

# ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΕΓΚΛΩΒΙΣΜΟΥ ΦΩΤΟΣ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΑΝΤΗΧΕΙΩΝ ΤΡΟΠΩΝ ΨΙΘΥΡΙΣΜΟΥ ΕΓΚΙΒΩΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΕ ΜΙΚΡΟΔΟΜΗΜΕΝΕΣ ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ

**ΓΕΩΡΓΙΑ ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ**

ΔΠΜΣ: Μικροσυστήματα και Νανοδιατάξεις

Ερευνητικός Επιβλέπων:

Δρ. Σταύρος Πισσαδάκης, ΙΗΔΛ ΙΤΕ

Ακαδημαϊκή Επιβλέπουσα:

Δρ. Ιωάννα Ζεργιώτη

Τριμελής Επιτροπή ΣΕΜΦΕ ΕΜΠ

Δρ. Ιωάννα Ζεργιώτη

Δρ. Ιωάννης Ράπτης

Δρ. Δημήτριος Τσουκαλάς



*Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε με την  
οικονομική υποστήριξη του προγράμματος υποτροφιών:  
«ΚΡΗΠΙΣ-ΠΟΙΟΤΗΤΑ ΖΩΗΣ» (2014-2015)*

*Στην οικογένειά μου*

## Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντά μου Δρ. Σταύρο Πισσαδάκη για την ευκαιρία που μου προσέφερε να βρίσκομαι στο Εργαστήριο Φωτονικών Υλικών και Διατάξεων του Ινστιτούτου Ηλεκτρονικής Δομής και Λείζερ στο Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας. Επίσης να τον ευχαριστήσω για τις πολύτιμες συμβουλές του και την συνεχή βοήθεια, υποστήριξη και καθοδήγηση καθόλη τη διάρκεια των πειραμάτων.

Ακόμα, ευχαριστώ θερμά την καθηγήτριά μου Δρ. Ιωάννα Ζεργιώτη για την πολύτιμη καθοδήγηση και τις συμβουλές με σκοπό την καλύτερη δυνατή πρόοδό μου στον τομέα των οπτικών ινών που τόσο με ενδιαφέρει.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαιτέρως τη Δρ. Μαρία Κωνσταντάκη, τη Δρ. Κυριακή Κοσμά και τη Dr. Karolina Milenko για τις γνώσεις που μου μετέδωσαν, για τις αδιάκοπες συζητήσεις που είχαμε και για όλη τη βοήθεια που μου παρείχαν στα τρία είδη πειραματικών διατάξεων που μου ανατέθηκαν.

Επιπλέον, ευχαριστώ τον Δρ. Ιωάννη Κονιδάκη, τη διδακτορική φοιτήτρια Βασιλεία Μελισσινάκη, τη Sylvia Fedele αλλά και τη συμφοιτήτρια και φίλη μου Ειρήνη Ταγκούδη για τις συμβουλές και τις επικοινωνητικές συζητήσεις. Παράλληλα, ευχαριστώ ιδιαιτέρως τον Dr. Walter Margulis, καθηγητή και senior scientist στο τμήμα «*Fiber Photonics*» της *Acreo* στη Σουδία, για την παροχή των συγκεκριμένων μικροδομημένων οπτικών ινών που χρησιμοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων.

Επίσης, ευχαριστώ θερμά την οικογένειά μου για την υποστήριξη και υπομονή που πάντοτε δείχνει προς το πρόσωπό μου.

Τέλος, για την οικονομική υποστήριξη κατά τη διάρκεια των σπουδών μου ευχαριστώ το Ι.Η.Δ.Λ του Ι.Τ.Ε και το πρόγραμμα υποτροφιών: «ΚΡΗΠΙΣ-ΠΟΙΟΤΗΤΑ ΖΩΗΣ».

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετώνται τρεις διαφορετικές διατάξεις εγκλωβισμού του φωτός με χρήση διηλεκτρικών σφαιρικών αντηχείων τρόπων ψιθυρισμού (Whispering Gallery Modes: WGMs). Τα μικροσφαιρικά οπτικά αντηχεία είναι μερικώς εγκιβωτισμένα ή ενσωματωμένα σε θερμικά εφελκυσμένες μικροδομημένες οπτικές ίνες (MOI). Στις δύο πρώτες διατάξεις σκοπός είναι η ανάπτυξη συστημάτων μεταγωγών του φωτός καθώς και νέων τύπων router με τη χρήση ενός ή δύο σφαιρικών οπτικών αντηχείων ημι-εγκιβωτισμένων σε κανάλια MOI. Η τρίτη διάταξη η οποία αναπτύσσεται περιλαμβάνει ένα μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο το οποίο τοποθετείται στο εσωτερικό θερμικά εφελκυσμένης MOI και στη συνέχεια εγκλωβίζεται πολύ κοντά στην εκλεπτυσμένη περιοχή της. Βασικός στόχος είναι η διάταξη αυτή να χρησιμοποιηθεί ως αισθητήρας διαφόρων παραμέτρων (θερμοκρασία, βιολογική ή χημική σύσταση κλπ.).

Το συγκεκριμένο είδος μικροδομημένης οπτικής ίνας αποτελείται από κανάλια αέρα ενώ χρησιμοποιούνται σφαιρικά οπτικά αντηχεία πολυστυρενίου είτε BaTiO<sub>3</sub>. Το φως στο εσωτερικό μιας MOI ταξιδεύει στην περιοχή του πυρήνα της μέσω του φαινομένου της τροποποιημένης ολικής εσωτερικής ανάκλασης. Στην περίπτωση που η MOI εφελκυστεί θερμικά και βρεθεί σε εγγύτητα με ένα μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο, τότε είναι δυνατή η εκδήλωση του φαινομένου των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (TEΨ /WGMs)

Το φαινόμενο αυτό λόγω διέγερσης του μικροσφαιρικού αντηχείου παρατηρείται μέσα από ειδικές διατάξεις με τη λήψη φασμάτων διέλευσης και σκέδασης. Έτσι διαπιστώνεται όπως προαναφέρθηκε η ευαισθησία των διατάξεων αυτών σε μηχανικούς, βιοχημικούς και περιβαλλοντικούς παράγοντες αλλά και η δυνατότητα λειτουργίας τους ως μεταγωγείς φωτός ή ως συσκευές router.

## ABSTRACT

In the present master thesis three different optical configurations are presented for whispering gallery modes (WGMs) based devices. Dielectric microspherical resonators are semi-immersed or jammed in tapered microstructured optical fibers (MOFs). The basic aim of the first two optical configurations is the investigation about light coupling and routing by using three or four different optical fiber ports connected by one or two microspherical resonators attached in MOFs. Concerning to the third optical configuration, the microspherical resonator is inserted and jammed very close to the waist region of a MOF taper in order to explore biochemical or mechanical sensing applications.

This MOF consists of five air capillaries whereas microspherical resonators are made of polystyrene or barium titanate ( $\text{BaTiO}_3$ ). The light guidance in MOFs is achieved through modified total internal reflection (MTIR) because of basic differences in inner fiber structure. Microspherical cavities are usually collected from ethanol-solutions. After MOF tapering process, efficient WGM excitation is possible only in case of proximity between MOF and microsphere.

Whispering gallery modes are morphology dependent resonances (WMGs) and they are observed through transmission either scattering signal. In this way photonic devices for light coupling, routing and sensing are developed.

## Περιεχόμενα

Ευχαριστίες.....	5
ΠΕΡΙΛΗΨΗ .....	6
ABSTRACT .....	7
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1.....	10
1.1 Περιγραφή της διπλωματικής εργασίας .....	10
1.2 Οπτικά αντηχεία τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού.....	11
1.2.1 Ιστορικά στοιχεία.....	11
1.2.2 Οπτικά αντηχεία εγκλωβισμού τρόπων ψιθυρισμού (ΕΤΨ/ΤΕΨ).....	12
1.2.3 Αποσβεννύμενο πεδίο και σύζευξη .....	13
1.2.4 Παράμετροι και μέθοδοι κατασκευής σφαιρικών οπτικών αντηχείων .....	14
1.3 Θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες.....	17
1.4 Εφαρμογές των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία ..	18
1.5 Λόγοι προσέγγισης του παρόντος θέματος .....	19
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2.....	24
2.1 Τρόποι διάδοσης φωτός σε κυλινδρικούς κυματοδηγούς και οπτικές ίνες.....	24
2.2 Σύζευξη των τρόπων διάδοσης του φωτός.....	31
2.2.1 Θεωρία συζευγμένων τρόπων διάδοσης .....	31
2.2.2 Διατήρηση της ενέργειας.....	35
2.3 Διάδοση του φωτός σε θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες.....	36
2.3.1 Τρόποι διάδοσης του φωτός σε θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες .....	36
2.3.2 Κριτήριο αδιαβατικότητας.....	37
2.4 Διάδοση του φωτός στις μικροδομημένες οπτικές ίνες.....	39
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3.....	44
3.1 Θεωρητικό μοντέλο περιγραφής των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (ΤΕΨ) σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία .....	44
3.1.1 Η επίλυση της εξίσωσης Helmholtz .....	44
3.1.2 Η γεωμετρική απεικόνιση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού.....	49
3.2 Ο παράγοντας ποιότητας Q.....	52
3.3 Θεωρία σύζευξης .....	53
3.3.1 Θεωρία σύζευξης τρόπων διάδοσης μεταξύ κυματοδηγών και οπτικών αντηχείων εγκλωβισμού ψιθυρισμών.....	53
3.3.2 Θεωρία σύζευξης τρόπων διάδοσης μεταξύ θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ιών και μικροσφαιρικών οπτικών αντηχείων τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού.....	57
ΑΝΑΦΟΡΕΣ: .....	60
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4.....	63



Μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού, ημιεγκιβωτισμένο στο άκρο θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας. ....	63
4.1 Διάταξη μεταγωγέα σχήματος T και διαδικασία κατασκευής.....	63
4.2 Πειραματική διάταξη φασματικού χαρακτηρισμού.....	65
1 <sup>ος</sup> τρόπος ευθυγράμμισης του δείγματος.....	66
.....	67
2 <sup>ος</sup> τρόπος ευθυγράμμισης του δείγματος.....	67
.....	68
4.3 Πειραματικά αποτελέσματα και ανάλυση.....	68
Περίπτωση $\alpha$ (i) : Διέγερση των ΤΕΨ υπό κάθετη κλίση της ΜΟΙ σε σχέση με την θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28.....	68
Περίπτωση $\alpha$ (ii) : Διέγερση των ΤΕΨ υπό κλίση της ΜΟΙ σε σχέση με την θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28 .....	71
Περίπτωση $\beta$ :.....	73
<i>Θεωρητική ταυτοποίηση τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού</i> .....	75
ΑΝΑΦΟΡΕΣ: .....	77
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5.....	79
Απλές διατάξεις μικροσφαιρικών οπτικών αντηχείων ημι-εγκιβωτισμένων στα άκρα θερμικά εφελκυσμένων μικροδομημένων οπτικών ίνων για την εκδήλωση τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού.....	79
5.1 Διάταξη διπλού μεταγωγέα σχήματος T και διαδικασία κατασκευής δειγμάτων .....	79
5.2 Πειραματικά αποτελέσματα και ανάλυση.....	81
ΑΝΑΦΟΡΕΣ: .....	86
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6.....	88
Μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο τοποθετημένο στο εσωτερικό θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας.....	88
6.1 Διάταξη ενσωματωμένου μικροσφαιριδίου T και διαδικασία κατασκευής δείγματος .....	88
6.2 Προσομοιώσεις τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού στη μικροσφαίρα για διαφορετικές διατομές μέσω Comsol .....	90
6.3 Πειραματικά αποτελέσματα και ανάλυση.....	91
ΑΝΑΦΟΡΕΣ: .....	100
ΣΥΝΟΨΗ.....	102
ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ .....	103

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

## 1.1 Περιγραφή της διπλωματικής εργασίας

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετάται το φαινόμενο των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (WGM: whispering gallery modes) σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία έτσι όπως παρατηρήθηκαν μέσα από διατάξεις που περιλαμβάνουν θερμικά εφελκυσμένες μικροδομημένες οπτικές ίνες (MOI) [21]. Οι πειραματικές διατάξεις οι οποίες σχεδιάστηκαν και ερευνήθηκαν εντός του εργαστηρίου είναι τρεις. Η πρώτη διάταξη αφορά στην πραγμάτωση μονού μεταγωγέα T σχηματισμού με την χρήση διηλεκτρικού σφαιρικού αντηχείου για δρομολόγηση της υπέρυθρης ακτινοβολίας. Η διέγερση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (TEΨ) [1] για το μικροσφαιρίδιο επιτυγχάνεται με χρήση θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ινών, απλών και μικροδομημένων [5-7]. Τα φάσματα διέλευσης και σκέδασης συλλέγονται με εναλλαγή των καναλιών οπτικών ινών στους υποδοχείς της πηγής υπέρυθρης ακτινοβολίας και του αναλυτή οπτικού φάσματος (ΑΟΦ). Η δεύτερη διάταξη, περιλαμβάνει την ενσωμάτωση στην προαναφερθείσα ενός ακόμα σφαιρικού οπτικού αντηχείου δηλαδή την πραγμάτωση ενός διπλού μεταγωγέα με σκοπό τη δρομολόγηση του φωτός και τη σύζευξη TEΨ από το ένα οπτικό αντηχείο στο άλλο. Τέλος, η τελευταία διάταξη, εντελώς διαφοροποιημένη από τις δύο προηγούμενες σχετίζεται με τη λήψη φάσματος διέλευσης μιας θερμικά εκλεπτυσμένης MOI με ενσωματωμένο στο εσωτερικό της το σφαιρικό οπτικό αντηχείο για εφαρμογές μηχανικών, χημικών και βιολογικών αισθητήρων ή αισθητήρων μέτρησης θερμοκρασίας, υγρασίας και άλλων παραμέτρων.

Στο 1<sup>ο</sup> κεφάλαιο θεωρίας, περιγράφονται εισαγωγικά οι έννοιες των οπτικών κοιλοτήτων και των θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ινών καθώς και οι τρόποι κατασκευής τους και οι εφαρμογές τους. Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι λόγοι προσέγγισης του συγκεκριμένου θέματος της διπλωματικής εργασίας.

Στο 2<sup>ο</sup> κεφάλαιο θεωρίας, εστιάζουμε στους τρόπους διάδοσης του φωτός στους κυματοδηγούς και τις οπτικές ίνες (απλές και θερμικά εφελκυσμένες) όπως επίσης και στο φαινόμενο σύζευξης αυτών των τρόπων διάδοσης.

Στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο θεωρίας παρουσιάζονται αναλυτικότερα τα χαρακτηριστικά των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (TEΨ) σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία καθώς και οι συνθήκες σύζευξής τους με τις θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες.

Στο 4<sup>ο</sup> κεφάλαιο πειραματικών αποτελεσμάτων περιγράφονται η πρώτη διάταξη σφαιρικού οπτικού αντηχείου σε συνδυασμό με τη θερμικά εφελκυσμένη μικροδομημένη οπτική ίνα και την απλή θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα για το σχηματισμό ενός απλού μεταγωγέα σχήματος T. Τα

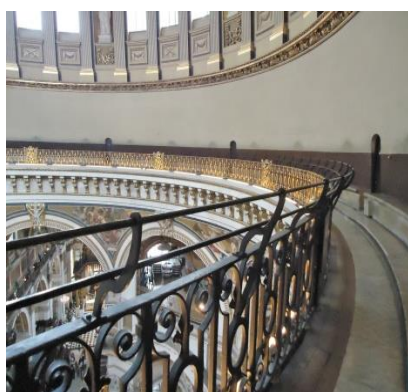
αποτελέσματα των μετρήσεων συνοψίζονται μέσω φασμάτων διέλευσης και σκέδασης.

Στο 5<sup>ο</sup> κεφάλαιο πειραματικών αποτελεσμάτων παρουσιάζεται η δεύτερη διάταξη με χρήση δύο σφαιρικών οπτικών αντηχείων για την πραγμάτωση ενός διπλού μεταγωγέα σχήματος T καθώς και τα αποτελέσματα των μετρήσεων σε φάσματα διέλευσης και σκέδασης.

Τέλος, στο 6<sup>ο</sup> κεφάλαιο πειραματικών αποτελεσμάτων παρατίθεται η περιγραφή της διάταξης του οπτικού αντηχείου τοποθετημένου στο εσωτερικό θερμικά εφελκυσμένης ΜΟΙ και τα αποτελέσματα μέσω λήψης φασμάτων διέλευσης.

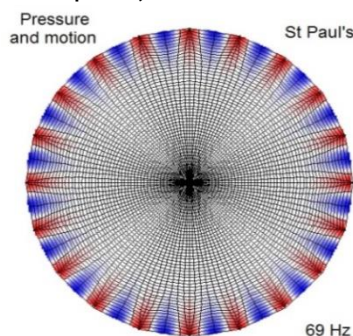
## 1.2 Οπτικά αντηχεία τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού

### 1.2.1 Ιστορικά στοιχεία



**Εικόνα 1.1:** Ο «Εξώστης των Ψιθύρων» στον καθεδρικό ναό του Αγ. Παύλου στο Λονδίνο.

Η παρατήρηση του φαινομένου των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (ΤΕΨ) σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία δεν είναι πρόσφατη. Περισσότερο από 100 χρόνια πριν, ο John William Strutt και πιο γνωστός ως λόρδος Rayleigh, πρώτος εξήγησε ορθά το φαινόμενο των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε σφαιρικά αντηχεία -για την περίπτωση όμως των ηχητικών κυμάτων. Βρισκόμενος στον «Εξώστη των Ψιθύρων» (διαμέτρου 32 μέτρων), ακριβώς κάτω από τον επιβλητικό τρούλο του καθεδρικού ναού του Αγίου Παύλου στο Λονδίνο (1878), παρατήρησε πως ο ψίθυρος ενός ομιλητή στον τοίχο μπορούσε να γίνει αισθητός και σε άλλα σημεία σε κοντινή απόσταση από τον τοίχο, ακόμα και αν ο ακροατής βρισκόταν σε αντιδιαμετρική απόσταση από τον ομιλητή. Μπορούσε ακόμα να γίνει αντιληπτός και στον ίδιο τον ομιλητή μετά από απειροελάχιστο χρόνο. [2,16]



**Εικόνα 1.2:** Στιγμιότυπο ΤΕΨ.

Έως τότε το φαινόμενο αποδιδόταν στην ανάκλαση των ηχητικών κυμάτων από ολόκληρη την κοίλη επιφάνεια του τρούλου του ναού. Κυριαρχούσε η λανθασμένη αντίληψη ότι οι «ακτίνες» των ηχητικών κυμάτων ξεκινούσαν από την πηγή (ως σημείο), διαδίδονταν στην επιφάνεια του ημισφαιρίου του τρούλου σε διαφορετικά μεγάλα τόξα μέσω των αντίστοιχων χορδών οι οποίες συνιστούσαν διαδρομές τεθλασμένων γραμμών, για

να συγκεντρωθούν τελικά μόνο σε εκείνο το σημείο του ακροατή που βρισκόταν αντιδιαμετρικά της ηχητικής πηγής.

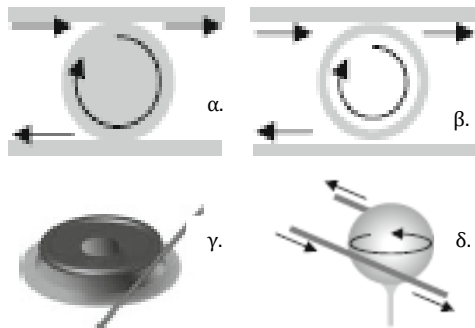
Ο ίδιος ο Rayleigh πολύ εύστοχα το 1914-1915 απέδωσε την παρατήρηση του φαινομένου αυτού στο γεγονός ότι η καμπυλότητα του τοίχου του εξώστη επαναπροσανατολίζει τα προσπίπτοντα ηχητικά κύματα [4]. Έτσι λοιπόν ο ήχος «γαντζώνεται» στον τοίχο του εξώστη και «έρπεται» σχεδόν κατά μήκος της κυκλικής του περιφέρειας εκτελώντας κλειστή διαδρομή μέσω χορδών (για τις «ακτίνες» του ήχου). Οπότε το φαινόμενο του συντονισμού παρατηρείται λόγω συμβολής των κυμάτων.

Αναλυτικότερα, το οδεύον ηχητικό κύμα το οποίο προκύπτει από τη μεταβολή της πίεσης του ατμοσφαιρικού αέρα (διάδοση διαταραχής), υφίσταται πολλαπλές «ανακλάσεις» και διαδίδεται εντός ενός πολύ στενού στρώματος, προσκείμενου στην κοίλη επιφάνεια του τοίχου του εξώστη. Ιδανικά το φαινόμενο αυτό συνεχίζεται επ'άπειρον [1]. Στην πραγματικότητα, σταδιακά φθίνει λόγω απωλειών. Εξαιτίας της «προσκόλλησης» στα τοιχώματα, η ένταση του ήχου ελαττώνεται αντιστρόφως ανάλογα της απόστασης και όχι αντιστρόφως ανάλογα του τετραγώνου της όπως στην περίπτωση μιας σημειακής πηγής ήχου που «ακτινοβολεί» προς όλες τις κατευθύνσεις. Αυτό εξηγεί γιατί οι ψίθυροι είναι έντονα αισθητοί καθόλη την περιφέρεια του εξώστη. Το αποτέλεσμα των ανακλάσεων αυτών είναι το φαινόμενο συντονισμού λόγω συμβολής το οποίο παρατηρείται εντός της κοιότητας (κυκλικός εξώστης). Πέρα από τον «Εξώστη των Ψιθύρων» στο Λονδίνο, μπορεί κανείς να παρατηρήσει το ίδιο φαινόμενο στο «Ναό του Ουρανού» στο Πεκίνο, στο μουσείο «Επιστήμης και Βιομηχανίας» στο Σικάγο αλλά και στο Μαυσωλείο «Gol Gumbadh» στην Ινδία.

### **1.2.2 Οπτικά αντηχεία εγκλωβισμού τρόπων ψιθυρισμού (ΕΤΨ/ΤΕΨ)**

Στην περίπτωση των οπτικών αντηχείων, το φαινόμενο του εγκλωβισμού του ήχου μεταφράζεται σε φαινόμενο εγκλωβισμού ακτίνων φωτός εντός διηλεκτρικών κοιλοτήτων και σχετικών διατάξεων με κυκλική συμμετρία. Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα παγιδεύονται εντός των κυκλικών διηλεκτρικών κοιλοτήτων μέσω ολικών εσωτερικών ανακλάσεων (TIR: total internal reflection), ενώ οι οπτικοί συντονισμοί, που ειδικότερα αποδίδονται με τον όρο τρόποι εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε οπτικά αντηχεία, είναι συντονισμοί οι οποίοι εξαρτώνται άμεσα από τις οπτογεωμετρικές και διηλεκτρικές ιδιότητες των κοιλοτήτων αυτών [1, 9]. Για το λόγο αυτό, χαρακτηρίζονται και ως «συντονισμοί εξαρτώμενοι της μορφολογίας» (MDR: morphology dependent resonators) [18].

Τα πλέον διαδεδομένα οπτικά αντηχεία είναι οι μικροδακτύλιοι, οι μικροδίσκοι, οι μικροσφαίρες αλλά και τα μικροτοροειδή [11-15,25]. Οι μικροδακτύλιοι δεν είναι πάντοτε απόλυτα κυκλικοί και συνήθως κατασκευάζονται ώστε να έχουν στενό πλάτος για την υποστήριξη ενός μόνο τρόπου διάδοσης. Οι

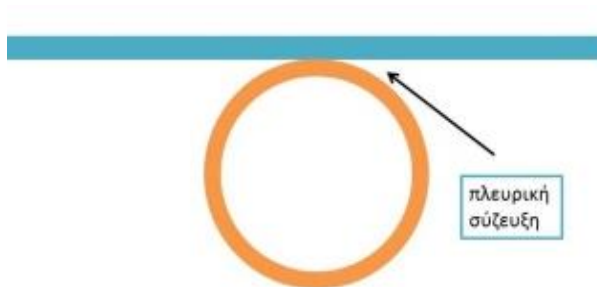


**Εικόνα 1.3:** Είδη οπτικών αντηχείων: α.μικροδίσκος, β.μικροδακτύλιος, γ.μικροτοροειδής και δ.μικροσφαίρα.

μικροδακτύλιοι που υποστηρίζουν συνήθως χαμηλές τάξεις τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού κατά την ακτινική διεύθυνση έχουν πολύ μικρό λόγο του πλάτους τους προς την ακτίνα.

Γενικότερα, μικροκοιλότητες που υποστηρίζουν τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού είναι ευρέως διαδεδομένες λόγω της υψηλής ικανότητας εγκλωβισμού του φωτός, της ευελιξίας στον οπτικό σχεδιασμό τους και της καταλληλότητας

### 1.2.3 Αποσβεννύμενο πεδίο και σύζευξη



**Εικόνα 1.4:** Σύζευξη δακτυλίου και κυματοδηγού.

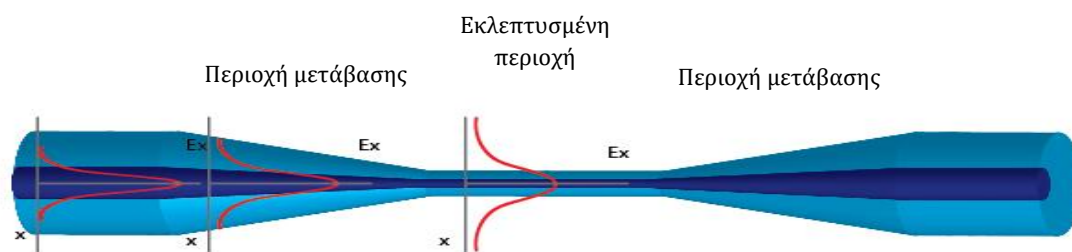
ανυσμάτων διάδοσης (propagation constants  $k$ ). Αναλυτικότερα, μελέτες οπτικών συζευκτών βασίζονται σε ποικίλες αναλυτικές μεθόδους και καταλήγουν στο ότι η απόδοση της σύζευξης μεταξύ δύο τρόπων διάδοσης/εγκλωβισμού φωτός εξαρτάται από την απόσταση αλληλεπίδρασης ανάμεσα στους τρόπους διάδοσης και από την έκταση της αλληλεπικάλυψης όπως η εγγύτητα δύο κυματοδηγών.

Η μεταφορά ισχύος ανάμεσα σε δύο οπτικούς τρόπους διάδοσης εντός οπτικών ινών ή αντηχείων προκύπτει όταν υπάρχει αξιοσημείωτη αλληλεπικάλυψη (*spatial overlap*) των αντίστοιχων πεδίων και φασική συμφωνία των ανηγμένων δεικτών διάθλασης (effective refractive index), ή αλλιώς των

Όπως αναφέρθηκε, η ανταλλαγή ενέργειας είναι αποδοτική μόνο όταν δύο τρόποι διάδοσης έχουν αντιστοιχία φάσης των σταθερών διάδοσης (*phase-matching*) και για να συμβεί ετούτο υπάρχουν διάφορες πειραματικές προσεγγίσεις. Ένα παράδειγμα αποτελεί η χρήση πρίσματος για σύζευξη φωτός

σε μία μικροσφαίρα. Μέσω εσωτερικής ολικής ανάκλασης στη διεπιφάνεια πρίσματος και μικροσφαίρας, το φως υφίσταται μεταβολή Goos-Hanchen<sup>1</sup> στο αποσβεννύμενο πεδίο «ενεργοποιώντας» την αντιστοιχία φάσης και την αποδοτική σύζευξη.

Στην περίπτωση των θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ινών [3-8, 25-27,30], η εικόνα του αποσβεννύμενου πεδίου πριν τον θερμικό εφελκυσμό είναι το φως να εντοπίζεται κυρίως στην περιοχή του πυρήνα και να κυματοδηγείται μέσω της διεπιφάνειας πυρήνα-περίβλημα (**εικόνα 1.5**). Ένα μέρος του φωτός διαφεύγει από την περιοχή αυτή στο περίβλημα ως αποσβεννύμενο πεδίο. Ύστερα από τον θερμικό εφελκυσμό στον οποίο υπόκειται η οπτική ίνα, ο πυρήνας της καθίσταται αμελητέων διαστάσεων και το φως κυματοδηγείται στην περιοχή του περιβλήματος μέσω της διεπιφάνειας περιβλήματος-αέρα [19,20]. Έτσι, ένα μέρος του φωτός διαρρέει από το περίβλημα στο εξωτερικό περιβάλλον ως αποσβεννύμενο πεδίο και κατά συνέπεια αλληλεπιδρά με αυτό.



**Εικόνα 1.5 :** Η μορφή του αποσβεννύμενου πεδίου στη μη θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα, στην περιοχή μετάβασης και τέλος στην θερμικά εκλεπτυσμένη περιοχή.

## 1.2.4 Παράμετροι και μέθοδοι κατασκευής σφαιρικών οπτικών αντηχείων

### 1. Παράγοντας ποιότητας (Q factor)

Όπως αναφέρεται και αναλυτικότερα σε επόμενο κεφάλαιο (**κεφάλαιο 3**), ο παράγοντας ποιότητας για ένα οπτικό αντηχείο σχετίζεται με τον χρόνο ζωής της ενέργειας της ακτινοβολίας η οποία αποθηκεύεται ανά κύκλο για τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού διά τον ρυθμό εκροής ενέργειας από την κοιλότητα [27]. Μπορεί επομένως να εκτιμηθεί μέσω της σχέσης:

$$(1.1) \quad Q = \frac{\nu_o}{\delta\nu} = \frac{\omega E}{dE / dt}$$

<sup>1</sup> Οπτικό φαινόμενο στο οποίο το γραμμικά πολωμένο φως υφίσταται μικρή πλάγια μετατόπιση στην ολική εσωτερική ανάκλαση. Η μετατόπιση είναι κάθετη στη διεύθυνση διάδοσης, στο επίπεδο που περιέχει τις προσπίπτουσες και ανακλώμενες ακτίνες.

με βάση το εύρος του συντονισμού σε μια ορισμένη συχνότητα ταλάντωσης του τρόπου ψιθυρισμού. [17,29] Μπορεί δηλαδή να προσδιοριστεί ως ο λόγος της συχνότητας συντονισμού  $\nu_0$  προς το εύρος των συχνοτήτων στο μισό του μεγίστου (FWHM: full width at half maximum).

## 2. Όγκος περιορισμού του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού

Μια από τις βασικές ιδιότητες για την περίπτωση του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού εντός ενός οπτικού αντηχείου είναι τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της τοπικότητας του H/M πεδίου. Ο όγκος περιορισμού του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού (modal volume) είναι ιδιαίτερα σημαντικός τόσο για εφαρμογές αισθητήρων όσο και για εφαρμογές μη-γραμμικής οπτικής μέσω των εν λόγω οπτικών αντηχείων [9]. Για ένα σφαιρικό οπτικό αντηχείο ο όγκος της τοπικότητας του H/M πεδίου εκτιμάται ως:

$$(1.2) \quad V = 3.4\pi^{3/2} \left( \frac{\lambda}{2\pi n} \right)^3 \nu^{11/6} \sqrt{\nu - m + 1}$$

όπου  $\lambda$  τομήκος κύματος,  $n$  ο δείκτης διάθλασης της σφαίρας,  $\nu$  και  $m$  οι ακέραιοι αριθμοί που σχετίζονται με το πλήθος των ακροτάτων του πεδίου κατά την πολική και αζιμούθια διεύθυνση του αντηχείου αντίστοιχα [23,24].

## 3. Ελεύθερο φασματικό εύρος (FSR: free spectral range)

Ως ελεύθερο φασματικό εύρος μιας οπτικής κοιλότητας θεωρούμε την φασματική απόσταση ( $\Delta\nu$  ή  $\Delta\lambda$ ) ανάμεσα σε δύο διαδοχικούς τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού για την πολική διεύθυνση (ίδιας ακτινικής τάξης) [29].

Το ελεύθερο φασματικό εύρος (FSR: free spectral range) μεταξύ ενός τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού πολικής τάξης  $l$  και του αμέσως υψηλότερου  $l+1$  δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$(1.3) \quad FSR = \frac{\lambda^2}{2\pi n R_{cavity}}$$

## 4. Λεπτότητα

Ως λεπτότητα (fineness) ενός οπτικού αντηχείου ορίζουμε το λόγο του ελεύθερου φασματικού εύρους (FSR: free spectral range) προς το εύρος ζώνης που αντιστοιχεί στο μισό του ακρότατου (σχέση (1.3)) [28]. Καθορίζεται από τις απώλειες του αντηχείου και είναι ανεξάρτητο των διαστάσεων του αντηχείου.

$$(1.4) \quad F = \frac{(FSR)}{(FWHM)}$$

$$(1.5) \quad F = \frac{\pi}{2 \arcsin\left(\frac{1-\sqrt{\rho}}{2\sqrt[4]{\rho}}\right)} \approx \frac{2\pi}{1-\rho}$$

Εάν ποσοστό  $\rho$  της κυκλοφορίας της ισχύος διατηρείται ανά κύκλο ενώ δεν υπάρχει προσπίπτον πεδίο εκτός του αντηχείου, τότε η λεπτότητα υπολογίζεται μέσω της σχέσης **(1.5)**.

## 5. Μέθοδοι κατασκευής σφαιρικών οπτικών αντηχείων

Οι τεχνολογίες κατασκευής για οπτικά αντηχεία σφαιρικής συμμετρίας για εφαρμογές εγκλωβισμού φωτός μέσω τρόπων ψιθυρισμού, τα οποία χαρακτηρίζονται από μικρό όγκο του τρόπου εγκλωβισμού και υψηλό παράγοντα ποιότητας Q, έχουν εξελιχθεί σημαντικά τα τελευταία χρόνια. Τα οπτικά αντηχεία αυτά μπορεί να είναι υγρές, γελώδους ή στερεάς φάσης/μορφής.

Τα μικροσφαιρικά οπτικά αντηχεία σχηματίζονται μέσω επιφανειακών τάσεων και έχουν παρασκευαστεί σε υγρή, άμορφη αλλά και κρυσταλλική μορφή. Στην υγρή της μορφή, η μικροσφαίρα παρουσιάζεται συνήθως υπό μορφή σταγονιδίου, σφαιρικά συμμετρικού. Παρόλο που η χρήση τους είναι περιορισμένη λόγω της εύκολης εξάτμισής τους, είναι ιδιαίτερα επικουρική στα πειράματα φθορισμού, στη βελτίωση της φασματοσκοπίας και σε πειράματα σκέδασης Raman [9,15].

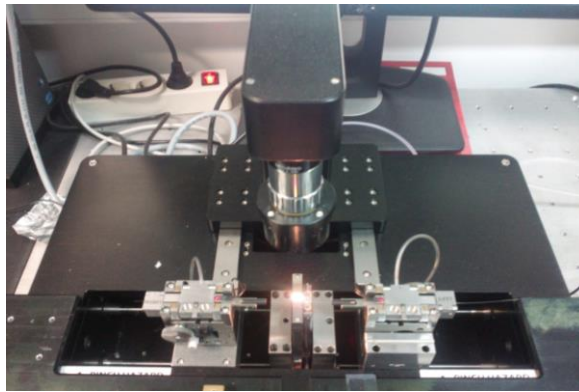
Οι πρώτες απόπειρες κατασκευής μικροσφαιρών στερεάς μορφής πραγματοποιήθηκαν με τηγμένο άμορφο οξείδιο του πυριτίου (silica: silicon dioxide: διοξείδιο του πυριτίου ή πυριτία). Λιώνοντας το άκρο μιας οπτικής ίνας πυριτίας με φλόγα υδρογόνου ή με ηλεκτρικό τόξο θέρμανσης, το άκρο της ίνας διαμορφώνεται σε μία τέλεια σφαιρική επιφάνεια [25]. Η μικροσφαίρα αμέσως στερεοποιείται με την απομάκρυνση του μέσου θέρμανσης. Η θέρμανση αυτή μπορεί να γίνει και με τη χρήση της ειδικής συσκευής συγκόλλησης οπτικών ινών (splicer) με κατάλληλη τοποθέτηση της ίνας πυριτίας, ενώ το μέγεθος της σφαίρας ελέγχεται χρησιμοποιώντας κατάλληλο μέγεθος ίνας.

Για την περίπτωση σφαιρών πυριτίας, πρέπει να σημειώσουμε ότι είναι ιδιαίτερα ευαίσθητες σε εξωτερικά στοιχεία κάτι που προκαλεί επιπρόσθετες απώλειες. Ο συνηθέστερος τρόπος διέγερσης των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού στις μικροσφαίρες είναι η χρήση θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ινών, συνήθως μικρότερων των 5μm για απόδοση στη σύζευξη.



### 1.3 Θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες

Μια θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα παράγεται όταν μια απλή οπτική ίνα θερμανθεί και ταυτόχρονα εφελκυστεί με συγκεκριμένο ρυθμό τάσης. Από την **εικόνα 1.5** είναι εύκολο να διακρίνουμε την κεντρική εκλεπτυσμένη περιοχή και εκατέρωθεν αυτής, τις δύο περιοχές μετάβασης, από την αρχική μορφή της στην εκλεπτυσμένη μορφή και αντίστροφα [6,19]. Με αυτή τη διαδικασία εκλεπτύνεται όχι μόνο το περίβλημα της οπτικής ίνας αλλά και ο πυρήνας της, απεγκλωβίζοντας την διάδοση φωτός από τον αρχικό πυρήνα και μεταφέροντάς την στην περιοχή του εκλεπτυσμένου περιβλήματος. Τέτοιες διαδικασίες θερμικού εφελκυσμού των οπτικών ινών, μπορούν να γίνουν είτε σε συσκευές όπως η προαναφερθείσα συσκευή συγκόλλησης οπτικών ινών, είτε με χρήση φλόγας υψηλής καθαρότητας [22] είτε σε ειδικές συσκευές σχεδιασμένες για αυτή τη διαδικασία, όπως η συσκευή Vytran® που παρουσιάζεται στην **εικόνα 1.6**.



