότερος, ίσως παράγοντας, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, ήταν το πάχος του πάνω πλακιδίου. Συγκεκριμένα το πάχος του πλακιδίου έπρεπε να είναι τέτοιο ώστε να εισέρχεται μεγάλο μέρος ακτινοβολίας, αλλά όχι τόσο λεπτό ώστε να μπορεί ανακλώμενο φως από το εσωτερικό της κοιλότητας να εξέλθει. [13] Στόχος μας είναι να επιτευχθεί η συνθήκη συντονισμού κατά την οποία έχουμε ενισχυτική συμβολή στην επιφάνεια του υμενίου από το εισερχόμενο και ανακλώμενο κύμα. Επιπλέον, σημαντικός είναι και ο ρόλος της ύπαρξης του ανακλαστικού μετάλλου στο κάτω μέρος της διάταξης αφού καθορίζει σε μεγάλο βαθμό την εμφάνιση της συμβολής. [13]  
 Έτσι λοιπόν εφόσον το κάτω μεταλλικό στρώμα είναι οπτικά παχύ, για τον υπολογισμό της οπτικής απορρόφησης μπορεί να χρησιμοποιηθεί η σχέση [13]

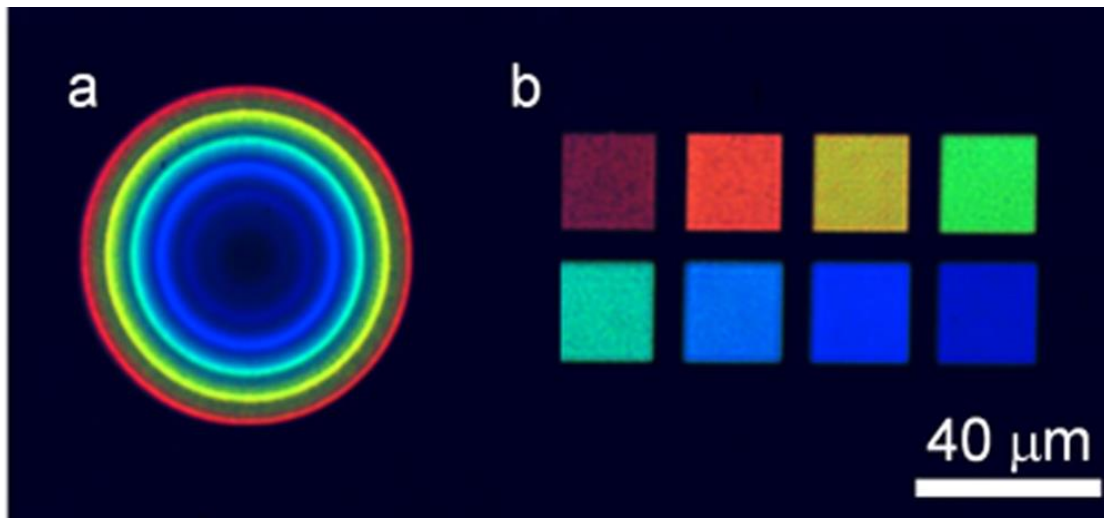
$$A = 1 - R - T \quad (2.71)$$

Όπου A είναι η απορρόφηση

R είναι η ανάκλαση

T είναι η διάδοση

Από την εξίσωση 2.71 μπορεί εύκολα να δει κανείς πως η μέγιστη απορρόφηση επιτυγχάνεται όταν έχουμε όσο το δυνατόν μικρότερη διάδοση και ανάκλαση. Σε ό,τι αφορά το πάχος του ενδιάμεσου διηλεκτρικού της διάταξης, αύξηση του πάχους του μέχρι ενός συγκεκριμένου ορίου, επιφέρει αλλαγή της θέσης της συχνότητας συντονισμού της κοιλότητας. Δηλαδή έχουμε μια μετακίνηση του μήκους κύματος συντονισμού της κοιλότητας προς το ερυθρό (redshift). [13]



**Εικόνα 2.13:** Φίλτρα τύπου Μέταλλο-Μονωτής-Μέταλλο που απορροφούν διαφορετικά μήκη κύματος του οπτικού (Κεφάλαιο 3) και δημιουργούν ‘παλέτες’ χρωμάτων. [13]

Τα φίλτρα βρίσκουν σχετικά ευρεία χρήση σαν εφαρμογές, όπως στα φωτοβολταϊκά και τα θερμο-φωτοβολταϊκά στους αισθητήρες και τους φωτονικούς ανιχνευτές.

#### *Φωτοβολταϊκά*

Μια σημαντική κατηγορία παραγωγής ‘πράσινης’ ενέργειας είναι αυτή που χρησιμοποιεί την ηλιακή ενέργεια, τα φωτοβολταϊκά. Εδώ μπορούν να χρησιμοποιηθούν φίλτρα απορρόφησης ως συσκευές παγίδευσης του φωτός ώστε να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα μεταξύ της ασυμφωνίας του μήκους οπτικής απορρόφησης (optical absorption length) και του μήκους διάχυσης των φορέων. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση φίλτρων, παρόμοια με αυτά που μελετήθηκαν στην εργασία αυτή, με τη διαφορά ότι το ενδιάμεσο διηλεκτρικό αντικαθίσταται από άλλα ενεργά υλικά. [41]

#### *Θερμικοί Εκπομποί*

Ένα θερμο-φωτοβολταϊκό είναι αυτό που μετατρέπει θερμική ενέργεια, σε ηλεκτρική μέσω φωτονίων. Ένα βασικό τέτοιο σύστημα αποτελείται από έναν θερμο-εκπομπό φωτονίων και ένα φωτοβολταϊκό κελί. Καθώς θερμαίνεται το πρώτο, έχουμε παραγωγή φωτονίων τα οποία απορροφούνται από δεύτερο και στη συνέχεια γίνονται ηλεκτρική ενέργεια.

Σε ένα θερμο-φωτοβολταϊκό σύστημα ένας επιλεκτικός εκπομπός με στενή κατανομή ζώνης συχνοτήτων είναι απαραίτητος, ώστε να υπάρχει μια ισχυρή κορυφή εκπομπής στο χάσμα του φωτοβολταϊκού κελιού. Για αυτό το σκοπό μπορούν να χρησιμοποιηθούν φίλτρα απορρόφησης για τα οποία έχει φανεί πως κάτω από τις σωστές συνθήκες συγκέντρωσης φωτονίων, και για μια εύλογη αναλογία στην επιφάνεια εκπομπού-απορροφητή, μπορεί να επιτευχθεί απόδοση που ξεπερνά το όριο Shockley–Queisser (που είναι το μέγιστο θεωρητικό όριο στην απόδοση ενός φωτοβολταϊκού που χρησιμοποιεί μια δίοδο p-n για να συλλέξει τη ενέργεια από το κελί [42]) [41]

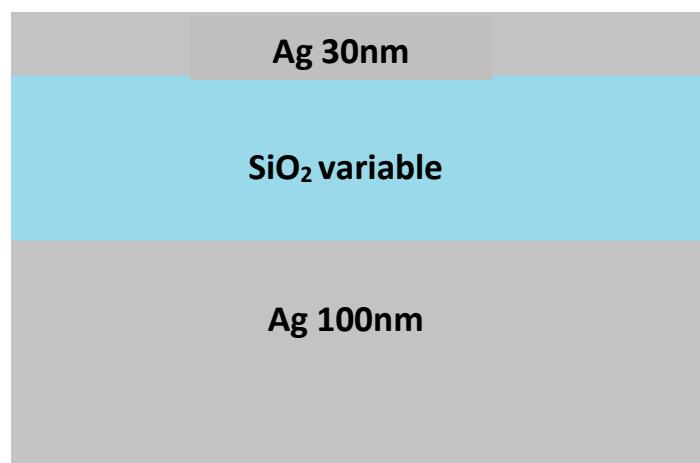


### Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup>

Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει παρουσίαση αποτελεσμάτων από προσομοιώσεις που έγιναν για κάποιες διατάξεις υλικών χρησιμοποιώντας την αναλυτική μέθοδο Μεταφοράς Πινάκων (Transfer Matrix Method). Οι διατάξεις έχουν στρώματα από διαφορετικά υλικά και διαφορετικά πάχη έτσι ώστε να εντοπιστεί ο καλύτερος δυνατός συνδυασμός που δίνει μεγάλες απορροφήσεις (έως και 100%) με στόχο τη δημιουργία των οπτικών φίλτρων. Στο 4<sup>ο</sup> κεφάλαιο, θα γίνει παρουσίαση των διατάξεων που κατασκευάστηκαν και πειραματικά.\*

Οι αρχικές πληροφορίες για τον Pt φάνηκε ύστερα από ασυμφωνία προσομοιώσεων και πειραματικών αποτελεσμάτων (**Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup>**) πως αφορούσαν κάποιο υπέρ-ανακλαστικό υλικό διαφορετικό σε συμπεριφορά από τον Pt. Στη συνέχεια έγινε διόρθωση του δείκτη διάθλασης, και του κυματοδιανύσματος με τις τιμές που ανταποκρίνονταν στην πραγματική συμπεριφορά του υλικού.

Η διάταξη που μελετήθηκε πρώτη, είναι μια διάταξη τριών στρωμάτων που αποτελείται από Ag, SiO<sub>2</sub> και ξανά Ag, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.