**Εικόνα 1.6** : Διαδικασία θερμικού εφελκυσμού μικροδομημένης οπτικής ίνας στη συσκευή Vytran.

Καθώς το ηλεκτρομαγνητικό κύμα διαδίδεται εντός των περιοχών μετάβασης, η κατανομή του πεδίου διαφοροποιείται ανάλογα με τις διαστάσεις του πυρήνα και του περιβλήματος στο κάθε σημείο της μετάβασης. Ανάλογα με το ρυθμό μεταβολής της διαμέτρου, η μεταφορά ενέργειας από το θεμελιώδη τρόπο διάδοσης στον αμέσως επόμενο υψηλότερης τάξης ποικίλει, κάτι το οποίο καθορίζει τις απώλειες της ισχύος κατά τη διάδοση. Αυτή η συσσώρευση της μεταφοράς ενέργειας κατά μήκος της εκλεπτυσμένης περιοχής μπορεί να προκαλέσει μια ουσιαστική απώλεια κατά τη διάδοση.

Κάτι τέτοιο μπορεί να αποφευχθεί αν η θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα έχει κατασκευαστεί ώστε να είναι αδιαβατική, δηλαδή να έχει κατασκευαστεί με τέτοιο τρόπο ώστε το μεγαλύτερο ποσοστό της ισχύος να παραμένει στο θεμελιώδη τρόπο διάδοσης και να μη συζεύγνυται με υψηλότερης τάξης τρόπους διάδοσης [4,5,9]. Η συνθήκη για να επιτυγχάνεται κάτι τέτοιο είναι το

μήκος του ρυθμού σύζευξης  $z_b$  (beat length) ανάμεσα στο θεμελιώδη τρόπο διάδοσης  $LP_{01}$  και στον αμέσως επόμενο τοπικό, υψηλότερης τάξης να είναι μικρότερο από το τοπικό μήκος της περιοχής μετάβασης  $z_t$ , δηλαδή

$$(1.6) \quad z_b < z_t$$

Η παραπάνω συνθήκη αδιαβατικότητας αναλύεται στο κεφάλαιο 2.

## 1.4 Εφαρμογές των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία

Οι τρόποι εγκλωβισμού ψιθυρισμού του φωτός σε οπτικά αντηχεία σφαιρικής συμμετρίας έχουν πολλές εφαρμογές είτε όταν αυτές οι οπτικές κοιλότητες λειτουργούν ως παθητικά είτε ως ενεργά στοιχεία σε διάφορες φωτονικές συσκευές. Ως παθητικά στοιχεία χρησιμοποιούνται είτε σαν «φίλτρα» σε ειδικές συσκευές, είτε ως μέσα για σταθεροποίηση συχνότητας και φυσικά σαν αισθητήρια στοιχεία σε συσκευές-αισθητήρες [7,10]. Επιπλέον, ως ενεργά στοιχεία συμβάλλουν στην ενισχυμένη απόδοση μη-γραμμικών οπτικών διαδικασιών ή σαν διατάξεις λέιζερ και συσκευές «ανάμειξης» κυμάτων (wave-mixing) [5].

Ιδιαίτερα σημαντική είναι η χρήση των οπτικών αντηχείων ως αισθητήρες, θερμοκρασίας, πίεσης, χημικούς, βιολογικούς αλλά και μηχανικούς [2,3,7]. Το βασικό χαρακτηριστικών των βιολογικών αισθητήρων τρόπων ψιθυρισμού ως μετατροπείς σήματος, είναι ότι ανιχνεύουν την προσκόλληση/μετατροπή βιομορίων επάνω στην επιφάνεια του σφαιρικού οπτικού αντηχείου. Βασικά πλεονεκτήματά τους είναι η υψηλή ευαισθησία, αφού τυπικά ανιχνεύουν από συγκεντρώσεις nanomoles [2,7,8], έως ίχνος μοναδικού ιού ή μικροβίου επικαθήμενου επάνω στο οπτικό αντηχείο. Επιπλέον πλεονεκτήματα είναι η μη καταστρεπτική δράση τους στο δείγμα, η υψηλή επιλεκτικότητα και η εφαρμοστικότητα τους σε ποικίλες ουσίες [10,15]. Η λειτουργία αυτών των αισθητήρων τρόπων ψιθυρισμού σε οπτικά αντηχεία βασίζεται στην αλληλεπίδραση του αποσβεσμένου πεδίου.

Ωστόσο, πλέον τα οπτικά αντηχεία εγκλωβισμού ψιθυρισμού, λόγω του υψηλού παράγοντα ποιότητάς τους, συναντώνται σε διάφορες κατηγορίες λέιζερ. Τα λέιζερ συνεχούς εκπομπής με χαμηλό κατώφλι άντλησης λόγω του υψηλού παράγοντα  $Q$  και του συγκεντρωμένου χωρικού εγκλωβισμού του τρόπου εξαναγκασμένης ταλάντωσης αποτελούν ένα καλό παράδειγμα. Τεχνολογίες λέιζερ με χρήση οπτικών αντηχείων εγκλωβισμού ψιθυρισμού περιλαμβάνουν κυλινδρικά οπτικά αντηχεία [12], νοθευμένα ενεργά στοιχεία εντός των

κοιλοτήτων, επιστρώσεις υλικών και αξιοποίηση ημιαγωγικών υλικών ως μέσα για τη σύζευξή τους με τα οπτικά αντηχεία (κβαντικές τελείες InAs-GaAs).

Παράλληλα, λόγω των φαινομένων σκέδασης (κυρίως Brillouin, Rayleigh και Raman) που παρατηρούνται συχνά στους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε οπτικά αντηχεία, είναι πιθανή η σύζευξη τους λόγω σκέδασης Brillouin σε μηχανο-δονητικούς τρόπους ταλάντωσης του οπτικού αντηχείου και την παρατήρηση οπτο-μηχανικών ταλαντώσεων και φασματικών μετατοπίσεων των οπτικών τρόπων ταλάντωσης έως μερικά GHz [15-17,25].

Πιθανές εφαρμογές που βρίσκονται ακόμα σε στάδιο θεωρητικής έρευνας είναι η χρήση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμών σε οπτικά αντηχεία ως διακόπτες ή διαμορφωτές σε κβαντικούς υπολογιστές στο μέλλον και σε βοηθητικά δίκτυα για τα προσωπικά δεδομένα [10,11].

Τέλος, άλλες περιπτώσεις που μπορούν να έχουν εφαρμογή είναι ως οπτοηλεκτρονικοί-ηλεκτρονικοί ταλαντωτές και ως μέσα παραγωγής και διάδοσης παλμών [10].

## **1.5 Λόγοι προσέγγισης του παρόντος θέματος**

Κατά τη διάρκεια των τελευταίων ετών τα οπτικά μικροαντηχεία και οι εφαρμογές τους ελκύουν όλο και περισσότερο την προσοχή της επιστημονικής κοινότητας. Ωστόσο, αυτή η πρόοδος στις μεθόδους αξιοποίησής τους κινητοποιεί για περαιτέρω έρευνα και ανάπτυξη ιδεών λόγω των πλεονεκτημάτων και δυναμικών επιδόσεων που συνοδεύουν την πληθώρα των διατάξεών τους [10]. Βασικότερα εξ αυτών είναι ο υψηλός παράγοντας ποιότητας εγκλωβισμού του φωτός, το στενό εύρος διαλογής οπτικών συχνοτήτων και η υψηλή ευαισθησία των ΤΕΨ στα οπτογεωμετρικά χαρακτηριστικά της κοιλότητας εγκλωβισμού και κατά συνέπεια στο εξωτερικό περιβάλλον.

Ένας από τους βασικότερους λόγους προσέγγισης του θέματος αποτελεί η αναγκαιότητα για ενδεδειγμένη έρευνα στην πραγμάτωση νέων φωτονικών διατάξεων με βάση τα εν λόγω οπτικά αντηχεία. Ο συνδυασμός ΜΟΙ με τα οπτικά μικροσφαιρικά αντηχεία τρόπων ψιθυρισμού αποτελεί ένα ρηξικέλευθο συγκερασμό οπτικών τεχνολογιών και σχεδιασμών με στόχο την πραγμάτωση εξελιγμένων διατάξεων οπτικών ινών με ιδιαίτερες δυνατότητες εγκλωβισμού του φωτός σε περιοχές πλησίον του πυρήνα, στη διαμήκη κατεύθυνση διάδοσης του φωτός. Ο συνδυασμός των δύο αυτών σύγχρονων τεχνολογιών επιλέγεται επίσης λόγω της δυνατότητας ανάπτυξης ενός συστήματος απομονωμένου από το περιβάλλον του με υψηλή ευαισθησία στην παρουσία οποιουδήποτε υλικού προσδεμένου στο εκάστοτε μικροσφαιρίδιο. Έτσι, η πειραματική έρευνα

επικεντρώνεται στην ανάπτυξη διάταξεων με μικρό όγκο, υψηλή οπτική ολοκλήρωση και προσαρμοστικότητα σε ποικίλες εφαρμογές αισθητήρων, επιβράδυνσης φωτός και μεταγωγής (routing), στη δυνατότητα εφεύρεσης νέων τρόπων σύζευξης φωτός εντός και εκτός οπτικής ίνας, στη μελέτη νέων φαινομένων εγκλωβισμού φωτός μέσω του προσδιορισμού της κρίσιμης σύζευξης (critical coupling) και στη σταθερότητα σύζευξης φωτός απουσία ανάγκης επίπονης ευθυγράμμισης.

Στο πρώτο μέρος της πειραματικής έρευνας (κεφάλαια 4 και 5), η χρήση θερμικά εφελκυσμένων μικροδομημένων οπτικών ινών και θερμικά εφελκυσμένων απλών οπτικών ινών ως συζεύκτες γίνεται λόγω της σταθερότητας των μετρήσεων που μπορούν να εξασφαλίσουν. Έτσι επιδιώκεται η καταγραφή των καλύτερων συνθηκών σύζευξης της υπέρυθρης ακτινοβολίας στα σφαιρικά οπτικά αντηχεία. Η δυνατότητα ανάπτυξης ενός σταθερού και ασφαλούς συστήματος δρομολόγησης του φωτός για το συντονισμό του αντηχείου εντέλει αποσκοπεί στον τρόπο λήψης φασμάτων σκέδασης μέσω διαφορετικών διαδρομών του φωτός.

Στο δεύτερο μέρος της πειραματικής έρευνας (κεφάλαιο 6), το σφαιρικό οπτικό αντηχείο επιλέγεται, ενσωματώνεται και εγκλωβίζεται σε ένα κανάλι της θερμικά εκλεπτυσμένης περιοχής μιας μικροδομημένης οπτικής ίνας. Ο λόγος επιλογής μιας τέτοιας διάταξης είναι η μεγάλη σταθερότητα και εγκυρότητα που μπορεί να εξασφαλίσει η απομόνωση του αντηχείου από το περιβάλλον (πχ. ρεύματα αέρα) σε εφαρμογές χημικών και βιολογικών αισθητήρων ή αισθητήρων θερμοκρασίας και πίεσης μέσα από φάσματα διέλευσης στην περιοχή του υπερύθρου.

Συνολικότερα ένα από τα έως τώρα ανακλύποντα προβλήματα στη χρήση σφαιρικών οπτικών αντηχείων είναι η αναγκαιότητα για εύρεση διατάξεων οι οποίες εξασφαλίζουν σταθερότητα και εγκυρότητα αποτελεσμάτων. Η ανάγκη για την εξεύρεση λύσης σε αυτά, αποτέλεσε τον κυρίαρχο λόγο επιλογής των συγκεκριμένων θεμάτων.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ:

- [1] G.C. Righini, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, G. Nunzi Conti, D. Ristic and S. Soria, "Whispering gallery mode microresonators: fundamentals and applications", Riv. Nuovo Cim. 34, 435-488 (2011)
- [2] M. R. Foreman, J. D. Swaim, and F. Vollmer, "Whispering gallery mode sensors," Advances in Optics and Photonics **7**, 168-240 (2015)
- [3] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria", IEE Proceedings-J, Vol.138, No. 5, October 1991.
- [4] A.N. Oraevsky, "Whispering gallery waves", Kvantovaya Elektronika and Turpion Ltd, Quantum Electronics 32, p.377-400, (2002)
- [5] R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier and J. D. Love, "Tapered single mode fibres and devices, Part 2: Experimental and theoretical quantification", IEE Proceedings-J, Vol. 138, No. 5, October 1991.
- [6] S. Lacroix, F. Gonthier, R. J. Black and J. Bures, "Tapered-fiber interferometric wavelength response: the achromatic fringe", Optics Letters, Vol. 13, No. 5, May 1988.
- [7] K. Kosma, G. Zito, K. Schuster, S. Pissadakis, "Whispering gallery mode microsphere resonator integrated inside a microstructured optical fiber", Optics Letters, vol.38, no.8, April (2013).
- [8] A. Serpenguzel, S. Arnold, and G. Griffel, "Excitation of resonances of microspheres on an optical fiber", Opt. Lett., Vol.20, pp.654-656, 1995.
- [9] A.B. Matsko, V.S. Ilchenko "Optical Resonators With Whispering-Gallery Modes-Part I: Basics", IEEE J.Sel.Topics Quantum Electronics, Vol.12, No 1, Jan/Feb 2006
- [10] A.B. Matsko, V.S. Ilchenko "Optical Resonators With Whispering-Gallery Modes-Part II: Applications", IEEE J.Sel.Topics Quantum Electronics, Vol.12, No 1, Jan/Feb 2006
- [11] Lu, Y., Liu, F., et al. "All-optical format conversions from NRZ to BPSK and QPSK based on nonlinear responses in silicon microring resonators." Opt. Express 15, 14275–14282 (2007)
- [12] Blair, S., Chen, Y. "Resonant-enhanced evanescent-wave fluorescence biosensing with cylindrical optical cavities". Appl. Opt. **40**, 570–582 (2001)
- [13] A. Liu, L. Liao et al. "High-speed optical modulation based on carrier depletion in a silicon waveguide". Opt. Express **15**, 660–668 (2007)

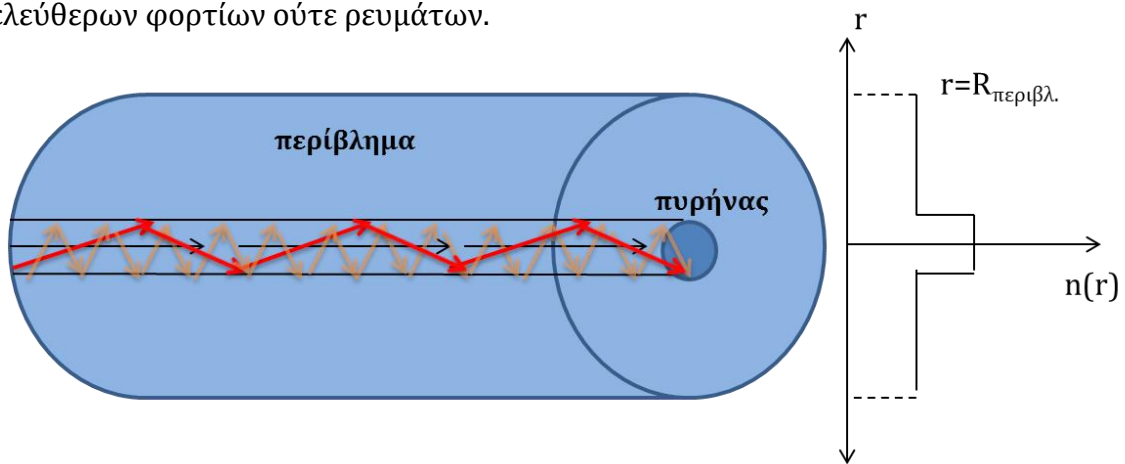
- [14] Winzer, P.J., Essiambre, R.-J. "Advanced optical modulation formats". *Proceed. of IEEE* **94**, 952–985 (2006)
- [15] K.J. Vahala, "Optical Microcavities", *Nature*, vol.424, pp.839-846, 2003
- [16] L. Rayleigh, "The problem of the whispering gallery," *Phil.Mag.*, vol. 20, pp. 1001–1004, 1910.
- [17] P. Affolter and B. Eliasson, "Electromagnetic resonances and Q-factors of lossy dielectric spheres," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT-21, no. 9, pp. 573–578, Sep. 1973.
- [18] B. R. Johnson, "Theory of morphology-dependent resonances: Shape resonances and width formulas," *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 10, pp. 343– 352, 1993.
- [19] T.A. Birks and Y.W. Li, "The shape of fiber tapers", *Journal of Lightwave technology*, vol.10, no.4, April 1992
- [20] L. Ding, Ch. Belacel, S. Ducci, G. Leo and I. Favero, "Ultralow loss single-mode silica tapers manufactured by a microheater", *Appl. Optics, OSA*, vol.49, (13) pp.2441-2445, 2010
- [21] B.J. Eggleton et al. "*Microstructured optical fiber devices*", *Opt. Exp.*, vol.9, Issue 13, 2001
- [22] T. E. Dimmick, G. Kakarantzas, T. A. Birks and P. St.J. Russell "CO<sub>2</sub> Laser Fabrication of Fused Fibre Couplers and Tapers" *Appl. Opt.* 38, 6845 (1999).
- [23] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. New York: McGraw-Hill, 1941.
- [24] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. New York: Kluwer, 1983.
- [25] I. Chremmos, O. Schwelb, N. Uzuloglu, *Photonic Microresonator Research and Applications*.
- [26] A.W. Henry and J.D. Love, "*Optical waveguide theory*", Chapman & Hall, London, 1983.
- [27] D. Marcuse, "*Theory of dielectric optical waveguides*", Academic Press, Orlando, 1974.
- [28] Amnon Yariv, "*Quantum Electronics*", John Wiley & Sons
- [29] [rp-photonics.com](http://rp-photonics.com) , [wikipedia.com](http://wikipedia.com)

[30] F. Gonthier, J. Lapierre, C. Veilleux, S. Lacroix and J. Bures, "Investigation of power oscillations along tapered monomode fibers", *Applied Optics*, Vol. 26, No.3, February 1987.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

### 2.1 Τρόποι διάδοσης φωτός σε κυλινδρικούς κυματοδηγούς και οπτικές ίνες

Η φύση του φωτός ως ηλεκτρομαγνητικό κύμα επιβάλλει την επίλυση των εξισώσεων Maxwell για την περιγραφή της διάδοσής του σε οποιοδήποτε μέσο. Για την περίπτωση των κυλινδρικά συμμετρικών διηλεκτρικών κυματοδηγών, η περιγραφή των ηλεκτρικών και μαγνητικών κυμάτων μέσω της επίλυσης αυτών των εξισώσεων είναι θεμελιώδους σημασίας[19,20]. Στην περίπτωση των οπτικών ινών, το διηλεκτρικό υλικό από το οποίο συνίστανται, θεωρούμε ότι είναι ομογενές, ιστροπικό, γραμμικό και δεν επιδέχεται επίδραση ούτε ελεύθερων φορτίων ούτε ρευμάτων.



**Εικόνα 2.1** :Οπτική ίνα βηματικού δείκτη διάθλασης· ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα είναι μεγαλύτερος από τον δείκτη διάθλασης του περιβλήματος.

Έτσι οι εξισώσεις Maxwell διαμορφώνονται ως εξής:

$$(M.1) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$(M.2) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$(M.3) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho = 0$$

$$(M.4) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

Οι **(M.1)** και **(M.2)** διαμορφώνονται όπως παραπάνω λόγω του ότι σύμφωνα με τις παραπάνω υποθέσεις, το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο ( $\vec{E}$  και  $\vec{H}$ ) συνδέονται με την ηλεκτρική και μαγνητική μετατόπιση αντίστοιχα ως εξής:



$$(2.1) \quad \vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

$$(2.2) \quad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

Εφαρμόζοντας το διανυσματικό τελεστή του στροβιλισμού ( $\nabla \times$ ) στις **(M.1)** και **(M.2)** αντίστοιχα, καταλήγουμε (χωρίς υπέρβαση πόλωσης) στις εξισώσεις κύματος για το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο:

$$(2.3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \nabla^2 \vec{E}(r,t) - \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(r,t) = 0 \\ \nabla^2 \vec{H}(r,t) - \varepsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(r,t) = 0 \end{array} \right.$$

Οι λύσεις των οποίων υπολογίζονται:

$$(2.4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}(r,t) = \vec{E}(r,\varphi) e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \vec{H}(r,t) = \vec{H}(r,\varphi) e^{i(\omega t - \beta z)} \end{array} \right.$$

Έτσι, κάθε συνιστώσα των διανυσματικών πεδίων εξαρτάται από τα  $z$  και  $t$  για διάδοση του φωτός κατά μήκος του άξονα  $z$  της οπτικής ίνας [18-21]. Οι τρόποι διάδοσης της ακτινοβολίας είναι άπειροι, ωστόσο εντός των διηλεκτρικών κυματοδηγών υποστηρίζεται ορισμένο πλήθος τρόπων διάδοσης, οι οποίοι προκύπτουν από την επίλυση του προβλήματος των συνοριακών συνθηκών. Οι χρονοανεξάρτητες εξισώσεις κύματος για την εύρεση των τρόπων διάδοσης που κυματοδηγούνται εντός των ινών, είναι:

$$(2.5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2}{\partial r^2} \vec{E}(r,\varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \vec{E}(r,\varphi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \vec{E}(r,\varphi) + (k^2 - \beta^2) \vec{E}(r,\varphi) = 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial r^2} \vec{H}(r,\varphi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \vec{H}(r,\varphi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \vec{H}(r,\varphi) + (k^2 - \beta^2) \vec{H}(r,\varphi) = 0 \end{array} \right.$$

Όπου  $k = k_0 n$  ο κυματαριθμός και  $n = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}$  ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού μέσου. Οι εξισώσεις του Maxwell λόγω κυλινδρικής συμμετρίας των κυματοδηγών διαμορφώνονται ως εξής:

$$(2.6) \quad \left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} + j\beta E_\varphi &= -j\omega\mu_0 H_r \\ -j\beta E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -j\omega\mu_0 H_\varphi \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rE_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} &= -j\omega\mu_0 H_z \\ \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + j\beta H_\varphi &= j\omega\varepsilon_0 n^2 E_r \\ -j\beta H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= j\omega\varepsilon_0 n^2 E_\varphi \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} &= j\omega\varepsilon_0 n^2 E_z \end{aligned} \right\}$$

Οι εξισώσεις αυτές δεν περιγράφουν το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο πλήρως. Με εφαρμογή των συνοριακών συνθηκών για τις εφαπτομενικές (tangential: εφαπτομενικός) συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου λόγω ασυνέχειας στη διηλεκτρική σταθερά από τον κυματοδηγό στον περιβάλλοντα χώρο [8,18], έχουμε:

$$(2.7) \quad E_t^{(1)} = E_t^{(2)}$$

$$(2.8) \quad H_t^{(1)} = H_t^{(2)}$$

Όπου οι δείκτες (1) και (2) υποδεικνύουν το μέσο (1) και το μέσο(2). Επίσης με χρήση των συνοριακών συνθηκών για μηδενισμό των πεδίων στο άπειρο, καταλήγουμε στην πλήρη περιγραφή των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων για την περίπτωση των αξονοσυμμετρικών κυλινδρικών κυματοδηγών.

Υπενθυμίζουμε ότι:

$$(2.9\alpha) \quad E_r = \frac{-i\beta}{k^2 - \beta^2} \left( \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{\partial}{r\partial\varphi} H_z \right)$$

$$(2.9\beta) \quad E_\varphi = \frac{-i\beta}{k^2 - \beta^2} \left( \frac{\partial}{r\partial\varphi} E_z - \frac{\omega\mu}{\beta} \frac{\partial}{\partial r} H_z \right)$$

$$(2.9\gamma) \quad H_r = \frac{-i\beta}{k^2 - \beta^2} \left( \frac{\partial}{\partial r} H_z - \frac{\omega\varepsilon}{\beta} \frac{\partial}{r\partial\varphi} E_z \right)$$

$$(2.98) \quad H_\varphi = \frac{-i\beta}{k^2 - \beta^2} \left( \frac{\partial}{r\partial\varphi} H_z + \frac{\omega\varepsilon}{\beta} \frac{\partial}{\partial r} E_z \right)$$

Για τον καθορισμό των  $E_z$  και  $H_z$  συνιστωσών, το σύστημα (2.5) των χρονοανεξάρτητων εξισώσεων κύματος για τα πεδία γίνεται:

$$(2.10) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} E_z + (k^2 - \beta^2) E_z = 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial r^2} H_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} H_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} H_z + (k^2 - \beta^2) H_z = 0 \end{array} \right.$$

Οι ως άνω εξισώσεις είναι διαχωρίσιμες κατά μεταβλητές με πιθανές γενικές λύσεις:

$$(2.11) \quad \left\{ \begin{array}{l} E_z(r, \varphi) \\ H_z(r, \varphi) \end{array} \right\} = R(r) e^{\pm il\varphi}$$

όπου  $l$  θετικοί ακέραιοι.

Το σύστημα για τα δύο πεδία (2.10) γράφεται (ως διαφορική εξίσωση Bessel):

$$(2.12) \quad \frac{\partial^2}{\partial r^2} R(r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} R(r) + \left( k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) R(r) = 0$$

Με γενική λύση:

$$(2.13) \quad R(r) = \left\{ \begin{array}{ll} c_1 J_l(hr) + c_2 Y_l(hr), & \text{όπου } h^2 = k^2 - \beta^2 > 0 \\ c_1 K_l(qr) + c_2 W_l(qr), & \text{όπου } -q^2 = k^2 - \beta^2 < 0 \end{array} \right.$$

Για την περιοχή του πυρήνα μιας οπτικής ίνας χρησιμοποιείται η συνάρτηση Bessel εφόσον η λύση πρέπει να πεπερασμένη για  $r=0$ .

Υπενθυμίζουμε (βλ. παράγραφος 1.3, εικόνα 2.1) ότι για μια οπτική ίνα βηματικής γεωμετρίας και μοναδικού τρόπου διάδοσης μέσω ολικής ανάκλασης (SMF: single mode fiber) ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα (core: πυρήνας)  $n_{core}$

είναι μεγαλύτερος από το δείκτη διάθλασης του περιβλήματος (cladding: περίβλημα), δηλαδή  $n_{core} > n_{clad}$ . Έτσι:

$$(2.14) \quad h^2 = k_o^2 n_{core}^2 - \beta^2 > 0, \quad 0 < r < R_{core}$$

$$(2.15) \quad -q^2 = k_o^2 n_{clad}^2 - \beta^2 < 0, \quad r > R_{core}$$

όπου  $R_{core}$  η ακτίνα του πυρήνα της οπτικής ίνας.

Από τις τελευταίες δύο σχέσεις είναι φανερό ότι

$$(2.16) \quad 0 < (h, q) \leq k_o^2 (n_{core}^2 - n_{clad}^2)$$

γιατί οι  $h$  και  $q$  είναι πραγματικοί, θετικοί αριθμοί. Οι συναρτήσεις  $Y_l$  και  $K_l$  απορρίπτονται γιατί τείνουν στο άπειρο όταν  $r \rightarrow 0$  και  $r \rightarrow \infty$  αντίστοιχα.

Επομένως οι αποδεκτές λύσεις για τις συνιστώσες των πεδίων  $E_z$  και  $H_z$  θα έχουν τελικά τη μορφή:

$$(2.17) \quad E_z(r, t) = \begin{cases} AJ_l(hr) \times e^{il\varphi} e^{i(\omega t - \beta z)}, & r < R_{core} \\ CW_l(qr) & r > R_{core} \end{cases}$$

$$(2.18) \quad H_z(r, t) = \begin{cases} BJ_l(hr) \times e^{il\varphi} e^{i(\omega t - \beta z)}, & r < R_{core} \\ DW_l(qr) & r > R_{core} \end{cases}$$

με  $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  και οι  $A, B, C, D$  προσδιορίζονται από τις συνοριακές συνθήκες.

- I. Εάν  $E_z = 0$  και  $E_\varphi, H_r, H_z \neq 0$  τότε οι τρόποι διάδοσης είναι οι εγκάρσια ηλεκτρικοί  $TE_{0,m}$  ( $l=0$ ).
- II. Εάν  $H_z = 0$  και  $H_\varphi, E_r, E_z \neq 0$  τότε οι τρόποι διάδοσης είναι οι εγκάρσια μαγνητικοί  $TM_{0,m}$  ( $l=0$ ).

Όταν  $l \neq 0$ , οι τρόποι διάδοσης είναι οι υβριδικοί  $HE_{m,l}$  και  $EH_{l,m}$ . Στις περιπτώσεις αυτές όλες οι συνιστώσες των πεδίων είναι μη-μηδενικές.

Ο  $HE_{11}$  είναι ο τρόπος διάδοσης με ένα μόνο μέγιστο και αποτελεί τον χαμηλότερης-τάξης τρόπο διάδοσης εντός της οπτικής ίνας. Επομένως μια κυλινδρική, συμμετρική οπτική ίνα, ανεξάρτητα από το μέγεθός της, πάντοτε υποστηρίζει αυτόν τον τρόπο διάδοσης [20]. Κάτι τέτοιο δεν συνεπάγεται ότι το πεδίο που κυματοδηγείται είναι πάντοτε ισχυρό. Για ίνες πολύ μικρών διαστάσεων (διάμετρος) ένα μεγάλο ποσοστό του τροπου διάδοσης διαρρέει ως αποσβεννύμενο προς το περιβάλλον.

Στην περίπτωση των κοινών οπτικών ινών, οι δείκτες διάθλασης πυρήνα και περιβλήματος (cladding) δεν έχουν μεγάλη διαφορά (οπτικές ίνες ασθενούς κυματοδήγησης -*weakly guiding*), δηλαδή  $\Delta n = n_1 - n_2 \ll 1$ . Υπό αυτές τις συνθήκες, με χρήση των εξισώσεων Bessel και των συνοριακών συνθηκών λόγω της γεωμετρίας των ινών, προκύπτει αλληλεπικάλυψη ανάμεσα στους βασικούς τρόπους διάδοσης [16,17]. Έτσι, η γραμμική υπέρθεση των  $HE_{m,l+1}$  και  $EH_{l-1,m}$  συνιστά τους γραμμικά πολωμένους  $LP_{l,m}$  τρόπους διάδοσης. Τα πεδία αυτών των τρόπων διάδοσης προσδιορίζονται (καρτεσιανές συντεταγμένες):

Για τον πυρήνα ( $r < R_{core}$ ):

$$(2.19\alpha) \quad E_x = AJ_l(hr)e^{il\varphi}e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$(2.19\beta) \quad E_y = 0$$

$$(2.19\gamma) \quad E_z = i\frac{h}{\beta}\frac{A}{2}\left[J_{l+1}(hr)e^{i(l+1)\varphi} - J_{l-1}(hr)e^{i(l-1)\varphi}\right]e^{i(\omega t - \beta z)}$$

Και αντίστοιχα:

$$(2.20\alpha) \quad H_x \approx 0$$

$$(2.20\beta) \quad H_y = \frac{\beta}{\omega\mu}AJ_l(hr)e^{il\varphi}e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$(2.20\gamma) \quad H_z = \frac{h}{\omega\mu}\frac{A}{2}\left[J_{l+1}(hr)e^{i(l+1)\varphi} + J_{l-1}(hr)e^{i(l-1)\varphi}\right]e^{i(\omega t - \beta z)}$$

Για το περίβλημα ( $r > R_{core}$ ):

$$(2.21\alpha) \quad E_x = BW_l(qr)e^{il\varphi}e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$(2.21\beta) \quad E_y = 0$$

$$(2.21\gamma) \quad E_z = i\frac{q}{\beta}\frac{B}{2}\left[W_{l+1}(qr)e^{i(l+1)\varphi} + W_{l-1}(qr)e^{i(l-1)\varphi}\right]e^{i(\omega t - \beta z)}$$


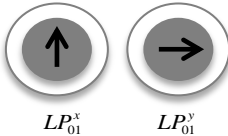
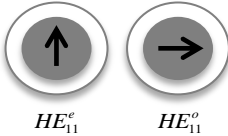
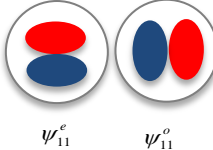
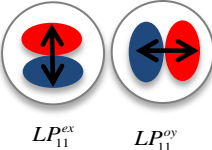
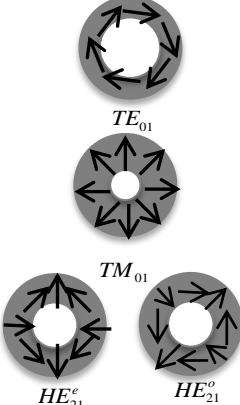
Και αντίστοιχα:

$$(2.22\alpha) \quad H_x \approx 0$$

$$(2.22\beta) \quad H_y = \frac{\beta}{\omega\mu} BW_l(qr)e^{il\varphi} e^{i(\omega t - \beta z)}$$

$$(2.22\gamma) \quad H_z = \frac{q}{\omega\mu} \frac{B}{2} [W_{l+1}(qr)e^{i(l+1)\varphi} - W_{l-1}(qr)e^{i(l-1)\varphi}] e^{i(\omega t - \beta z)}$$

Οι σταθερές διάδοσης σε κάθε προαναφερθείσα περίπτωση προσδιορίζονται μέσω χαρακτηριστικών εξισώσεων [15,20]. Οι δύο ακέραιοι αριθμοί  $l$  και  $m$  για τους  $LP$  τρόπους διάδοσης δηλώνουν τη μορφή του προφίλ της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Συγκεκριμένα μέσω του  $l$  προσδιορίζουμε το πλήθος των μεγίστων ( $2l$ ) γύρω από την περιφέρεια του πυρήνα της οπτικής ίνας ενώ μέσω του  $m$  το πλήθος των μεγίστων κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης του πυρήνα της ίνας. Ο γραμμικά πολωμένος τρόπος διάδοσης της χαμηλότερης τάξης είναι ο  $LP_{01}$  και ο αμέσως επόμενος ο  $LP_{02}$ . Ωστόσο εάν η διαφορά των δεικτών διάθλασης μεταξύ πυρήνα και περιβλήματος της ίνας δεν μπορεί να θεωρηθεί μηδαμινός, τότε ο  $LP_{01}$  μπορεί να εκφραστεί ως  $HE_{11}$  και ο  $LP_{02}$  ως  $HE_{12}$ .

$lm$	$N=l+2(m-1)$	Κλασσικοί βαθμωτοί τροποί	LP τρόποι	HE υβριδικοί τρόποι
01	0	 $\psi_{01}$	 $LP_{01}^x$ $LP_{01}^y$	 $HE_{11}^e$ $HE_{11}^o$
11	1	 $\psi_{11}^e$ $\psi_{11}^o$	 $LP_{11}^{ex}$ $LP_{11}^{oy}$	 $TE_{01}$ $TM_{01}$ $HE_{21}^e$ $HE_{21}^o$

**Εικόνα 2.2:** Συσχετισμός του τρόπου κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου με το προφίλ της έντασης του.

Ανάλογα με τα υλικά κατασκευής μιας οπτικής ίνας και με τις διαστάσεις της, σε κάθε τρόπο διάδοσης σε αυτήν αντιστοιχεί ένα μήκος κύματος αποκοπής (μέγιστο μήκος κύματος για το συγκεκριμένο τρόπο διάδοσης). Αυτό το μήκος κύματος σχετίζεται με την κανονικοποιημένη συχνότητα, δηλαδή τον αριθμό  $V$ , ο οποίος ορίζεται ως εξής:

$$(2.23) \quad V = \frac{2\pi R_{core}}{\lambda} (n_{core}^2 - n_{clad}^2)^{1/2} = \frac{2\pi R_{core}}{\lambda} NA$$

Το πλήθος των τρόπων διάδοσης  $M$  που κυματοδηγούνται για την περίπτωση μιας οπτικής ίνας «βηματικής» μεταβολής του δείκτη διάθλασής της συνδέεται με τον αριθμό  $V$  προσεγγιστικά ως εξής:

$$(2.24) \quad M \approx \frac{V^2}{2}$$

## 2.2 Σύζευξη των τρόπων διάδοσης του φωτός

### 2.2.1 Θεωρία συζευγμένων τρόπων διάδοσης

Υπό συνθήκες διαταραχής των οπτο-γεωμετρικών χαρακτηριστικών οι εξαρχής ορθογώνιοι τρόποι διάδοσης της ακτινοβολίας εντός μιας οπτικής ίνας συζεύγνυνται. Μια τέτοια διαταραχή μπορεί να είναι μια αλλαγή της συμμετρίας του πυρήνα, μια απότομη αλλαγή της διατομής του ή μια εσωτερική αλλαγή του δείκτη διάθλασης. Η παρουσία μιας τέτοιας διατάραξης εμποδίζει οποιοδήποτε τρόπο διάδοσης να συνιστά μοναδική λύση όπως συνέβαινε σε έναν ιδανικό κυματοδηγό. Επομένως η λύση είναι μια επαλληλία των τρόπων διάδοσης της περίπτωσης του αδιατάρακτου κυματοδηγού [10]. Μια τέτοια περίπτωση κυματοδηγού με διαταράξεις στη δομή του είναι η περίπτωση της θερμικά εφελκυσμένης οπτικής ίνας. Επομένως η υπέρθεση των τρόπων διάδοσης της ακτινοβολίας σε κυλινδρικά συμμετρική οπτική ίνα αποτελεί τη λύση για την εύρεση των τρόπων διάδοσης σε μια μη-κυλινδρική οπτική ίνα.

Μια ακόμα περίπτωση σύζευξης των τρόπων διάδοσης είναι αυτή στην οποία ξεχωριστοί κυματοδηγοί βρίσκονται σε εγγύτητα με τέτοιο τρόπο ώστε τα αποσβεννύμενα πεδία για κάθε τρόπο διάδοσης στον έναν κυματοδηγό να συνεισφέρουν στον άλλον κυματοδηγό που βρίσκεται κοντά.

Άλλη περίπτωση σύζευξης παρατηρείται σε συστήματα όπως αυτό της θερμικά εφελκυσμένης οπτικής ίνας και ενός σφαιρικού οπτικού αντηχείου και αναφέρονται εκτενέστερα σε επόμενο κεφάλαιο. Στην περίπτωση αυτή πάντως, η ισχύς της σύζευξης εξαρτάται από το ποσοστό της χωρικής αλληλεπικάλυψης (*spatial overlap*) των τρόπων διάδοσης αλλά και της συμφωνίας ή μη των φάσεων μεταξύ των τρόπων αυτών (*phase matching: αντιστοιχία φάσης*).

Με την θεωρία σύζευξης των τρόπων διάδοσης της ακτινοβολίας υποθέτουμε ότι οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους αποδίδουν μόνο για την περίπτωση σχετικά μικρών διαταράξεων, εννοώντας ότι παρά το γεγονός ότι ενέργεια μεταφέρεται ανάμεσα σε δύο τρόπους διάδοσης, οι σχηματισμοί των τρόπων διάδοσης δεν είναι έντονα παραμορφωμένοι λόγω της αλληλεπίδρασης μεταξύ τους.

Η σχέση αμοιβαιότητας μεταξύ δύο τρόπων διάδοσης είναι η βάση για την περιγραφή της σύζευξης τους. Δίνεται ως εξής:

$$(2.25) \quad \frac{\partial}{\partial z} \iint (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2^* + \vec{E}_2^* \times \vec{H}_1) \cdot \hat{z} dx dy = i\omega \iint (\varepsilon_1(x, y) - \varepsilon_2(x, y)) \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* dx dy$$

Όπου οι δείκτες 1 και 2 αναφέρονται στον 1<sup>ο</sup> και 2<sup>ο</sup> τρόπο διάδοσης και τα  $\varepsilon_i$ ,  $i=1,2$  στις διηλεκτρικές σταθερές για τους δύο τρόπους διάδοσης [12-14]. Μέσω της σχέσης αυτής περιγράφεται στην ουσία ότι η ροή ενέργειας ανάμεσα σε δύο κυματοδηγούς χωρίς απώλειες είναι συμμετρική.

Για την περίπτωση δύο παράλληλων κυματοδηγών  $\alpha$  και  $\beta$ , όπου καθένας υποστηρίζει έναν μοναδικό τρόπο διάδοσης, η διατάραξη του τρόπου διάδοσης για τον κυματοδηγό  $\alpha$  μπορεί να προσδιοριστεί. Οι διηλεκτρικές σταθερές δίνονται:

$$(2.26) \quad \begin{aligned} \varepsilon_1(x, y) &= \varepsilon(x, y), \\ \varepsilon_2(x, y) &= \varepsilon_\alpha(x, y) \end{aligned}$$

όπου  $\varepsilon_\alpha$  και  $\varepsilon$  είναι οι διηλεκτρικές σταθερές για τον κυματοδηγό και το σύνθετο σύστημα αντίστοιχα. Τα εγκάρσια H/M πεδία του συζευγμένου συστήματος λαμβάνονται ως ο γραμμικός συνδυασμός των εγκάρσιων πεδίων για κάθε κυματοδηγό ξεχωριστά ως εξής:

$$(2.27) \quad \begin{cases} \mathbf{E}_1^t = \alpha(z)\mathbf{E}_a^t(x, y) + b(z)\mathbf{E}_b^t(x, y) \\ \mathbf{H}_1^t = \alpha(z)\mathbf{H}_a^t(x, y) + b(z)\mathbf{H}_b^t(x, y) \end{cases}$$

όπου τα  $\alpha(z)$  και  $\beta(z)$  αναπαριστούν τα πλάτη των τρόπων διάδοσης στους κυματοδηγούς  $\alpha$  και  $\beta$  ως συναρτήσεις στη διαμήκη συντεταγμένη. Τα διαμήκη H/M πεδία παρόμοια εκφράζονται ως ένας γραμμικός συνδυασμός των διαμήκων συνιστωσών των πεδίων:

$$(2.28) \quad \begin{cases} \mathbf{E}_1^z = \alpha(z)\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon}\mathbf{E}_a^z(x, y) + b(z)\frac{\varepsilon_b}{\varepsilon}\mathbf{E}_b^z(x, y) \\ \mathbf{H}_1^z = \alpha(z)\mathbf{H}_a^z(x, y) + b(z)\mathbf{H}_b^z(x, y) \end{cases}$$



Το H/M πεδίο του διαταραγμένου κυματοδηγού εκφράζεται μέσω των σχέσεων:

$$(2.29) \quad \begin{cases} \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_\alpha(x, y) e^{-i\beta_\alpha z} \\ \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_\alpha(x, y) e^{-i\beta_\alpha z} \end{cases}$$

Αντικαθιστούμε τα παραπάνω στην εξίσωση (2.25) και στη συνέχεια επαναλαμβάνουμε την ίδια θεώρηση διαταραχής για τον κυματοδηγό β. Αντίστοιχα λοιπόν:

$$(2.30) \quad \begin{aligned} \varepsilon_1(x, y) &= \varepsilon(x, y), \\ \varepsilon_2(x, y) &= \varepsilon_\beta(x, y) \end{aligned}$$

Οπότε σε αυτήν την περίπτωση  $\varepsilon_\beta$  είναι η διηλεκτρική σταθερά για τον κυματοδηγό β. Τα εγκάρσια και διαμήκη πεδία του συζευγμένου συστήματος είναι ίδια με εκείνα όπου ο κυματοδηγός α είναι διαταραγμένος. Συνεπώς τα πεδία για τον διαταραγμένο κυματοδηγό δίνονται:

$$(2.31) \quad \begin{cases} \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_\beta(x, y) e^{-i\beta_\beta z} \\ \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_\beta(x, y) e^{-i\beta_\beta z} \end{cases}$$

Το αποτέλεσμα των αντικαταστάσεων στη σχέση αμοιβαιότητας, πρώτα για την περίπτωση διαταραχής του κυματοδηγού α και έπειτα για την περίπτωση διαταραχής του κυματοδηγού β είναι για οποιοδήποτε z:

$$(2.32) \quad \kappa_{\beta\alpha}(z) - \kappa_{\alpha\beta}(z) = \frac{1}{2} (C_{ab}(z) + C_{ba}(z)) (\beta_b - \beta_\alpha)$$

όπου

$$(2.33) \quad \kappa_{\alpha\beta}(z) = \frac{\omega}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\varepsilon(x, y) - \varepsilon_\beta(x, y)) \left( \mathbf{E}_\beta^t \cdot \mathbf{E}_\alpha^{t*} + \frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon} E_\beta^z E_\alpha^{z*} \right) dx dy$$

και

$$(2.34) \quad C_{\alpha\beta}(z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{E}_2^t \times \mathbf{H}_1^{t*}) \cdot \hat{z} dx dy$$

Τα  $\kappa_{\alpha\beta}$  και  $C_{\alpha\beta}$  είναι γνωστά ως συντελεστές σύζευξης και ποσοτικοποιούν το ποσοστό σύζευξης δύο τρόπων διάδοσης. Με αντίστοιχο τρόπο προσδιορίζονται και οι συντελεστές  $\kappa_{\beta\alpha}$  και  $C_{\beta\alpha}$ . Ο συντελεστής  $\kappa$  είναι ιδιαίτερα σημαντικός επειδή αφορά στην πιθανότητα ένα φωτόνιο να μεταβεί από τον ένα τρόπο διάδοσης στον άλλο. Ενώ, ο συντελεστής  $C$  αναπαριστά την ενέργεια που σχετίζεται με την αλληλεπικάλυψη των δύο τρόπων διάδοσης. Αξίζει να επισημάνουμε πως εάν  $\beta_\alpha \neq \beta_\beta$  τότε και  $\kappa_{\alpha\beta} \neq \kappa_{\beta\alpha}$ . Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι τρόποι διάδοσης με υψηλότερες σταθερές διάδοσης έχουν μικρότερα κλάσματα αποσβεννύμενου πεδίου σε σχέση με τρόπους διάδοσης χαμηλότερων σταθερών διάδοσης [12-14].

Χωρίς σύζευξη, τα πλάτη των πεδίων για τους δύο τρόπους διάδοσης περιγράφονται από τις διαφορικές εξισώσεις:

$$(2.35\alpha) \quad \frac{dE_\alpha(z)}{dz} = -i\beta_\alpha E_\alpha(z)$$

$$(2.35\beta) \quad \frac{dE_\beta(z)}{dz} = -i\beta_\beta E_\beta(z)$$

με λύσεις:

$$(2.36\alpha) \quad E_\alpha(z) = E_\alpha(0) e^{-i(\beta_\alpha z + \phi_\alpha)}$$

$$(2.36\beta) \quad E_\beta(z) = E_\beta(0) e^{-i(\beta_\beta z + \phi_\beta)}$$

Στην περίπτωση όμως σύζευξης οι **(2.35α)** και **(2.35β)** διαμορφώνονται ως εξής:

$$(2.37\alpha) \quad \frac{dE_\alpha(z)}{dz} = -i\beta_\alpha E_\alpha(z) + i\kappa_{\alpha\beta}(z)E_\beta(z)$$

$$(2.37\beta) \quad \frac{dE_\beta(z)}{dz} = -i\beta_\beta E_\beta(z) + i\kappa_{\beta\alpha}(z)E_\alpha(z)$$

Αυτές οι εξισώσεις είναι γνωστές ως εξισώσεις σύζευξης για δύο παράλληλους κυματοδηγούς.

## 2.2.2 Διατήρηση της ενέργειας

Στην θεωρία σύζευξης των τρόπων διάδοσης υφίσταται συνήθως η παρανόηση ότι για να διατηρείται η ενέργεια θα πρέπει οι συντελεστές σύζευξης  $k_{\alpha\beta}$  και  $k_{\beta\alpha}$  να είναι ίσοι. Ωστόσο, σύμφωνα με τη θεωρία συζευγμένων τρόπων διάδοσης, αυτοί οι συντελεστές δεν είναι ίσοι. Η σύγχυση η οποία επικρατεί οφείλεται στη μέθοδο με την οποία υπολογίζεται η ενέργεια. Γενικά το άνυσμα Poynting  $\mathbf{S}$  χρησιμοποιείται για να υπολογιστεί η ροή ενέργειας ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος:

$$(2.38) \quad \mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$$

Για δύο τρόπους διάδοσης οι οποίοι δεν συζεύγνυνται, η συνολική ροή ενέργειας γίνεται:

$$(2.39) \quad \mathbf{S}_{\text{tot}} = \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1^* + \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_2^*)$$

όπου  $\mathbf{S}_1$  και  $\mathbf{S}_2$  αναπαριστούν τη ροή ενέργειας για κάθε τρόπο διάδοσης. Η ισχύς ως συνάρτηση του  $z$  μπορεί να γραφεί ως:

$$(2.40) \quad P(z) = |a(z)|^2 + |b(z)|^2$$

όπου  $a(z)$  και  $b(z)$  τα πλάτη όπως ορίστηκαν παραπάνω. Για ένα συζευγμένο σύστημα το άνυσμα Poynting είναι:

$$(2.41) \quad \begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{tot}} &= \frac{1}{2} \mathbf{E}_{\text{tot}} \times \mathbf{H}_{\text{tot}}^* = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \times (\mathbf{H}_1^* + \mathbf{H}_2^*) = \\ &= \frac{1}{2} [(\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_1^*) + (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^*) + (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1^*) + (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_2^*)] \end{aligned}$$

Σε αυτήν την περίπτωση η ισχύς ως συνάρτηση του  $z$  γράφεται:

$$(2.42) \quad P(z) = |a(z)|^2 + |b(z)|^2 + (C_{ab}(z) + C_{ba}(z)) \Re[a(z)b^*(z)]$$

με τα μεγέθη της σχέσης όπως ορίστηκαν παραπάνω. Παρόλα αυτά, μόνο το πραγματικό μέρος του  $\alpha(z)b^*(z)$  αναπαριστά τη ροή ενέργειας. Το φανταστικό μέρος αναπαριστά την αποθηκευμένη ενέργεια. Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας εδώ θεωρούνται αμελητέες. Η συνθήκη η οποία πρέπει να ικανοποιείται για να είναι σταθερή η ενέργεια, είναι:

$$(2.43) \quad \kappa_{\beta\alpha}(z) - \kappa_{\alpha\beta}(z) = \frac{1}{2}(C_{ab}(z) + C_{ba}(z))(\beta_b - \beta_a)$$

η οποία ικανοποιείται μέσω της θεωρίας συζευγμένων τρόπων διάδοσης.

## 2.3 Διάδοση του φωτός σε θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες

### 2.3.1 Τρόποι διάδοσης του φωτός σε θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες

Για την περίπτωση των οπτικών ινών στις οποίες ισχύει η προσέγγιση ασθενούς κυματοδότησης (weakly guiding), οι τρόποι διάδοσης του φωτός είναι οι γραμμικά πολωμένοι ( $LP_{lm}$ ), συνεπώς η πόλωση του φωτός κατά μήκος του άξονα της ίνας θεωρείται αμελητέα. Η σύζευξη ανάμεσα σε δύο τρόπους διάδοσης καθίσταται εφικτή όταν οι δύο αυτοί τρόποι έχουν όμοια αζιμούθια χωρική συμμετρία δηλαδή ίδιο  $l$  (για *spatial overlap*). Η σύζευξη τρόπων διάδοσης με διαφορετική συμμετρία απαιτεί «σπάσιμο» της αζιμούθιας συμμετρίας της οπτικής ίνας [1-5,9-11]. Κάτι τέτοιο είναι δυνατόν να συμβεί φερ'επιπέιν ύστερα από έντονη κάμψη της ίνας ή από σωματίδια σκόνης που προκαλούν σκέδαση.

Η περιγραφή της διάδοσης του ηλεκτρικού πεδίου σε μία θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα είναι σύνθετη [23,24]. Οποιοδήποτε σημείο της εκλεπτυσμένης περιοχής και αν επιλέξουμε, θεωρούμε μαθηματικά ότι στο σημείο αυτό υφίστανται οι τρόποι διάδοσης που θα υφίστανται σε έναν κυματοδηγό σταθερών διαστάσεων ίσων με τις διαστάσεις που έχει σε αυτό το σημείο η εκλεπτυσμένη οπτική ίνα. Αυτοί οι τρόποι διάδοσης καλούνται *τοπικοί*. Το ηλεκτρικό πεδίο στην εκλεπτυσμένη οπτική ίνα μπορεί να περιγραφεί με τη χρήση αυτών των τοπικών τρόπων διάδοσης ως υπέρθεσή τους

$$(2.44) \quad \psi = \sum_v c_v(z) \psi_v e^{-i \int_0^z \beta_v(z') dz'}$$

όπου  $c_v$  είναι ο συντελεστής διεύρυνσης,  $\beta_v$  είναι η σταθερά διάδοσης για εκείνον τον τοπικό τρόπο διάδοσης και  $\psi_v$  το πεδίο του τοπικού τρόπου διάδοσης. Σε αντίθεση με τις οπτικές ίνες σταθερής διαμέτρου, οι θερμικά εφελκυσμένες οπτικές ίνες έχουν μεταβλητό  $\beta$  κατά μήκος του κεντρικού άξονα της ίνας. Πριν την εκλεπτυσμένη περιοχή ο θεμελιώδης τρόπος διάδοσης διαδίδεται στον πυρήνα της οπτικής ίνας [6-7]. Κατά μήκος της εκλεπτυσμένης περιοχής, όπου σταδιακά οι διαστάσεις της ίνας και του πυρήνα της μικραίνουν, ο θεμελιώδης τρόπος διάδοσης διαδίδεται όλο και περισσότερο στην περιοχή του περιβλήματος, επηρεάζοντας τον ενεργό δείκτη διάθλασης που «αισθάνεται» το πεδίο:

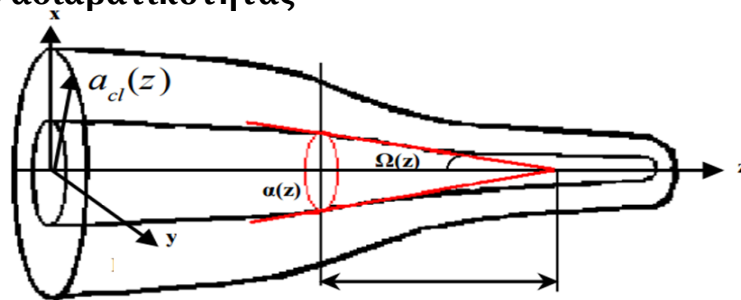
$$(2.45) \quad \beta = k_o n_{eff}$$

όπου

$$(2.46) \quad k_o = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Οι τρόποι διάδοσης του φωτός σε μια θερμικά εφελκυσμένη ίνα προσδιορίζονται με επίλυση της βαθμωτής εξίσωσης κύματος σε κυλινδρικές συντεταγμένες και με χρήση των κατάλληλων συνοριακών συνθηκών για κάθε σημείο κατά μήκος του άξονα  $z$  της ίνας θεωρώντας την ως έναν απείρου μήκους κύλινδρο [24]. Σε αυτήν την περίπτωση όμως, η προσέγγιση του περιβλήματος απείρου πλάτους δεν ισχύει και η επίλυση πρέπει να γίνει και για τις τρεις περιοχές διαφορετικών δεικτών διάθλασης θεωρώντας ταυτόχρονα τις σχέσεις συνέχειας στα σύνορα των περιοχών. Οι συνεχείς λύσεις οδηγούν τελικά στους προσεγγιστικούς τρόπους διάδοσης *LP*. Οι σταθερές διάδοσης προσδιορίζονται επιλύοντας της εξίσωση ιδιοτιμών. Εντός της εκλεπτυσμένης περιοχής όλοι οι τρόποι διάδοσης συζεύγνυνται μεταξύ τους για τη μη αδιαβατική θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα.

### 2.3.2 Κριτήριο αδιαβατικότητας



**Εικόνα 2.3 :** Θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα στην οποία υποδεικνύεται η στερεά γωνία της περιοχής μετάβασης καθώς και το τοπικό μήκος της περιοχής αυτής.

Η άρση της σύζευξης των τρόπων διάδοσης του φωτός σε μία θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα επιτυγχάνεται με προϋπόθεση την κατάλληλη κατασκευή της οπτικής ίνας ούτως ώστε να πληροίται το αδιαβατικό κριτήριο όπως περιγράφηκε στο **κεφάλαιο 1**. Δηλαδή με την προϋπόθεση ότι ικανοποιείται η ανισοτικήσχέση:

$$(2.47) \quad z_b < z_t$$

όπου

$$(2.48) \quad z_b = \frac{2\pi}{\beta_1 - \beta_2}, \quad \text{όπου } \beta_i = \frac{2\pi n_{\text{eff},i}}{\lambda}, i = 1, 2$$

Οι δείκτες 1,2 αναφέρονται στους δύο τρόπους διάδοσης, ενώ:

$$(2.49) \quad z_t = \frac{\rho}{\tan \Omega}, \rho = \rho(z) \quad \text{και} \quad \Omega = \Omega(z)$$

όπου  $\rho$  η τοπική ακτίνα του πυρήνα και  $\Omega$  η τοπική γωνία στην περιοχή της μετάβασης. Αντικαθιστώντας τις **(2.48)** και **(2.49)** στην **(2.47)** προκύπτει τελικά:

$$(2.50) \quad \left| \frac{d\rho}{dz} \right| = \tan \Omega < \frac{\rho(\beta_1 - \beta_2)}{2\pi}$$

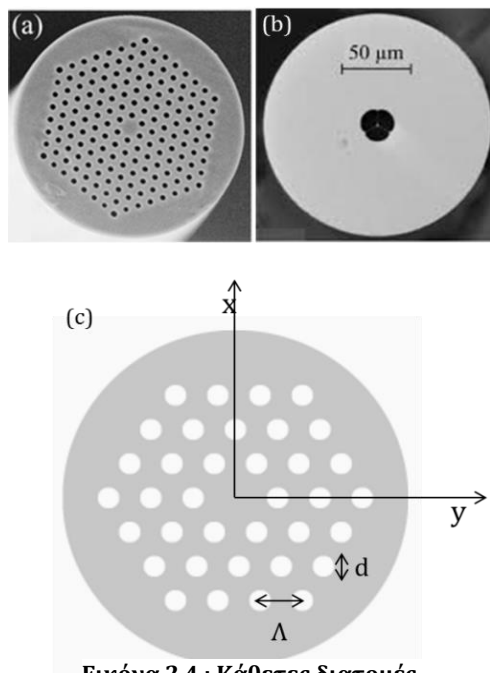
Για καλύτερη κατανόηση της συνθήκης αδιαβατικότητας, χρησιμοποιούμε τον αριθμό  $V$  που ορίζεται ως εξής:

$$(2.51) \quad V(z) = \frac{2\pi\rho(z)}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = V(0) \frac{\rho(z)}{\rho(0)}$$

Στην αρχή της περιοχής μετάβασης της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας, ο θεμελιώδης τρόπος διάδοσης διαδίδεται στον πυρήνα και ο ανηγμένος δείκτης διάθλασης του πυρήνα είναι μεγαλύτερος από τον δείκτη διάθλασης του περιβλήματος. Ωστόσο καθώς η διάμετρος της ίνας μικραίνει, ο ανηγμένος δείκτης διάθλασης του πυρήνα μικραίνει επίσης ώσπου τελικά ταυτίζεται με την τιμή του δείκτη διάθλασης του περιβλήματος. Στο σημείο αυτό, ο θεμελιώδης τρόπος διάδοσης παύει να διαδίδεται στον πυρήνα και διαδίδεται πλέον στο

περίβλημα. Το σημείο όπου συμβαίνει αυτό λέγεται σημείο μετάβασης και η αντίστοιχη τιμή του αριθμού  $V$  υπολογίζεται και χαρακτηρίζεται ως  $V_{cc}$  (core to cladding: πυρήνα προς περίβλημα). Όταν πληροίται η συνθήκη αδιαβατικότητα τότε όλο το ποσοστό της ισχύος αντιστοιχεί στον θεμελιώδη τρόπο διάδοσης  $LP_{01}$

## 2.4 Διάδοση του φωτός στις μικροδομημένες οπτικές ίνες



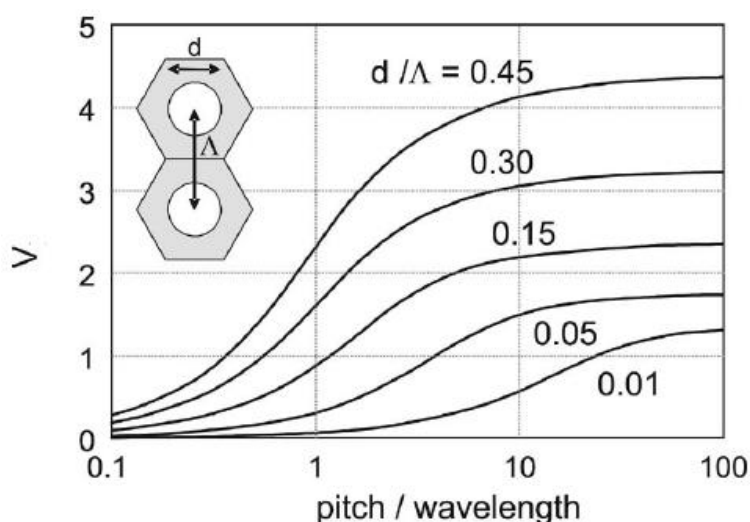
**Εικόνα 2.4 :** Κάθετες διατομές μικροδομημένων οπτικών ινών

Όπως είναι γνωστό, στις απλές τηλεπικοινωνιακές οπτικές ίνες, η μετάδοση του φωτός γίνεται μέσω της ολικής εσωτερικής ανάκλασης στη διεπιφάνεια πυρήνα- περιβλήματος. Οι μικροδομημένες οπτικές ίνες χαρακτηρίζονται από περιοδική δομή καναλιών αέρα (capillaries) τα οποία σχηματίζουν πολυγωνικά πλέγματα κατά την κάθετη διατομή των ινών ( $\Lambda$ : σταθερά πλέγματος,  $d$ : διάμετρος καναλιού). Η διάδοση του φωτός σε αυτές εξαρτάται από τη μορφή της δισδιάστατης συστοιχίας τους κατά την κάθετη διατομή. Έτσι διακρίνουμε δύο περιπτώσεις: α) την περίπτωση διάδοσης του φωτός μέσω της τροποποιημένης ολικής εσωτερικής ανάκλασης (TOEA ή MTIR: modified total internal reflection) και β) την διάδοση μέσω του φαινομένου φωτονικού χάσματος [25,26].

Στην περίπτωση της τροποποιημένης ολικής εσωτερικής ανάκλασης αυτό που συμβαίνει είναι ότι η ύπαρξη των καναλιών αέρα συμβάλλει στη μείωση του ανηγμένου δείκτη διάθλασης  $n_{eff}$  (effective: ανηγμένος) στην περιοχή του περιβλήματος. Αποτέλεσμα αυτού είναι η περιοχή τελικά γύρω από τον πυρήνα

(περίβλημα με κανάλια αέρα) ακόμα κι αν είναι κατασκευασμένη από το ίδιο υλικό με αυτόν, να συνιστά τελικά μια περιοχή χαμηλότερου (ανηγμένου) δείκτη διάθλασης [22]. Έτσι προκύπτει διάδοση του φωτός μέσω (τροποποιημένης) ολικής εσωτερικής ανάκλασης.

Ο τρόπος λειτουργίας των μικροδομημένων οπτικών ινών γίνεται κατανοητός μέσω της παραμέτρου  $V$  (κανονικοποιημένη συχνότητα) (βλ. σχέση (2.23)). Ο αριθμός των τρόπων διάδοσης  $\sim V^2/2$ , όπως φαίνεται ακολούθως είναι ανεξάρτητος από το μήκος κύματος για υψηλές συχνότητες ( $\lambda \rightarrow 0$ ). Ο ανηγμένος δείκτης διάθλασης του περιβλήματος προσεγγίζει τον ανηγμένο δείκτη διάθλασης του πυρήνα στην περιοχή υψηλών συχνοτήτων και η εκμηδενισμένη διαφορά του δείκτη διάθλασης μεταξύ του πυρήνα και του περιβλήματος καταστέλλει τους τρόπους διάδοσης υψηλότερων τάξεων.



**Εικόνα 2.5 :** Η κανονικοποιημένη συχνότητα  $V$  για MOI στερεού πυρήνα ως συνάρτηση του λόγου  $\Lambda/\lambda$  για διαφορετικές τιμές του κλάσματος  $d/\Lambda$ .

Η περιοδική διάταξη των μικροδομημένων οπτικών ινών λειτουργεί σαν φίλτρο των τρόπων διάδοσης του φωτός εντός τους. Στην περίπτωση του θεμελιώδους τρόπου διάδοσης  $LP_{0,1}$ , όταν ο λοβός του είναι σχεδόν  $2\Lambda$  και το σχετικό μέγεθος του καναλιού  $d/\Lambda$  είναι σχετικά μικρό [22], ο θεμελιώδης τρόπος παγιδεύεται εντός του πυρήνα αλλά οι τρόποι διάδοσης υψηλότερων τάξεων μπορούν να δραπετεύσουν στις ενδιάμεσες περιοχές μεταξύ των καναλιών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η οπτική ίνα να θεωρείται απλού τρόπου διάδοσης. Όταν ο λόγος  $d/\Lambda$  αυξάνεται, οι τρόποι διάδοσης υψηλότερων τάξεων επίσης παγιδεύονται στον πυρήνα χωρίς να δραπετεύουν στις ενδιάμεσες περιοχές. Συνήθως, ο προσδιορισμός των ανηγμένων δεικτών διάθλασης και των ανάλογων πεδίων γίνεται μέσω εξειδικευμένων προσομοιώσεων όπως τα FDTD και COMSOL με χρήση μεθόδων πεπερασμένων στοιχείων (βλ. κεφάλαιο 6).

Στην περίπτωση διάδοσης μέσω του φαινομένου φωτονικού χάσματος, (Photonic Bandgap: PBG) επιγραμματικά θα αναφέρουμε ότι η κάθετη διατομή



μιας οπτικής ίνας φωτονικού κρυστάλλου, επίσης χαρακτηρίζεται από περιοδική διάταξη καναλιών στην περιοχή του περιβλήματος [27-29]. Ωστόσο, στην περίπτωση αυτή συνήθως η κεντρική περιοχή του πυρήνα είναι χαμηλότερου δείκτη διάθλασης σε σχέση με το περίβλημα αλλά το φως κυματοδηγείται σε αυτόν λόγω του φαινομένου φωτονικού χάσματος. Σαφέστερα, μια περιοχή συχνοτήτων δεν μπορεί να διαδοθεί στην περιοχή του περιβλήματος και παγιδεύεται στην περιοχή του πυρήνα χαμηλότερου δείκτη διάθλασης. Συνήθως, τέτοιου είδους μικροδομημένες οπτικές ίνες υπερτερούν στο ότι χαρακτηρίζονται από χαμηλές απώλειες.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ:

- [1] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria", IEE Proceedings-J, Vol.138, No. 5, October 1991.
- [2] R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier and J. D. Love, "Tapered single mode fibres and devices, Part 2: Experimental and theoretical quantification", IEE Proceedings-J, Vol. 138, No. 5, October 1991.
- [3] S. Lacroix, F. Gonthier, R. J. Black and J. Bures, "Tapered-fiber interferometric wavelength response: the achromatic fringe", Optics Letters, Vol. 13, No. 5, May 1988.
- [4] F. Gonthier, J. Lapierre, C. Veilleux, S. Lacroix and J. Bures, "Investigation of power oscillations along tapered monomode fibers", Applied Optics, Vol. 26, No.3, February 1987.
- [5] T.A. Birks and Y.W. Li, "The shape of fiber tapers", Journal of Lightwave technology, vol.10, no.4, April 1992
- [6] L. Ding, Ch. Belacel, S. Ducci, G. Leo and I. Favero, "Ultralow loss single-mode silica tapers manufactured by a microheater", Appl. Optics, OSA, vol.49, (13) pp.2441-2445, 2010
- [7] D. Marcuse, "Mode conversion in optical fibers with monotonically increasing core radius", Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-5, No. 1, January 1987.
- [8] A. Jeffrey, "Handbook of mathematical formulas and integrals", Academic Press, San Diego, 1995.
- [9] W. K. Burns, M. Abebe, C. A. Villarruel, and R. P. Moeller, "Loss mechanism in single-mode fiber tapers", Journal of Lightwave Technology, Vol. L-T4, No. 6, June 1986.
- [10] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala. "Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics". Physical Review Letters, 91(4):art. no.—043902, 2003.
- [11] B. E. Little, J. P. Laine, and H. A. Haus. "Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators". Journal of Lightwave Technology, 17(4):704—715, 1999.
- [12] A. Yariv. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides (vol 36, pg 321, 2000). Electronics Letters, 36(11):999—999, 2000.

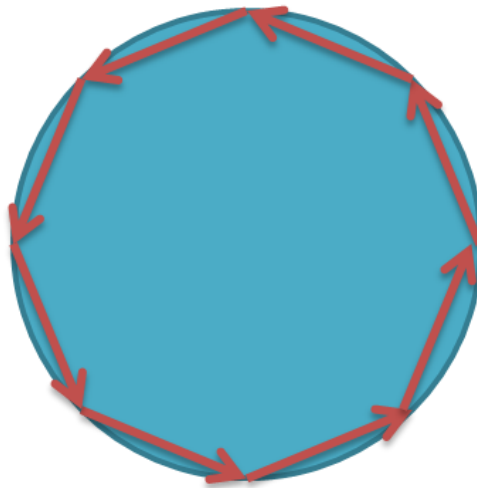
- [13] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks “Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper”. *Optics Letters*, 22(15):1129—1131, 1997.
- [14] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala. “Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics”. *Physical Review Letters*, 91(4):art. no.—043902, 2003.
- [15] C. Xia, N. Bai, I. Ozdur, X. Zhou and G. Li. “Supermodes for optical transmission”, *Optics Express* vol.19 (17), pp.16653-16664, 2011
- [16] P.W. Milonni and J.H. Eberly. “*Laser Physics*” ch10: “Introduction to Nonlinear Optics”, John Wiley & Sons, Inc. (2010)
- [17] L. Weinstein. *Open Resonators and Open Waveguides*. The Golem Press, Boulder, Colorado, 1996.
- [18] H.A. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984.
- [19] G.P. Agrawal, “*Nonlinear Fiber Optics*”. Academic Press, 2001
- [20] L. Gagnon, R. Black, “*Optical Waveguide Modes: Polarization, Coupling and Symmetry*”, McGraw-Hill, 2010
- [21] K. Okamoto, “*Fundamentals of Optical Waveguides*”, Academic Press, 2006
- [22] F. Mitschke, “*Fiber Optics: Physics and Technology*”, Springer, 2010
- [23] D. Marcuse, “*Theory of Dielectric Optical Waveguides*”, *Quantum Electronics*, 1991
- [24] A.W. Snyder, J. Love, “*Optical Waveguide Theory*”, Springer, 1983
- [25] J.C Knight, T.A Birks, P.S.J Russell, D.M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Optics Letters*, 1996
- [26] T.A. Birks, J.C. Knight, P.S.J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Optics Letters*, 1997
- [27] T.M. Monro, D.J. Richardson, N.G.R. Broderick, P.J. Bennett, “Holey optical fibers: an efficient modal model”, *Journal of Lightwave technology*, 1999
- [28] D. Kominsky, G. Pickrell, R. Stolen, “Generation of Random Hole Optical Fibers”, *Optics Letters*, vol.28, issue 16, 1409-11, August 2003
- [29] A. Bjarklev, J. Broeng, A.S. Bjarklev, “*Photonic Crystal Fibres*”, Boston/Dordrecht/London, Kluwer Academic Publishers

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

### 3.1 Θεωρητικό μοντέλο περιγραφής των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (ΤΕΨ) σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία

#### 3.1.1 Η επίλυση της εξίσωσης Helmholtz

Στην περίπτωση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε σφαιρικά οπτικά αντηχεία, η προσπίπτουσα -στη διεπιφάνεια μεταξύ κυματοδηγού και διηλεκτρικής σφαίρας- ακτινοβολία φωτός είναι αυτή που παγιδεύεται εντός της περιφέρειας της κοιλότητας [20]. Λόγω της συνεχούς εσωτερικής ολικής ανάκλασης των ακτίνων από τη διεπιφάνεια μεταξύ της διηλεκτρικής μικροσφαίρας και του περιβάλλοντος της, η ακτινοβολία αυτή παγιδεύεται εντός του αντηχείου και εκτελώντας κλειστή διαδρομή προκαλεί το φαινόμενο συντονισμού.