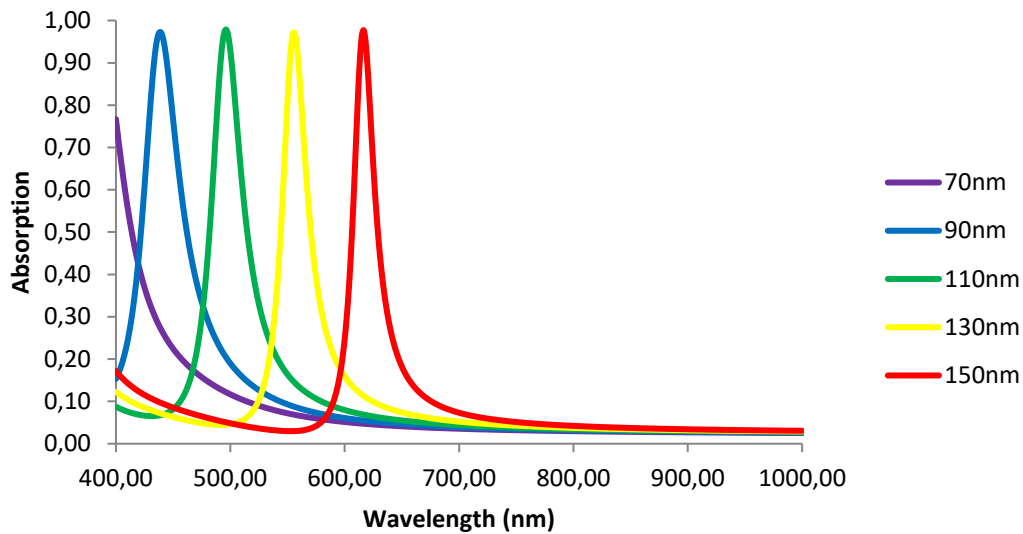


**Εικόνα 3.1:** Σχηματική απεικόνιση διάταξης Ag/SiO<sub>2</sub>/Ag με πάχη 30nm, μεταβαλλόμενο πάχος και 100nm αντίστοιχα

Ο καθορισμός των παραπάνω παχών έγινε ύστερα από πολλές δοκιμαστικές προσομοιώσεις. Επιλέχτηκε παχύ στρώμα αργύρου για το κάτω μέρος της διάταξης, έτσι ώστε να αποφευχθεί εντελώς το ενδεχόμενο διέλευσης της ακτινοβολίας, ενώ για τον άργυρο στο πάνω μέρος, το πάχος είναι τέτοιο ώστε να επιτρέπεται η είσοδος του φωτός, όπως αυτό προσπίπτει στη διάταξη, ενώ ταυτόχρονα να αποφεύγεται η διέλευση του από το εσωτερικό της. [14]

\*Οι δείκτες διάθλασης για τα υλικά πάρθηκαν από την ιστοσελίδα [www.refractiveindex.com](http://www.refractiveindex.com).

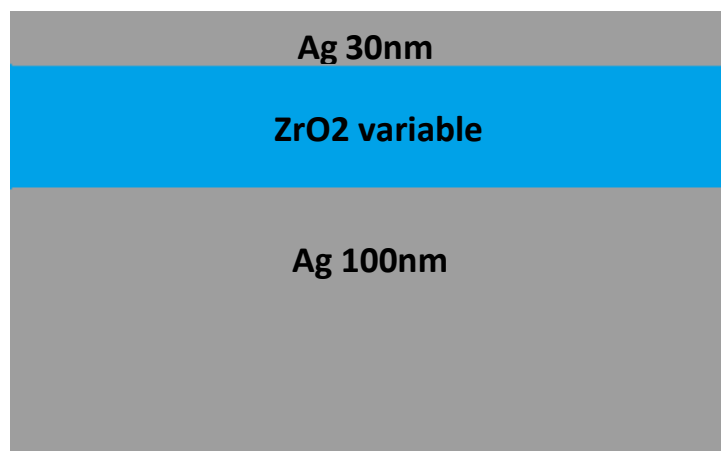
Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η συνολική απορρόφηση της διάταξης για μεταβαλλόμενα πάχη του ενδιάμεσου διηλεκτρικού ( $\text{SiO}_2$ ).



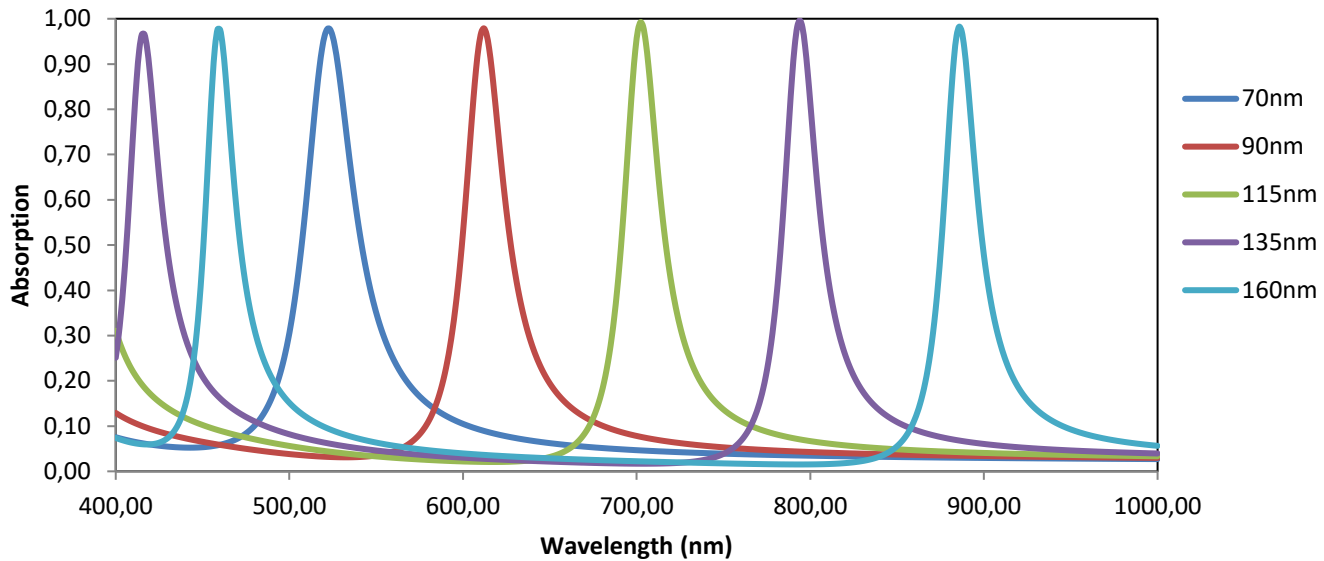
**Εικόνα 3.2:** Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης-μήκους κύματος για διάταξη  $\text{Ag}/\text{SiO}_2/\text{Ag}$  για διαφορετικά πάχη  $\text{SiO}_2$ .

Όπως είναι φανερό και από το παραπάνω διάγραμμα η απορρόφηση εμφάνισε αρκετά μεγάλες τιμές, ενώ χαρακτηριστική είναι η μετατόπιση των μεγίστων προς το ερυθρό (redshift) καθώς αυξάνεται το πάχος του διηλεκτρικού. Η μετατόπιση αυτή οφείλεται στην αλλαγή της συνθήκης συντονισμού εξαιτίας της αύξησης του πάχους του διηλεκτρικού.

Στη συνέχεια μελετήθηκε μια διάταξη με παρόμοια μορφή, με τη μόνη διαφορά ότι το ενδιάμεσο διηλεκτρικό ήταν  $\text{ZrO}_2$  όπως φαίνεται παρακάτω.



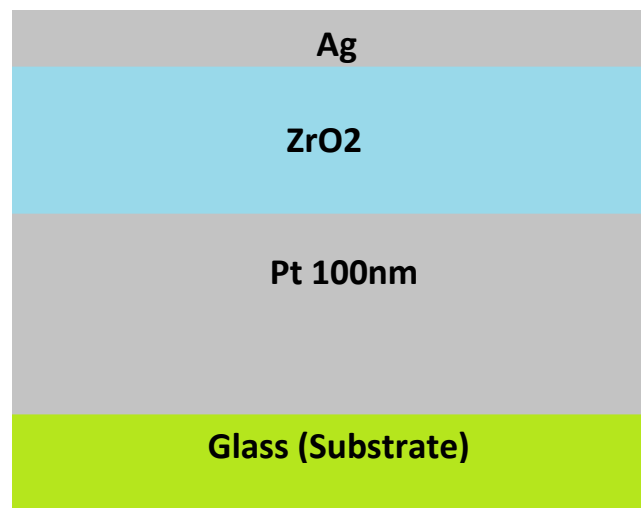
**Εικόνα 3.3:** Σχηματική απεικόνιση διάταξης  $\text{Ag}/\text{ZrO}_2/\text{Ag}$



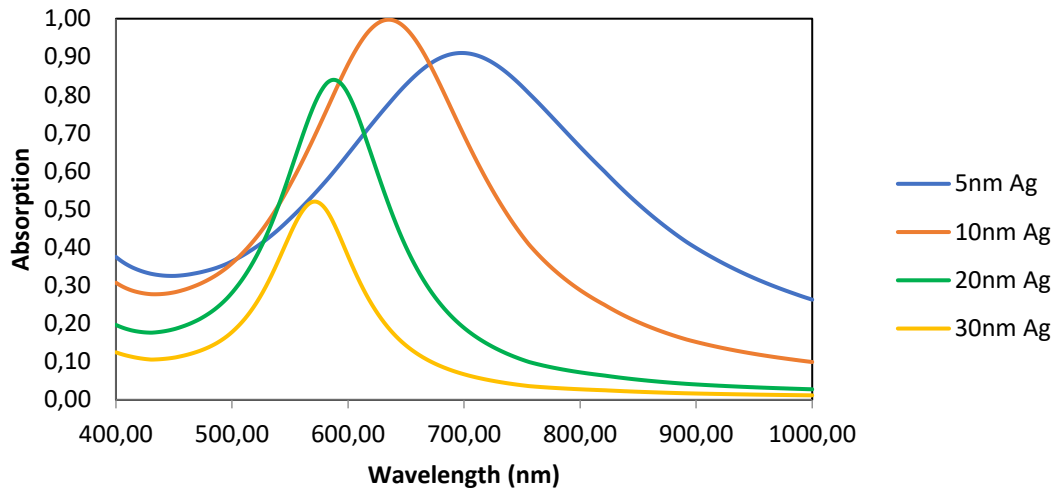
**Εικόνα 3.4:** Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης-μήκους κύματος για διάταξη Ag/ZrO<sub>2</sub>/Ag για διαφορετικά πάχη ZrO<sub>2</sub>.

Αλλάζοντας το πάχος του ενδιάμεσου διηλεκτρικού παρατηρούνται μέγιστα περίπου στις ίδιες θέσεις με την περίπτωση του SiO<sub>2</sub> αλλά με διαφορά στα πάχη μεταξύ των δυο διηλεκτρικών λόγω διαφοράς στη συνθήκη συντονισμού. Επιπλέον, στη δεύτερη περίπτωση έχουμε και την εμφάνιση διπλών κορυφών συμβολής Fabry-Perot στο διάστημα 400-1000nm.

Στη συνέχεια μελετήθηκε διάταξη από Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt (**Εικόνα 3.5**) σε υπόστρωμα από γυαλί με στόχο τον προσδιορισμό των κατάλληλων παχών ώστε να έχουμε την δημιουργία οπτικού φίλτρου.



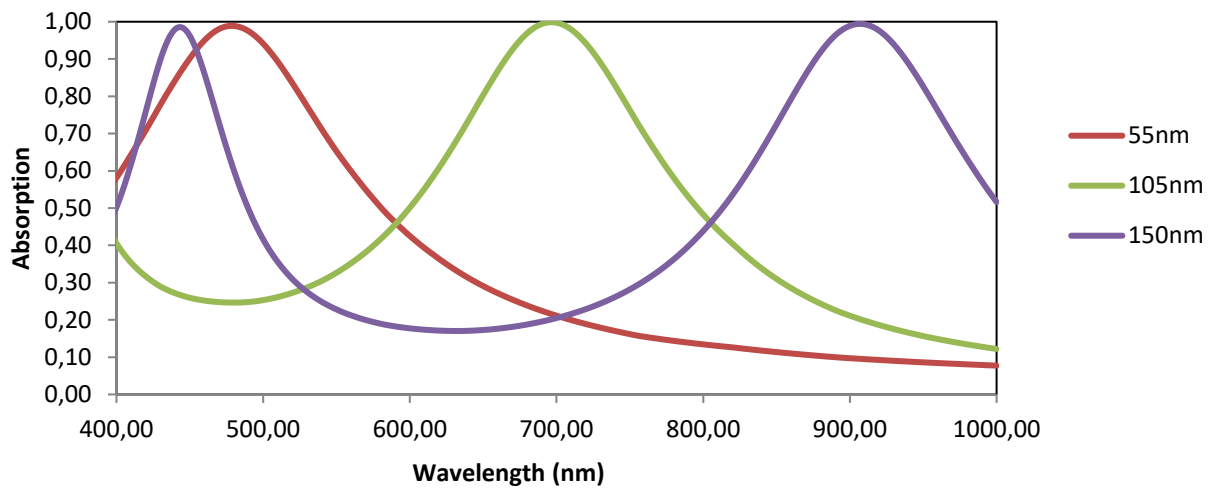
**Εικόνα 3.5:** Διάταξη Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt σε υπόστρωμα γυαλιού. Το πάχος του στρώματος Pt είναι τέτοιο ώστε να θεωρείται οπτικά παχύ, ενώ για τα πάχη των δυο άλλων στρωμάτων έγινε διερεύνηση. Το πάχος του υποστρώματος θεωρήθηκε ημίαιπρο.



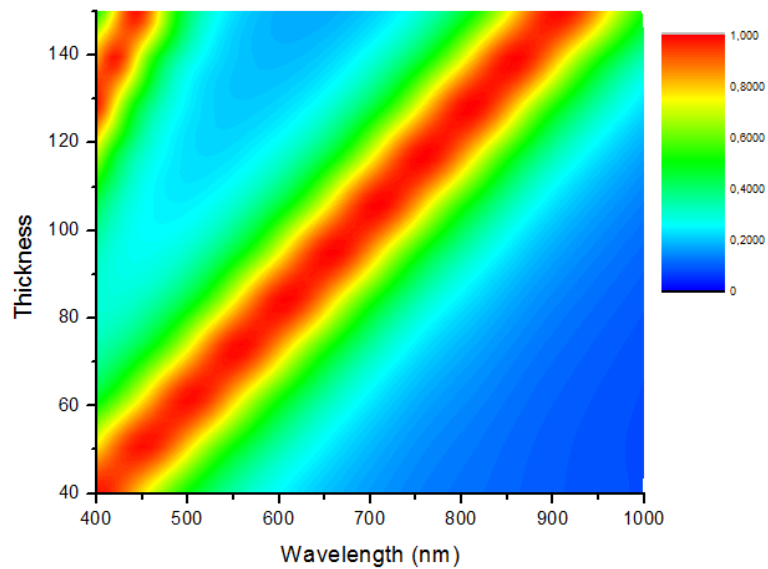
**Εικόνα 3.6:** Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης για διάταξη Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt για διαφορετικά πάχη Ag. Το πάχος του στρώματος Pt είναι 100nm ενώ για το ενδιάμεσο διηλεκτρικό είναι 90nm.

Όπως ήδη αναφέρθηκε, το πάχος του Ag πρέπει να είναι τέτοιο ώστε να επιτυγχάνεται είσοδος του φωτός στην κοιλότητα, με ταυτόχρονη ελαχιστοποίηση απωλειών. Από το παραπάνω διάγραμμα φαίνεται πως το πάχος αυτό είναι αυτό των 10nm. Η συνθήκη που περιγράφει τα ελάχιστα διέλευσης (εξίσωση **2.65**) εξαρτάται τόσο από το δείκτη διάθλασης του υλικού όσο και από το πάχος του. Μεταβάλλοντας, λοιπόν, το πάχος του υλικού, αλλάζουν και οι θέσεις των ελαχίστων διέλευσης, και συνεπώς των μεγίστων απορρόφησης. Αυτό επιβεβαιώνεται και από το παραπάνω διάγραμμα, όπου αλλαγή του πάχους του στρώματος Ag επιφέρει μετατόπιση των μεγίστων απορρόφησης προς μικρότερα μήκη κύματος.

Χρησιμοποιώντας τώρα το βέλτιστο πάχος αργύρου, μεταβάλλουμε το πάχος του ενδιάμεσου διηλεκτρικού της διάταξης για να εξετάσουμε τον τρόπο με τον οποίο διαμορφώνονται τα μέγιστα απορρόφησης στην περιοχή του ορατού φάσματος ακτινοβολίας (400-700nm).



**Εικόνα 3.7:** Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης για διάταξη Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt για διαφορετικά πάχη ZrO<sub>2</sub> (55nm,100nm,150nm). Το πάχος του στρώματος Pt είναι 100nm και του Ag 10nm.

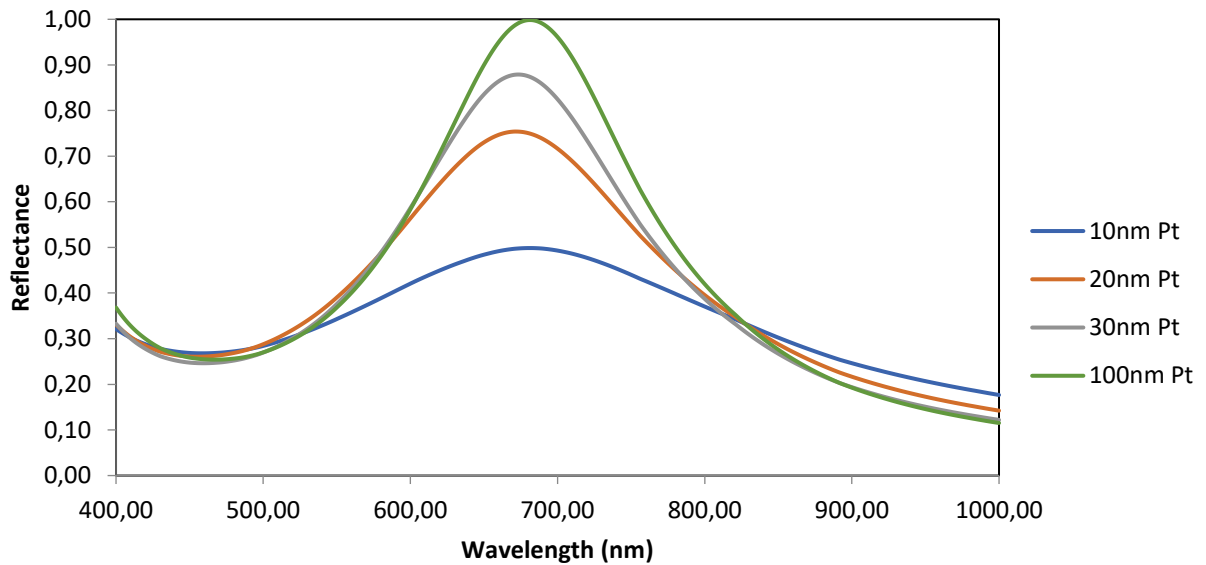


**Εικόνα 3.8:** Απεικόνιση συνολικής απορρόφησης συναρτήσει του πάχους ZrO<sub>2</sub> και του μήκους κύματος για πάχη από 40 ως 150nm

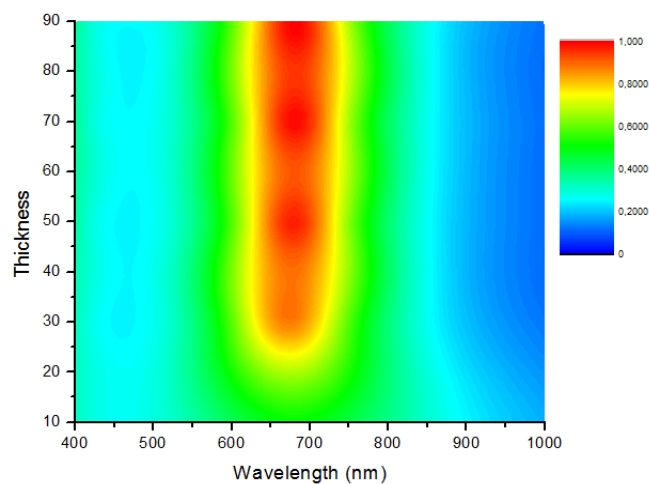
Η μετακίνηση προς το ερυθρό εξαιτίας της αλλαγής του πάχους του ZrO<sub>2</sub> είναι προφανής στα παραπάνω διαγράμματα. Αυτό δίνει τη δυνατότητα δημιουργίας οπτικών φίλτρων που λειτουργούν ως τέλει απορροφητές μιας και απορροφούν

ισχυρά (έως και 100%) ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος στο ορατό φάσμα, αλλάζοντας μόνο το πάχος του διηλεκτρικού ανάμεσα στα δυο μέταλλα

Όπως ήδη αναφέρθηκε το πάχος του κατώτερο στρώματος της διάταξης (που λειτουργεί ως καθρέφτης), είτε αυτό είναι από Ag είτε είναι από Pt επιλέχθηκε με τέτοιο τρόπο ώστε να θεωρείται οπτικά παχύ. Δηλαδή, το φως που προσπίπτει πάνω του, να ανακλάται και να μην υπάρχει καθόλου διέλευση. Στα παρακάτω διαγράμματα φαίνεται η μεταβολή της συνολικής απορρόφησης καθώς αλλάζει το πάχος του κάτω στρώματος από Pt για πάχος Ag ίσο με 10nm και  $ZrO_2$  ίσο με 100nm.