**Εικόνα 3.1 :** Απεικόνιση κλειστής διαδρομής του φωτός κοντά στη διεπιφάνεια σφαιρικού οπτικού αντηχείου- περιβάλλοντος

Το φως που διαδίδεται μέσα από ένα πυκνό υλικό μπορεί να πολώσει αυτό το μέσο, ανάλογα με το πώς τα μόρια αλληλεπιδρούν με τα χρονικά μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία. Η διηλεκτρική σταθερά ενός υλικού  $\epsilon_m$  (material: υλικό) περιγράφει την χρονική υστέρηση στην μοριακή απόκριση του μέσου στα οπτικά πεδία και αναλύεται στη διηλεκτρική σταθερά ενός κύματος που διαδίδεται στο κενό  $\epsilon_0$  και στη σχετική διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_r$  (relative: σχετικός), δηλαδή

$$(3.1) \quad \epsilon_m = \epsilon_r \epsilon_0$$

Ωστόσο, περισσότερο συνηθίζεται η χρήση του όρου του δείκτη διάθλασης  $n$  ο οποίος εκφράζεται ως μιγαδικός αριθμός. Το πραγματικό μέρος αυτού συνιστά το ρυθμό της ταχύτητας του φωτός στο κενό προς το ρυθμό ταχύτητας σε ένα υλικό, ενώ το φανταστικό μέρος του σχετίζεται με τους μηχανισμούς απωλειών στο υλικό όπως η απορρόφηση ή η σκέδαση.

$$(3.2) \quad n(\lambda, T) = N(\lambda, T) + ik(\lambda, T) = \frac{c}{v_m(\lambda, T)} + ik(\lambda, T)$$

Οι τρόποι εγκλωβισμού ψιθυρισμού για τα σφαιρικά οπτικά αντηχεία και συγκεκριμένα το προφίλ αυτών συνδέονται με την επίλυση της εξίσωσης του Helmholtz [26,27] είτε για το ηλεκτρικό είτε για το μαγνητικό πεδίο της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας του φωτός. Η εξίσωση για το ηλεκτρικό πεδίο προκύπτει από τις εξισώσεις Maxwell:

$$(3.3) \quad \nabla^2 E + \omega^2 \mu \epsilon_m E = 0$$

Υπενθυμίζουμε τις γενικές εξισώσεις Maxwell (για διηλεκτρικό και ισοτροπικό μέσο ισχύουν  $\vec{J} = 0$  και  $\rho = 0$ ):

$$(M.1) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

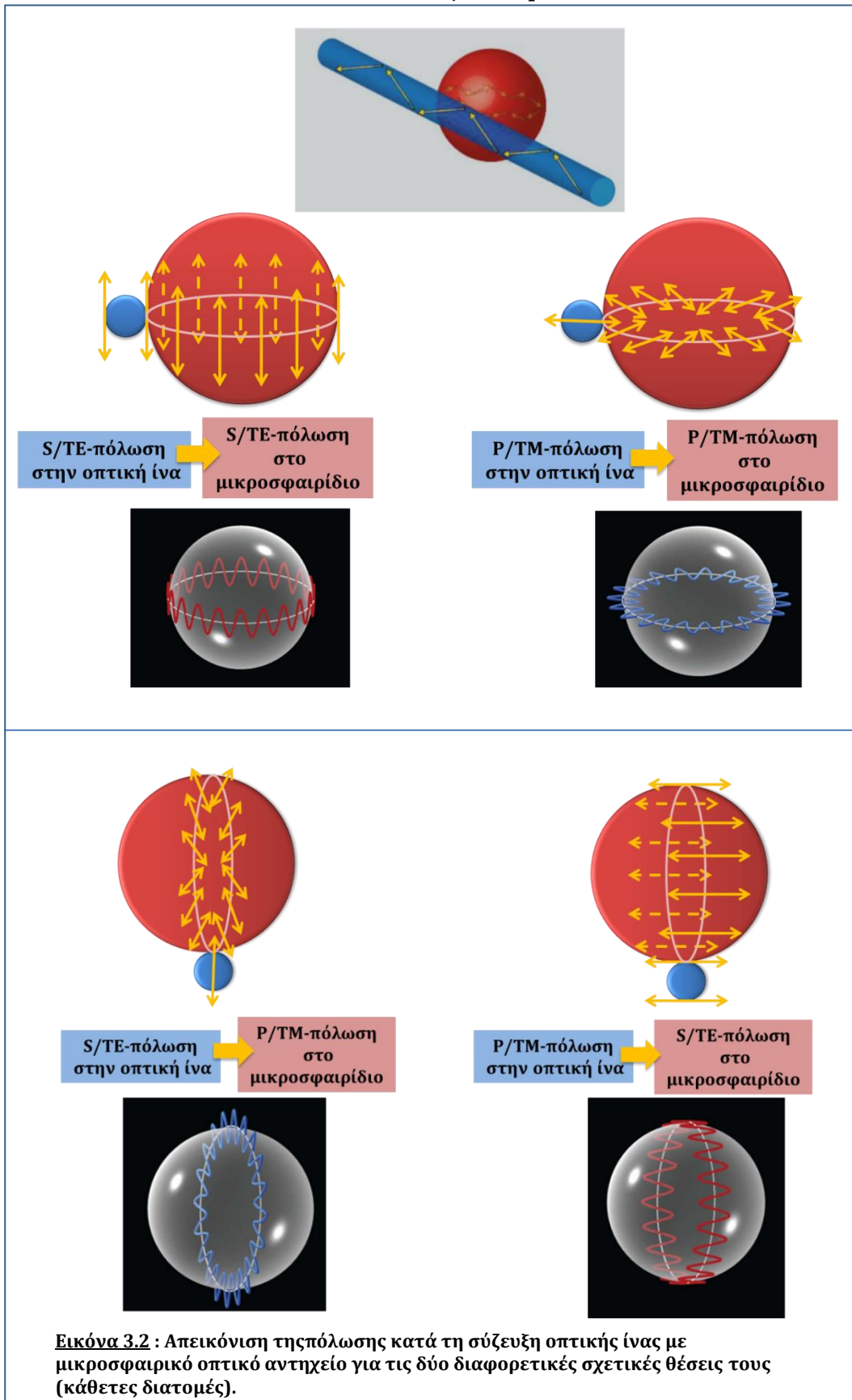
$$(M.2) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$(M.3) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$$

$$(M.4) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

Θεωρώντας ότι το σφαιρικό οπτικό αντηχείο είναι ένα ομογενές διηλεκτρικό και ότι οι ακτίνες προσπίπτουν στο σύνορο διηλεκτρικού-περιβάλλοντος και ανακλώνται ούτως ώστε η πόλωση να θεωρείται σχεδόν σταθερή κατά μήκος της οπτικής τροχιάς, η εξίσωση (3.3) μπορεί να επιλυθεί με την προσέγγιση μιας βαθμωτής κυματικής εξίσωσης [1-3]. Οι λύσεις της διαχωρίζονται σε δύο περιπτώσεις και είναι είτε εγκάρσιες μαγνητικές (*TM*: transverse magnetic) είτε εγκάρσιες ηλεκτρικές (*TE*: transverse electric) [18,28] και η διαφορά τους διευκρινίζεται στην ακόλουθη εικόνα ανάλογα με τη σχετική θέση οπτικής ίνας και σφαιρικού οπτικού αντηχείου:

## Πολώσεις s και p



Έτσι τελικά μόνο μια συνιστώσα του πεδίου θεωρείται μη μηδενική (λ.χ. η  $E_\theta$  συνιστώσα που είναι παράλληλη στο  $\hat{e}_\theta$  για την περίπτωση της εγκάρσιας ηλεκτρικής TE, οπότε  $E_\varphi=E_r=0$ , ενώ στην περίπτωση της εγκάρσιας μαγνητικής TM είναι παράλληλη στο  $\hat{e}_r$  : για την πρώτη περίπτωση σχετικής θέσης οπτικής ίνας- σφαιρικού οπτικού αντηχείου). Η συνιστώσα αυτή εξαρτώμενη και από τις τρεις μεταβλητές  $r, \varphi, \theta$  δίνεται:

$$(3.4) \quad E_\theta = N_c \psi_r(r)\psi_\varphi(\varphi)\psi_\theta(\theta)$$

Και τελικά η (3.3) σε σφαιρικές συντεταγμένες γράφεται:

$$(3.5) \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\psi) + \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial}{\partial r} \left( \sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \psi \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \psi + \omega^2 \mu \varepsilon_m = 0$$

Με τη μέθοδο των χωριζόμενων μεταβλητών καταλήγουμε σε τρεις διαφορετικές εξισώσεις:

$$(3.6) \quad \frac{d^2}{dr^2} \psi_r + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \psi_r + (k^2 n(r)^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}) \psi_r = 0$$

για την ακτινική συνιστώσα,

$$(3.7) \quad \frac{1}{\psi_\varphi} \frac{d^2}{d\varphi^2} \psi_\varphi + m^2 = 0$$

για την αζιμούθια συνιστώσα και

$$(3.8) \quad \frac{1}{\cos\theta} \frac{d}{d\theta} \left( \cos(\theta) \frac{d}{d\theta} \psi_\theta \right) - \frac{m^2}{\cos^2\theta} \psi_\theta + l(l+1) \psi_\theta = 0$$

για την πολική συνιστώσα.

Με τις αντίστοιχες λύσεις τους:

$$(3.9) \quad \psi_r(r) = \begin{cases} j_l(kn_s r), r \leq R_{cav} \\ j_l(kn_s R_0) \exp(-\alpha_d (r - R_{cav})), r > R_{cav} \end{cases}$$

για την ακτινική συνιστώσα  $\psi_r$ , όπου  $j_l(kn_s r)$  είναι η σφαιρική συνάρτηση Bessel τάξης  $l$  (ο πολικός αριθμός του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού), το  $\alpha_d$  είναι σταθερά που σχετίζεται με την εξασθένιση του πεδίου ενώ  $k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon_m}$  είναι ο κυματαριθμός. Το αποσβεννύμενο πεδίο που «δραπετεύει» από την οπτική κοιλότητα σχετίζεται με τον εκθετικό παράγοντα της (3.9). Κατόπιν:

$$(3.10) \quad \psi_\varphi(\varphi) = \exp(\pm im\varphi)$$

όπου  $m$  ο αζιμούθιος αριθμός του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού για την αζιμούθια συνιστώσα και τέλος,

$$(3.11) \quad \psi_{\theta}(\theta) = \exp\left[-\frac{m}{2}\theta^2\right] H_N(\sqrt{m}\theta)$$

για την πολική συνιστώσα όπου  $H_N$  τα πολυώνυμα Hermite στα οποία καταλήγουμε τελικώς μέσω των πολυωνύμων Legendre με την προσέγγιση:

$$(3.12) \quad \frac{P_n^m(\theta)}{P_n^m(0)} \approx \frac{H_{n-m}(\sqrt{m}\theta)}{H_{n-m}(0)} \exp(-m\theta^2/2)$$

Υπενθυμίζουμε τα πολυώνυμα Legendre

$$(3.13) \quad P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} [(x^2 - 1)^n]$$

ως πολυώνυμα  $n$  βαθμού, καθώς και τα πολυώνυμα Hermite

$$(3.14) \quad H_n(x) = (-1)^n \exp(x^2) \frac{d^n}{dx^n} \exp(x^2)$$

όμοια  $n$  βαθμού.

Η σφαιρική συνάρτηση Bessel συνδέεται με την γνωστή συνάρτηση Bessel ως εξής,

$$(3.15) \quad j_l(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{l+0.5}(x)$$

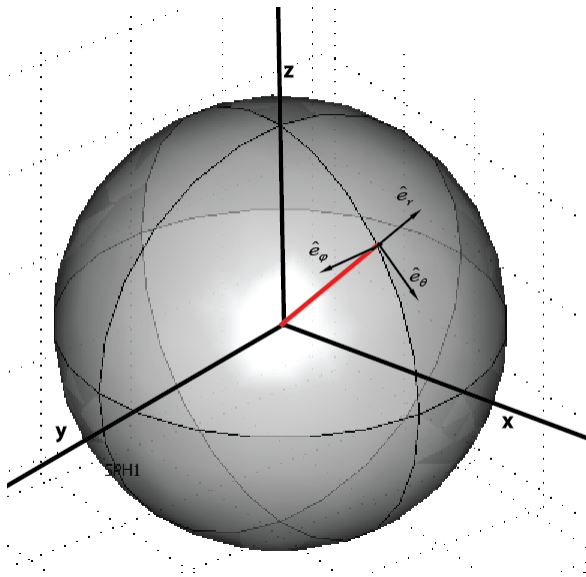
Οι παραπάνω λύσεις για τις τρεις συνιστώσες **(3.9)**, **(3.10)** και η **(3.11)** είναι στη μη κανονικοποιημένη τους μορφή, ενώ η σταθερά κανονικοποίησης της πολικής συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου  $E_{\theta}$ ,  $N_c$  βρίσκεται:

$$(3.16) \quad N_c = \sqrt{\frac{\pi}{m}} 2^{N-1} N! R_{cav}^2 \left[ \left( 1 + \frac{1}{a_d R_{cav}} \right) j_l^2(knR_{cav}) - j_{l-1}(knR_{cav}) j_{l+1}(knR_{cav}) \right]^{1/2}$$

Όπου  $N=l-m$  και  $k=2\pi/\lambda$ . Το πεδίο εκφράζεται στην κανονικοποιημένη του μορφή ούτως ώστε να υπολογιστεί ορθά ο παράγοντας σύζευξης  $\kappa$  (coupling factor) στον κυματοδηγό [3,6].



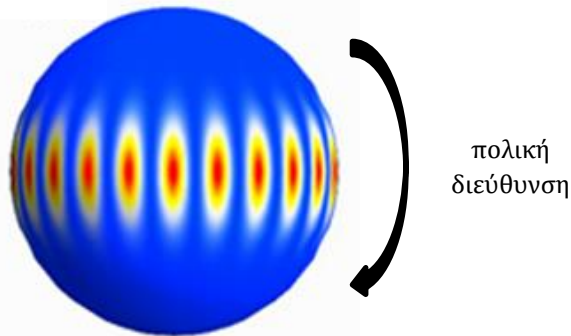
### 3.1.2 Η γεωμετρική απεικόνιση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού



**Εικόνα 3.3 :** Καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων με τα μοναδιαία διανύσματα  $\hat{e}_r$ ,  $\hat{e}_\phi$  και  $\hat{e}_\theta$ .

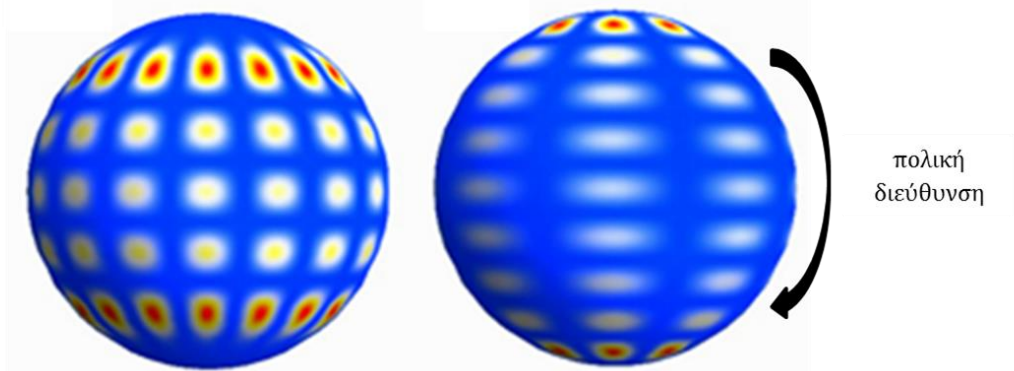
Για την επίτευξη τρισδιάστατης γεωμετρικής απεικόνισης των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού της πολικής συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου  $E_\theta$  σε ένα σφαιρικό οπτικό αντηχείο, απαραίτητη προϋπόθεση είναι ο διαχωρισμός των τριών ειδών αριθμών των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού για κάθε διεύθυνση:  $q$  για την ακτινική διεύθυνση,  $m$  για την αζιμούθια διεύθυνση και  $l$  για την πολική [3,5,17]. Το πλήθος των ακροτάτων  $q$ ,  $2m$  και  $l-|m|+1$  σε κάθε διεύθυνση διαφέρει και καθορίζεται από τις παραπάνω λύσεις της εξίσωσης Helmholtz.

Για μια κατάσταση συντονισμού στο οπτικό αντηχείο, η συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου  $E_\theta$  στο επίπεδο που συνιστούν τα  $\hat{e}_r$ ,  $\hat{e}_r$  θα μπορούσε να έχει τη μορφή



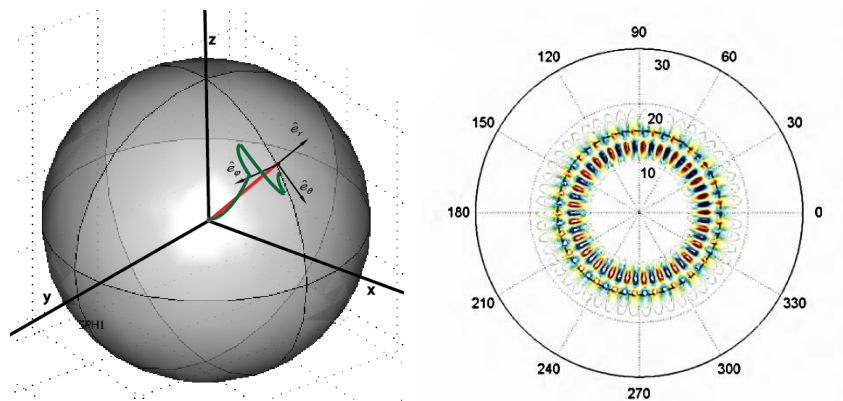
**Εικόνα 3.4 :** Η μορφή του ηλεκτρικού πεδίου σε τρισδιάστατη απεικόνιση για τη συνιστώσα του στο αζιμούθιο επίπεδο για την περίπτωση όπου  $q=1, m=12$

Ο αριθμός  $m$  του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμών του οπτικού αντηχείου για την αζιμούθια διεύθυνση λαμβάνει όπως όλοι, ακέραιες τιμές αλλά από  $-l$  έως  $+l$ , δηλαδή  $(2l+1)$ . Μια πιθανή κατάσταση συντονισμού είναι αυτή της **εικόνας 3.4** [33] η οποία είναι και η *θεμελιώδης* ( $q=1$ ). Είναι φανερό ότι το πλήθος των ακροτάτων στο αζιμούθιο έτσι όπως φαίνεται στην τρισδιάστατη απεικόνιση είναι  $2m=24$  ενώ το πλήθος των ακροτάτων στην πολική διεύθυνση είναι  $l-|m|+1=12-12+1=1$  αφού κατά την πολική κατεύθυνση παρατηρούμε ένα ακρότατο. Σε άλλες καταστάσεις συντονισμού με αριθμό  $m$  μικρότερο του 12 το πλήθος των ακροτάτων στην πολική διεύθυνση αλλάζει.



**Εικόνα 3.5:** Διαφορετικές καταστάσεις συντονισμού εντός του σφαιρικού οπτικού αντηχείου με  $m < l$  ( $m=8, m=4$  αντίστοιχα) αλλά  $q=1$ . Το πλήθος των ακροτάτων στην ακτινική διεύθυνση δεν είναι φανερό σε αυτές τις απεικονίσεις.

Στην **εικόνα 3.5** λοιπόν, παρατηρούμε ότι το πλήθος των ακροτάτων στο αζιμούθιο αλλάζει σε  $2m=16$  και  $8$  αντίστοιχα, ενώ στην πολική διεύθυνση το πλήθος των ακροτάτων είναι  $l-|m|+1=12-8+1=5$  και  $12-4+1=9$  αντίστοιχα. Οι καταστάσεις αυτές είναι εκφυλισμένες για το ίδιο μήκος κύματος. Συνεπώς μια κατάσταση  $(q,l)$  στην ουσία συνίσταται από  $2l+1$  εκφυλισμένες καταστάσεις στην αζιμούθια διεύθυνση. Καθώς ο αριθμός  $m$  μειώνεται, ο αριθμός των λοβών (στην πολική διεύθυνση) αυξάνεται. Όσον αφορά το πώς διαμορφώνεται το πλήθος των ακροτάτων κατά την ακτινική διεύθυνση στο επίπεδο  $\varphi\varphi$ , μπορούμε να το αντιληφθούμε από το ακόλουθο σχήμα.



**Εικόνα 3.6 :** Στη σφαίρα φαίνεται κατά την ακτινική διεύθυνση το πλήθος των ακροτάτων όπου είναι  $q=2$  και στην τομή φαίνεται το πεδίο στο  $\varphi\varphi$  επίπεδο, επίσης για  $q=2$  και  $m=1=25$ .

Κατά την ακτινική διεύθυνση, ο τρόπος εγκλωβισμού ψιθυρισμού για την περίπτωση της θεμελιώδους κατάστασης συντονισμού είναι εντοπισμένος πολύ κοντά στη διεπιφάνεια του σφαιρικού αντηχείου με το περιβάλλον του, ενώ για υψηλότερες καταστάσεις κατά την ακτινική διεύθυνση, το χαρακτηριστικό ακρότατο μετατοπίζεται όλο και περισσότερο προς το κέντρο της κοιλότητας.

### 3.1.3 Η χαρακτηριστική εξίσωση

Η χαρακτηριστική εξίσωση συνδέει τον κυματαριθμό  $k$  με τους αριθμούς των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (mode numbers)  $l$  και  $q$ , και την ακτίνα  $R_{cav}$  της σφαιρικής οπτικής κοιλότητας (cavity: κοιλότητα) [6,8,32]. Προσδιορίζεται αντιστοιχίζοντας τις εφαπτομενικές συνιστώσες των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων κατά μήκος της σφαιρικής επιφάνειας. Με χρήση των κατάλληλων προσεγγίσεων μέσω της συνάρτησης Bessel καταλήγουμε στη μορφή:

$$(3.17) \quad \left( \eta_s \alpha_d + \frac{l}{R_{cav}} \right) j_l(knR_{cav}) = knj_{l+1}(knR_{cav})$$

με:

$$(3.18) \quad \eta_s = \begin{cases} 1, TE \\ \frac{n^2}{n_{περ}^2}, TM \end{cases}$$

$$(3.19) \quad \alpha_d = \sqrt{\beta_l^2 - k^2 n_{περ}^2}$$

$$(3.21) \quad \beta_l = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{R_{cav}}$$

όπου  $\beta_l$  η σταθερά διάδοσης παράλληλη στην επιφάνεια της σφαίρας και  $n_{περ}$  ο δείκτης διάθλασης του περιβάλλοντος της κοιλότητας (τα υπόλοιπα δηλώνονται παραπάνω).

Επιλύοντας την (3.17) προσδιορίζονται οι λύσεις που σχετίζονται με τις θέσεις των συντονισμών για τους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού, δηλαδή τα  $\lambda_{res}$  (resonance=συντονισμός).

$$(3.22) \quad \lambda_{res} = \frac{2\pi n R_{cav}}{n_{περ}} \left( v - \frac{\zeta_q}{2^{\frac{1}{3}}} v^{\frac{1}{3}} - \frac{mp}{\sqrt{m^2-1}} + \frac{3\zeta_l^2}{2^{\frac{2}{3}} \cdot 10} v^{-\frac{1}{3}} - \frac{m^3 p \left( \frac{2p^2-1}{3} \right) \zeta_l}{2^{\frac{1}{3}} (m^2-1)^{\frac{3}{2}}} v^{-\frac{2}{3}} + O(v^{-1}) \right)^{-1}$$

όπου  $v=l+0.5$ ,  $\zeta_q$  η q-ρίζα της συνάρτησης Airy,  $m=n/n_{περ}$  και τέλος για τις δύο καταστάσεις πόλωσης  $TE$  και  $TM$ , ο συντελεστής  $p$  λαμβάνει τις ακόλουθες τιμές:

$$(3.23) \quad p = \begin{cases} 1, TE \\ \frac{1}{m^2}, TM \end{cases}$$

### 3.2 Ο παράγοντας ποιότητας Q

Ο παράγοντας ποιότητας  $Q$  (quality factor) ενός τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε οπτικό αντηχείο περιγράφει τη σχέση μεταξύ της ενέργειας που αποθηκεύεται  $E_s$  (stored: αποθηκευμένος) εντός της κοιλότητας του αντηχείου και της απώλειας της ενέργειας ανά κύκλο  $E_L$  (loss: απώλεια).

$$(3.24) \quad Q = \frac{2\pi E_s}{E_L}$$

Από τη σχέση αυτή είναι φανερό ότι όσο περισσότερη ενέργεια χάνεται ανά κύκλο, τόσο μικραίνει ο  $Q$ . Στις μικροσφαίρες, οι μηχανισμοί απωλειών μπορεί να είναι είτε οι σκεδάσεις από τις ανωμαλίες και τις προσμείξεις της επιφάνειας, είτε λόγω απορρόφησης που προκύπτει από τους συντονισμούς των μορίων, είτε λόγω σκέδασης Rayleigh, είτε ακόμη λόγω απωλειών από τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού λόγω της εγγενούς καμπυλότητας του σφαιρικού αντηχείου [12,14].

Η σχέση που περιγράφει το συνολικό παράγοντα  $Q$  είναι:

$$(3.25) \quad Q^{-1} = Q_{WGM}^{-1} + Q_{surf}^{-1} + Q_{mat}^{-1} + Q_{ext}^{-1}$$

Το μέγεθος του εγγενούς παράγοντα  $Q_{WGM}$  ( $10^3 \sim 10^4$ ) για μικροσφαίρες καθορίζεται από την απορρόφηση και τη σκέδαση Rayleigh. Μέσω της μεθόδου υπολογισμού διάδοσης ρευμάτων εντός του όγκου των υλικών είναι δυνατό να προσδιοριστούν προσεγγιστικά οι απώλειες των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού για αυτά τα μεγέθη σφαιρών [15]:

$$(3.26) \quad Q_w = \frac{l^2 n}{k^3 c \epsilon_0 N_s^2 n_{\pi\epsilon\rho}^2 R_{cav}^5 Z_0} \times \left[ n_{\pi\epsilon\rho} \left( \frac{\pi}{\gamma_1} \right)^{1/4} j_l(knR_{cav}) j_{l+1}(knR_{cav}) - n \left( \frac{\pi}{\gamma_2} \right)^{1/4} j_{l-1}(knR_{cav}) j_l(knR_{cav}) \right]^{-2}$$

$$(3.26\alpha) \quad \gamma_1 = l - \frac{1}{2} - kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav} \frac{j_l(kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav})}{j_{l-1}(kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav})} + \frac{(kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav})^2}{l}$$

$$(3.26\beta) \quad \gamma_2 = l + \frac{1}{2} - kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav} \frac{j_{l+1}(kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav})}{j_l(kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav})} + \frac{(kn_{\pi\epsilon\rho} R_{cav})^2}{l}$$

όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό,  $\epsilon_0$  η διηλεκτρική σταθερά του ελεύθερου χώρου,  $Z_0 \approx 377$  είναι η αντίσταση στον ελεύθερο χώρο και  $N_c$  η

σταθερά κανονικοποίησης έτσι όπως δίνεται στη σχέση (3.17) και όπως προαναφέραμε καταστάσεις με ίδιο  $l$  και διαφορετικό  $m$  είναι εκφυλισμένες [21].

Ο παράγοντας απορρόφησης του υλικού  $Q_{mat}$  σχετίζεται με την απορρόφηση του υλικού από τη σφαιρική κοιλότητα και υπολογίζεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$(3.27) \quad Q_{mat} = \frac{2\pi n}{\lambda a_{mat}^{dB}}$$

όπου  $a_{mat}^{dB}$  είναι η απώλεια σε dB ανά μονάδα μήκους,  $n$  ως γνωστόν ο δείκτης διάθλασης της σφαίρας και  $\lambda$  τομήκος κύματος [25].

Ο παράγοντας σκέδασης λόγω τραχύτητας της επιφάνειας του σφαιρικού οπτικού αντηχείου  $Q_{surf}$  υπολογίζεται ως εξής:

$$(3.28) \quad Q_{surf} = \frac{D\lambda^2}{2L_{\text{συσχ}}\pi^2\sigma^2}$$

Όπου  $D$  η διάμετρος της σφαίρας,  $L_{\text{συσχ}}$  το μήκος συσχέτισης επιφάνειας και  $\sigma$  η ρίζα του μέσου τετραγώνου της επιφανειακής τραχύτητας (*rms: root mean square*).

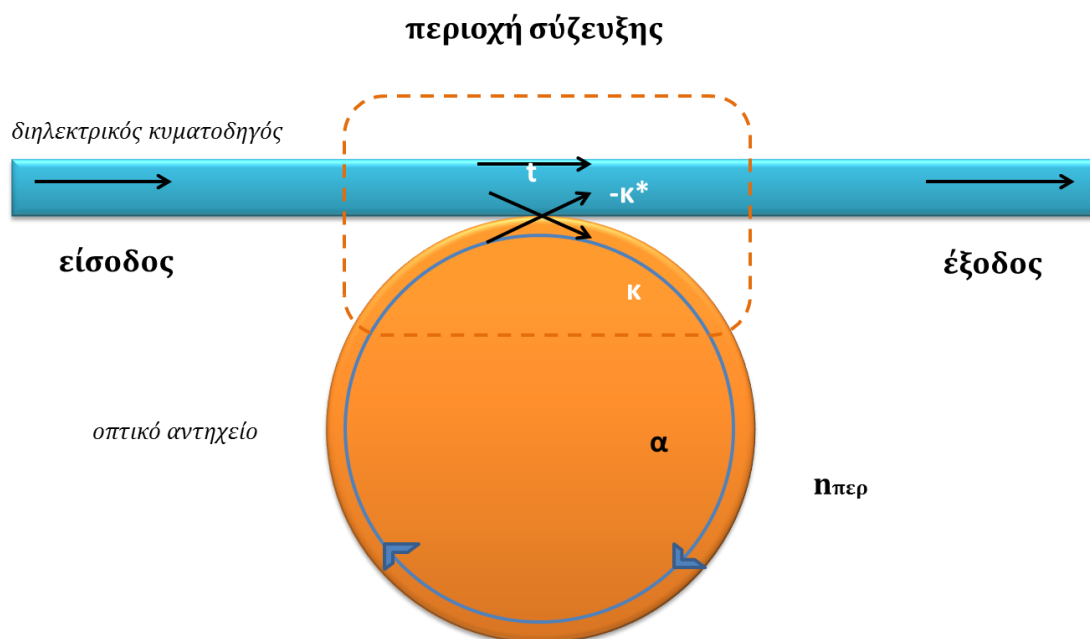
Ο εξωγενής παράγοντας  $Q_{ext}$  ορίζεται ως ο παράγοντας που εξαρτάται από τις εξωτερικές απώλειες λόγω σύζευξης και διαφοροποιείται ανάλογα με την απόσταση της σφαίρας και του κυματοδηγού. Μέσω του παράγοντα σύζευξης και υποθέτοντας ότι δεν έχουμε περαιτέρω απώλειες καταλήγουμε στην σχέση προσδιορισμού του  $Q_{ext}$  :

$$(3.29) \quad Q_{ext} = \frac{m\pi}{\kappa^2}$$

### 3.3 Θεωρία σύζευξης

#### 3.3.1 Θεωρία σύζευξης τρόπων διάδοσης μεταξύ κυματοδηγών και οπτικών αντηχείων εγκλωβισμού ψιθυρισμών

Ο έλεγχος της σύζευξης ανάμεσα σε οπτικούς κυματοδηγούς και οπτικά αντηχεία εγκλωβισμού ψιθυρισμών αποτελεί σημαντική παράμετρο για την διέγερση των παραπάνω τρόπων εγκλωβισμού του φωτός και των σχετικών φασματικών χαρακτηριστικών τους. Για την ανάλυση της ανταλλαγής οπτικής ισχύος ανάμεσα σε έναν κυματοδηγό και ένα αντηχείο θεωρούμε το ακόλουθο σχήμα:



**Εικόνα 3.7 :** Σφαιρικό οπτικό αντηχείο σε σύζευξη με διηλεκτρικό κυματοδηγό 2D απεικόνιση

Εάν το αποσβεννύμενο πεδίο της ίνας είναι σε εγγύτητα με μια οπτική κοιλότητα όπως μία μικροσφαίρα, ο θεμελιώδης τρόπος διάδοσης εντός του κυματοδηγού θα αλληλεπικαλυφθεί με τους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού του εκάστοτε οπτικού αντηχείου (*overlap*: αλληλεπικάλυψη) [4,7-9].

Εάν το πεδίο της κοιλότητας  $E_c(t)$  (βλ. **σχέση 3.4**) ικανοποιεί τη σχέση  $E_c$

$$(3.30) \quad E_c(t+T) - E_c(t) \approx T \frac{dE_c}{dt}$$

όπου  $T$  είναι το χρονικό διάστημα της επανάληψης ενός κύκλου και  $E_c$  το πεδίο της κοιλότητας. Η σύζευξη από ένα αντηχείο σε ένα κυματοδηγό περιγράφεται θεμελιωδώς από τρεις παραμέτρους: τη συχνότητα συντονισμού του αντηχείου  $\omega_o$ , το ρυθμό μείωσης  $1/\tau_o$  του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού στο οπτικό αντηχείο λόγω εσωτερικών απωλειών της κοιλότητας και το ρυθμό μείωσης  $1/\tau_{ex}$  λόγω σύζευξης με τον τρόπο διάδοσης στον κυματοδηγό, όπου  $\tau_o$  ο εγγενής χρόνος ζωής ενός φωτονίου στο οπτικό αντηχείο και  $\tau_{ex}$  ο χρόνος ζωής της σύζευξης για κάθε τρόπο διάδοσης που υποστηρίζεται στον κυματοδηγό [16,30].

Σύμφωνα με τη μέθοδο του H. Haus, ο τρόπος διάδοσης εντός του κυματοδηγού που είναι σε σύζευξη με τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού ενός οπτικού αντηχείου μπορεί να περιγραφεί από την ακόλουθη εξίσωση

$$(3.31) \quad \frac{dU}{dt} = i\omega_o U - \left( \frac{1}{2\tau_o} + \frac{1}{2\tau_{ex}} \right) U + \kappa s$$

Όπου εδώ η διέγερση του οπτικού αντηχείου δηλώνεται ως  $U$  και ο τρόπος διάδοσης εντός του κυματοδηγού ως  $s$ . Κατά την παρουσία σύζευξης με έναν κυματοδηγό, η ενέργεια  $E=|U|^2$  στο αντηχείο φθίνει εκθετικά με τον χρόνο

$$(3.32) \quad \frac{d}{dt}|U|^2 = U \frac{d}{dt}U^* + U^* \frac{d}{dt}U = -\frac{1}{\tau_o}|U|^2$$

Και ο παράγοντας ποιότητας  $Q$  δίνεται από τη σχέση  $Q=\omega\tau_o$ . Με την παρουσία ενός κυματοδηγού όπως ένας θερμικά εφελκυσμένος κυματοδηγός, η ενέργεια διασκορπίζεται τόσο εντός του οπτικού αντηχείου όσο και εντός του κυματοδηγού λόγω του φαινομένου της σύζευξης [11-15]. Στην περίπτωση ενός αντηχείου με λιγότερες απώλειες και με την παρουσία ενός κυματοδηγού, η μείωση οφείλεται εξολοκλήρου στη σύζευξη με τον κυματοδηγό και έτσι

$$(3.33) \quad \frac{d}{dt}|U|^2 = -\frac{1}{\tau_{ex}}|U|^2$$

Ο συντελεστής σύζευξης  $\kappa$  συνδέεται με τον χρόνο ζωής  $\tau_{ex}$  μέσω συμμετρίας του αντιστρόφου του χρόνου, καταλήγοντας:

$$(3.34) \quad |\kappa| = \sqrt{\frac{1}{\tau_{ex}}}$$

Πέρα από τα παραπάνω, σημαντική είναι η μελέτη της διέλευσης στο οπτικό αντηχείο. Η διέλευση είναι γραμμική εντός της κοιλότητας και δίνεται μέσω της σχέσης

$$(3.35) \quad t = c_1 s + c_2 U$$

Τα πεδία που εισέρχονται στην κοιλότητα κι εκφράζονται ως οι συντελεστές  $c_1$  και  $c_2$  υπολογίζονται. Καταρχάς ο συντελεστής  $c_1$  προσδιορίζεται θεωρώντας τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού της κοιλότητας με απουσία της διέγερσης του κυματοδηγού ( $c_2=0$ ), οπότε τελικά

$$(3.36) \quad c_1 = \sqrt{\frac{1}{\tau_{ex}}}$$

Για την εύρεση της σχέσης για τη  $c_2$  η εξοικονόμηση ισχύος λαμβάνεται υπόψη, επομένως το δίκτυο μεταφοράς ισχύος εντός της κοιλότητας πρέπει να είναι ίσο με το άθροισμα του ρυθμού ανάπτυξης του πεδίου της κοιλότητας και του ρυθμού εγγενούς κατανάλωσης ισχύος

$$(3.37) \quad |s|^2 - |t|^2 = \frac{d}{dt}|U|^2 + \left(\frac{1}{\tau_o}\right)|U|^2$$

Επιπλέον από την εξίσωση κίνησης η ισχύς που καταναλώνεται στο οπτικό αντηχείο δίνεται από τη σχέση:

$$(3.38) \quad \frac{d}{dt}|U|^2 = -\left(\frac{1}{\tau_{ex}} + \frac{1}{\tau_o}\right)|U|^2 + \sqrt{\frac{1}{\tau_{ex}}}(U s^* + U^* s)$$

Αν αντικαταστήσουμε

$$(3.39) \quad U = \sqrt{\tau_{ex}}(t - c_1 s)$$

στις δύο παραπάνω εξισώσεις προκύπτουν:

$$(3.40) \quad |s|^2 - |t|^2 = -\frac{1}{\tau_{ex}}|U|^2 + \sqrt{\frac{1}{\tau_{ex}}}(U s^* + U^* s) =$$

$$-\frac{1}{\tau_{ex}}|\sqrt{\tau_{ex}}t - c_1 s|^2 + (t - c_1 s)s^* + (t - c_1 s)^* s$$

οπότε τελικά  $c_1 = -1$  και συνεπώς

$$(3.41) \quad t = -s + \sqrt{\frac{1}{\tau_{ex}}}U$$

Και τελικά ο συντελεστής διέλευσης είναι:

$$(3.42) \quad T = \left(\frac{\tau_{ex} - \tau_o - i\Delta\omega}{\tau_{ex} + \tau_o + i\Delta\omega}\right)^2$$

Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά της διέλευσης διακρίνουμε τρεις περιπτώσεις σύζευξης:

- ❖ **Υποσύζευξη** : Είναι η περίπτωση όπου η σύζευξη του κυματοδηγού είναι ασθενής και ο ρυθμός εξασθένησης της κοιλότητας  $\tau_o^{-1}$  υπερβαίνει το

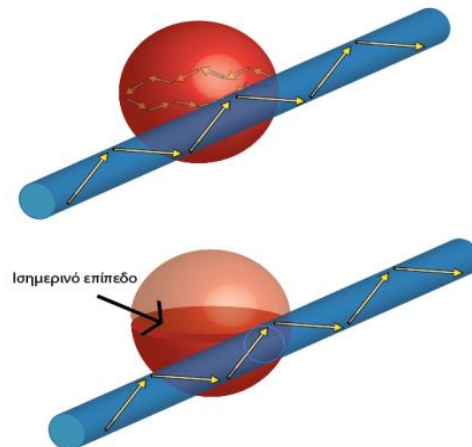


ρυθμό σύζευξης της με τον κυματοδηγό  $\tau_{ex}^{-1}$ . Οπότε το πλάτος του πεδίου διαρροής της κοιλότητας  $U/(2\tau_o)$  είναι πολύ μικρότερο από το πλάτος του πεδίου που διέρχεται στον κυματοδηγό.

- ❖ **Υπερσύζευξη** : Στην περίπτωση αυτή ο ρυθμός σύζευξης της κοιλότητας με τον κυματοδηγό υπερβαίνει το ρυθμό εξασθένησης  $\tau_o^{-1}$  ( $\tau_{ex}^{-1} > \tau_o^{-1}$ ). Το πλάτος του πεδίου εξασθένησης της κοιλότητας σε αυτή την περίπτωση είναι κατά πολύ μεγαλύτερο και αγγίζει τιμή διπλάσια του πλάτους του πεδίου στον κυματοδηγό.
- ❖ **Κρίσιμη σύζευξη** : Στην περίπτωση αυτή οι δύο ρυθμοί εξισώνονται, δηλαδή  $\tau_o^{-1} = \tau_{ex}^{-1}$ . Τότε η διέλευση πέρα από το οπτικό αντηχείο εξαφανίζεται και ολόκληρη η ισχύς μεταφέρεται μέσω του κύματος από τον κυματοδηγό στην οπτική κοιλότητα ως τρόπος εγκλωβισμού ψιθυρισμού.

### 3.3.2 Θεωρία σύζευξης τρόπων διάδοσης μεταξύ θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ινών και μικροσφαιρικών οπτικών αντηχείων τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού

Ο τρόπος εγκλωβισμού ψιθυρισμού μπορεί να αναπαρασταθεί ως διαδρομή ενός ίχνους «ζιγκ-ζαγκ» με το ισημερινό επίπεδο να είναι το «μέσο» επίπεδο διάδοσης. Σαφέστερα ο τρόπος διάδοσης σχηματίζει μια νοητή «ζώνη» εκατέρωθεν του ισημερινού επιπέδου κατά την πολική διεύθυνση [9,19].



**Εικόνα 3.8:** 3D αναπαράσταση της διάδοσης του φωτός εντός της ίνας και του αντηχείου.

Όπως περιγράψαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο μια θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα είναι μια ίνα που έχει θερμανθεί και εφελκυστεί με στόχο να σχηματιστεί μια πολύ λεπτότερη περιοχή ως «μέση», διαμέτρου η οποία μπορεί να φτάσει σε υπομικρονικές διαστάσεις (συνήθως από 0,9 έως 25  $\mu\text{m}$ ). Ο πυρήνας της ίνας

στην εκλεπτυσμένη περιοχή εκλείπει και οι τρόποι διάδοσης πλέον είναι του περιβλήματος (cladding) της ίνας[9-10,25].

Με τον προσδιορισμό του ανύσματος  $k$  και των αριθμών  $l$  και  $q$  που σχετίζονται με τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού ενός σφαιρικού αντηχείου, μαζί με τη σταθερά διάδοσης  $\beta_f$  της οπτικής ίνας, είναι εφικτός ο υπολογισμός των τιμών του παράγοντα ποιότητας  $Q$  για το συζευγμένο σύστημα. Αυτές οι φόρμουλες που θα περιγραφούν παρακάτω εφαρμόζονται για οποιοδήποτε τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού στο σφαιρικό οπτικό αντηχείο (αριθμό  $l$ ,  $m$  και  $q$ ) και για το θεμελιώδη ρυθμό της ίνας [9]. Βασική βέβαια προϋπόθεση είναι η διέγερση μέσω της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας.

Η απεικόνιση του συζευγμένου συστήματος εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας και σφαίρας φαίνεται μέσω της **εικόνας 3.8**. Η επιφάνεια της σφαίρας βρίσκεται στη ελάχιστη δυνατή απόσταση  $S$  από την εκλεπτυσμένη περιοχή της ίνας (waist: μέση/ εκλεπτυσμένη περιοχή). Οι αριθμοί που περιγράφουν τον τρόπο συντονισμού εκτιμώνται από την χαρακτηριστική εξίσωση **(3.18)**. Μέσω της θεωρίας σύζευξης σκοπός είναι η εκτίμηση της ισχύος αλληλεπίδρασης.

Το σημείο της ισχυρότερης αλληλεπίδρασης είναι εκείνο το σημείο της επιφάνειας της σφαίρας που βρίσκεται εγγύτερα στον άξονα της οπτικής ίνας [13,22-24]. Η ισχύς αλληλεπίδρασης μεταξύ ενός συγκεκριμένου ρυθμού της ίνας  $F_o$  και ενός τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού της σφαίρας  $E_\theta$  (σχέση **(3.8)**) στην ελάχιστη δυνατή απόσταση δίνεται από το ολοκλήρωμα αλληλεπικάλυψης:

$$(3.43) \quad \kappa(S_o) = \frac{k^2}{2\beta_f} \int_x \int_y (n^2 - n_{\text{περ}}^2) F_o E_\theta dx dy$$

Όπου η  $F_o$  μέσω προσεγγίσεων γίνεται:

$$(3.44) \quad F_o \approx N_f \exp[-\gamma_f(x-a)] \exp\left[-\frac{\gamma_f}{2S_o} y^2\right]$$

Η ολοκλήρωση εκτελείται μόνο κατά την έκταση της σφαιρικής κοιλότητας, σε ένα επίπεδο κάθετο στον άξονα της ίνας. Το πεδίο του ρυθμού διάδοσης της ίνας περιγράφεται με βάση τις προσεγγίσεις, τελικά:

με τη χρήση της Hermite-Gaussian  $H_N(t) \exp\left[-\frac{t^2}{2}\right]$  και την προσέγγιση της

περιμέτρου της οπτικής διαδρομής  $x = S + \frac{y^2}{2R_o}$  καταλήγουμε στην τελική μορφή

του ολοκληρώματος αλληλεπικάλυψης (overlap integral):

$$(3.45) \quad \kappa(S) = \frac{k^2}{2\beta_f \sqrt{m}} (n^2 - n_{\text{περ}}^2) N_s N_f R_{\text{cav}} \sqrt{\frac{2\pi}{p+1}} \left| \frac{p-1}{p+1} \right|^{N/2} \cdot$$

$$H_N(0) \exp[-\gamma_f(S-a)]$$

$$\times \left[ \left( \frac{1}{\gamma_f} - \frac{l}{R_{\text{cav}} \gamma_f^2} \right) j_l(knR_{\text{cav}}) + \frac{kn}{\gamma_f^2} j_{l+1}(knR_{\text{cav}}) \right]$$

όπου οι συντελεστές  $p$  και  $N_f$

$$(3.46\alpha) \quad p = \frac{\gamma_f R_{\text{cav}}}{mS} (S + R_{\text{cav}})$$

$$(3.46\beta) \quad N_f = \frac{a_f J_o(k_f a)}{V_f \sqrt{\pi} J_1(k_f a)}$$

και  $H_N(0)$  το πολυώνυμο Hermite τάξης  $N$  με τιμή ορίσματος 0. Ο συντελεστής  $\kappa(S)$  είναι ο ρυθμός αύξησης του πλάτους του τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού της σφαίρας στην ελάχιστη δυνατή απόσταση από την ίνα [29,31]. Η μεταφορά του πλάτους του ρυθμού από την οπτική ίνα στη σφαίρα ανά περιστροφή του εντός της σφαιρικής κοιλότητας επίσης ορίζεται ως  $\kappa$ . Τότε ως  $\kappa^2$  ορίζεται το ποσοστό της ισχύος που συζεύγνυται από την ίνα στη σφαίρα ανά περιστροφή και υπολογίζεται:

$$(3.47) \quad \kappa^2 = \kappa^2(S) \frac{\pi}{\gamma_t} \exp\left[-\frac{\Delta\beta^2}{2\gamma_t}\right]$$

με:

$$(3.48\alpha) \quad \Delta\beta = \beta_f - \frac{m}{R_{\text{cav}}}$$

$$(3.48\beta) \quad R_e = \frac{R_b R_{\text{cav}}}{R_b - R_o}$$

$$(3.48\gamma) \quad \gamma_t = \frac{\gamma_f}{2R_e}$$

όπου  $R_e$  η ενεργή ακτίνα (effective: ενεργός) της σφαίρας από την ίνα και  $R_b$  η ακτίνα της ίνας λόγω κάμψης (bending: κάμψη), ( $R_b \rightarrow \infty$  και  $R_e = R_o$ ). Εάν η ίνα καμφθεί ελαφρώς με φορά ώστε να περιβάλλει ελαφρώς τη σφαίρα, τότε η απόσταση αλληλεπίδρασης σφαίρας-ίνας, αυξάνεται ελαφρώς και προκύπτει αναντιστοιχία φάσης (phase mismatch) με αποτέλεσμα τη μείωση της αποδοτικότητας σύζευξης.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ:

- [1] A.B. Matsko, V.S. Ilchenko "Optical Resonators With Whispering-Gallery Modes-Part I: Basics", IEEE J.Sel.Topics Quantum Electronics, Vol.12, No 1, Jan/Feb 2006
- [2] K.J. Vahala, "Optical Microcavities", Nature, vol.424, pp.839-846, 2003
- [3] M. R. Foreman, J. D. Swaim, and F. Vollmer, "Whispering gallery mode sensors," Advances in Optics and Photonics **7**, 168-240 (2015)
- [4] A. Francois, K. J. Rowland, and T. M. Monro, "Highly efficient excitation and detection of whispering gallery modes in a dye-doped microsphere using a microstructured optical fiber," Appl Phys Lett **99**, 141111-141113 (2011)
- [5] G.C. Righini, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, G. Nunzi Conti, D. Ristic and S. Soria, "Whispering gallery mode microresonators: fundamentals and applications", Riv. Nuovo Cim. 34, 435-488 (2011)
- [6] A.N. Oraevsky, "Whispering gallery waves", Kvantovaya Elektronika and Turpion Ltd, Quantum Electronics 32, p.377-400, (2002)
- [7] T.J. Kippenberg, S.M. Spillane, D.K. Armani, B. Min, L. Yang and K.J. Vahala chapter 5: "Fabrication, coupling and nonlinear optics of Ultra-high-Q microsphere and chip-based toroid microcavities", Optical microcavities book, (2004)
- [8] K. Kosma, G. Zito, K. Schuster, S. Pissadakis, "Whispering gallery mode microsphere resonator integrated inside a microstructured optical fiber", Optics Letters, vol.38, no.8, April (2013)
- [9] B.E. Little, J.P. Laine, H.A. Haus, "Analytic theory of Coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators", Journal of lightwave technology, vol.17, no.4, April (1999)
- [10] A. Francois, M. Himmelhaus, "Optical sensors based on Whispering Gallery Modes in Fluorescent Microbeads: Size dependence and influence of substrate", Sensors journal, vol.9, p.6838-6852, August (2009)
- [11] A. Yariv "Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides", IEEE Electronics Letters Online No: 20000340, (1999)
- [12] V.B. Braginsky, M.L. Gorodetsky and V.S. Ilchenko "Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes", Physics Letters A. vol.137, number 7,8, March (1989)

- [13] M.J. Humphrey, E. Dale, A.T. Rosenberger and D.K. Bandy, "Calculation of optimal fiber radius and whispering-gallery mode spectra for a fiber-coupled microsphere", *Optics Communications*, vol.271, p. 124-131, October (2006)
- [14] D. Ristic, A. Rasoloniaina, A. Chiappini, P. Feron, S. Pelli, G.N. Conti, M. Ivanda, G.C Righini, G. Cibiel and M. Ferrari "About the role of phase matching between a coated microsphere and a tapered fiber: experimental study", *OSA*, vol.21, No.18, September (2013)
- [15] M. Cai, O. Painter and K.J. Vahala, "Observation of critical coupling in a fiber taperto a silica-microsphere whispering-gallery mode system", *Physical review letters*, vol.85, no.1, July (2000)
- [16] Y. Panitchob, G. Senthil Murugan, M.N. Zervas, P. Horak, S. Berneschi, S. Pelli, G.N. Conti and J.S. Wilkinson, "Whispering gallery mode spectra of channel waveguide coupled microspheres", *OSA, Optics Express*, vol.16, no.15, July (2008)
- [17] A.B. Matsko, V.S. Ilchenko "Optical Resonators With Whispering-Gallery Modes-Part II: Applications", *IEEE J.Sel.Topics Quantum Electronics*, Vol.12, No 1, Jan/Feb 2006
- [18] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G.Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, G.C. Righini, "Spherical whispering-gallery-mode microresonators", *Laser and Photonics Reviews*, vol.4, (3) p.457-482, 2010.
- [19] M.L. Gorodetsky and V.S. Ilchenko, "Optical Microsphere resonators: Optimal Coupling to High-Q Whispering-Gallery modes", *J. of the Optical Society of America B*, vol.16, (1), pp.147-154, 1999
- [20] H. Quan, Z. Guo, "Analyses of Whispering-gallery modes in small resonators", *J. Micro/Nanolith, MEMS/MOEMS*, vol.8, (3), 2009
- [21] C. Zou, Y. Yang, C.H. Dong, Y. Xiao, X. Wu, Z. Han, G. Guo, "Taper-microsphere coupling with numerical calculation of coupled-mode theory", *J. of the Optical Society of America B*, vol.25, no.11, 2008
- [22] K. Kosma, I. Konidakis and S. Pissadakis, "Photorefractive tuning of whispering gallery modes of a spherical resonator integrated inside a microstructured optical fibre", *The European Physical Journal –Special Topics*, 223, 2035-2040, 2014
- [23] H.A. Haus, W. Huang, "Coupled mode theory", *Proceedings of the IEEE*, vol.79 (10), 1991
- [24] A. Serpenguzel and S. Arnold, "Excitation of resonances of microspheres on an optical fiber", *Optics Letters*, vol.20, no.7, 1995

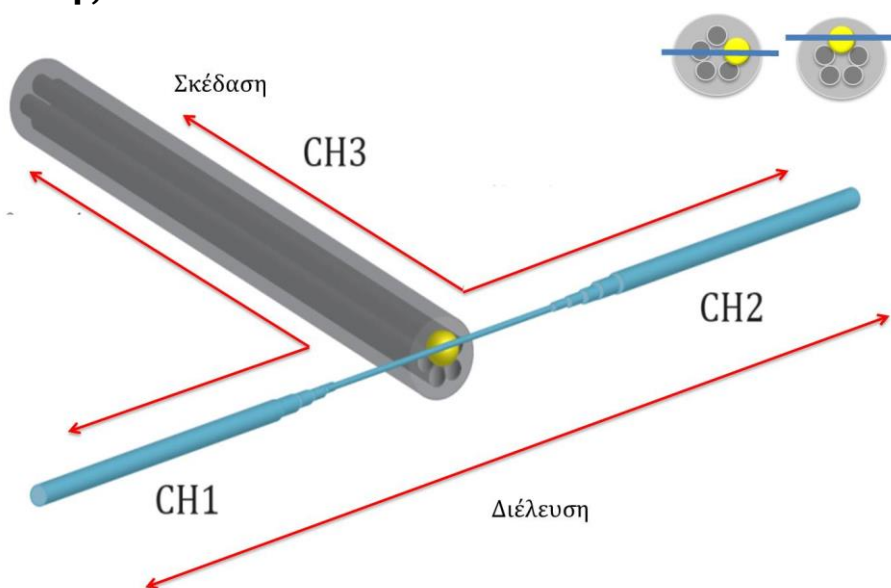
- [25] J.R. Pierce, "Coupling of modes of propagation", J. Appl. Phys, vol.25, pp.179-183, 1954.
- [26] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. New York: McGraw-Hill, 1941.
- [27] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. New York: Kluwer, 1983.
- [28] A.W. Henry and J.D. Love,"*Optical waveguide theory*", Chapman & Hall, London, 1983.
- [29] H.A. Haus. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1984.
- [30] L. Weinstein. *Open Resonators and Open Waveguides*. The Golem Press, Boulder, Colorado, 1966.
- [31] L. Gagnon, R. Black, "Optical Waveguide Modes: Polarization, Coupling and Symmetry", McGraw-Hill, 2010
- [32] E. Wolf, "Progress in Optics", vol.41, 2002
- [33] <https://www.ualberta.ca/~ameldrum/science/science5a.html>

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### Μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού, ημιεγκιβωτισμένο στο άκρο θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας.

Στο κεφάλαιο αυτό μελετάται το φαινόμενο των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (ΤΕΨ) σε μια διάταξη μεταγωγέα Τ-σηματισμού. Το διηλεκτρικό μικροσφαιρίδιο ημιεγκιβωτίζεται στο κανάλι μιας μικροδομημένης και θερμικά εφελκυσμένης οπτικής ίνας (ΜΟΙ) και στη συνέχεια το δείγμα αυτό τοποθετείται σε μία διάταξη σχήματος Τ με μια θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα απλού τρόπου διάδοσης (SMF28). Η καινοτόμος ιδέα στη διάταξη αυτή είναι ο νέος τρόπος διέγερσης των ΤΕΨ με τη χρήση είτε ΜΟΙ είτε απλής SMF28. Σκοπός της διάταξης αυτής είναι η ταυτόχρονη λήψη, μελέτη και σύγκριση φασμάτων διέλευσης και σκέδασης για τους ΤΕΨ του μικροσφαιριδίου και η μελέτη του τρόπου δρομολόγησης του φωτός μέσα από το συγκεκριμένο μεταγωγέα. Πλέον παρουσιάζεται το μοναδικό πλεονέκτημα υπέρ προαναπτυχθεισών διατάξεων της δρομολόγησης του φωτός κάθετα (Τ σχηματισμός) από κάποιον κυματοδηγό σε έναν άλλο. Κάτι τέτοιο με απλή χρήση οπτικών ινών είναι αδύνατο λόγω των ισχυρών απωλειών που προκύπτουν από κάμψεις (bending losses).

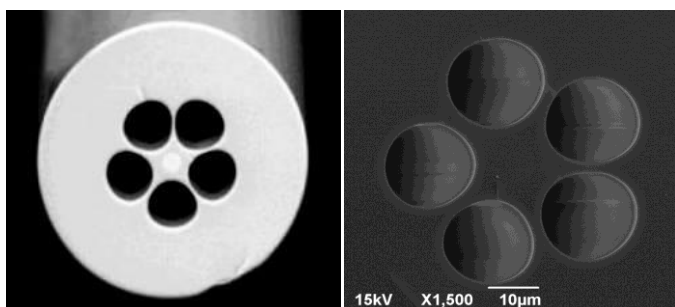
#### 4.1 Διάταξη μεταγωγέα σχήματος Τ και διαδικασία κατασκευής



**Εικόνα 4.1 :** Διάταξη μεταγωγέα σχήματος Τ και απεικόνιση δυνατών δρομολογήσεων του φωτός.

Η διάταξη του μεταγωγέα σχήματος T παρουσιάζεται στην **εικόνα 4.1**. Περιλαμβάνει τα δύο είδη θερμικά εφελκυσμένων οπτικών ινών τοποθετημένων κάθετα και τη μικροσφαίρα  $BaTiO_3$  ημιεγκιβωτισμένη στη ΜΟΙ. Η επιλογή του σχήματος T έγινε επειδή καθ'αυτὸν τον τρόπο είναι, όπως προαναφέρθηκε, δυνατή η δρομολόγηση του φωτός κάθετα. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω της χρήσης του σφαιρικού οπτικού αντηχείου. Σαφέστερα, συγκεκριμένοι ΤΕΨ παγιδεύονται στην σφαιρική κοιλότητα μέσω της διέγερσής του από τη θερμικά εφελκυσμένη SMF28 οπτική ίνα και κατόπιν, λόγω απωλειών του μικροσφαιριδίου, αυτοί οι ΤΕΨ συζεύγνυνται και κυματοδηγούνται στη θερμικά εφελκυσμένη ΜΟΙ. Φυσικά είναι δυνατό να συμβεί το φαινόμενο αυτό και αντίστροφα. Εντέλει το φως σε συγκεκριμένα μήκη κύματος είναι δυνατό να στρίβει χωρίς να υπάρχουν απώλειες όπως επί παραδείγματι εάν καμφθεί μια οπτική ίνα.

Η διαδικασία του θερμικού εφελκυσμού πραγματοποιήθηκε με τη χρήση της ειδικής συσκευής θερμικού εφελκυσμού Vytran (**εικόνα 1.6**) για δύο είδη οπτικών ινών όπως αναφέραμε, μιας οπτικής ίνας απλού τρόπου διάδοσης (SMF28) και μιας μικροδομημένης οπτικής ίνας.



**Εικόνα 4.2 :** Μικροδομημένη οπτική ίνα 5 καναλιών αέρα (εικόνα με χρήση ηλεκτρονικού μικροσκοπίου σάρωσης).

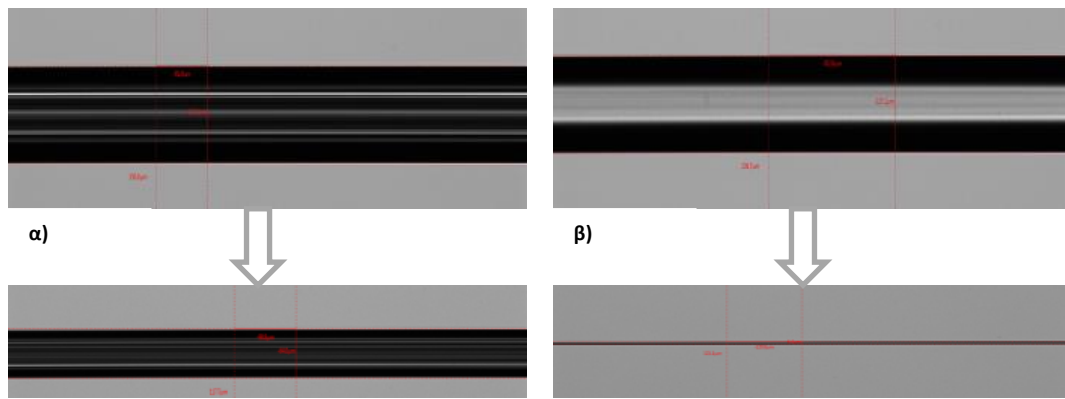
Η μικροδομημένη οπτική ίνα έχει περίβλημα διαμέτρου 125  $\mu\text{m}$ , 5 κανάλια αέρα με διάμετρο 20,8  $\mu\text{m}$  το καθένα και πυρήνα διαμέτρου 8,5  $\mu\text{m}$  εμπλουτισμένο με γερμάνιο σε συγκέντρωση 3,5% κ.β. Οι διαστάσεις της μέσω του θερμικού εφελκυσμού έφτασαν στο

54% των αρχικών της εκπληρώνοντας το κριτήριο αδιαβατικότητας και στη συνέχεια η συγκεκριμένη ΜΟΙ τμήθηκε πολύ κοντά στην εκλεπτυσμένη περιοχή (με διάμετρο  $\sim 68\mu\text{m}$ ). Έπειτα, με τη βοήθεια μικροσκοπίου τοποθετήθηκε μικροσφαίρα  $BaTiO_3$   $\sim 18\mu\text{m}$  στο κατατμημένο άκρο της εμφράσσοντας ένα κανάλι αέρα έτσι ώστε η μικροσφαίρα να είναι ημιεγκιβωτισμένη (βλ. **εικόνα 4.3**).



**Εικόνα 4.3 :** Το μικροσφαιρίδιο  $BaTiO_3$  ημιεγκιβωτίζεται στο άκρο της ΜΟΙ



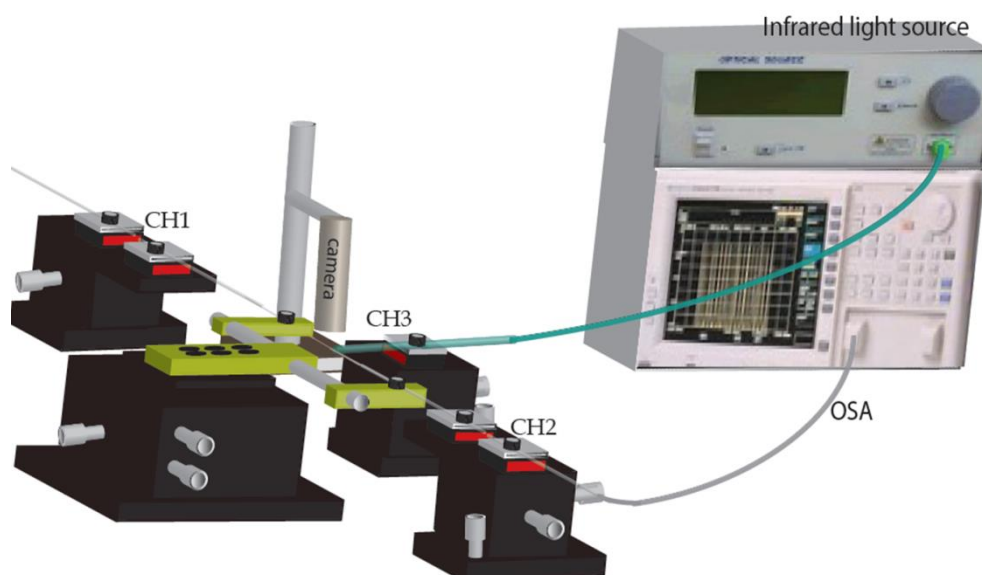


**Εικόνα 4.4 :** α) Μικροδομημένη οπτική ίνα πριν και μετά το θερμικό εφέλκυσμό, β) οπτική ίνα τύπου SMF28 πριν και μετά το θερμικό εφέλκυσμό.

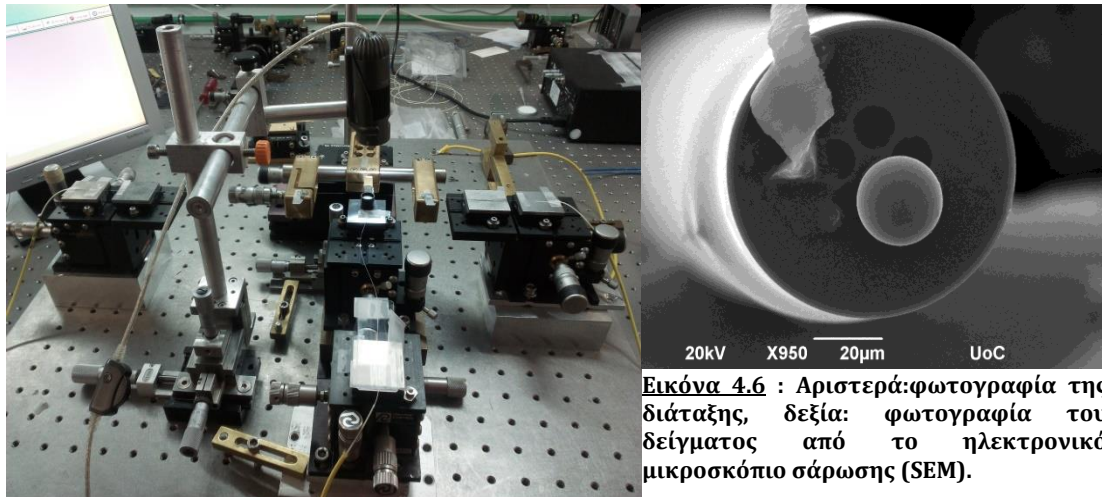
Μια οπτική ίνα τύπου SMF28 με περίβλημα αρχικής διαμέτρου 125  $\mu\text{m}$ , και πυρήνα 8,2  $\mu\text{m}$ , μέσω της ίδιας μεθόδου θερμικού εφέλκυσμού στην ειδική συσκευή, σμικρύνθηκε στο 0,72% των αρχικών της διαστάσεων πάλι με τέτοιο τρόπο ώστε να πληροί το κριτήριο αδιαβατικότητας. Έτσι το σύστημά μας περιλαμβάνει τη θερμικά εκλεπτυσμένη μικροδομημένη οπτική ίνα με την ημικιβωτισμένη σφαίρα σε ένα κανάλι του άκρου της και μια θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα απλού τρόπου διάδοσης (βλ. **εικόνα 4.1**).

## 4.2 Πειραματική διάταξη φασματικού χαρακτηρισμού

Το δείγμα μας τοποθετήθηκε στη διάταξη έτσι όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα με δύο διαφορετικούς τρόπους όσον αφορά τη διεύθυνση του άξονα μικροσφαίρα-πυρήνας και τη διεύθυνση της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας απλού τρόπου διάδοσης (α.παράλληλα και β.κάθετα- βλέπε **εικόνα 4.1**).



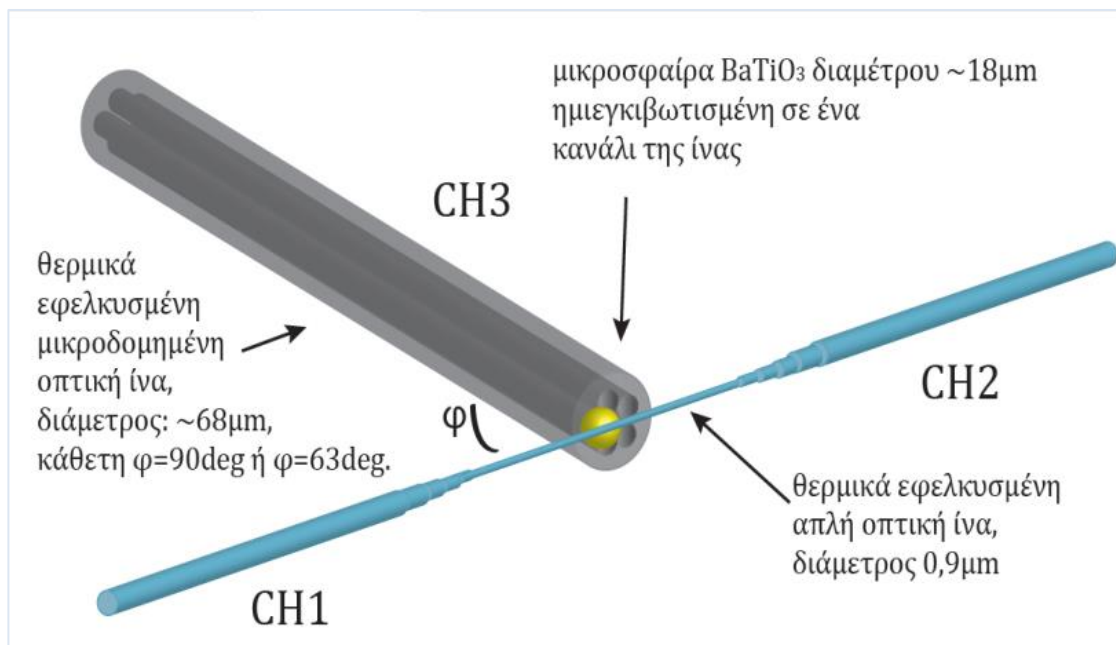
**Εικόνα 4.5 :** Η πειραματική διάταξη περιλαμβάνει τις δύο θερμικά εφέλκυσμένες οπτικές ίνες, κάθετα τοποθετημένες. Στις εξόδους των καναλιών CH1 και CH2 ευθυγραμμίζονται με την οπτική ίνα απλού τρόπου διάδοσης είτε δύο οπτικές ίνες απλού τρόπου διάδοσης επίσης είτε μια μόνο οπτική ίνα απλού τρόπου διάδοσης και μια οπτική ίνα μεμονωμένης πόλωσης (polarizer fibre).



**Εικόνα 4.6** : Αριστερά:φωτογραφία της διάταξης, δεξιά: φωτογραφία του δείγματος από το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM).

### 1<sup>ος</sup> τρόπος ευθυγράμμισης του δείγματος

Στην περίπτωση α) παράλληλα, το δείγμα τοποθετείται (i) αρχικά με τέτοιο τρόπο ώστε ο άξονας πυρήνας-μικροσφαίρα να είναι στη διεύθυνση του taper και η μικροδομημένη οπτική ίνα να σχηματίζει γωνία 90° με τη θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα απλού τροπου διάδοσης. Κατόπιν τοποθετείται όμοια αλλά η γωνία στο αζιμούθιο επίπεδο επιλέγεται μικρότερη (ii) και συγκεκριμένα σε γωνία 63° (εικόνες 4.7, 4.8). Η τοποθέτηση με αυτόν τον τρόπο γίνεται με τη βοήθεια ενός ειδικού περιστρεφόμενου στηρίγματος οπτικών ινών που αλλάζει τον προσανατολισμό του άξονα πυρήνα-μικροσφαίρας.



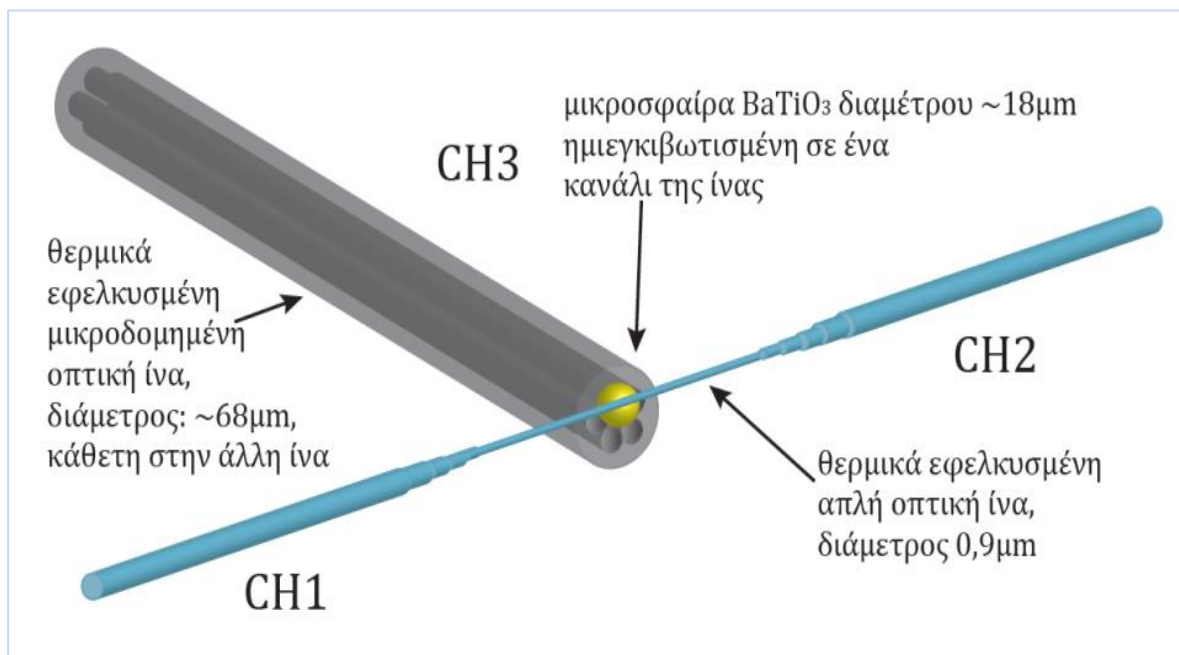
**Εικόνα 4.7** : Ο άξονας πυρήνα- μικροσφαίρα είναι στη διεύθυνση της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας (περίπτωση α).



**Εικόνα 4.8 :** Η διάταξη του μεταγωγέα σχήματος T στην περίπτωση α(ii) δηλαδή υπό γωνία 63 μοιρών .

## 2<sup>ος</sup> τρόπος ευθυγράμμισης του δείγματος

Στην περίπτωση β) κάθετα το δείγμα τοποθετείται με τέτοιο τρόπο ώστε ο άξονας πυρήνας-μικροσφαίρα να είναι κάθετος στη διεύθυνση του taper



**Εικόνα 4.9 :** α.Ο άξονας πυρήνας-μικροσφαίρα στη μικροδομημένη οπτική ίνα είναι κάθετος στη διεύθυνση της εκλεπτυσμένης περιοχής της άλλης ίνας.

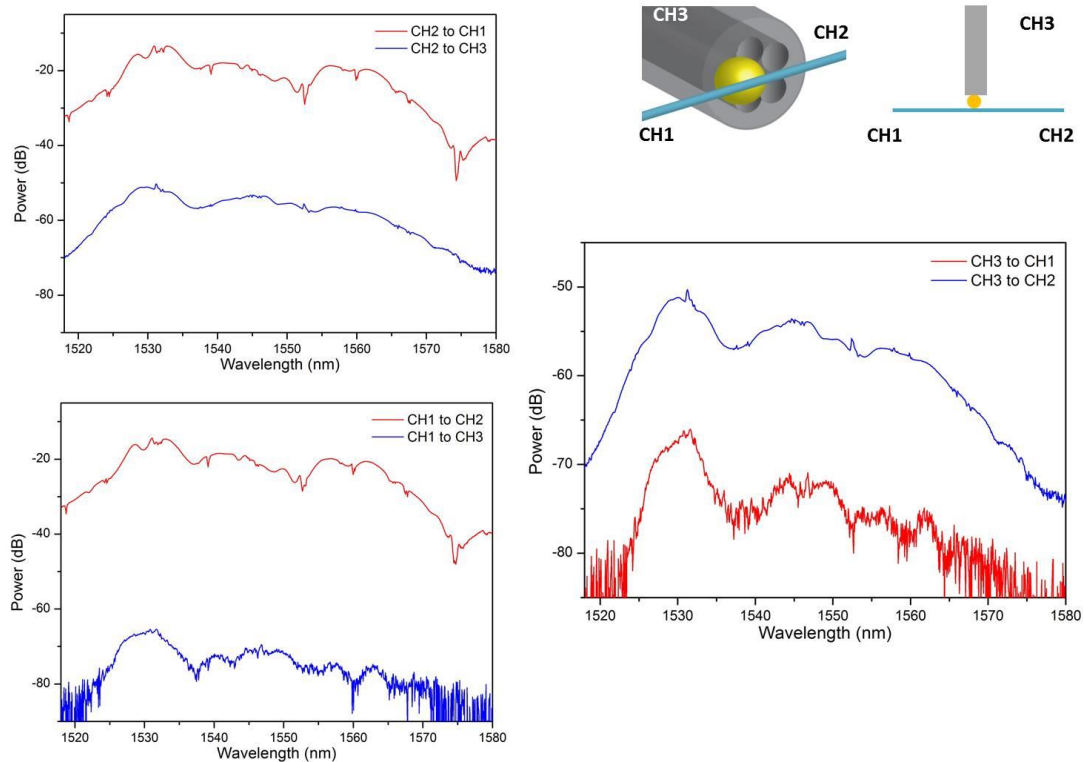


**Εικόνα 4.10 :** Φωτογραφίες μέσω κάμερας του μεταγωγέα σχήματος T.

### 4.3 Πειραματικά αποτελέσματα και ανάλυση

Περίπτωση  $\alpha$  (i) : Διέγερση των ΤΕΨ υπό κάθετη κλίση της ΜΟΙ σε σχέση με την θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28

Τα αποτελέσματα φασματικού χαρακτηρισμού για την διάταξη της εικόνας 4.7 για διαφορετικούς τρόπους διέλευσης του φωτός και διέγερσης των ΤΕΨ παρουσιάζονται στην **εικόνα 4.11**.