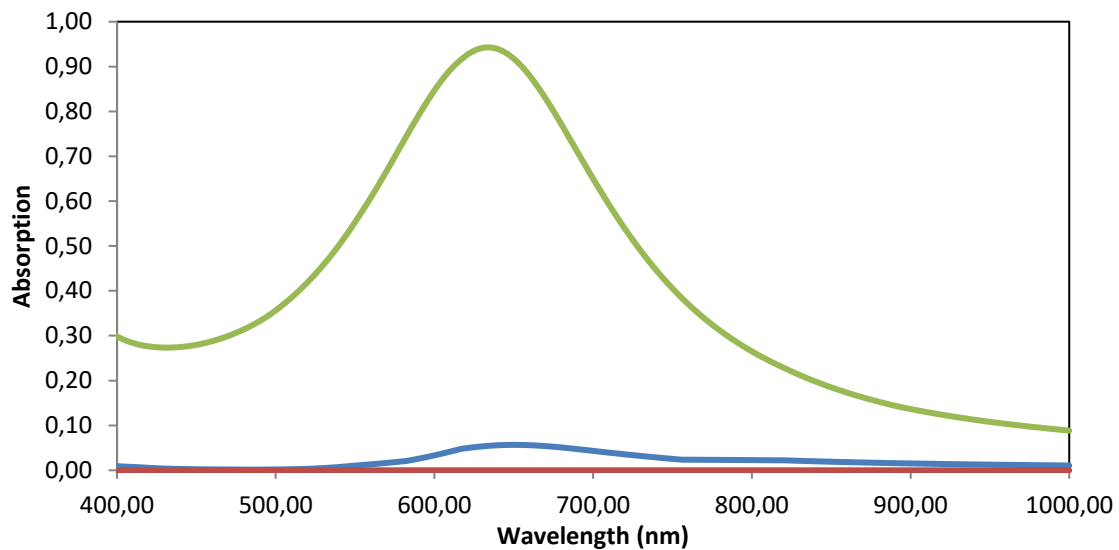
(a)



(b)

**Εικόνα 3.9:** (a) Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης –μήκους κύματος για διαφορετικά πάχη Pt  
(b) Απεικόνιση συνολικής απορρόφησης συναρτήσει του πάχους Pt (10 ως 100nm) και του μήκους κύματος.

για διάταξη όπως αυτή της **Εικόνας 3.5**.



**Εικόνα 3.10:** Διάγραμμα απορρόφησης για διάταξη Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt για πάχη 10nm, 90nm και 100nm αντίστοιχα. Στο διάγραμμα με πράσινο είναι η απορρόφηση του Pt, με μπλε του Ag και με κόκκινο του ZrO<sub>2</sub>.

Από το παραπάνω διάγραμμα, εύκολα καταλαβαίνει κανείς πως η απορρόφηση στην διάταξη αυτή, οφείλεται κατά κύριο λόγο στην ύπαρξη του καθρέφτη Pt. Η συνεισφορά του Ag είναι μικρή, αλλά όχι αμελητέα, ενώ το ενδιάμεσο διηλεκτρικό, εμφανίζει μηδενική απορρόφηση.

Σύμφωνα, λοιπόν, με τα παραπάνω για την κατασκευή φίλτρων που απορροφούν φως στο ορατό σε βαθμό έως και 100%, χρειάζεται ένα παχύ στρώμα μετάλλου που να λειτουργεί ως κάτοπτρο, ένα ενδιάμεσο διηλεκτρικό του οποίου το πάχος ρυθμίζει το μήκος κύματος που θα απορροφηθεί και ένα καταλλήλου πάχους στρώμα μετάλλου στην επιφάνεια. Τα οπτικά φίλτρα που μπορούν να κατασκευαστούν με αυτό τον τρόπο μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε μεγάλο αριθμό εφαρμογών.

## Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup>

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει αναφορά στις πειραματικές διαδικασίες που απαιτήθηκαν για την κατασκευή των φίλτρων. Στη συνέχεια, θα γίνει παρουσίαση των αποτελεσμάτων από διατάξεις που κατασκευάστηκαν και χαρακτηρίστηκαν στο εργαστήριο ενώ παράλληλα θα γίνουν συγκρίσεις με τα αποτελέσματα που αναμένονταν από τη θεωρία, όπως αυτά προέκυψαν ύστερα από προσομοιώσεις. Τέλος, θα γίνει αναφορά στα συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη αυτή.

### *Magnetron Sputtering*

Η βασική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για την δημιουργία των λεπτών στρωμάτων στις διατάξεις ήταν αυτή της εναπόθεσης μέσω Magnetron Sputtering.

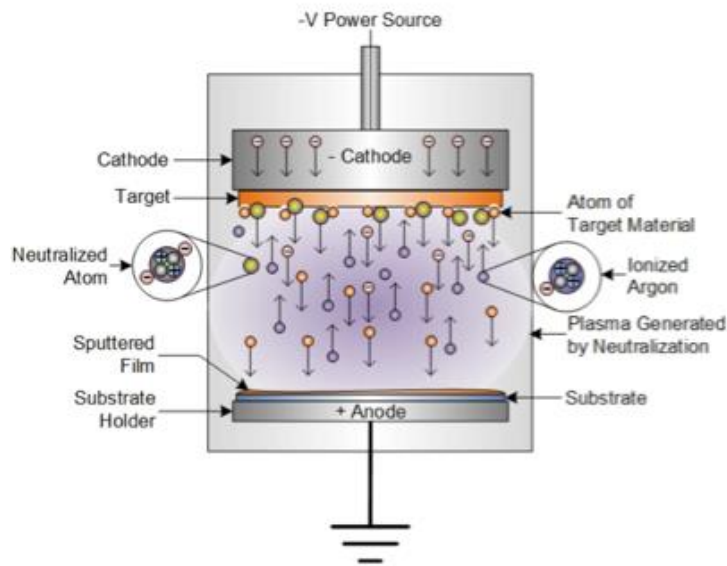
Το Sputtering είναι μια διαδικασία εναπόθεσης λεπτών υμενίων που σήμερα χρησιμοποιείται κατά κόρο στην κατασκευή ημιαγωγών, CD αλλά και σε πολλές άλλες οπτικές διατάξεις. Σε ατομικό επίπεδο, η διαδικασία αυτή περιλαμβάνει την εκτόξευση ατόμων από μια πηγή-στόχο, και την εναπόθεση τους σε ένα υπόστρωμα. Η διαδικασία ξεκινάει με την τοποθέτηση του υποστρώματος, πάνω στο οποίο θα γίνει η εναπόθεση, μέσα σε ένα θάλαμο υψηλού κενού, που περιέχει κάποιο αδρανές αέριο. Συνήθως, το αδρανές αέριο που χρησιμοποιείται είναι το Αργό, κάτι που ισχύει και για την δική μας περίπτωση. [44]

Η διαδικασία εκμεταλλεύεται τη δημιουργία πλάσματος, το οποίο δημιουργείται μέσω της εφαρμογής υψηλής τάσης μεταξύ της κάθοδο (που βρίσκεται πίσω από τον στόχο) και της ανόδου (η οποία συνδέεται με τον θάλαμο ως ηλεκτρική γείωση).

Τα ηλεκτρόνια που είναι παρόντα στο αέριο του Sputtering (δηλαδή στο Αργό) επιταχύνονται απομακρυνόμενα από την κάθοδο, προκαλώντας συγκρούσεις με κοντινά άτομα Αργού. Οι συγκρούσεις αυτές προκαλούν μια ηλεκτροστατική άπωση, η οποία αποσπά ηλεκτρόνια από τα άτομα αργού, ιονίζοντας τα.

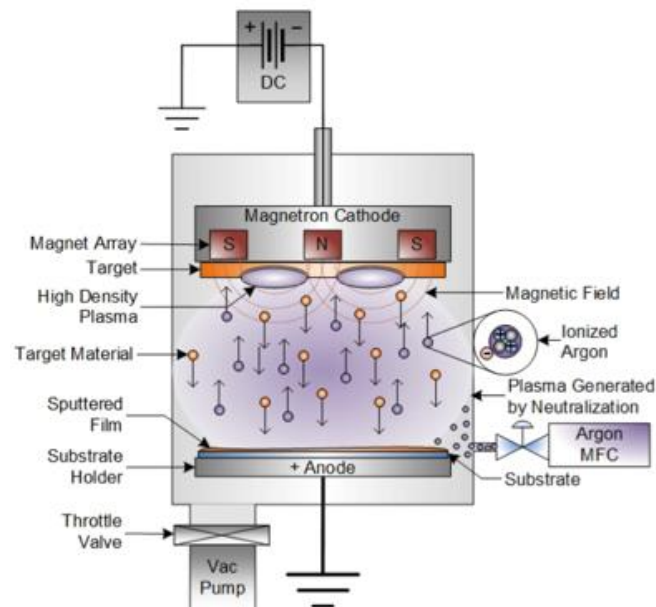
Τα θετικά φορτισμένα ιόντα Αργού, επιταχύνονται τώρα προς την αρνητικά φορτισμένη κάθοδο, κάτι που οδηγεί σε συγκρούσεις υψηλών ενεργειών μεταξύ αυτών και των ατόμων της επιφάνειας του στόχου. Κάθε μια από αυτές τις συγκρούσεις μπορεί να προκαλέσει εκτόξευση ατόμων από την επιφάνεια του στόχου και μάλιστα με αρκετή κινητική ενέργεια ώστε να φτάσουν την επιφάνεια του υποστρώματος. Για να επιτευχθούν περισσότερες συγκρούσεις οι οποίες οδηγούν και σε μεγαλύτερους ρυθμούς εναπόθεσης, τα αέρια που επιλέγονται πρέπει να έχουν σχετικά μεγάλο μοριακό βάρος. Για αυτό το λόγο προτιμούνται το Αργό και το Ξένο. [45]





**Εικόνα 4.1:** Σχηματική απεικόνιση της διαδικασίας Sputtering. [45]

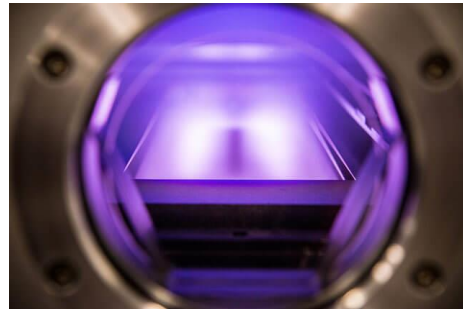
Στην περίπτωση του Magnetron Sputtering τα συμβαίνουν, πάλι τα παραπάνω, όμως τα ηλεκτρόνια στο πλάσμα είναι περιορισμένα πολύ κοντά στην επιφάνεια του στόχου λόγω του πεδίου που δημιουργούν πολύ ισχυροί μαγνήτες. Αυτό έχει σαν πλεονέκτημα τη δημιουργία μιας υψηλότερης πυκνότητας πλάσματος, την αύξηση του ρυθμού εναπόθεσης αλλά και την προστασία από φθορές που θα προκαλούνταν εξαιτίας της άμεσης σύγκρουσης ηλεκτρονίων με το υπόστρωμα πάνω στο οποίο θα αναπτυχθεί το υμένιο. [45]