**Εικόνα 4.11 :** Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση  $\alpha.i$  χωρίς την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

Είναι προφανές από τα γραφήματα της παραπάνω εικόνας πως όταν η διέγερση της μικροσφαίρας γίνεται μέσω της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας 0.9μm, οι τρόποι διάδοσης εγκλωβισμού ψιθυρισμού είναι αρκετά ευκρινείς στα φάσματα διέλευσης (ανάποδες κορυφές) και ταυτίζονται για τις δύο κατευθύνσεις (CH1 προς CH2 και αντίστροφα).

Αντίθετα, στη συλλογή φασμάτων σκέδασης οποιασδήποτε δυνατής διαδρομής, οι κορυφές οι οποίες οφείλονται στους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού δεν επιδεικνύουν παρόμοια ευκρίνεια με αυτές των φασμάτων διέλευσης. Αιτία για αυτό το φαινόμενο είναι ο τρόπος με τον οποίο είναι τοποθετημένη η θερμικά εφελκυσμένη μικροδομημένη οπτική με την ημι-εγκιβωτισμένη μικροσφαίρα BaTiO<sub>3</sub> (εικόνα 4.7).

Συγκεκριμένα, λόγω της τοποθέτησης της MOI έτσι ώστε ο άξονας πυρήνα-μικροσφαίρα να είναι παράλληλος στη διεύθυνση της ίνας απλού τρόπου διάδοσης, παρατηρείται έντονη σύζευξη ακτινοβολίας υποβάθρου (background radiation) κυρίως στην αμφίδρομη πορεία μεταξύ των καναλιών CH2 και CH3. Ο πυρήνας της μικροδομημένης οπτικής ίνας παρεμβάλλεται και αυτό προκαλεί την ελάττωση της ευκρίνειας για τους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού.

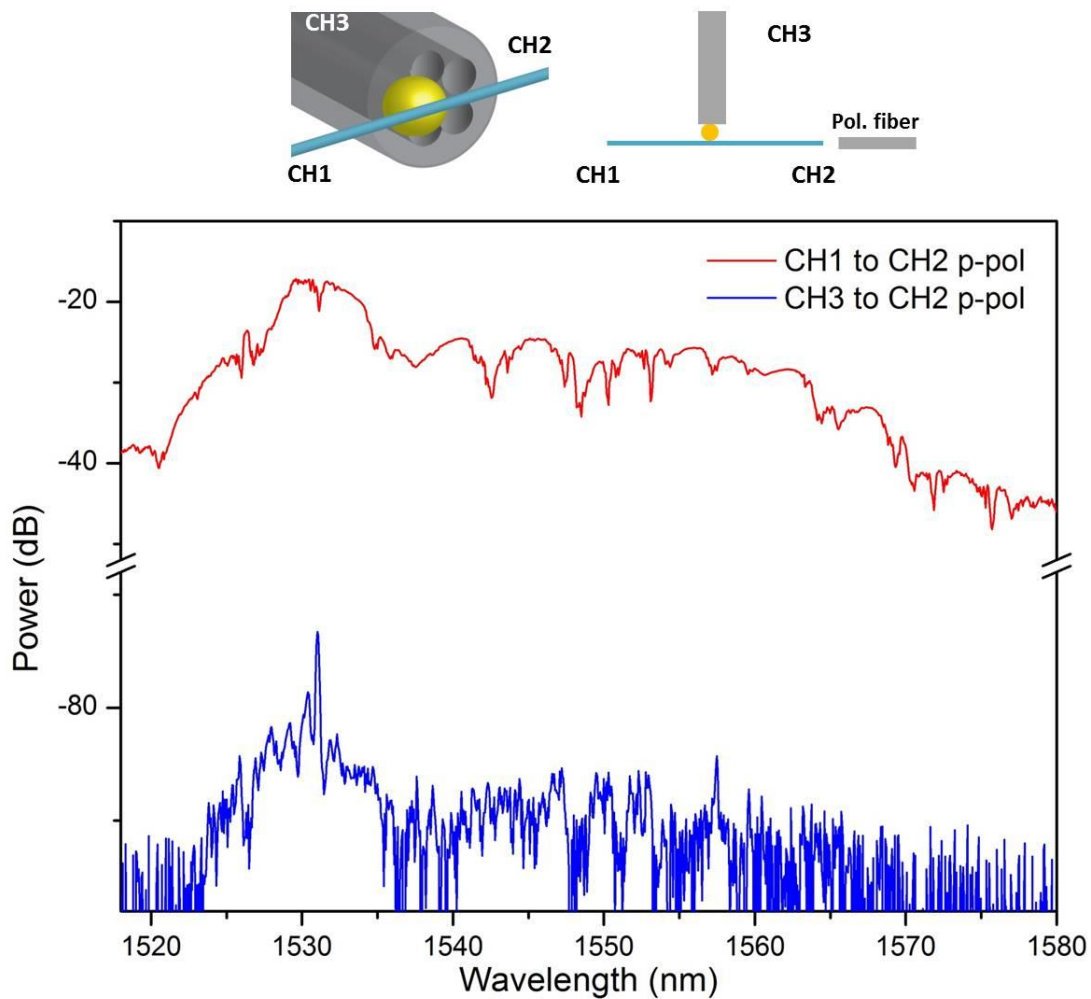
Η ασυμμετρία η οποία χαρακτηρίζει την περίπτωση α σχετίζεται δηλαδή κυρίως με τον τρόπο ευθυγράμμισης του άξονα πυρήνα-μικροσφαιρίδιο. Επομένως από το CH1 στο CH3 το φως συναντά πρώτα το μικροσφαιρίδιο και στη συνέχεια οι ΤΕΨ συζεύγνυνται στον πυρήνα της MOI. Αντίθετα από το CH2 στο CH3 το φως συναντά πρώτα τον πυρήνα της MOI και στη συνέχεια διεγείρει το μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο, οι ΤΕΨ του οποίου επίσης συζεύγνυνται στον πυρήνα της MOI.

Έτσι στην περίπτωση των καναλιών CH1 και CH3, ο θόρυβος στο φάσμα μας μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι ένα μέρος της σκεδαζόμενης από τη μικροσφαίρα ακτινοβολίας χάνεται στο περιβάλλον και δεν συλλέγεται ομοιόμορφα και συμμετρικά από τον πυρήνα της θερμικά εκλεπτυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας.

Αλλά και κατά την αντίστροφη πορεία το φάσμα είναι θορυβώδες λόγω της συγκεκριμένης ασυμμετρίας στη διάταξη. Συνεπώς η μία πλευρά είναι ευκρινής διότι τα διανύσματα περιστροφής ευνοούν την σύζευξη στον πυρήνα ενώ στην αντίθετη περίπτωση αυτό δεν είναι δυνατόν

Στην περίπτωση κατά την οποία εξετάζουμε τις ανάλογες πολώσεις (βλ. **εικόνα 3.2**) s και p έχουμε:



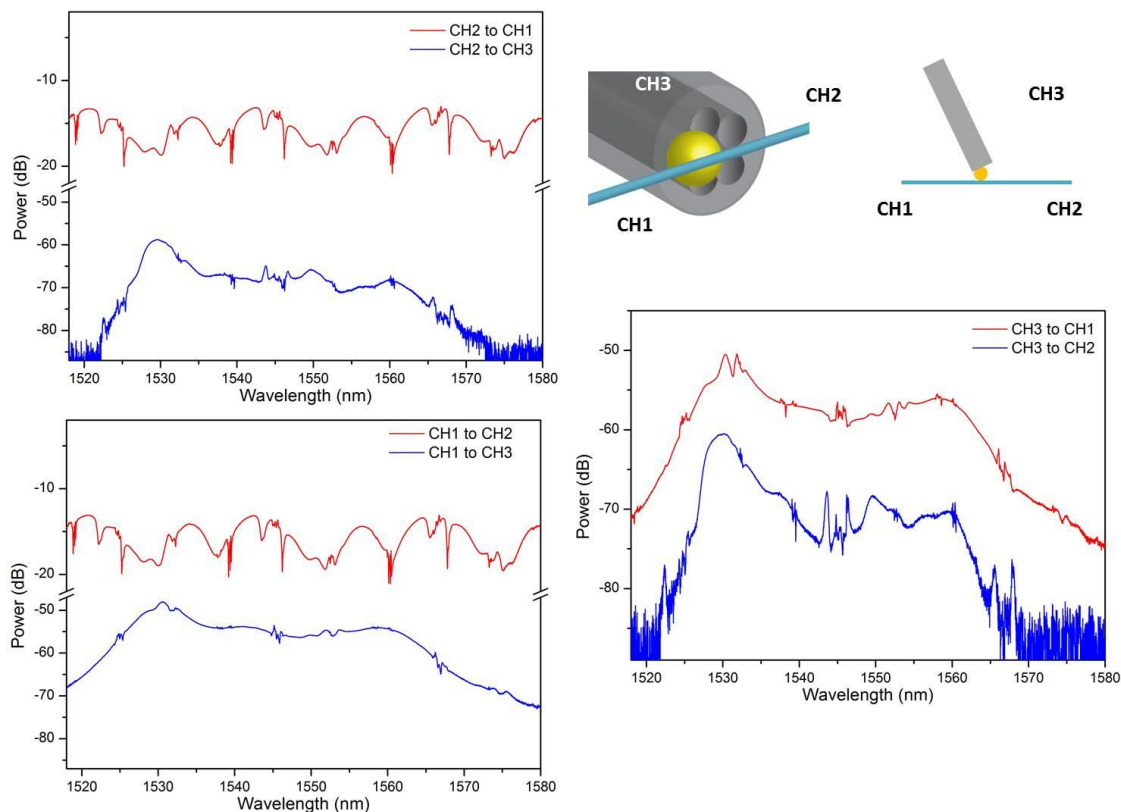


**Εικόνα 4.12 :** Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση α.ι με την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

Εδώ παρατηρούμε χαμηλή ποιότητα σήματος και θόρυβο στα φάσματα σκέδασης με αποτέλεσμα να είναι δυνατή η συλλογή αποτελεσμάτων μόνο για τη συγκεκριμένη πόλωση. Αυτό οφείλεται στην ασυμμετρία της διάταξης έτσι ακριβώς όπως αναφέραμε και προηγουμένως. Παρά το γεγονός ότι οι τρόποι εγκλωβισμού ψιθυρισμών δεν είναι ιδιαίτερα προφανείς, μπορούμε να παρατηρήσουμε αντιστοιχία μεταξύ του φάσματος διέλευσης και σκέδασης τα οποία συλλέξαμε.

Περίπτωση  $\alpha$  (ii) : Διέγερση των ΤΕΨ υπό κλίση της ΜΟΙ σε σχέση με την θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28

Κατά τον δεύτερο τρόπο (ii) ευθυγράμμισης της διάταξής μας, η γωνία των δύο οπτικών ινών μεταβλήθηκε από τις 90° στις 63° (εικόνα 4.7), με σκοπό την διερεύνηση για τη βελτίωση ή μη της διέγερσης ΤΕΨ. Τα φάσματα διέλευσης και σκέδασης τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού για διαφορετική γωνία διέγερσης της ΜΟΙ σε σχέση με την SMF28 συνοψίζονται στα ακόλουθα γραφήματα της εικόνας 4.13:

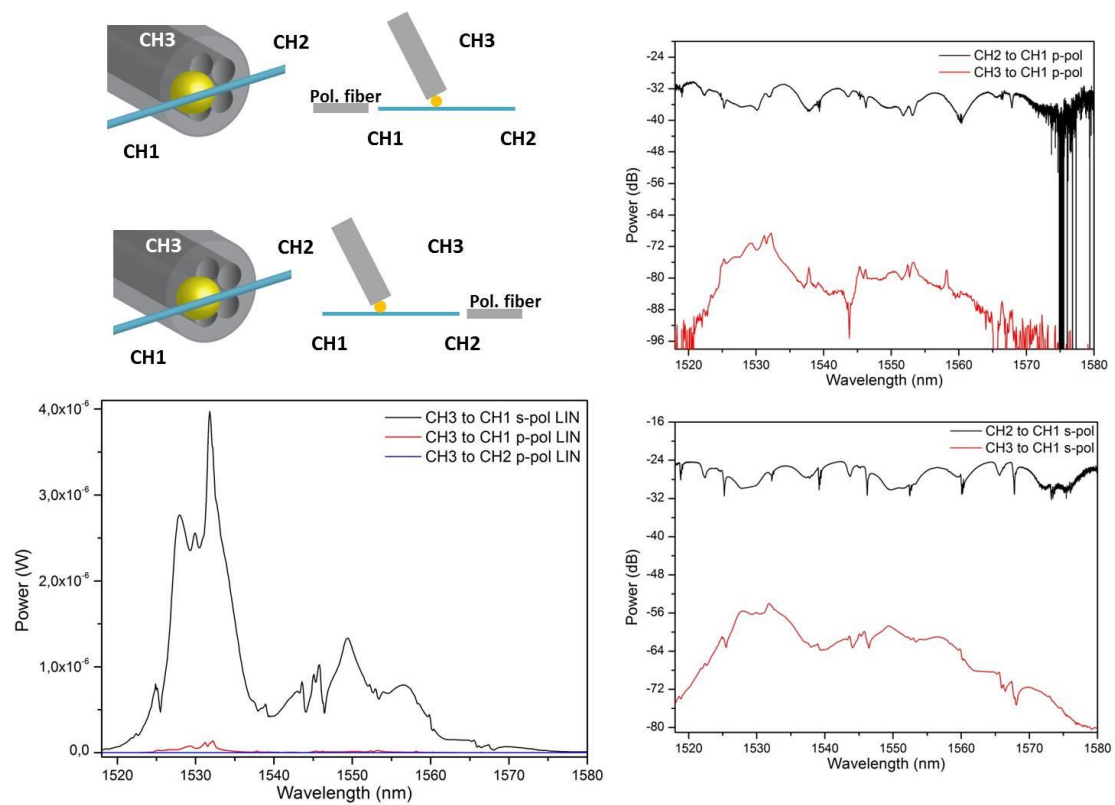


**Εικόνα 4.13** : Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση  $\alpha$ .ii χωρίς την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

Τα παραπάνω φάσματα συλλέχθηκαν χωρίς τη χρήση της οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης στα κανάλια CH1/CH2. Παρατηρούμε ότι αφενός ο θόρυβος μειώνεται σημαντικά, αφετέρου επαναλαμβάνεται το ίδιο πρόβλημα ύπαρξης ακτινοβολίας υποβάθρου λόγω της ευθυγράμμισης του άξονα μικροσφαιρα-πυρήνας παράλληλα στη διεύθυνση της οπτικής ίνας απλού τρόπου διάδοσης.

Έτσι αυτό το μεγαλύτερο ποσοστό ακτινοβολίας επηρεάζει το φάσμα μας και δεν έχουμε καθαρές κορυφές οι οποίες φανερώνουν τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού στο σφαιρικό οπτικό αντηχείο.

Για την περίπτωση χρήσης της ίνας για μεμονωμένη πόλωση, έχουμε:



**Εικόνα 4.14 :** Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση α.ii με την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

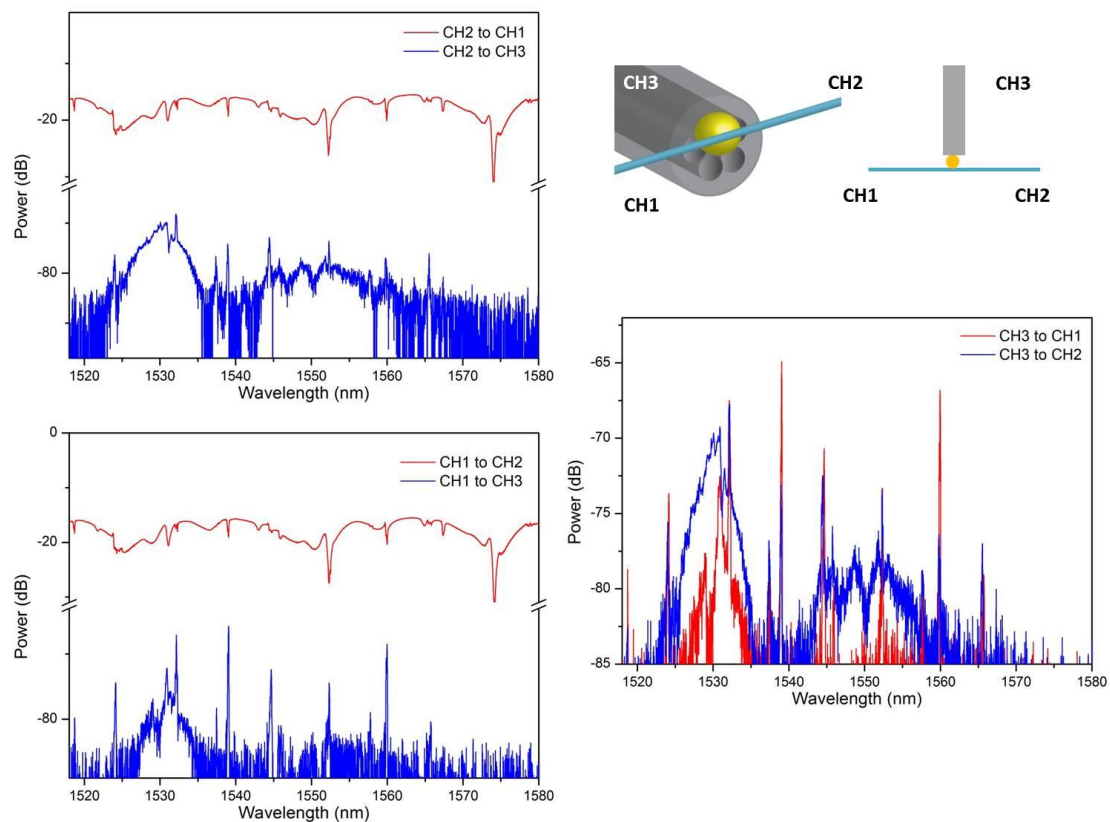
Για την περίπτωση των φασμάτων σκέδασης με χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης, η συλλογή αποτελεσμάτων συνοψίζεται στα γραφήματα της **εικόνας 4.14**.

Στα φάσματα σκέδασης παρατηρούμε πάλι την ύπαρξη ακτινοβολίας υποβάθρου συνεπώς η διάκριση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού δεν είναι η βέλτιστη δυνατή. Υπενθυμίζουμε ότι σε αυτού του τύπου την ευθυγράμμιση η s-πόλωση της οπτικής ίνας αντιστοιχεί σε TE τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού για τη μικροσφαίρα ενώ η p-πόλωση σε TM.



## Περίπτωση $\beta$ :

Στην περίπτωση ( $\beta$ ) (**εικόνα 4.9**) χρησιμοποιήθηκε η ίδια πηγή υπερύθρου στην φασματική περιοχή 1518-1580 nm και ο οπτικός αναλυτής φάσματος (optical spectrum analyzer). Το σύστημα των τριών καναλιών συνδέεται με την πηγή IR και τον οπτικό αναλυτή (OSA) με ευθυγράμμιση «*πυρήνα- πυρήνα*» με 2 οπτικές ίνες απλού τρόπου διάδοσης εκατέρωθεν της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας τύπου SMF28. Οι εναλλαγές στις συνδέσεις των καναλιών για λήψη φασμάτων διέλευσης και σκέδασης συγκεντρώνονται στα πειραματικά αποτελέσματα της **εικόνας 4.15**.



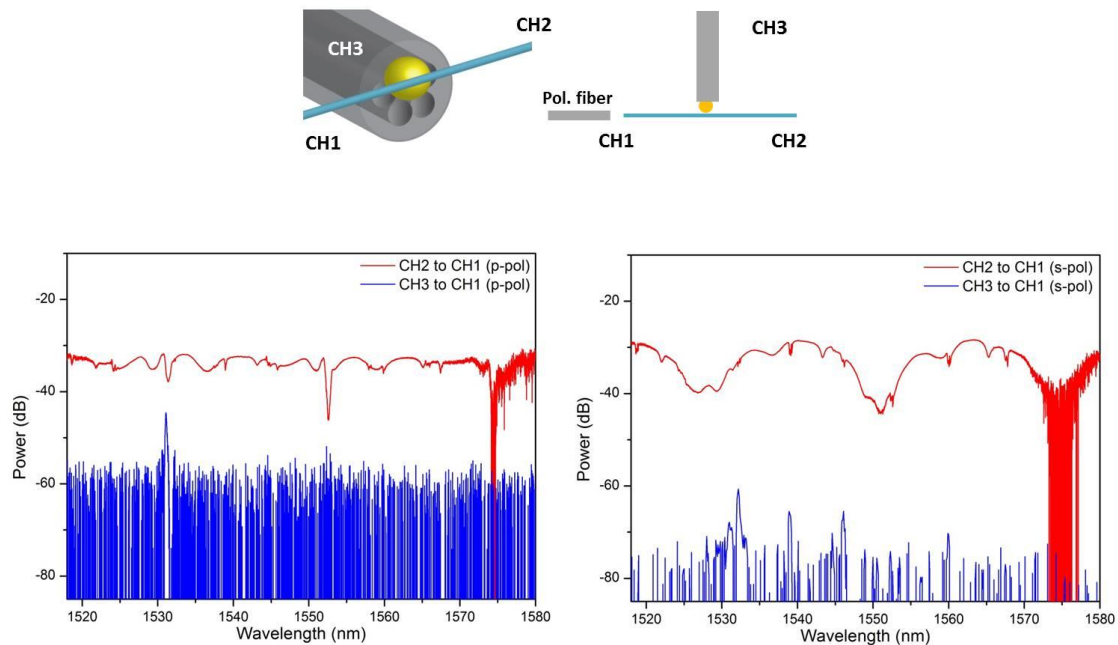
**Εικόνα 4.15** : Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση  $\beta$  χωρίς την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

Για τα φάσματα διέλευσης και σκέδασης παρατίθενται οι μετρήσεις όπως έγιναν (αμφίδρομα) οπότε και παρατηρούμε μικρές διαφοροποιήσεις στην ισχύ του συντονισμού.

Στη συνέχεια το σύστημα των τριών καναλιών διαφοροποιείται μόνο ως προς το γεγονός χρήσης μιας οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης εναλλάξ σε μία από τις 2 θέσεις εκατέρωθεν της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας απλού τρόπου

διάδοσης (εικόνα 4.16). Οι εναλλαγές στις συνδέσεις των καναλιών για λήψη φασμάτων διέλευσης και σκέδασης συγκεντρώνονται και παρατίθενται.

A) Οπτική ίνα μεμονωμένης πόλωσης στο CH1



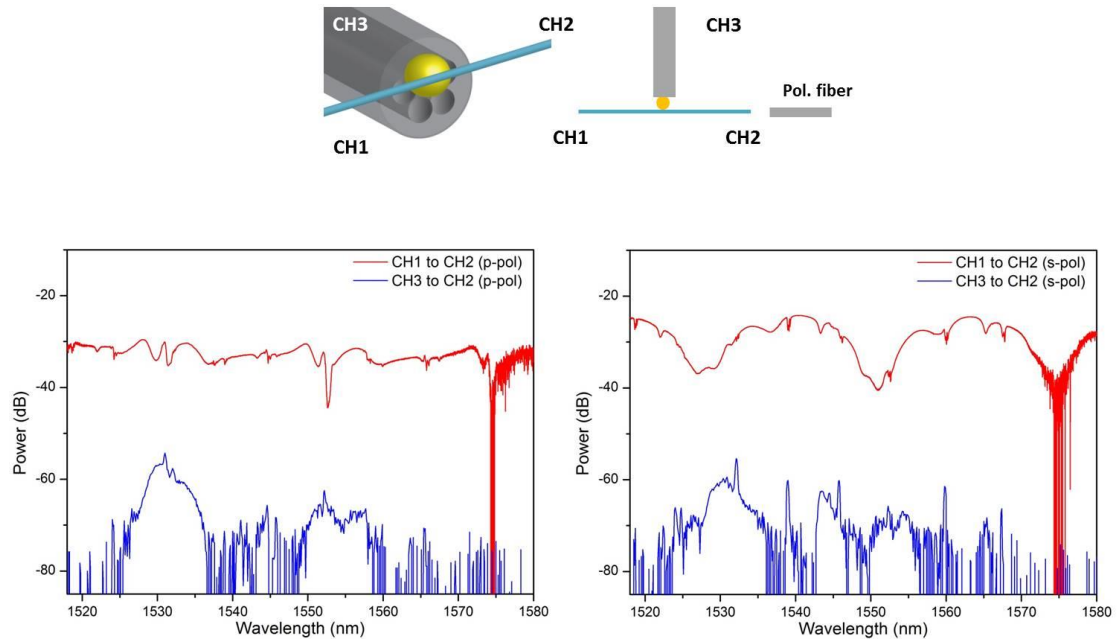
**Εικόνα 4.16 :** Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση β με την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

Στη διάταξη με την ίνα μεμονωμένης πόλωσης πρέπει να διευκρινιστεί τι ισχύει με την πόλωση της σφαίρας ανάλογα με το ποια θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα την διεγείρει. Από την **εικόνα 4.9** είναι κατανοητό ότι στην περίπτωση που η μικροσφαίρα διεγείρεται από τη θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα 0,9μm, η s-πόλωση της ίνας διεγείρει TE τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού στη μικροσφαίρα.

Αντίθετα, στην περίπτωση που η μικροσφαίρα διεγείρεται από τη θερμικά εφελκυσμένη μικροδομημένη οπτική ίνα με διάμετρο~68μm η s-πόλωση της ίνας διεγείρει σύνθετους και όχι μόνο TM τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού στη μικροσφαίρα. Αυτό οφείλεται στη διαφορετική σχετική θέση της μικροσφαίρας ως προς τον πυρήνα της θερμικά εφελκυσμένης MOI (βλ. **εικόνα 3.2**).

Στα φάσματα παραπάνω παρατηρούμε τους διαφορετικούς τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού ανάλογα με την πόλωση της ειδικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

## B) Οπτική ίνα μεμονωμένης πόλωσης στο CH2



**Εικόνα 4.17 :** Φάσματα διέλευσης και σκέδασης για την περίπτωση β με την χρήση οπτικής ίνας μεμονωμένης πόλωσης.

Η συμμετρία της διάταξης συμβάλλει στο να μην εντοπίζεται πλέον μεγάλο ποσοστό ακτινοβολίας υποβάθρου ωστόσο ο θόρυβος στην περίπτωση χρήσης ΜΟΙ μεμονωμένης πόλωσης είναι υπαρκτός Τα βασικότερα πλεονεκτήματα ενός μεταγωγέα σχήματος T είναι α) η δυνατότητα κάθετης δρομολόγησης του φωτός, δηλαδή με την χρήση του σφαιρικού οπτικού αντηχείου το φως μέσω συγκεκριμένων ΤΕΨ «στρίβει» στον χώρο χωρίς την παρουσία μεγάλων απωλειών αλλά και β) η χρήση των σφαιρικών αντηχείων στη διάταξη του μεταγωγέα T εξασφαλίζει και τον έλεγχο της διακοπής ή συνέχισης μιας τέτοιου είδους δρομολόγησης (λειτουργία διακόπτη).

### Θεωρητική ταυτοποίηση τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού

Η θεωρητική ταυτοποίηση των συντονισμών που αντιστοιχούν στους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού για κάθε περίπτωση πόλωσης γίνεται με χρήση της χαρακτηριστικής εξίσωσης συντονισμού/ εγκλωβισμού **(3.22)**:

$$(3.22) \quad \lambda_{res} = \frac{2\pi n R_{cav}}{n_{\text{περ}}} \left( v - \frac{\zeta_q}{2^{\frac{1}{3}}} v^{\frac{1}{3}} - \frac{mp}{\sqrt{m^2 - 1}} + \frac{3\zeta_l^2}{2^{\frac{2}{3}} \cdot 10} v^{-\frac{1}{3}} - \frac{m^3 p \left( \frac{2p^2}{3} - 1 \right) \zeta_l}{2^{\frac{1}{3}} (m^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} v^{-\frac{2}{3}} + O(v^{-1}) \right)^{-1}$$

όπου  $\nu=l+0.5$ ,  $\zeta_q$  η q-ρίζα της συνάρτησης Airy,  $m=n/n_{περ}$  και τέλος για τις δύο καταστάσεις πόλωσης  $TE$  και  $TM$ , ο συντελεστής  $p$  λαμβάνει τις ακόλουθες τιμές:

$$(3.23) \quad p = \begin{cases} 1, TE \\ \frac{1}{m^2}, TM \end{cases}$$

Στην παρούσα πειραματική διάταξη, το περιβάλλον μας είναι ο αέρας, επομένως θεωρήσαμε  $n_{περ}=1$ , ενώ οι ρίζες της συνάρτησης Airy είναι:

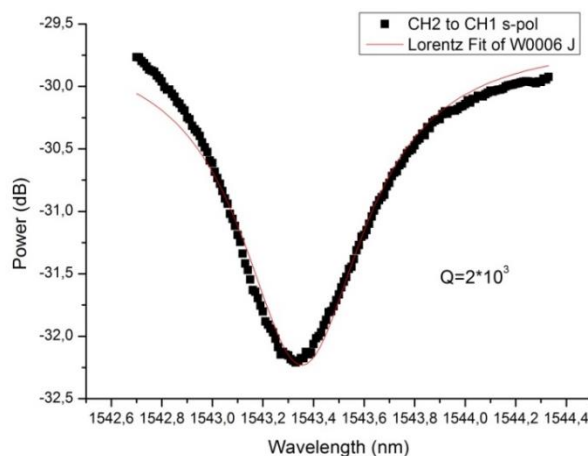
$$(3.24) \quad \zeta_q = \begin{cases} -2.338, q=1 \\ -4.088, q=2 \\ -5.521, q=3 \\ -6.787, q=4 \end{cases} \text{ κ.ο.κ.}$$

Παραθέτουμε ενδεικτικά τα θεωρητικά αποτελέσματα για τους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού των δύο πολώσεων μαζί με τα πειραματικά που αντιστοιχούν στα γραφήματα της **εικόνας 4.17**:

TE θεωρητικά			TE πειραματικά			TM θεωρητικά			TM πειραματικά		
$\lambda$ (nm)	q	l	$\lambda$ (nm)	$\lambda$ (nm)	q	l	$\lambda$ (nm)	q	l	$\lambda$ (nm)	
1517.6	1	92	1518.6	1519.9	1	91	1518.7				
1533.4	1	91	1532.1	1535.8	1	90	1536.9				
1549.6	1	90	1550.9	1551.9	1	89	1552.2				
1566.1	1	89	1565.3	1568.5	1	88	1567.4				

Επειδή δεν χρησιμοποιήθηκε η οπτική ίνα μεμονωμένης πόλωσης σε αυτή την περίπτωση, μπορούμε με επίλυση της χαρακτηριστικής εξίσωσης να βρούμε τις θέσεις συντονισμού και να τις αντιστοιχίσουμε με τις παραπάνω πειραματικές.

#### Προσδιορισμός του παράγοντα ποιότητας Q



Ο παράγοντας ποιότητας υπολογίζεται  $2 \cdot 10^3$  με Lorentzian fit.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ:

- [1] A. Francois, K.J. Rowland, V. Shahraam Afshar, M.R. Henderson and T.M. Monro, "Enhancing the radiation efficiency of dye doped whispering gallery mode microresonators", *Optics Express*, vol.21, no.19, 2013
- [2] I. M. White, H. Oveys, and X. Fan, "Liquid-core optical ring-resonator sensors," *Opt. Lett.* 31(9), 1319–1321 (2006).
- [3] S. Arnold, M. Khoshsima, I. Teraoka, S. Holler, and F. Vollmer, "Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption," *Opt. Lett.* 28(4), 272–274 (2003)
- [4] K. Milenko, D.J. Juan Hu, P.P.Shum, T. Zhang, J.L. Lim, Y. Wang, T.R. Wolinski, H. Wei and W. Tong, "Photonic crystal fiber tip interferometer for refractive index sensing", *Optics Letters* 37, 1373-1375, 2012
- [5] K. Kosma, G. Zito, K. Schuster, S. Pissadakis, "Whispering gallery mode microsphere resonator integrated inside a microstructured optical fiber", *Optics Letters*, vol.38, no.8, April 2013
- [6] A.Candiani, M.Konstantaki, W.Margulis, S.Pissadakis, A spectrally tunable microstructured optical fibre Bragg grating utilizing an infiltrated ferrofluid, *Opt. Express* 18, 24654-24660 (2010)
- [7] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria", *IEE Proceedings-J*, Vol.138, No. 5, October 1991.
- [8] R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier and J. D. Love, "Tapered single mode fibres and devices, Part 2: Experimental and theoretical quantification", *IEE Proceedings-J*, Vol. 138, No. 5, October 1991.
- [9] T.A. Birks and Y.W. Li, "The shape of fiber tapers", *Journal of Lightwave technology*, vol.10, no.4, April 1992
- [10] B. E. Little, J. P. Laine, and H. A. Haus. "Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators". *Journal of Lightwave Technology*, 17(4):704—715, 1999.
- [11] A. Francois, M. Himmelhaus, "Optical sensors based on Whispering Gallery Modes in Fluorescent Microbeads: Size dependence and influence of substrate", *Sensors journal*, vol.9, p.6838-6852, August (2009)
- [12] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G.Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, G.C. Righini, "Spherical whispering-gallery-mode microresonators", *Laser and Photonics Reviews*, vol.4, (3) p.457-482, 2010.

- [13] Y. Panitchob, G. Senthil Murugan, M.N. Zervas, P. Horak, S. Berneschi, S. Pelli, G.N. Conti and J.S. Wilkinson, "Whispering gallery mode spectra of channel waveguide coupled microspheres", OSA, Optics Express, vol.16, no.15, July (2008)
- [14] A. Francois, K.J. Rowland and T. M. Monro, "Highly efficient excitation and detection of whispering gallery modes in a dye-doped microsphere using a microstructured optical fiber", Applied Physics Letters 99, 141111 July (2011)

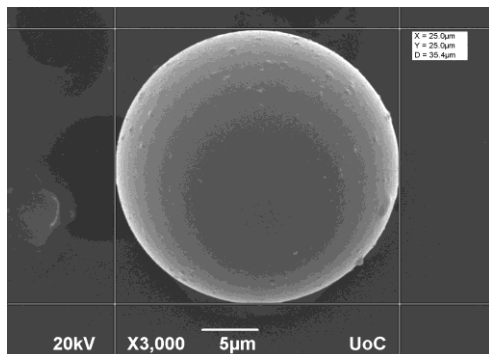
## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

**Απλές διατάξεις μικροσφαιρικών οπτικών αντηχείων ημι-εγκιβωτισμένων στα άκρα θερμικά εφελκυσμένων μικροδομημένων οπτικών ίνων για την εκδήλωση τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού.**

Στο κεφάλαιο αυτό μελετάται το φαινόμενο των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (TEΨ) σε μια διάταξη διπλού μεταγωγέα T-σηματισμού. Δύο διηλεκτρικά μικροσφαιρίδια παρεμφερών διαμέτρων ημιεγκιβωτίζονται στα κανάλια δύο θερμικά εφελκυσμένων μικροδομημένων οπτικών ίνων (ΜΟΙ). Στη συνέχεια τοποθετούνται σε δύο T σχηματισμούς με μια θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28. Σκοπός της διάταξης αυτής είναι η ταυτόχρονη λήψη, μελέτη και σύγκριση φασμάτων διέλευσης και σκέδασης για τους TEΨ των δύο μικροσφαιριδίων αλλά και η μελέτη για τη δυνατότητα ανάπτυξης μιας συσκευής router.

### 5.1 Διάταξη διπλού μεταγωγέα σχήματος T και διαδικασία κατασκευής δειγμάτων

Στην παρούσα διάταξη, κατασκευάσαμε ένα ακόμα δείγμα με ακρίβως την ίδια μέθοδο όπως στην **παράγραφο 4.1**. Μια μικροδομημένη οπτική ίνα με 5 κανάλια ακριβώς ίδια με αυτήν που περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, υπέστη επίσης θερμικό εφελκυσμό με τελική διάμετρο 83 $\mu\text{m}$  στην εκλεπτυσμένη περιοχή από τα 125 $\mu\text{m}$  της αρχικής της με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι αδιαβατική και κατόπιν τμήθηκε πολύ κοντά στη θερμικά εκλεπτυσμένη περιοχή.

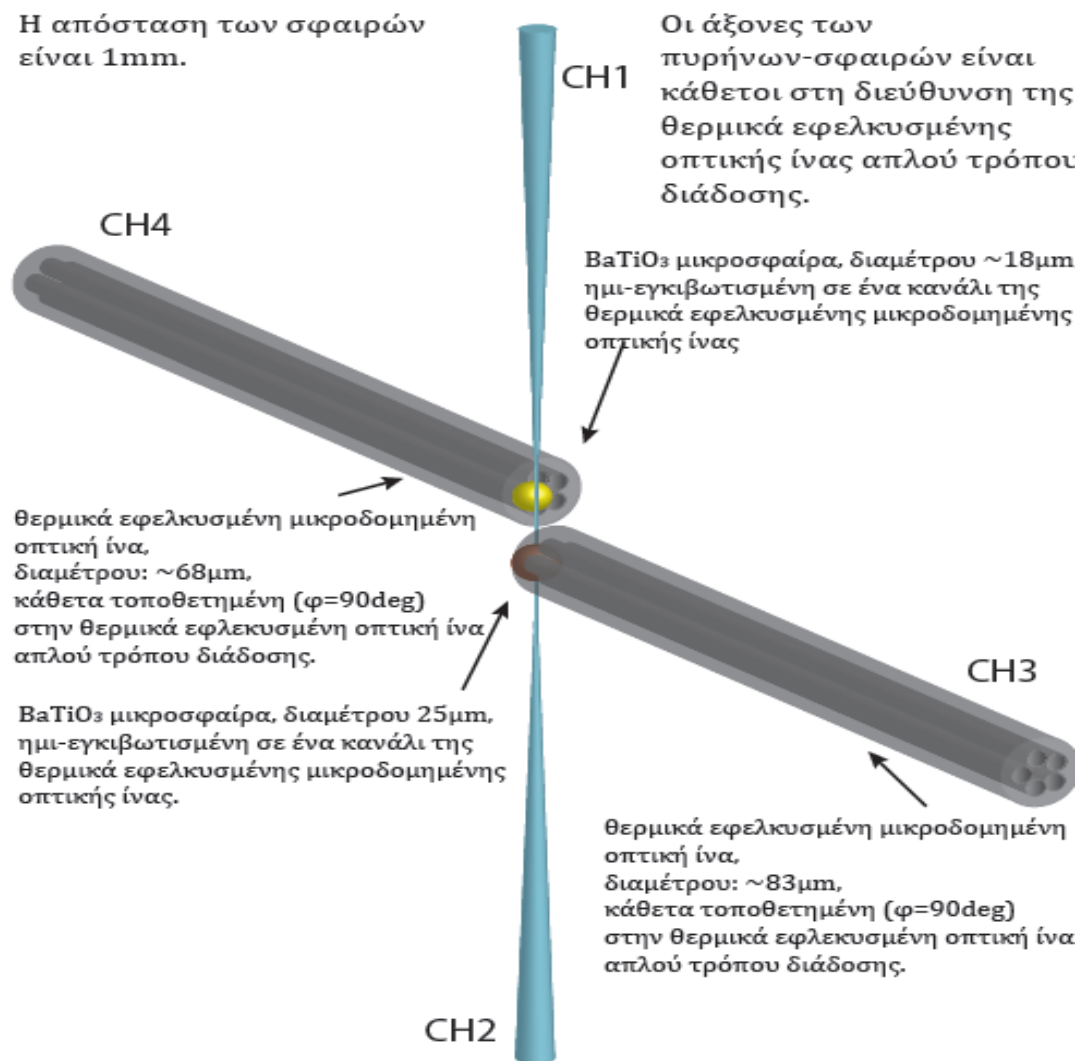


**Εικόνα 5.1 :** Δείγμα 25 $\mu\text{m}$  SEM

Κατόπιν, μία σφαίρα BaTiO<sub>3</sub> με διάμετρο 25 $\mu\text{m}$  τοποθετήθηκε με τέτοιο τρόπο σε ένα κανάλι της θερμικά εκλεπτυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας ώστε να είναι ημι-εγκιβωτισμένη επίσης. Το δείγμα που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 4, χρησιμοποιήθηκε ξανά και τοποθετήθηκε 1 mm υψηλότερα (CH4) από τη θέση όπου τοποθετήσαμε το νεό δείγμα (CH3).

Τα δύο δείγματα στη νέα διάταξη προσεγγίζουν και αγγίζουν είτε εναλλάξ είτε ταυτόχρονα την θερμικά

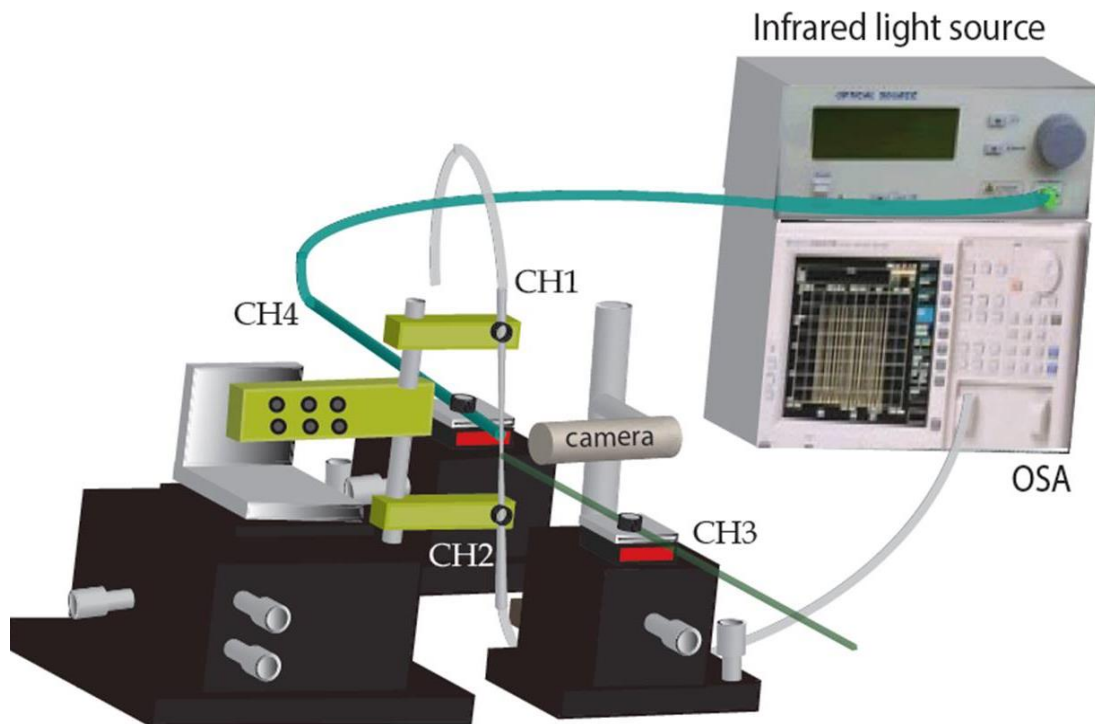
εφελκυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28 διαμέτρου 0,9μm (αδιαβατική) στην θερμικά εκλεπτυσμένη περιοχή, η οποία είναι τώρα κατακόρυφα τοποθετημένη όπως φαίνεται στην **εικόνα 5.2**:



**Εικόνα 5.2 :** Απεικόνιση της διάταξης του διπλού μεταγωγέα σχήματος-T με τα δύο δείγματα στα CH3 και CH4 αντίστοιχα και την θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28 κατακόρυφα τοποθετημένη.

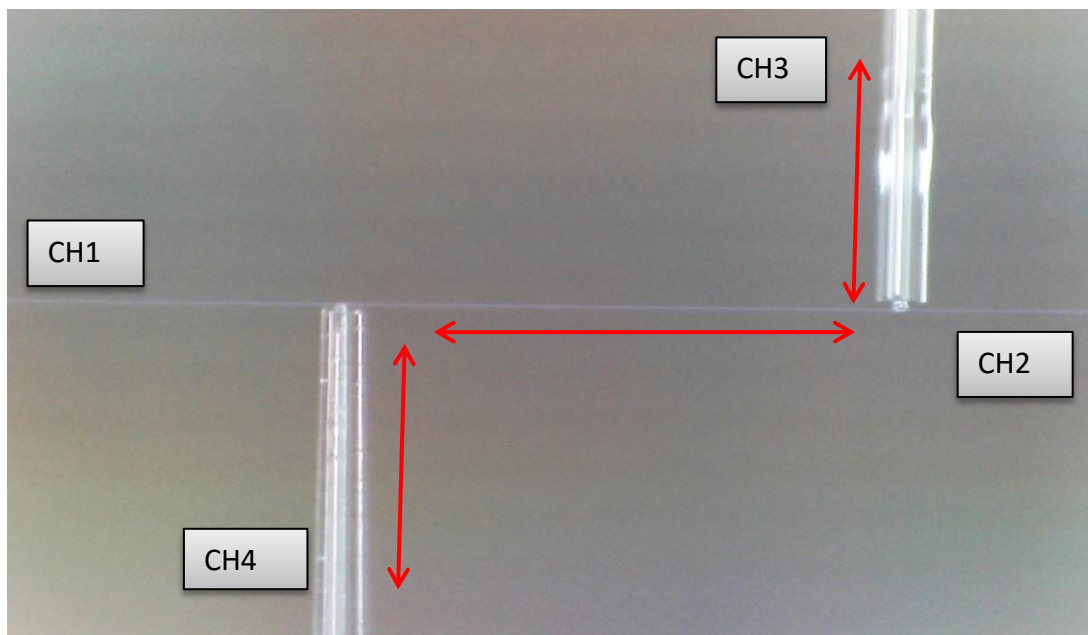
Ο τρόπος με τον οποίο είναι τοποθετημένα τα δείγματα επάνω στη θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα είναι ίδιος με τον τρόπο που περιγράφεται στο κεφάλαιο 4, δηλαδή με τέτοιο τρόπο ώστε να υπάρχει συμμετρία για τη βέλτιστη δυνατή σύζευξη του φωτός από και προς τα δείγματα ενώ σαφέστερη εικόνα της διάταξης που αναπτύχθηκε μπορούμε να έχουμε από την **εικόνα 5.3** ακολούθως.





**Εικόνα 5.3 :** Διάταξη διπλού μεταγωγέα σχήματος T.

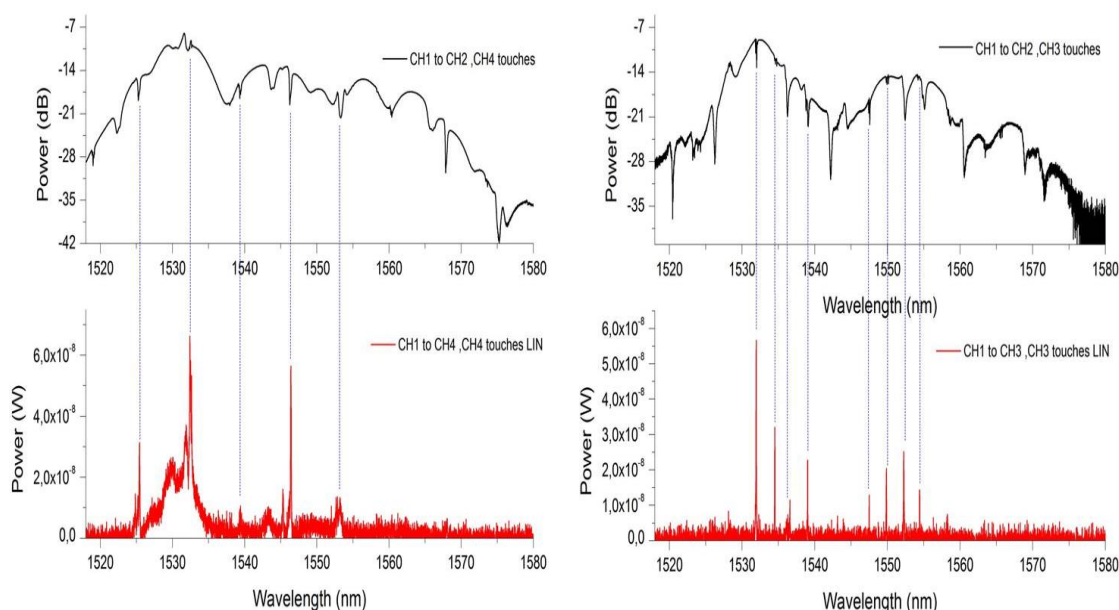
## 5.2 Πειραματικά αποτελέσματα και ανάλυση



**Εικόνα 5.4 :** Φωτογραφία με χρήση μικροσκοπικής κάμερας της διάταξης δρομολόγησης όταν αγγίζουν τη θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28 και οι δύο MOI..

Υπενθυμίζουμε ότι όταν τα δύο δείγματα είναι τοποθετημένα με αυτόν τον τρόπο, η παρουσία ακτινοβολίας υποβάθρου από τους δύο αντίστοιχους πυρήνες των θερμικά εφελκυσμένων ΜΟΙ είναι αμελητέα.

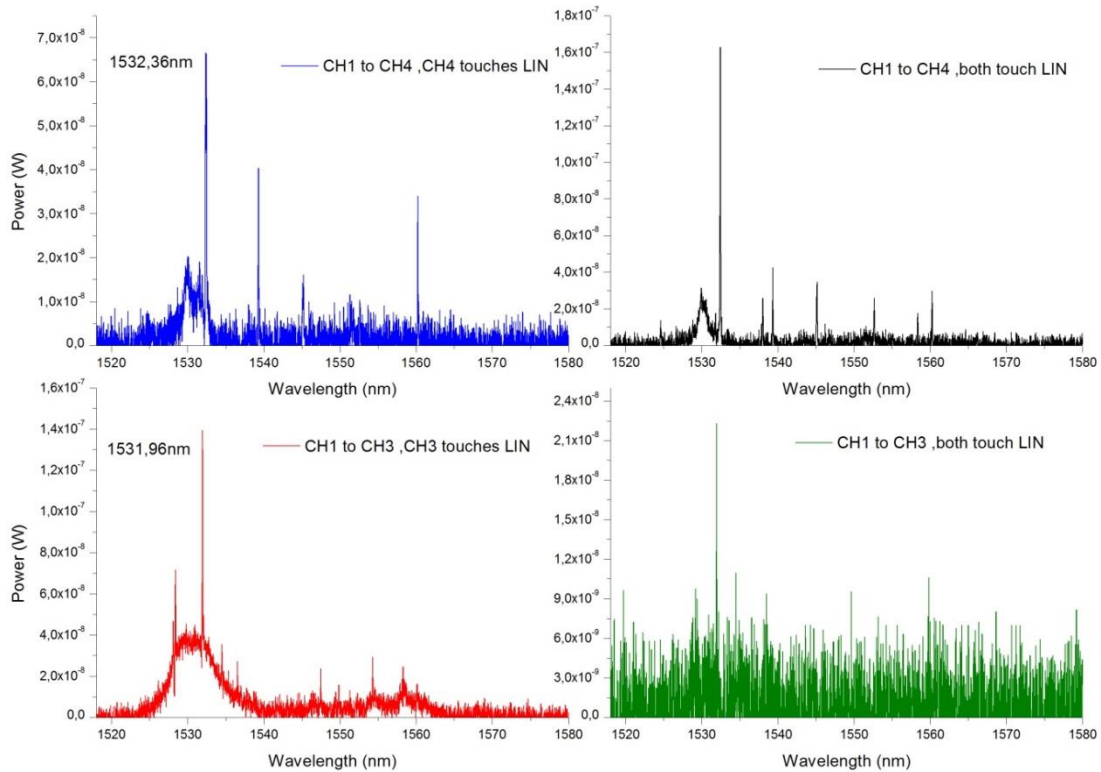
Σκοπός αυτής της διάταξης είναι αρχικά η παρατήρηση του φάσματος όταν κάθε δείγμα ξεχωριστά αγγίζει τη θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28, διαμέτρου 0,9μm. Στη συνέχεια, η σύγκριση των φασμάτων όταν αγγίζουν και τα δύο δείγματα σφαιρών την ίνα αυτή και κατόπιν η μελέτη για το εάν τελικά είναι δυνατή η δρομολόγηση συγκεκριμένων τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού από το ένα δείγμα στο άλλο. Μια τέτοια συσκευή θα λειτουργούσε ως router.



**Εικόνα 5.5 :** Φάσματα διέλευσης (πάνω) με τα αντίστοιχα φάσματα σκέδασης (κάτω) για κάθε δείγμα όταν αγγίζει ξεχωριστά την SMF28.

Τα δύο δείγματα είναι διαφορετικών διαστάσεων με αποτέλεσμα οι τρόποι εγκλωβισμού ψιθυρισμού να είναι διαφορετικοί, κάτι που διαπιστώνουμε και από τα φάσματα σκέδασης κάθε δείγματος. Στη συνέχεια παρατηρούμε τη μεταβολή των φασμάτων σκέδασης για κάθε κανάλι όταν αγγίζουν τη θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα απλού τρόπου σκέδασης και τα δύο δείγματα.

Από την **εικόνα 5.6**, παρατηρούμε ότι στην περίπτωση που και τα δύο δείγματα αγγίζουν την θερμικά εκλεπτυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28, το φάσμα σκέδασης για το δείγμα με το μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο διαστάσεων 25μm, το οποίο βρίσκεται στο CH3 χάνει μεγάλο ποσοστό του σήματός του.

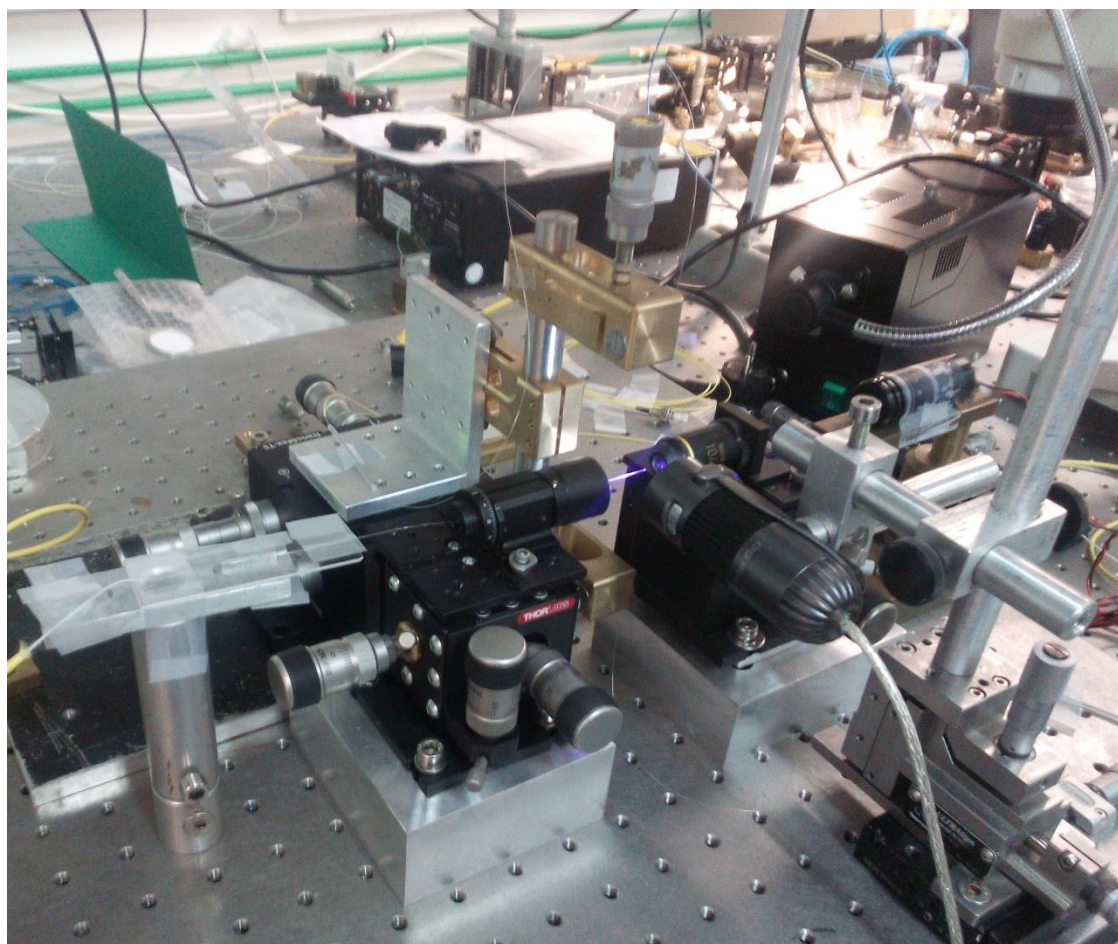


**Εικόνα 5.6 :** Τα φάσματα σκέδασης αριστερά προκύπτουν όταν τα δείγματα αγγίζουν μεμονωμένα την θερμικά εφελκυσμένη οπτική ίνα τύπου SMF28. Στα δεξιά, και τα δύο δείγματα αγγίζουν την ίνα.

Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η κατεύθυνση της υπέρυθρης ακτινοβολίας έτσι όπως συλλέχθηκε στην παραπάνω περίπτωση είναι από το CH1 προς το CH2. Ως εκ τούτου, όταν και τα δύο δείγματα αγγίζουν, τελικά η ακτινοβολία εγκλωβίζεται κυρίως στο δείγμα διαμέτρου  $\sim 18\mu\text{m}$  (CH4) το οποίο βρίσκεται πλησιέστερα στο CH1.

Εξετάζοντας τα φάσματα αριστερά στον **πίνακα 5.2**, παρατηρούμε ότι ένας τρόπος εγκλωβισμού ψιθυρισμού του δείγματος διαμέτρου  $\sim 18\mu\text{m}$  (1532,36nm) βρίσκεται πολύ κοντά με έναν τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού για το άλλο δείγμα διαμέτρου  $\sim 25\mu\text{m}$  (1531,96nm) TM). Ωστόσο, για να είναι δυνατή η λειτουργία της συσκευής του διπλού μεταγωγέα δηλαδή για να είναι δυνατή η δρομολόγηση θα έπρεπε αυτοί οι δύο ΤΕΨ να ταυτίζονται ως προς τη θέση.

Με στόχο τον εκμηδενισμό του  $\Delta\lambda=1532,36\text{nm}-1531,96\text{nm}=0,4\text{nm}$ , ακτινοβολούμε το δείγμα  $\sim 18\mu\text{m}$  (CH3) με χρήση μίας πηγής λέιζερ ιώδους (violet laser στα 405nm). Η φωτοευαισθησία των μικροσφαιρών BaTiO<sub>3</sub> μπορεί να συμβάλει στη μετατόπιση της θέσης συντονισμού ΤΕΨ προς μικρότερα μήκη κύματος και συγκεκριμένα για τον τρόπο εγκλωβισμού ψιθυρισμού από τα 1532,36 nm στα 1531,96nm.

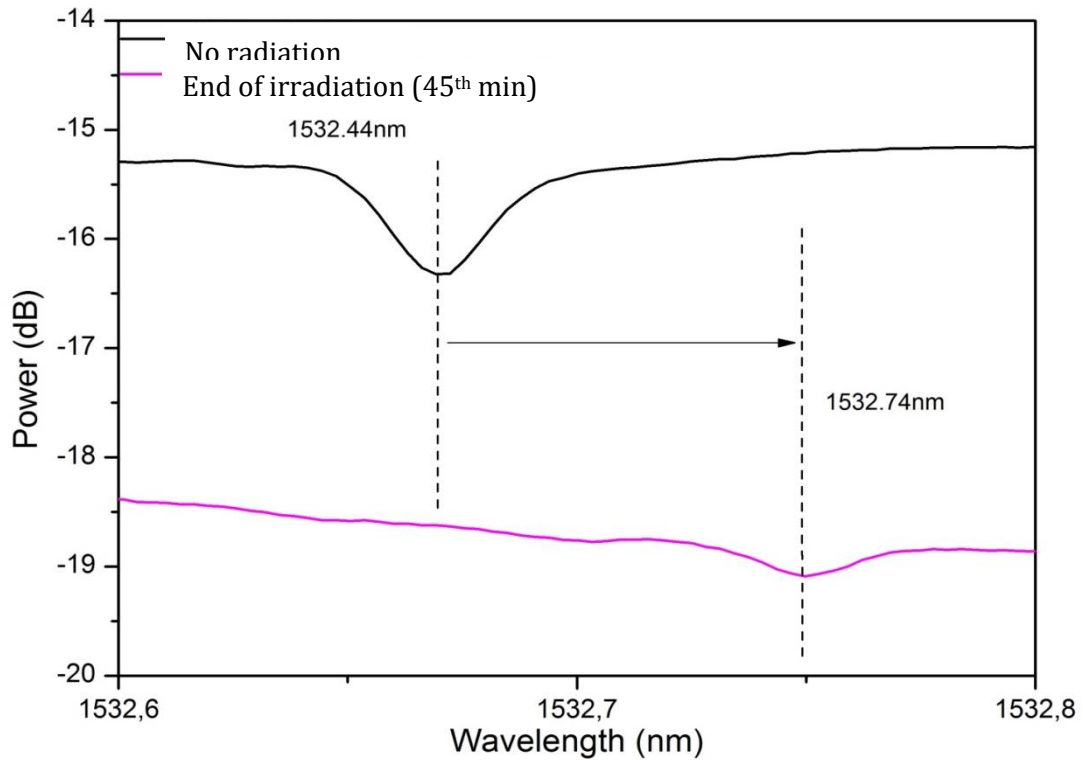


**Εικόνα 5.7 :** Διάταξη με τη χρήση λέιζερ ιώδους για ακτινοβολήση του δείγματος διαμέτρου  $\sim 18\mu\text{m}$ .

Η ακτινοβολήση του δείγματος γίνεται ανά τακτά χρονικά διαστήματα και στο πέρας κάθε χρονικού διαστήματος συλλέγονται τα φάσματα διέλευσης από το CH1 στο CH2. Παρόλα αυτά η διαδικασία της ακτινοβολήσης έτσι όπως διεξήχθη με τις συγκεκριμένες δοκιμές δεν ήταν επιτυχής, συνεπώς η ταύτιση των θέσεων συντονισμού δεν επετεύχθη.

Ακολουθως παρατίθεται η μετατόπιση του συγκεκριμένου ΤΕΨ κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης και επισημαίνεται η μετατόπιση της θέσης συντονισμού.





**Εικόνα 5.8:** Μετατόπιση της θέσης ΤΕΨ κατόπιν ακτινοβολήσης με laser ιώδους (405nm)

Παρατηρώντας τα διαγράμματα, είναι προφανές ότι η μετατόπιση της θέσης συντονισμού είναι αντίθετης κατεύθυνσης από αυτήν που αναμενόταν. Κάτι τέτοιο οφείλεται στην ανώμαλη φωτοευαισθησία που χαρακτηρίζει το υλικό BaTiO<sub>3</sub>. Παρόλα αυτά ένας τέτοιος στόχος εκμηδενισμού του Δλ είναι επιτεύξιμος. Σε μια τέτοια περίπτωση θα είναι δυνατή η δρομολόγηση ενός τρόπου εγκλωβισμού ψιθυρισμού από το CH<sub>3</sub> στο CH<sub>4</sub> και τελικά απόλυτα εφικτή η διέγερση σφαιρικών οπτικών αντηχείων με χρήση άλλων σφαιρικών οπτικών αντηχείων.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ:

- [1] A. Francois, K.J. Rowland, V. Shahraam Afshar, M.R. Henderson and T.M. Monro, "Enhancing the radiation efficiency of dye doped whispering gallery mode microresonators", *Optics Express*, vol.21, no.19, 2013
- [2] A. M. Armani, R. P. Kulkarni, S. E. Fraser, R. C. Flagan, and K. J. Vahala, "Label-Free, Single-Molecule Detection with Optical Microcavities," *Science* 317(5839), 783–787 (2007).
- [3] I. M. White, H. Oveys, and X. Fan, "Liquid-core optical ring-resonator sensors," *Opt. Lett.* 31(9), 1319–1321 (2006).
- [4] S. Arnold, M. Khoshsima, I. Teraoka, S. Holler, and F. Vollmer, "Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption," *Opt. Lett.* 28(4), 272–274 (2003)
- [5] K. Kosma, I. Konidakis and S. Pissadakis, "Photorefractive tuning of whispering gallery modes of a spherical resonator integrated inside a microstructured optical fibre", *The European Physical Journal –Special Topics*, 223, 2035-2040, 2014
- [6] K. Milenko, D.J. Juan Hu, P.P.Shum, T. Zhang, J.L. Lim, Y. Wang, T.R. Wolinski, H. Wei and W. Tong, "Photonic crystal fiber tip interferometer for refractive index sensing", *Optics Letters* 37, 1373-1375, 2012
- [7] K. Kosma, G. Zito, K. Schuster, S. Pissadakis, "Whispering gallery mode microsphere resonator integrated inside a microstructured optical fiber", *Optics Letters*, vol.38, no.8, April 2013
- [8] A.Candiani, M.Konstantaki, W.Margulis, S.Pissadakis, A spectrally tunable microstructured optical fibre Bragg grating utilizing an infiltrated ferrofluid, *Opt. Express* 18, 24654-24660 (2010)
- [9] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix and F. Gonthier, "Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria", *IEE Proceedings-J*, Vol.138, No. 5, October 1991.
- [10] R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier and J. D. Love, "Tapered single mode fibres and devices, Part 2: Experimental and theoretical quantification", *IEE Proceedings-J*, Vol. 138, No. 5, October 1991.
- [11] T.A. Birks and Y.W. Li, "The shape of fiber tapers", *Journal of Lightwave technology*, vol.10, no.4, April 1992

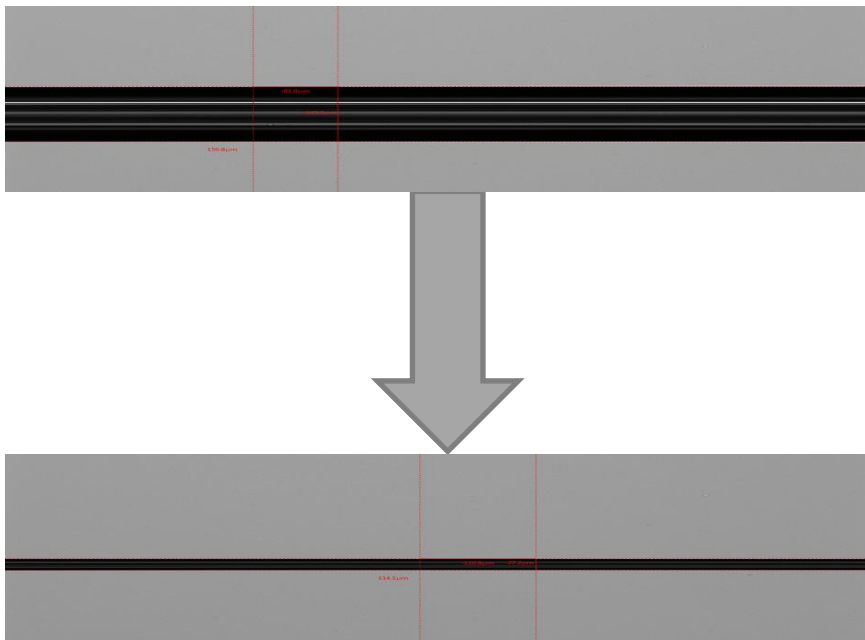
- [12] B. E. Little, J. P. Laine, and H. A. Haus. “Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators”. *Journal of Lightwave Technology*, 17(4):704—715, 1999.
- [13] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala. “Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics”. *Physical Review Letters*, 91(4):art. no.—043902, 2003.
- [14] A. Francois, M. Himmelhaus, “Optical sensors based on Whispering Gallery Modes in Fluorescent Microbeads: Size dependence and influence of substrate”, *Sensors journal*, vol.9, p.6838-6852, August (2009)
- [15] Y. Panitchob, G. Senthil Murugan, M.N. Zervas, P. Horak, S. Berneschi, S. Pelli, G.N. Conti and J.S. Wilkinson, “Whispering gallery mode spectra of channel waveguide coupled microspheres”, *OSA, Optics Express*, vol.16, no.15, July (2008)
- [16] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G.Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, G.C. Righini, “Spherical whispering-gallery-mode microresonators”, *Laser and Photonics Reviews*, vol.4, (3) p.457-482, 2010.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

### Μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο τοποθετημένο στο εσωτερικό θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας

Στο κεφάλαιο αυτό μελετάται το φαινόμενο των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού (ΤΕΨ) για μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο τοποθετημένο στο εσωτερικό θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας. Το διηλεκτρικό μικροσφαιρίδιο παγιδεύεται στην θερμικά εκλεπτυσμένη περιοχή σε ένα κανάλι της ΜΟΙ και στη συνέχεια λαμβάνουμε φάσματα διέλευσης. Σκοπός της διάταξης αυτής είναι η χρήση μιας τέτοιας διάταξης ως αισθητήρας διαφόρων παραμέτρων.

#### 6.1 Διάταξη ενσωματωμένου μικροσφαιριδίου T και διαδικασία κατασκευής δείγματος



**Εικόνα 6.1 :** Αρχικές και τελικές διαστάσεις της μικροδομημένης οπτικής ίνας κατά το θερμικό εφελκυσμό.

Κατά την προετοιμασία του δείγματος στο συγκεκριμένο πείραμα, η μικροδομημένη οπτική ίνα που χρησιμοποιούμε έχει περίβλημα αρχικής διαμέτρου 125 $\mu\text{m}$ , πυρήνα αρχικής διαμέτρου 8,5 $\mu\text{m}$  και 5 κανάλια αέρα αρχικής διαμέτρου 20,8  $\mu\text{m}$  (**εικόνα 4.2**). Με τη χρήση της ειδικής συσκευής Vytran (**εικόνα 1.6**) η οπτική αυτή ίνα υφίσταται θερμικό εφελκυσμό με τέτοιο τρόπο ώστε να πληροί το αδιαβατικό κριτήριο:

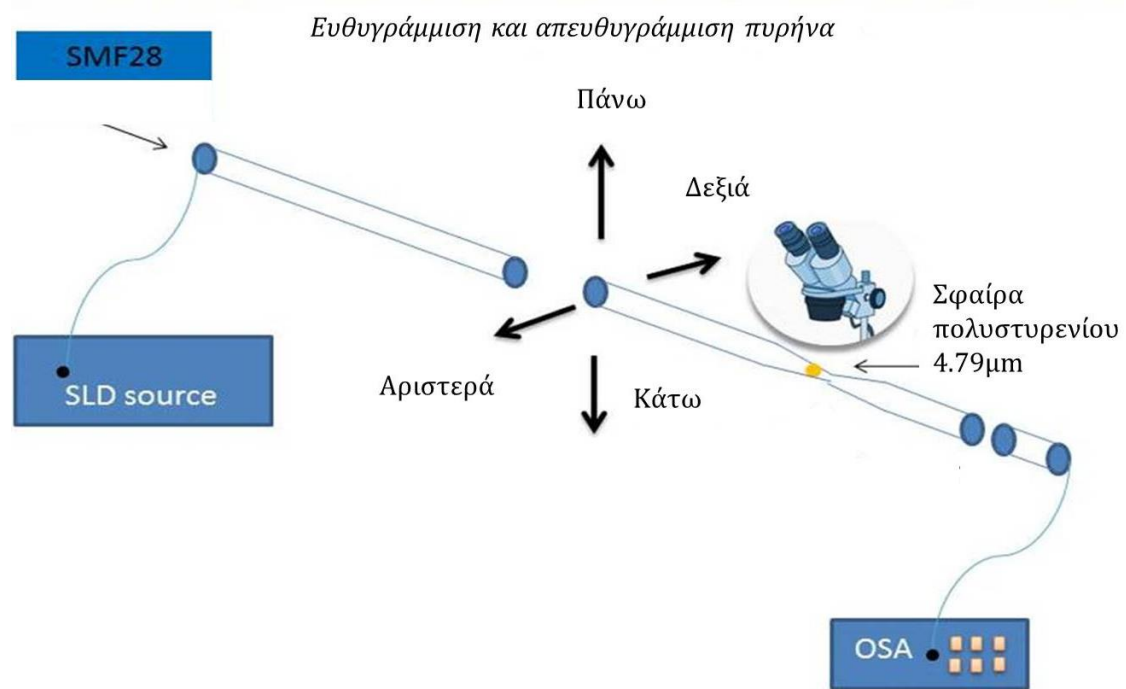


$$(6.1) \quad \left| \frac{d\rho}{dz} \right| = \tan \Omega < \frac{\rho(\beta_1 - \beta_2)}{2\pi}$$

Έτσι οι περιοχές μετάβασης είναι 12,1 mm η καθεμία και η εκλεπτυσμένη περιοχή 8mm, με τελική διάμετρο περιβλήματος 28,8μm. Έτσι, εντός των καναλιών στην εκλεπτυσμένη περιοχή είναι δυνατόν να εγκλωβίζονται μικροσφαίρες διαμέτρου 4,5-5μm.