**Εικόνα 4.2:** Σχηματική απεικόνιση της διαδικασίας Magnetron Sputtering όπου είναι εμφανής η διαφορά με την απλή διαδικασία Sputtering εξαιτίας της ύπαρξης μαγνητών πίσω από την κάθοδο. [45]



(a)



(b)

**Εικόνα 4.3:** (a) Θάλαμος στον οποίο γίνεται η διαδικασία Sputtering  
(b) Πλάσμα Αργού κατά τη διαδικασία ορθογώνιας εναπόθεσης Sputtering [45]

### *Θερμική Οξείδωση*

Για την κατασκευή λεπτών στρωμάτων οξειδίων στην επιφάνεια κάποιου υποστρώματος ή μετάλλου, χρησιμοποιείται η διαδικασία της θερμικής οξείδωσης. Κατά τη διαδικασία αυτή, ένας οξειδωτικός παράγοντας διαχέεται στο υλικό όταν βρίσκεται κάτω από υψηλές θερμοκρασίες, αντιδρώντας με αυτό. [46]

Η θερμική οξείδωση πραγματοποιείται σε φούρνους παραγωγής υψηλής θερμοότητας και γίνεται συνήθως σε θερμοκρασίες από 500 ως και 1200 °C. Ένας τέτοιος φούρνος μπορεί να οξειδώσει πολλά δείγματα την ίδια στιγμή όταν αυτά τοποθετούνται σε μια ειδική βάση που λέγεται «βάρκα».

Υπάρχουν δυο διαφορετικά είδη φούρνων ανάλογα με την γεωμετρία την οποία χρησιμοποιούν. Το πρώτο είδος είναι ο οριζόντιος, στον οποίο τα δείγματα τοποθετούνται στο εσωτερικό του από το πλάι, ενώ το δεύτερο είναι ο κάθετος, στον οποίο τα δείγματα τοποθετούνται από το κάτω μέρος το ένα πάνω από το άλλο και στη συνέχεια εισάγονται στον θάλαμο οξείδωσης.

Οι κάθετοι φούρνοι είναι αυτοί που εμφανίζουν ορισμένα πλεονεκτήματα σε σχέση με τους οριζόντιους, όπως είναι η αποφυγή της μόλυνσης των δειγμάτων από σωματίδια σκόνης και η δημιουργία μεγαλύτερης ομοιομορφίας στο αναπτυσσόμενο οξείδιο. Ωστόσο, το μεγάλο τους μέγεθος είναι αυτό που αποτρέπει σε κάποιο βαθμό τη χρήση τους από ορισμένα εργαστήρια. [46]



**Εικόνα 4.4:** Φούρνοι υψηλής θέρμανσης που χρησιμοποιούνται για διάχυση και θερμική οξείδωση. [46]

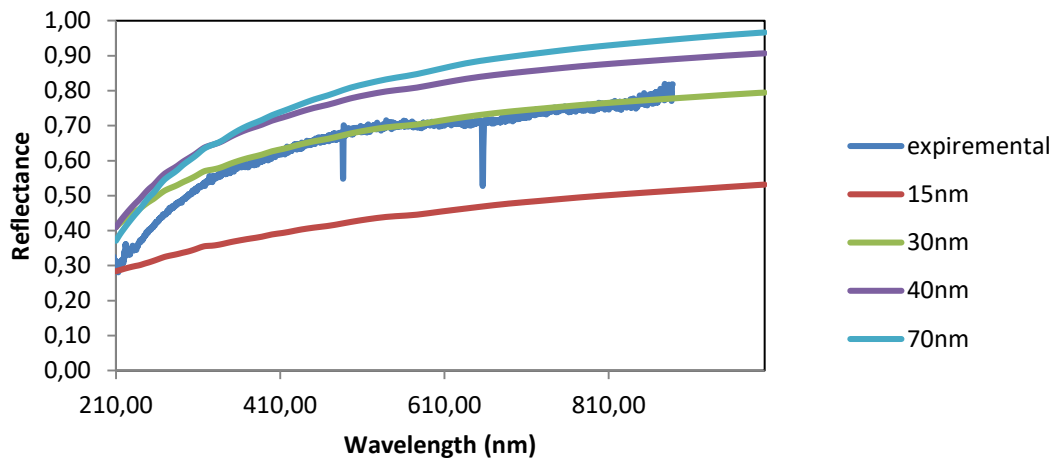
Όσον αφορά την κατασκευή των διατάξεων της εργασίας αυτής, η ‘τακτική’ που ακολουθήθηκε, είναι η εναπόθεση των στρωμάτων Pt στα υποστρώματα γυαλιού μέσω της μεθόδου του Magnetron Sputtering και στη συνέχεια η εναπόθεση του Zr χρησιμοποιώντας πάλι την ίδια μέθοδο. Τα δείγματα τοποθετούνταν σε οριζόντιο φούρνο όπου λάμβανε χώρα η οξείδωση τους κάτω από διάφορες υψηλές θερμοκρασίες. Τέλος, γινόταν εναπόθεση του μετάλλου της επιφάνειας πάλι με την μέθοδο Magnetron Sputtering.

Για την πλήρη κατασκευή ενός φίλτρου απορρόφησης απαιτούνταν σχετικά μεγάλος χρόνος (~3 με 4 ημέρες), κυρίως εξαιτίας την διαδικασίας εναπόθεσης, όπου η απαίτηση για υψηλές συνθήκες κενού μέσα στο θάλαμο, είναι μια χρονοβόρα διαδικασία.

Πριν από την κατασκευή των τελικών διατάξεων-φίλτρων, έγινε μελέτη στρωμάτων Pt σε υπόστρωμα γυαλιού καθώς και Ag σε υπόστρωμα Si. Οι εναποθέσεις αυτές έγιναν με στόχο την εξέταση των παχών όπως αυτά προκύπτουν από τη διαδικασία του sputtering, αλλά και για την εξέταση της συμφωνίας πειραματικού-θεωρητικού αποτελέσματος από προσομοιώσεις. Ο χαρακτηρισμός των δομών, έγινε με τη χρήση

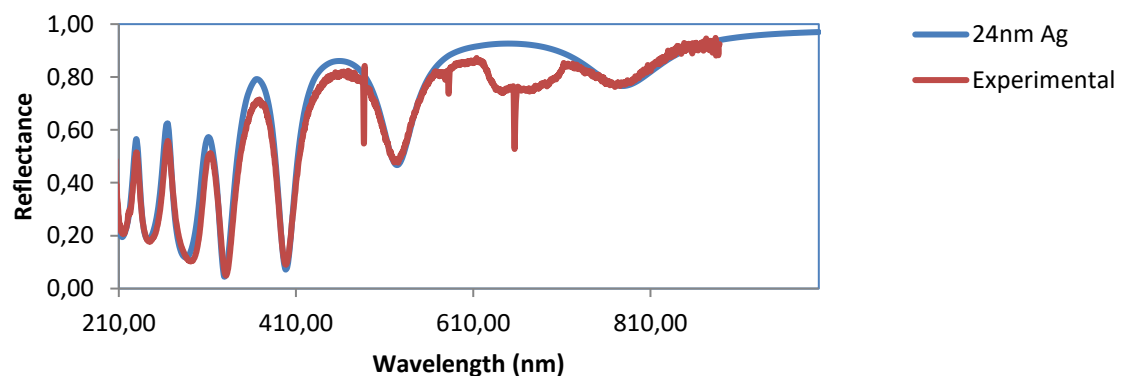
της συνολικής ανακλαστικότητας, η οποία κατ' επέκταση συνεπάγεται της απορρόφησης.

Το πρώτο δείγμα, ήταν ένα δείγμα Pt σε υπόστρωμα γυαλιού. Το πάχος του στρώματος Pt μετρήθηκε στα 30nm. Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η συνολική ανάκλαση συναρτήσει του μήκους κύματος για διαφορετικά πάχη Pt σε σχέση με την πειραματική καμπύλη.

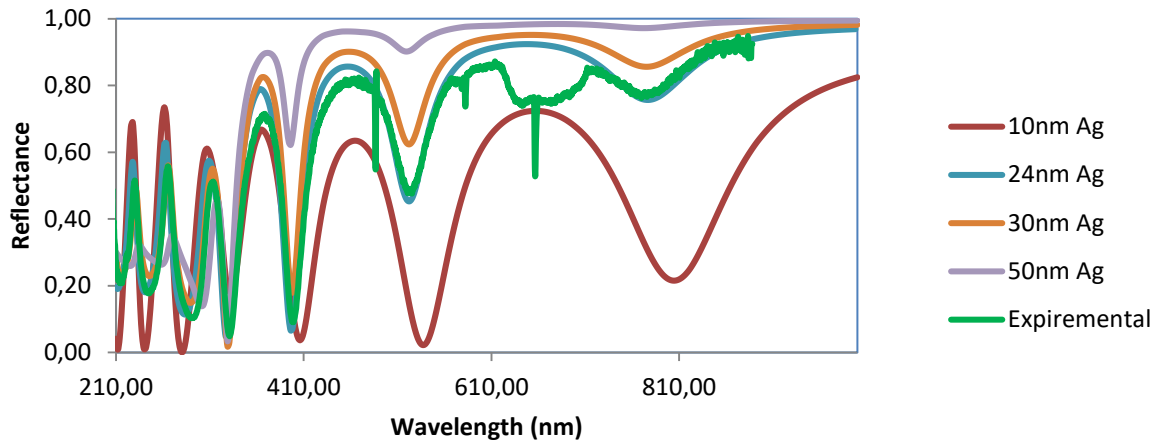


**Εικόνα 4.5:** Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης-μήκους κύματος για διαφορετικά πάχη Pt και της πειραματικής καμπύλης.

Στο παραπάνω διάγραμμα παρατηρείται μια όχι και τόσο καλή συμφωνία πειράματος-προσομοίωσης στα μικρά μήκη κύματος. Ωστόσο, για την περιοχή του φάσματος που μας ενδιαφέρει, η συμφωνία μεταξύ των δυο καμπυλών είναι αρκετά ικανοποιητική.



(a)



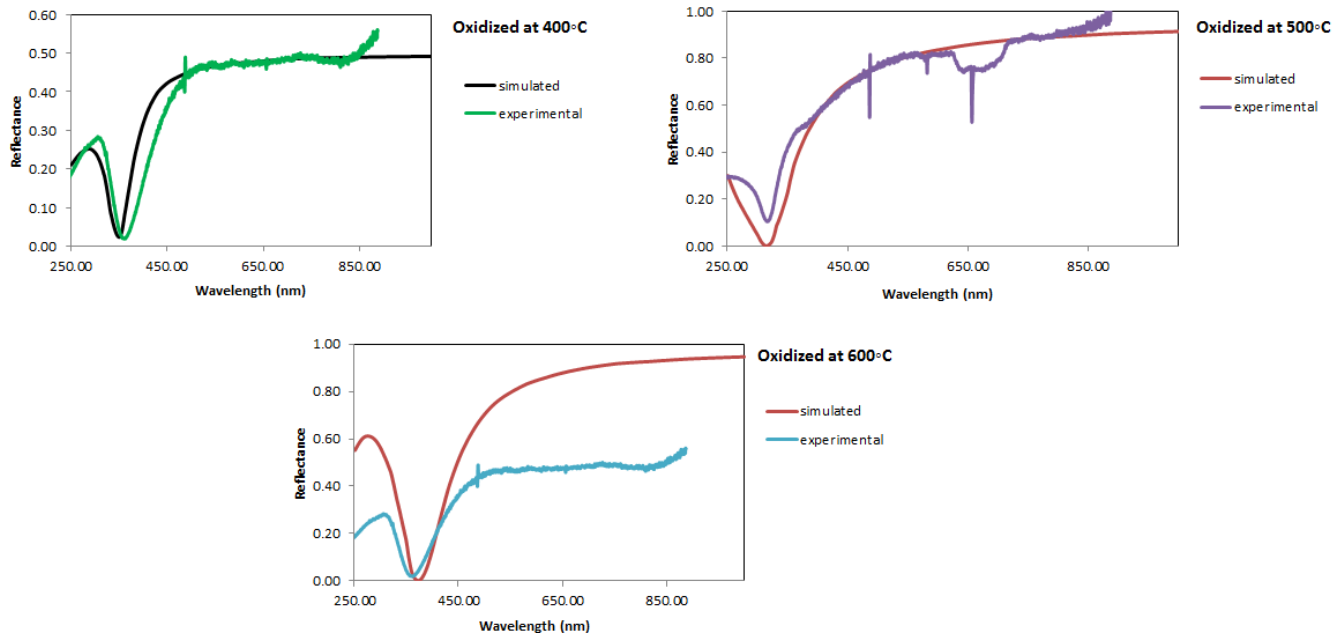
(b)

**Εικόνα 4.6:** (a) Διάγραμμα συνολικής ανάκλασης-μήκους κύματος για διάταξη Ag σε υπόστρωμα Si. Στο διάγραμμα φαίνεται η σύγκριση μεταξύ της προσομοίωσης και της καμπύλης που προκύπτει από το πείραμα. (b) Διάγραμμα συνολικής απορρόφησης-μήκους κύματος για διάφορα πάχη Ag και της πειραματικής καμπύλης.

Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει μια πολύ καλή συμφωνία μεταξύ πειράματος-θεωρίας για το πάχος Ag στα 24nm. Η συνολική ανάκλαση που παρατηρείται εμφανίζει αρκετά μεγάλες τιμές, ενώ για την απορρόφηση παρατηρείται η εμφάνιση ενός μεγίστου στο ορατό που πλησιάζει τιμή απορρόφησης κοντά στο 100% περίπου στα 410nm.

Στη συνέχεια αναπτύχθηκαν διατάξεις Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt σε υπόστρωμα γυαλιού με διαφορετικά πάχη από τα βέλτιστα. Η οξείδωση του Zr έλαβε χώρα σε διαφορετικές θερμοκρασίες με στόχο τον εντοπισμό της θερμοκρασίας που δίνει ομοιόμορφη οξείδωση χωρίς δημιουργία ανωμαλιών (roughness) στην επιφάνεια της διάταξης, ώστε να επιτευχθεί όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ανάκλαση κατά το χαρακτηρισμό.

Οι θερμοκρασίες στις οποίες έλαβε χώρα η οξείδωση ήταν 400°C, 500°C και 600°C. Στα διαγράμματα που ακολουθούν φαίνεται η συνολική ανάκλαση για τα τρία δείγματα στις διάφορες θερμοκρασίες οξείδωσης.



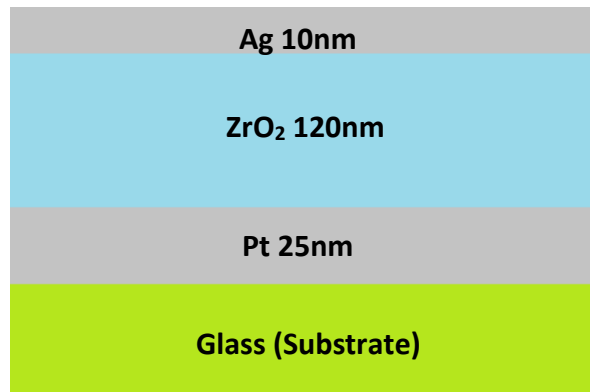
**Εικόνα 4.7:** Διαγράμματα διάταξης Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt για διαφορετικές θερμοκρασίες οξείδωσης του Zr. Το πάχος του Pt είναι 37.5nm και του Ag 14nm

Λόγω της διαφορετικής θερμοκρασίας οξείδωσης αλλά και επειδή τα δείγματα οξειδώθηκαν για το ίδιο χρονικό διάστημα, τα στρώματα ZrO<sub>2</sub> που σχηματίστηκαν είχαν διαφορετικό πάχος. Αυτό οφείλεται στην διάχυση του Οξυγόνου, το οποίο για οξείδωση σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες, διαχέεται ευκολότερα.

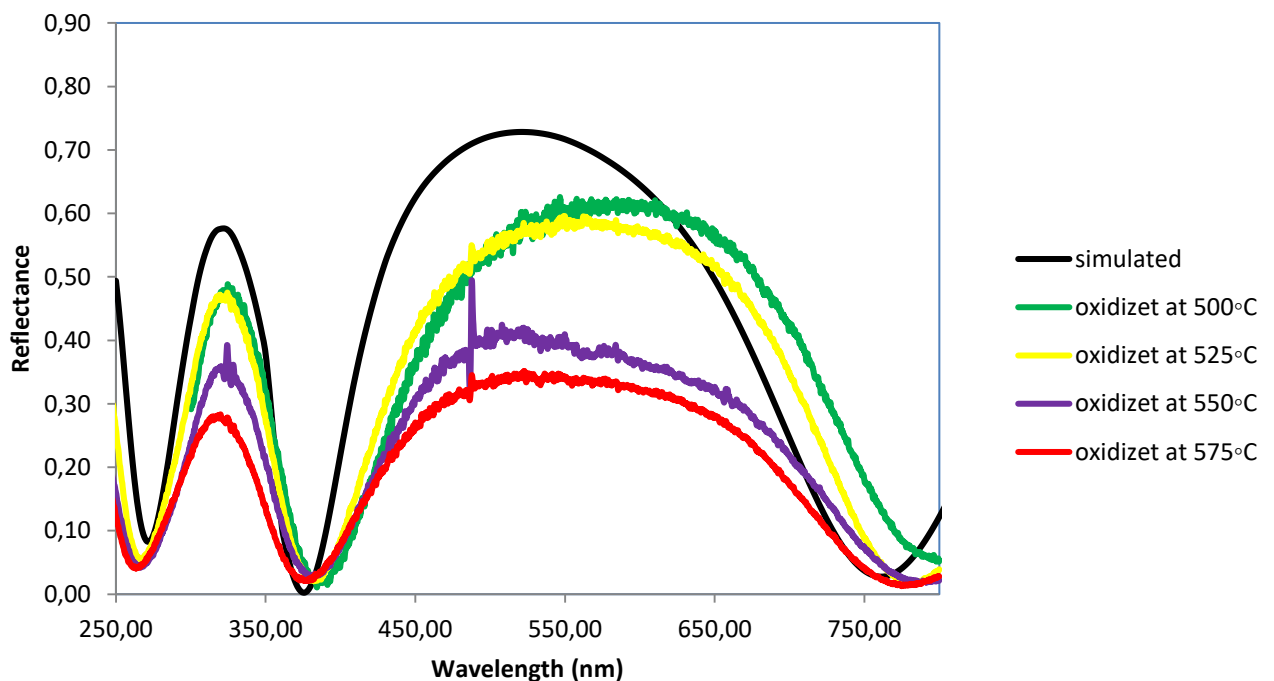
Τα διαγράμματα στις θερμοκρασίες των 400°C και 500°C φαίνεται να έχουν μια αρκετά καλή συμφωνία με τις καμπύλες των προσομοιώσεων κυρίως σε ότι αφορά το τμήμα των 450-800nm. Παρατηρείται η εμφάνιση ενός ελαχίστου ανάκλασης (και συνεπώς ενός μεγίστου απορρόφησης) που αν και βρίσκεται εκτός του ορατού φάσματος ( $\approx 320\text{nm}$  και στις δυο περιπτώσεις θερμοκρασίας) μπορεί να μεταφερθεί, τροποποιώντας το πάχος του διηλεκτρικού.

Για τους 600°C παρατηρείται μικρότερη συμφωνία μεταξύ θεωρίας και πειράματος. Αυτό συμβαίνει επειδή η μεγάλη θερμοκρασία οξείδωσης δημιουργεί επιφάνεια με μεγαλύτερη τραχύτητα, κάτι που επηρεάζει την μετέπειτα εναπόθεση μετάλλου στο διηλεκτρικό. Η τραχύτητα με τη σειρά της επηρεάζει τόσο την μέτρηση για τον χαρακτηρισμό της διάταξης, όσο και την τελική της ποιότητα ως οπτικό φίλτρο.

Αφού έγιναν οι παραπάνω μετρήσεις και εφόσον παρατηρήθηκε συμφωνία πειραματικού και θεωρητικού αποτελέσματος κατασκευάστηκαν διατάξεις με το βέλτιστο πάχος Ag (10nm), ενδιάμεσο διηλεκτρικό σε πάχος 120nm και Pt σε πάχος 25nm. Οι οξειδώσεις του Zr έγιναν πάλι σε διαφορετικές θερμοκρασίες, διαφορετικές από αυτές που ήδη αναφέρθηκαν, για να εξεταστεί ποια θερμοκρασία είναι αυτή που δίνει το καλύτερο αποτέλεσμα όσον αφορά τη συνολική απορρόφηση.



**Εικόνα 4.8:** Απεικόνιση διάταξης όπως αυτή αναπτύχθηκε και χαρακτηρίστηκε

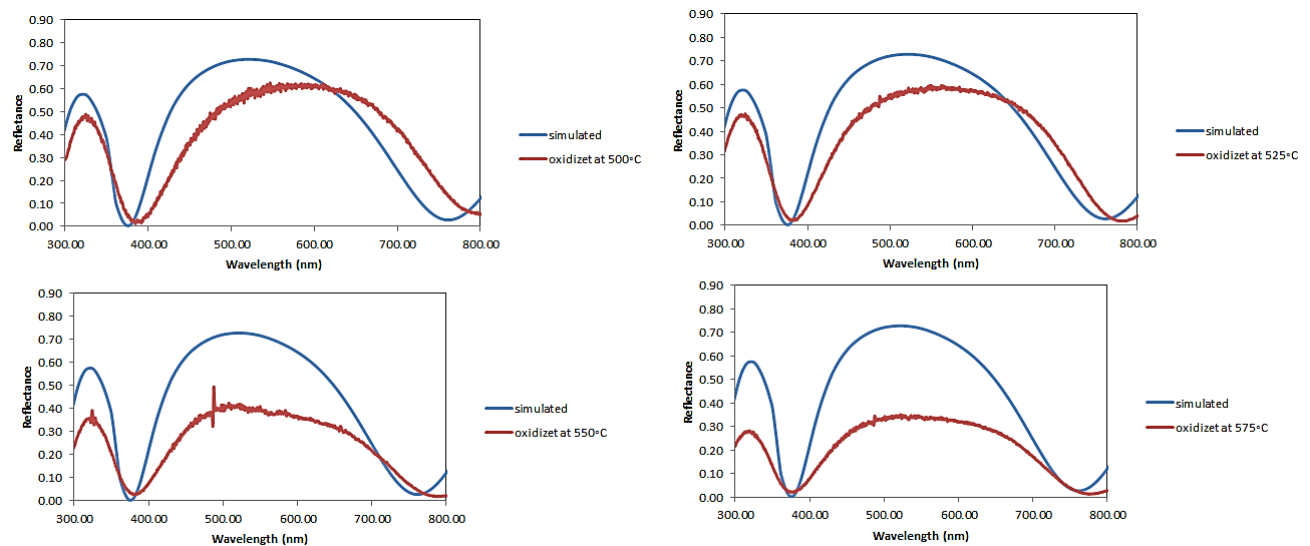


**Εικόνα 4.9:** Διάγραμμα συνολικής ανάκλασης-μήκους κύματος για διάταξη Ag-ZrO<sub>2</sub>-Pt σε υπόστρωμα γυαλιού, με πάχη 10nm, 120nm και 25nm αντίστοιχα. Η οξείδωση του Zr έγινε σε διαφορετικές θερμοκρασίες, όπως αυτές φαίνονται στο υπόμνημα του διαγράμματος.

Όπως είναι εμφανές από το παραπάνω διάγραμμα για την διάταξη που χρησιμοποιήθηκε παρατηρούνται δυο ελάχιστα ανάκλασης κοντά στα 400nm και 800nm. Για τις διαφορετικές θερμοκρασίες οξείδωσης φαίνεται πως καλύτερα αποτελέσματα δίνει η θερμοκρασία των 500°C ενώ όσον αφορά την συμφωνία προσομοίωσης και πειραματικού αποτελέσματος ο βαθμός είναι αρκετά ικανοποιητικός. Επομένως αλλάζοντας το πάχος του διηλεκτρικού τα μέγιστα απορρόφησης (ελάχιστα ανάκλασης) θα βρεθούν μέσα στην περιοχή των 400-700nm. Λόγω του ότι εμφανίζονται δυο μέγιστα απορρόφησης, μπορούμε είτε να αυξήσουμε το πάχος του διηλεκτρικού είτε να το μειώσουμε.

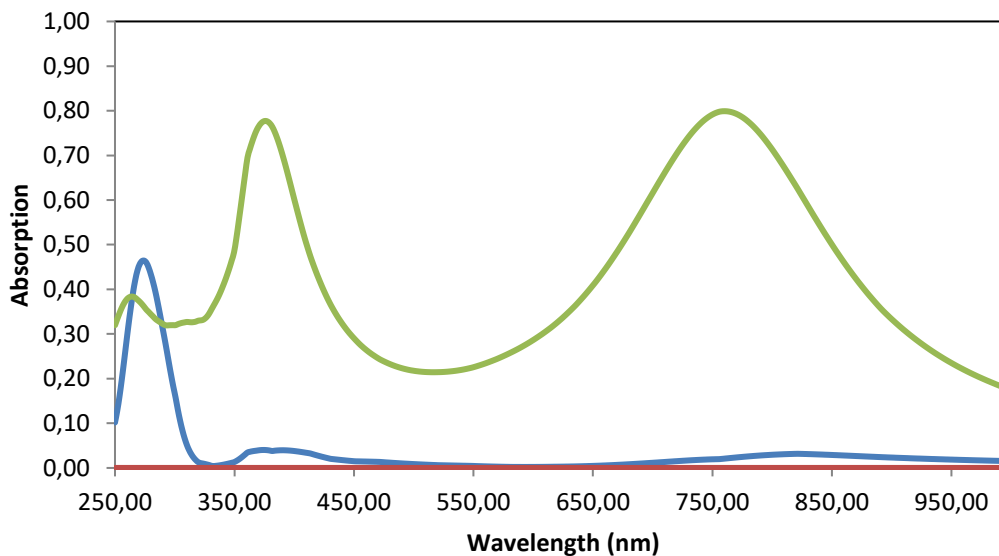
Η κατώτερη τιμή που μπορούμε να φτάσουμε είναι τα 40nm, γιατί εδώ έχουμε την εμφάνιση ενός μεγίστου που εμπίπτει οριακά στη ζώνη του ορατού (περίπου στα 400nm). Για χαμηλότερες τιμές, είτε το μέγιστο είναι εκτός του ορατού, είτε η τιμή του δεν πλησιάζει την τιμή 1, που αντιστοιχεί σε 100% απορρόφηση.

Όσον αφορά τη μέγιστη τιμή δεν έχουμε κάποιο συγκεκριμένο περιορισμό σχετικά με τη θέση και την τιμή των μεγίστων. Όπως αναφέρθηκε, αύξηση του πάχους του διηλεκτρικού οδηγεί σε μετατόπιση προς το ερυθρό των μεγίστων απορρόφησης. Ωστόσο, όσο αυξάνεται το πάχος του διηλεκτρικού, τόσο αυξάνεται και ο αριθμός των εμφανιζόμενων μεγίστων με αποτέλεσμα να έχουμε πάντα την εμφάνιση ενός τουλάχιστον μεγίστου μέσα στη ζώνη του ορατού.



**Εικόνα 4.10:** Διαγράμματα συνολικής ανάκλασης – μήκους κύματος για τις διάφορες θερμοκρασίες οξείδωσης και της καμπύλης προσομοίωσης.





**Εικόνα 4.11:** Διάγραμμα απορρόφησης για κάθε στρώματος για την διάταξη της **Εικόνας 4.4**. Το πράσινο χρώμα αντιπροσωπεύει τον Pt, το μπλε τον Ag ενώ το κόκκινο αντιστοιχεί στο ενδιάμεσο διηλεκτρικό.

Το παραπάνω διάγραμμα δείχνει αλλαγή του υλικού που εμφανίζει μεγάλη απορρόφηση καθώς αλλάζει το μήκος κύματος. Για μήκη κύματος κοντά στα 250nm κυρίαρχο ρόλο έχει ο Ag, ενώ η συνεισφορά του Pt είναι μικρή. Στη συνέχεια, για μεγαλύτερα μήκη κύματος, οι ρόλοι αντιστρέφονται και ο Pt είναι αυτός με τη μεγαλύτερη απορρόφηση.

### Συμπεράσματα

Η εργασία αυτή αφορούσε κυρίως την κατασκευή φίλτρων μέγιστης απορρόφησης στα οπτικά μήκη κύματος. Μετά από την απαραίτητη θεωρητική μελέτη αλλά και μετά από προσομοιώσεις, ο στόχος μας επιτεύχθηκε.

Με βάση την παραπάνω μελέτη για την κατασκευή οπτικών φίλτρων, προκύπτουν, λοιπόν, τα παρακάτω συμπεράσματα:

-Για την μεταβολή της θέσης του μήκους κύματος μέγιστης συνολικής απορρόφησης αρκεί να μεταβληθεί το πάχος του ενδιάμεσου διηλεκτρικού. Αυξάνοντας το πάχος του διηλεκτρικού, αλλάζει ταυτόχρονα και η θέση του μεγίστου απορρόφησης το οποίο μετακινείται προς το ερυθρό.

-Η μεγαλύτερη συνεισφορά στην συνολική απορρόφηση δίνεται από το στρώμα Pt για τα οπτικά μήκη κύματος, τόσο λόγω της φύσης του υλικού, όσο και λόγω του μεγάλου πάχους που χρησιμοποιείται στη διάταξη.

-Για την ορθή λειτουργία των φίλτρων πρέπει κατά την κατασκευή τους, η οξείδωση του  $ZrO_2$  και η εναπόθεση των μετάλλων να γίνουν με τέτοιο τρόπο ώστε να αποφεύγεται η δημιουργία τραχειών επιφανειών.

-Οξείδωση μετάλλου σε διαφορετικές θερμοκρασίες εμφανίζει διαφορές ως προς την απορρόφηση, εξαιτίας του λόγου που αναφέρθηκε παραπάνω. Η θερμοκρασία που επιφέρει την μικρότερη τραχύτητα (roughness) είναι αυτή των 500°C. Στη θερμοκρασία αυτή επιτυγχάνεται μια καλή ισορροπία μεταξύ μεγάλης διάχυσης οξυγόνου χωρίς ταυτόχρονα να επηρεάζεται σημαντικά η επιφάνεια του υλικού.

-Για την κατασκευή παρόμοιων φίλτρων μπορεί να χρησιμοποιηθεί και άλλος συνδυασμός μετάλλων-μονωτή. Η μέγιστη απορρόφηση μπορεί πάντα να επιτευχθεί, αρκεί να γίνει κατάλληλη τροποποίηση των παχών των εκάστοτε υλικών που χρησιμοποιούνται.



**Ευχαριστίες**

*Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Επιβλέποντα Καθηγητή, δρ Ελευθέριο Λοιδωρίκη, για τις συμβουλές και την πολύτιμη καθοδήγηση του καθ' όλη την διάρκεια της έρευνας μου. Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον δρ Ιωάννη Παναγιωτόπουλο, για την βοήθεια του και κυρίως για την υπομονή στη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων. Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω την κοπέλα μου για την μεγάλη ψυχολογική υποστήριξη της καθώς και την οικογένεια μου.*

## **Βιβλιογραφία**

- [1] Ε.Λοιδωρίκης, (2011), ‘Φωτονικά Υλικά’ (Σημειώσεις)
- [2] Πηγή εικόνας:  
[http://depts.washington.edu/cmditr/modules/lum/electromagnetic\\_radiation.html](http://depts.washington.edu/cmditr/modules/lum/electromagnetic_radiation.html)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 11/10/17)
- [3] Wikipedia, Electromagnetic Spectrum, διαθέσιμο στον ιστότοπο  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic\\_spectrum](https://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic_spectrum)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 11/10/17)
- [4] Πηγή εικόνας:  
<http://www.gcestudybuddy.com/using-word-documents/electromagnetic-spectrum>  
 (τελευταία πρόσβαση στις 11/10/17)
- [5] Wikipedia, Maxwell Equations, διαθέσιμο στον ιστότοπο  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Maxwell%27s\\_equations](https://en.wikipedia.org/wiki/Maxwell%27s_equations)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 13/10/17)
- [6] Κ.Χριστουδουλίδης, ‘Σημειώσεις Κυματικής και Κυματομηχανικής’, διαθέσιμο στον ιστότοπο:  
<http://www.physics.ntua.gr/~cchrist/SIMEIOSEIS/KYM.KYMMHX.1995.PDF/KYM.KYMMHX.1995.KEF.07.pdf>  
 (τελευταία πρόσβαση στις 13/10/17)
- [7] Πηγή εικόνας: [https://en.wikipedia.org/wiki/Plane\\_wave](https://en.wikipedia.org/wiki/Plane_wave)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 13/10/17)
- [8] A.J Fresnel, (2001), ‘Plane Waves and Wave Propagation’ διαθέσιμο στον ιστότοπο:  
<http://www.phys.lsu.edu/~jarrell/COURSES/ELECTRODYNAMICS/Chap7/chap7.pdf>  
 (τελευταία πρόσβαση στις 13/10/17)
- [9] Πηγή εικόνας  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Drude\\_model#/media/File:Electrona\\_in\\_crystallo\\_fluentia.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Drude_model#/media/File:Electrona_in_crystallo_fluentia.svg)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 14/10/17)
- [10] AZoOptics,(2014),Optical Cavity, Definition Properties and Application, διαθέσιμο στον ιστότοπο <https://www.azooptics.com/Article.aspx?ArticleID=680>  
 (τελευταία πρόσβαση στις 14/10/17)
- [11] Πηγή εικόνας: [https://en.wikipedia.org/wiki/Optical\\_cavity](https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_cavity)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 14/10/17)
- [12] Πηγή εικόνων  
[http://faculty.virginia.edu/ASTR5110/lectures/photometry/photometry\\_filters.html](http://faculty.virginia.edu/ASTR5110/lectures/photometry/photometry_filters.html)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 14/10/17)

[13] Z.Li, S. Butun, K.Aydin, Large-area lithography-free perfect absorbers, color filters, and photodetectors at visible frequencies using ultra-thin silver or amorphous silicon films, (2015)

[14] G.Kajtar, M. Kafesaki E.N. Oikonomou, C.M. Soukoulis, (2016), Theoretical model of homogeneous metal–insulator–metal perfect multi-band absorbers for the visible spectrum, Applied Physics

[15] Wikipedia, Optical Filter

διαθέσιμο στον ιστότοπο [https://en.wikipedia.org/wiki/Optical\\_filter](https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_filter)  
(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[16] Wikipedia, Optical Coating

διαθέσιμο στον ιστότοπο [https://en.wikipedia.org/wiki/Optical\\_coating](https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_coating)  
(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[17] Πηγή εικόνας:

<https://www.slideshare.net/schott-advanced-optics/schott-glass-vg20-laser-munich-2013-25916906>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[18] Πηγή εικόνας:

[https://www.globalspec.com/learnmore/optical\\_components\\_optics/optical\\_components/optical\\_filters](https://www.globalspec.com/learnmore/optical_components_optics/optical_components/optical_filters)

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[19] Shimadzu, UV Talk Letter Vol. 2, Fundamentals of UV-Vis-NIR Spectroscopy, Monochromators

διαθέσιμο στον ιστότοπο

<https://www.shimadzu.com/an/uv/support/fundamentals/monochromators.html>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[20] Wikipedia, Monochromator

διαθέσιμο στον ιστότοπο <https://en.wikipedia.org/wiki/Monochromator>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[21] Soutter Will,(2012),What is a Monochromator?

διαθέσιμο στον ιστότοπο <https://www.azooptics.com/Article.aspx?ArticleID=380>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[22] Edmund Optics, Optical Filters

διαθέσιμο στο ιστότοπο <https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/optics/optical-filters/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[23] Πηγή εικόνων

<https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/optics/benefits-of-hard-coatings/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[24] Horiba, Optical Bandpass Filters

διαθέσιμο στον ιστότοπο <http://www.horiba.com/uk/scientific/products/optical-filters/optical-filters-by-type/optical-bandpass-filters/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[25] Edmund Optics, Longpass Edge Filters

διαθέσιμο στον ιστότοπο <https://www.edmundoptics.com/optics/optical-filters/longpass-edge-filters/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[26] Πηγή εικόνων

[https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9\\_PF.cfm?ObjectGroup\\_ID=5840](https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9_PF.cfm?ObjectGroup_ID=5840)

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[27] Πηγή εικόνων

<https://www.edmundoptics.com/resources/application-notes/optics/optical-filters/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[28] Ζάχος Γεώργιος, Εφαρμογές Σύγχρονων Τεχνικών Μικροσκοπίας,

διαθέσιμο στον ιστότοπο

<http://www.biology.uoc.gr/courses/BIOL493/documents/Microscopy5.pdf>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[29] Horiba, Longpass Optical Filters and Shortpass Optical Filters διαθέσιμο στον

ιστότοπο <http://www.horiba.com/uk/scientific/products/optical-filters/optical-filters-by-type/long-pass-optical-filters-and-short-pass-optical-filters/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[30] Edmund Optics, Shortpass Edge Filters

διαθέσιμο στον ιστότοπο <https://www.edmundoptics.com/optics/optical-filters/shortpass-edge-filters/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[31] Πηγή Εικόνας

[https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup\\_id=5840](https://www.thorlabs.com/newgroupage9.cfm?objectgroup_id=5840)

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[32] Wikipedia, Neutral Density Filter

διαθέσιμο στον ιστότοπο [https://en.wikipedia.org/wiki/Neutral-density\\_filter](https://en.wikipedia.org/wiki/Neutral-density_filter)

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[33] Πηγή εικόνας

<https://www.studentfilmmakers.com/tiffen-exposes-its-new-10-stop-neutral-density-filter-at-ces-2014/>

(τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[34] Wikipedia, Band Stop Filter  
 διαθέσιμο στον ιστότοπο [https://en.wikipedia.org/wiki/Band-stop\\_filter](https://en.wikipedia.org/wiki/Band-stop_filter)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[35] Πηγή εικόνας  
[http://www.radio-electronics.com/info/circuits/opamp\\_notch\\_filter/opamp\\_notch\\_filter.php](http://www.radio-electronics.com/info/circuits/opamp_notch_filter/opamp_notch_filter.php)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[36] Wikipedia, Polariser  
 διαθέσιμο στον ιστότοπο <https://en.wikipedia.org/wiki/Polarizer>  
 (τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[37] Πηγή εικόνας  
[https://www.thorlabs.us/newgrouppage9.cfm?objectgroup\\_id=4984](https://www.thorlabs.us/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4984)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[38] Πηγή Εικόνας  
[https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/8/84/Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light\\_Circular.Polarizer\\_Creating.Left.Handed.Helix.View.svg](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/8/84/Circular.Polarization.Circularly.Polarized.Light_Circular.Polarizer_Creating.Left.Handed.Helix.View.svg)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 24/2/18)

[39] Alexander I. Lvovsky, 2013, Fresnel Equations.. In Encyclopedia of Optical Engineering, Taylor and Francis: New York, Published online: 27 Feb 2013; 1-6

[40] Γ.Μήτσου, (2007), Συμβολομετρία Fabry-Perot διαθέσιμο στον ιστότοπο  
[http://physics.teiath.gr/physics/opto\\_lab/pdf%20files/Fabry-Perot.pdf](http://physics.teiath.gr/physics/opto_lab/pdf%20files/Fabry-Perot.pdf)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 4/3/18)

[41] Yanxia Cui, Yingran He, Yi Jin, (2014) ,Plasmonic and Metamaterial Structures as Electromagnetic Absorbers διαθέσιμο στον ιστότοπο  
<http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/lpor.201400026/full#lpor201400026-bib-0051>  
 (τελευταία πρόσβαση στις 4/3/18)

[42] Wikipedia, Shockley- Queisser limit, διαθέσιμο στον ιστότοπο  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Shockley%E2%80%93Queisser\\_limit](https://en.wikipedia.org/wiki/Shockley%E2%80%93Queisser_limit)  
 (τελευταία πρόσβαση στις 4/3/18)

[43]Στέλιος Κουρής, 2015, Η Φυσική των Laser, Το etalon Fabry-Perot και η Οπτική Κοιλότητα



[44] Matt Hughes, 2014, What is Sputtering, διαθέσιμο στον ιστότοπο  
<http://www.semicore.com/what-is-sputtering>  
(τελευταία πρόσβαση στις 19/4/18)

[45] Angstrom Engineering, διαθέσιμο στον ιστότοπο  
<https://angstromengineering.com/tech/magnetron-sputtering/>  
(τελευταία πρόσβαση στις 19/4/18)

[46] Wikipedia, Thermal Oxidation, διαθέσιμο στον ιστότοπο  
[https://en.wikipedia.org/wiki/Thermal\\_oxidation](https://en.wikipedia.org/wiki/Thermal_oxidation)  
(τελευταία πρόσβαση στις 19/4/18)