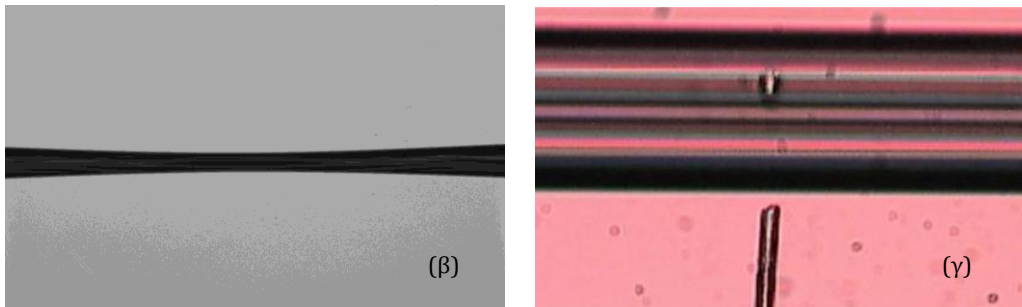
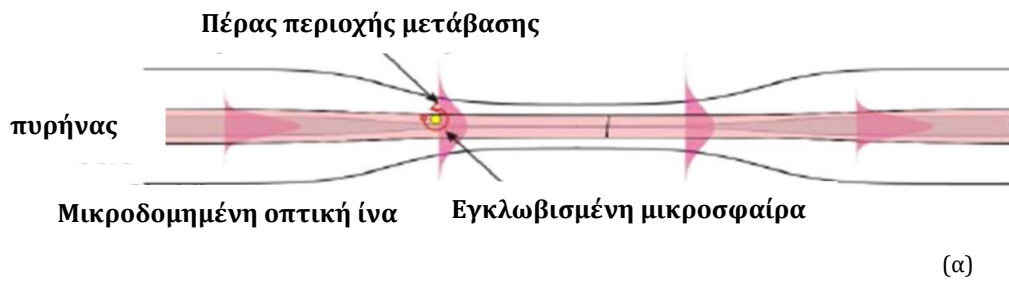
Η μικροσφαίρα που επιλέγεται για ενσωμάτωση και εγκλωβισμό εντός της οπτικής ίνας είναι είτε πολυστυρένιο, είτε BaTiO<sub>3</sub> και διαστάσεων 4,5-5 μm (διάμετρος).

Η διαδικασία τοποθέτησης της μικροσφαίρας εντός της θερμικά εφελκυσμένης οπτικής ίνας γίνεται με τη βοήθεια υγρού όπως μεθανόλη, αιθανόλη(καθαρότητας 99.8%), ισοπροπανόλη ή ακόμα μίγματος αυτών είτε με ειδικά λάδια συγκεκριμένου δείκτη διάθλασης (refractive index liquids).



**Εικόνα 6.2 :** Τοποθέτηση του δείγματος της ΜΟΙ με το ενσωματωμένο μικροσφαιρίδιο στη διάταξή μας.

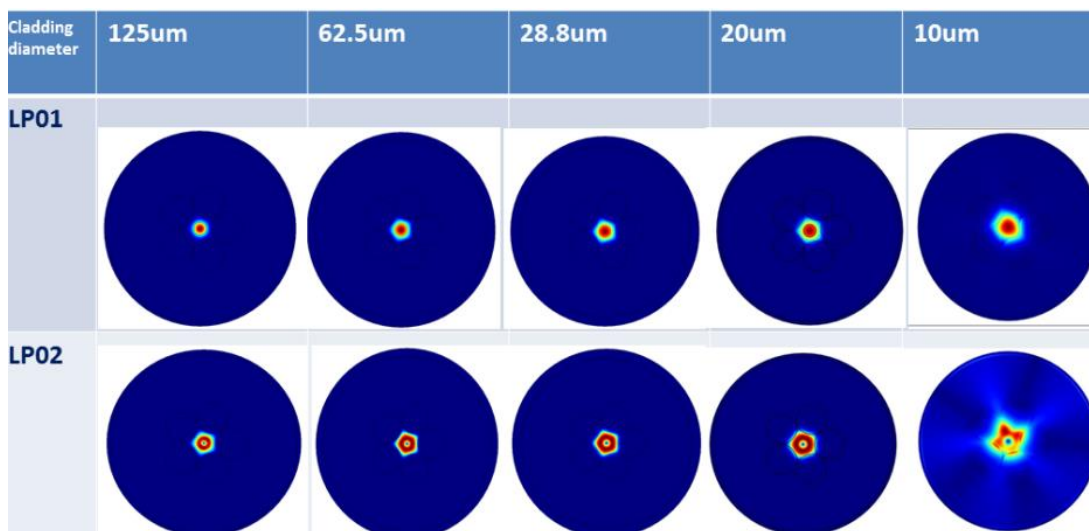
Αφού το δείγμα τοποθετηθεί και εγκλωβιστεί πολύ κοντά στο πέρας της περιοχής μετάβασης και στην αρχή της εκλεπτυσμένης περιοχής, κατόπιν τοποθετείται στη διάταξη όπως φαίνεται παραπάνω. Στην **εικόνα 6.3** παρουσιάζεται η φωτογραφία από το ενσωματωμένο μικροσφαιρίδιο στην θερμικά εφελκυσμένη ΜΟΙ.



**Εικόνα 6.3 :** (α) απεικόνιση του ενσωματωμένου μικροσφαιριδίου στη θερμικά εκλεπτυσμένη ΜΟΙ, (β) τυπική εικόνα θερμικά εφελκυσμένη ΜΟΙ, (γ) εικόνα μικροσκοπίου με μικροσφαιρίδιο πολυστυρενίου εγκλωβισμένο στη θερμικά εφελκυσμένη περιοχή.

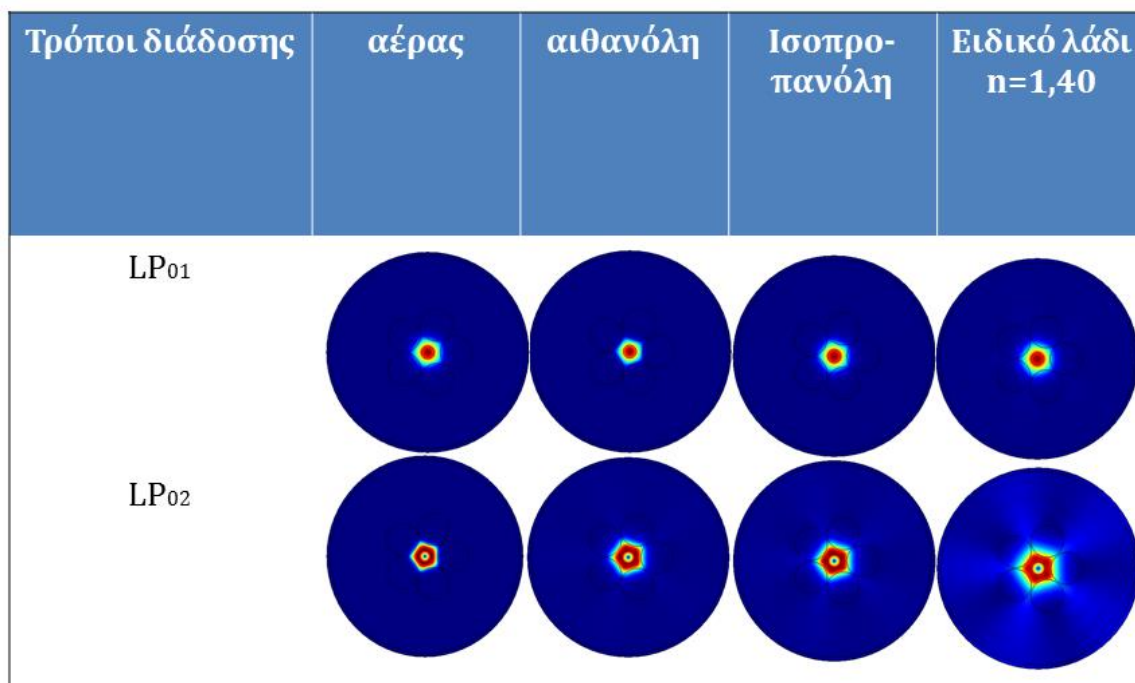
## 6.2 Προσομοιώσεις τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού στη μικροσφαίρα για διαφορετικές διατομές μέσω Comsol

Καθώς η διάμετρος της μικροδομημένης οπτικής ίνας ελαττώνεται, το πεδίο του θεμελιώδους τρόπου διάδοσης  $LP_{01}$  και του αμέσως υψηλότερου  $LP_{02}$  επεκτείνεται εκτός της περιοχής του πυρήνα όπως παρατηρούμε από την προσομοίωση χρήσης πεπερασμένων στοιχείων COMSOL.



**Εικόνα 6.4 :** Τρόπος διάδοσης του πεδίου εντός της μικροδομημένης οπτικής ίνας για διαδοχικά ελαττωμένες διατομές όταν τα κανάλια περιέχουν αποκλειστικά αέρα.

Κατόπιν για την επιθυμητή διάμετρο της διατομής του περιβλήματος (28,8  $\mu\text{m}$ ) η κατανομή του πεδίου για τους δύο πρώτους τρόπους διάδοσης διαφοροποιείται εάν τα κανάλια περιέχουν κάποιο υγρό αντί αέρα ( $n > 1$ ).

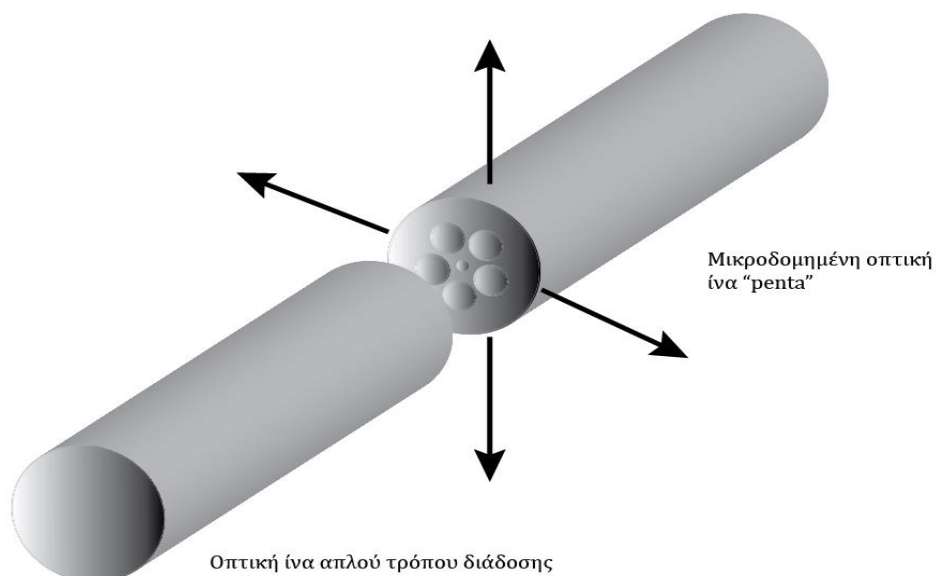


**Εικόνα 6.5 :** Η διαμόρφωση της κατανομής του πεδίου για τους δύο πρώτους τρόπους διάδοσης ανάλογα με την προσθήκη διαφορετικών υγρών στα κανάλια της μικροδομημένης οπτικής ίνας.

### 6.3 Πειραματικά αποτελέσματα και ανάλυση

Οι μικροσφαίρες που χρησιμοποιήθηκαν αποτελούνται από πολυστυρένιο είτε από  $\text{BaTiO}_3$ . Κατά την ενσωμάτωση και εγκλωβισμό τους εντός των θερμικά εκλεπτυσμένων μικροδομημένων οπτικών ινών χρησιμοποιήθηκαν, όπως προαναφέραμε, διάφορα είδη υγρών όπως αιθανόλη, ισοπροπανόλη ή ειδικά λάδια με συγκεκριμένο δείκτη διάθλασης. Με τη χρήση των υγρών αυτών ωθούμε τη μικροσφαίρα στο επιθυμητό σημείο. Έπειτα, παρατηρούμε τα φάσματα διέλευσης για τη διαπίστωση ή μη των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού μέσω ευθυγράμμισης με οπτικές ίνες τύπου SMF28 όπως επισημαίνεται στην **εικόνα 6.2**. Οι ευθυγραμμίσεις ή απευθυγραμμίσεις πυρήνα-πυρήνα διεγείρουν με διαφορετικό τρόπο το σύστημά μας και πραγματοποιούνται ούτως ώστε να μας δώσουν την βέλτιστη δυνατή εικόνα των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού στο φάσμα μας.

Η ευθυγράμμιση ή απευθυγράμμιση πυρήνα-πυρήνα γίνεται καλύτερα κατανοητή μέσω της **εικόνας 6.6** :



**Εικόνα 6.6** : Η μικροδομημένη οπτική ίνα με τα πέντε κανάλια (penta) ευθυγραμμίζεται είτε αποκλίνει ελαφρώς της τέλει ευθυγράμμισης για αλλαγή του τρόπου διέγερσης του σφαιρικού αντηχείου που είναι εγκλωβισμένο στο εσωτερικό της (πάνω-up, κάτω-down, αριστερά-left, δεξιά-right).

Κατά την πρώτη περίπτωση τοποθετούμε μία μικροσφαίρα πολυστυρενίου διαμέτρου 4,89μm και την ωθούμε ούτως ώστε να εγκλωβιστεί στην επιθυμητή περιοχή. Η ώθηση γίνεται με τη χρήση είτε αιθανόλης είτε ισοπροπανόλης, την οποία στη συνέχεια αφαιρούμε θερμαίνοντας με ειδικό «πιάτο» θέρμανσης και με την ταυτόχρονη σύνδεση και χρήση αντλίας για απορρόφηση του υγρού από την άλλη άκρη της ΜΟΙ έτσι ώστε να μην παρασύρεται ταυτόχρονα και το δείγμα μας (**εικόνα 6.7**).

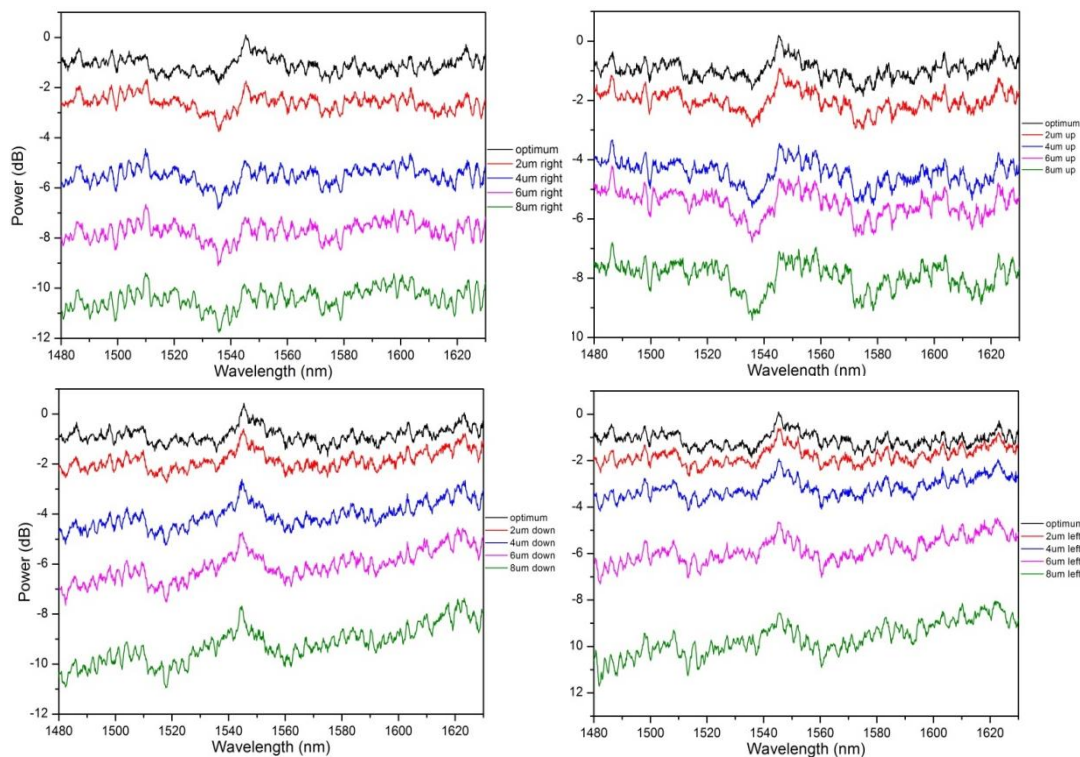


**Εικόνα 6.7** : Διαδικασία απομάκρυνσης του εναπομείναντος υγρού από το εσωτερικό της θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας με τη χρήση ειδικού εξαρτήματος που συνδέεται με την αντλία.

Η εναπομείνουσα μικροσφαίρα με αυτόν τον τρόπο παραμένει και δεν περιβάλλεται πλέον από κανένα υγρό παρά μόνο από αέρα αφού τα κανάλια της μικροδομημένης οπτικής ίνας είναι κανάλια αέρα. Υπενθυμίζουμε ότι ο δείκτης διάθλασης του πολυστυρενίου στην περιοχή του υπέρυθρου είναι  $n=1,56708$ .

Η πηγή που χρησιμοποιήσαμε είναι πηγή υπέρυθρου με εύρος από τα 1450nm έως τα 1650nm. Τα φάσματα διέλευσης τα οποία συλλέχθηκαν είναι για όλες τις επιτρεπτές μικρές μετατοπίσεις του ενός πυρήνα της μικροδομημένης οπτικής ίνας σε σχέση με τον πυρήνα της οπτικής ίνας τύπου SMF28. Συγκεκριμένα οι μετατοπίσεις αυτές ήταν διαδοχικές μέχρι και 7-8μm.

Τα φάσματα για την περίπτωση αυτή παρατίθενται ακολούθως:



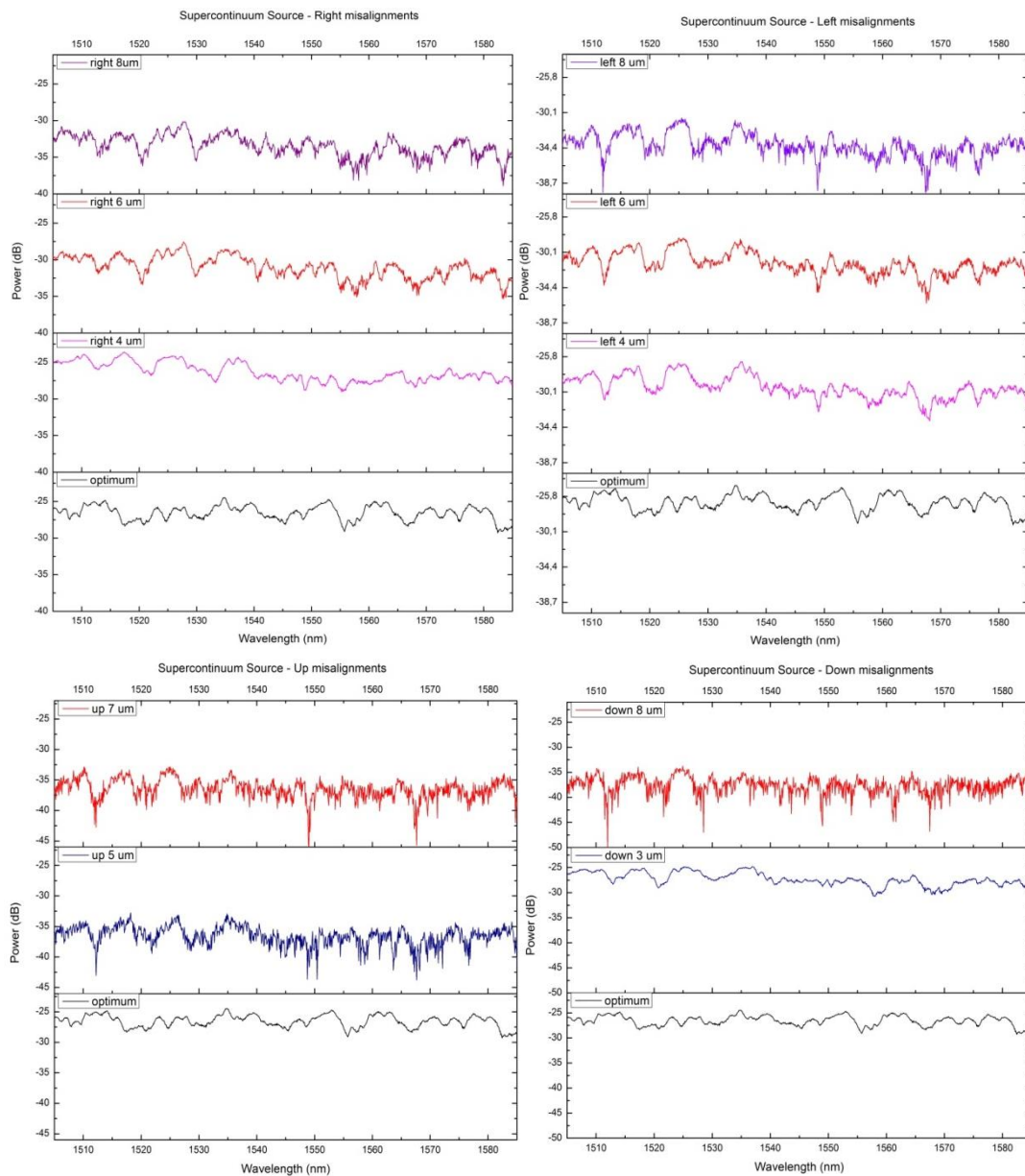
**Εικόνα 6.8 :** Φάσματα διέλευσης για όλους τους δυνατούς τρόπους απευθυγράμμισης της μικροδομημένης οπτικής ίνας σε σχέση με την SMF28.

Από τα παραπάνω τέσσερα διαγράμματα, παρατηρούμε ότι τα φάσματα (κανονικοποιημένα) δεν καθιστούν ευδιάκριτη την εκδήλωση του φαινομένου τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού λόγω διέγερσης του μικροσφαιρικού οπτικού αντηχείου. Αντίθετα, το συγκεκριμένο “beating” που παρατηρούμε οφείλεται στο γεγονός ότι υπάρχει σύζευξη των θεμελιωδών τρόπων διάδοσης μεταξύ εσωτερικού και εξωτερικού πυρήνα λόγω του ότι η θερμικά εφελκυσμένη μικροδομημένη οπτική ίνα δεν πληροί ιδανικά το κριτήριο αδιαβατικότητας. Κάτι τέτοιο μπορεί να συμβεί, ανεξάρτητα των υπολογισμών, και οφείλεται στον τρόπο παρασκευής της θερμικά εφελκυσμένης οπτικής ίνας μέσω της συσκευής



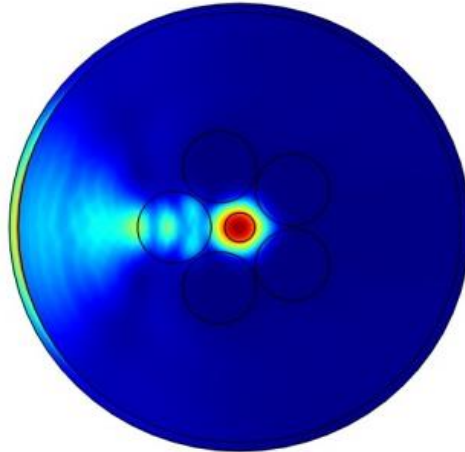
Nytran. Φυσικά δεν αποκλείεται το γεγονός να υφίστανται κάποιοι τρόποι εγκλωβισμού ψιθυρισμού στο φάσμα μας, ωστόσο δεν είναι δυνατό να συμπεράνουμε κάτι τέτοιο με ασφάλεια.

Κατά τη δεύτερη περίπτωση, το δείγμα μας παρασκευάζεται με την ίδια ακριβώς μέθοδο. Ωστόσο, διαφοροποιείται στο γεγονός ότι δεν αφαιρούμε στην περίπτωση αυτή το υγρό (ισοπροπανόλη 99,8%) που χρησιμοποιήσαμε για την ώθηση και εγκλωβισμό της μικροσφαίρας. Τοποθετώντας άμεσα το δείγμα μας στη διάταξη λαμβάνουμε τα φάσματα:



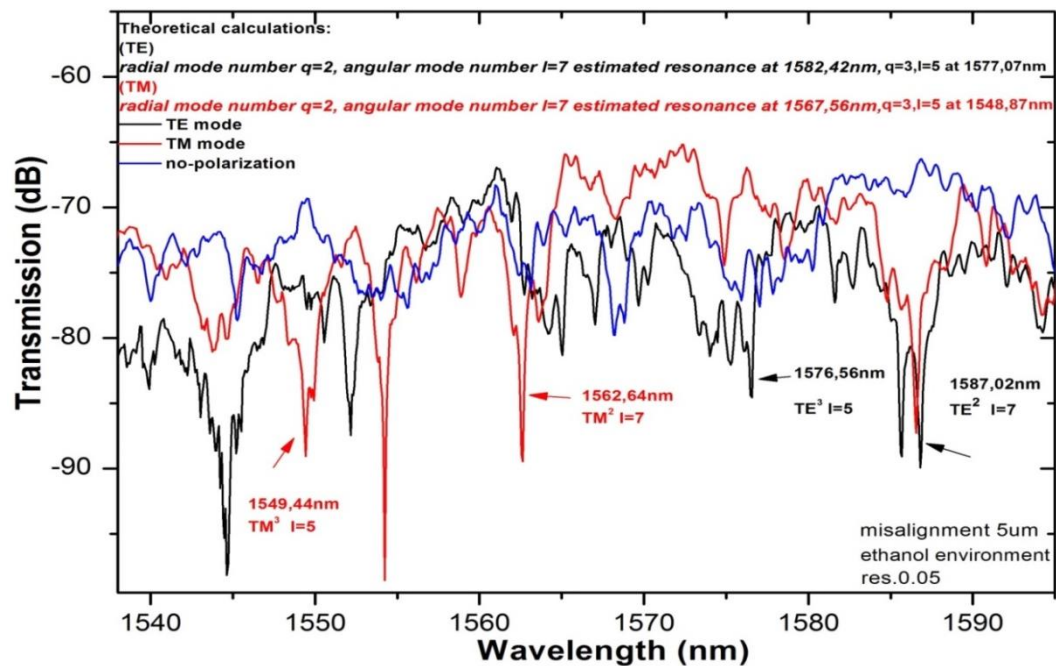
**Εικόνα 6.9 :** Φάσματα με όλες τις δυνατές απευθυγραμμίσεις πυρήνα-πυρήνα προς κάθε δυνατή κατεύθυνση, δεξιά (right), αριστερά (left), πάνω (up), κάτω (down)

Με βάση τα παραπάνω είναι σημαντικό να αναφέρουμε τη θέση της μικροσφαίρας πολυστυρενίου ούτως ώστε να καταλάβουμε οι μετατοπίσεις ποιων κατευθύνσεων συμβάλλουν πιθανότερα στην αποδοτικότερη διέγερση του οπτικού αντηχείου. Σε αυτήν την περίπτωση της ευθυγράμμισης, το κανάλι το οποίο περιέχει εγκλωβισμένη τη μικροσφαίρα βρίσκεται σε πλαϊνή θέση, κάτι το οποίο φαίνεται καλύτερα από την παρακάτω απεικόνιση μέσω προσομοίωσης (εικόνα 6.10):



**Εικόνα 6.10** : Το κανάλι το οποίο περιέχει τη σφαίρα πολυστυρενίου είναι τοποθετημένο στο πλάι, συγκεκριμένα δεξιά ως προς το ίδιο το δείγμα της θερμικά εκλεπτυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας (βλέπε ταυτόχρονα εικόνα 6.2) -προσομοίωση Comsol.

Στην περίπτωση όπου η οπτική ίνα τύπου SMF28, η οποία καταλήγει στον αναλυτή οπτικού φάσματος αντικατασταθεί από ΜΟΙ μεμονωμένης πόλωσης, τότε επιλέγοντας μία μικρή μετατόπιση λαμβάνουμε τα φάσματα και για τις δύο πολώσεις και τα συγκρίνουμε με το αντίστοιχο χωρίς πόλωση.



**Εικόνα 6.11** : Φάσματα διέλευσης για τα δύο είδη πολώσεων.

Με τη χρήση της χαρακτηριστικής εξίσωσης για την εύρεση των θέσεων συντονισμού έχουμε

$$(3.22) \quad \lambda_{res} = \frac{2\pi n R_{cav}}{n_{περ}} \left( v - \frac{\zeta_q}{2^{\frac{1}{3}}} v^{\frac{1}{3}} - \frac{mp}{\sqrt{m^2-1}} + \frac{3\zeta_l^2}{2^{\frac{2}{3}} \cdot 10} v^{-\frac{1}{3}} - \frac{m^3 p \left( \frac{2p^2}{3} - 1 \right) \zeta_l}{2^{\frac{1}{3}} (m^2-1)^{\frac{3}{2}}} v^{-\frac{2}{3}} + O(v^{-1}) \right)^{-1}$$

όπου  $v=l+0.5$ ,  $\zeta_q$  η  $q$ -ρίζα της συνάρτησης Airy,  $m=n/n_{περ}$  και τέλος για τις δύο καταστάσεις πόλωσης  $TE$  και  $TM$ , ο συντελεστής  $p$  λαμβάνει τις ακόλουθες τιμές:

$$(3.23) \quad p = \begin{cases} 1, TE \\ \frac{1}{m^2}, TM \end{cases}$$

Στην παρούσα πειραματική διάταξη, το περιβάλλον μας είναι η αιθανόλη, επομένως θεωρήσαμε  $n_{περ}=1,352$ , ενώ οι ρίζες της συνάρτησης Airy είναι:

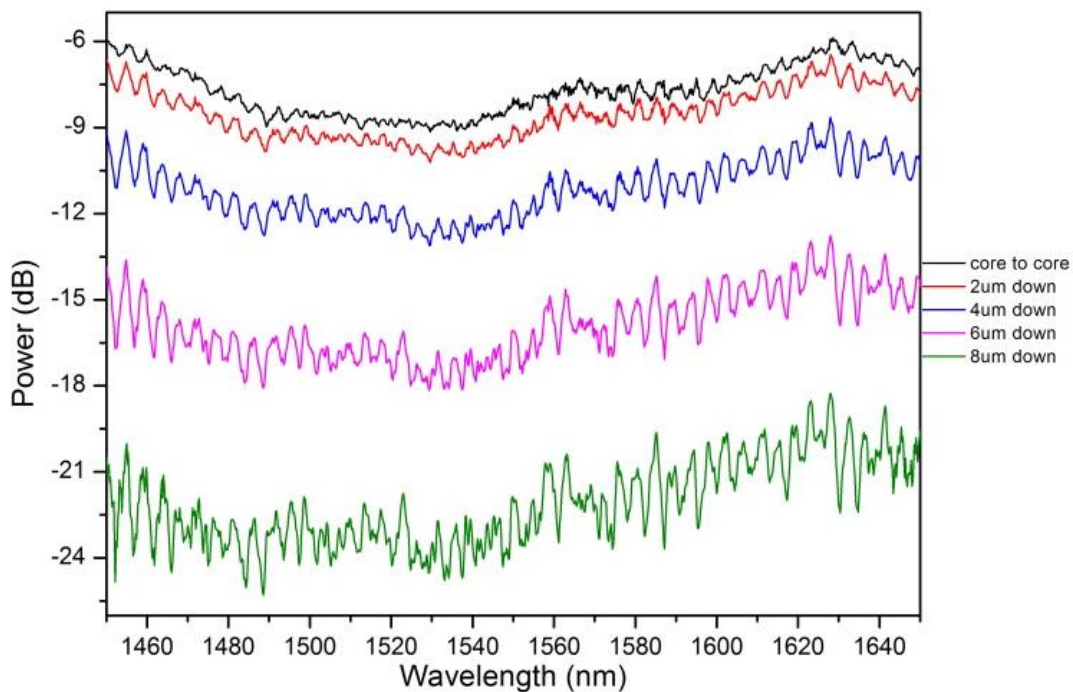
$$(3.24) \quad \zeta_q = \begin{cases} -2.338, q=1 \\ -4.088, q=2 \\ -5.521, q=3 \\ -6.787, q=4 \end{cases} \text{ κ.ο.κ.}$$

Παρατηρούμε ότι είναι δυνατή η ταυτοποίηση μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών τιμών, ωστόσο η ασφαλής εξαγωγή συμπερασμάτων για την ακρίβεια των συντονισμών απέχει αρκετά ακόμα. Οι όποιες επιφυλάξεις στην αξιολόγηση των αποτελεσμάτων οφείλεται στο γεγονός ότι αυτές οι μηδαμινές σχετικές μετατοπίσεις, πέρα από το ότι πιθανότατα προκαλούν διέγερση του μικροσφαιρικού αντηχείου, προκαλούν παράλληλα και την εκδήλωση άλλων φαινομένων, όπως την διαφοροποίηση στην αλληλεπίδραση των τρόπων διάδοσης της ακτινοβολίας εντός της θερμικά εφελκυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας.

Λόγω διαφοροποίησης της πορείας του φωτός που σχετίζεται με τη απευθυγράμμιση πυρήνα-πυρήνα (βλ. **εικόνα 6.2**), οι τρόποι διάδοσης όχι μόνο διαφοροποιούνται μεμονωμένα αλλά διαφοροποιείται και ο τρόπος σύζευξης τους. Λόγω αυτού, το φάσμα μεταβάλλεται. Ακόμα και αν η θερμικά εφελκυσμένη μικροδομημένη οπτική ίνα, έχει κατασκευαστεί ώστε ιδανικά να πληροί το αδιαβατικό κριτήριο, στην πραγματικότητα ο παράγοντας του τρόπου σύζευξης της ακτινοβολίας ανατρέπει τα ισχύοντα δεδομένα.



Πέρα από την αξιοποίηση μικροσφαιρικών οπτικών αντηχείων πολυστυρενίου, χρησιμοποιήθηκαν και μικροσφαιρικά αντηχεία  $BaTiO_3$  παρόμοιας διαμέτρου ( $5\sim 6\mu m$ ) αλλά και διαφορετικά υγρά για την ώθηση και εγκλωβισμό των μικροσφαιρών στην επιθυμητή περιοχή. Ο δείκτης διάθλασης του υλικού αυτού είναι  $1,9-2,1$  και ακριβώς για αυτό το λόγο επιλέχθηκε επίσης να χρησιμοποιηθεί. Υπενθυμίζουμε από το **κεφάλαιο 3** τη σημασία του ενεργού δείκτη διάθλασης για τη σύζευξη της ακτινοβολίας στα σφαιρικά οπτικά αντηχεία ( $\Delta n_{eff}$ ). Έτσι, όταν η μικροσφαίρα  $BaTiO_3$ , διαμέτρου  $5\mu m$  εγκλωβίζεται στη θερμικά εκλεπτυσμένη περιοχή της μικροδομημένης οπτικής ίνας ίδιων διαστάσεων με τις προηγούμενες περιπτώσεις, τα φάσματα που προέκυψαν για όλες τις δυνατές απευθυγραμμίσεις πυρήνα-πυρήνα στην περίπτωση που περιβάλλεται από αέρα είναι:

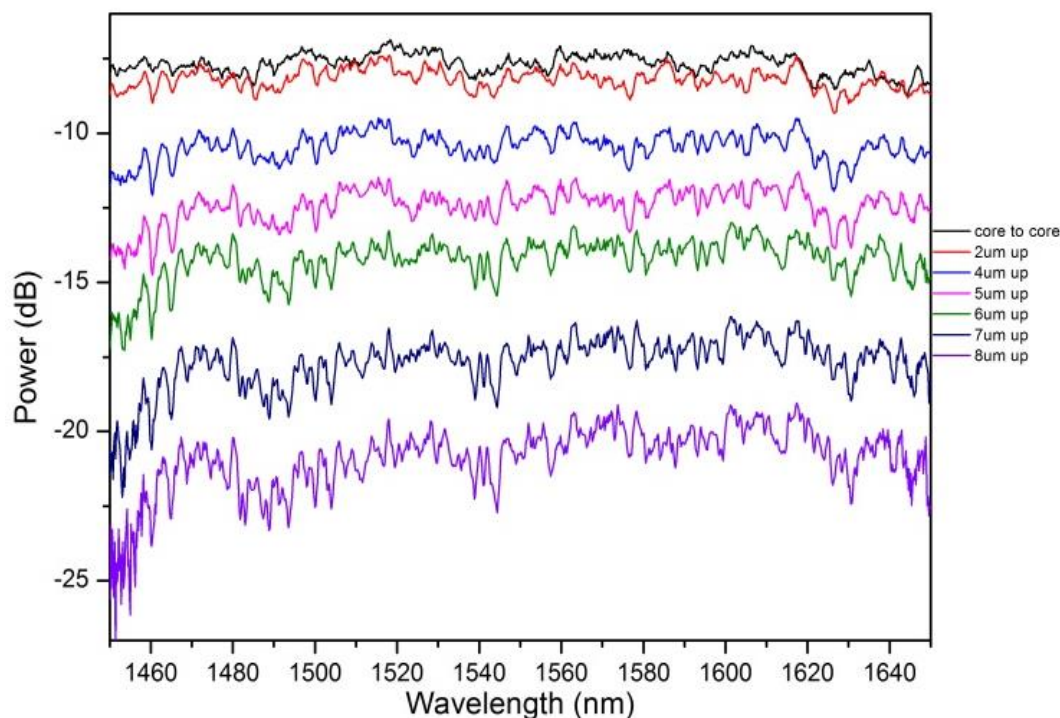


Εικόνα 6.12 : Φάσματα με όλες τις δυνατές απευθυγραμμίσεις πυρήνα-πυρήνα ενδεικτικά προς μια κατεύθυνση (κάτω : down).

Στην περίπτωση αυτή η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είχε μεγαλύτερο εύρος (Superluminescence source 1450-1650nm).

Παρατηρούμε ότι όπως και στην περίπτωση του πολυστυρενίου που περιβάλλεται από αέρα (εικόνα 6.8), με τον ίδιο τρόπο και εδώ δεν είναι ευδιάκριτη η εκδήλωση των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού. Παρά την χρήση σφαιρικού οπτικού αντηχείου μεγαλύτερου δείκτη διάθλασης το πρόβλημα σύζευξης του φωτός σε αυτό για σταθερές συνθήκες τις οποίες παρέχει το περιβάλλον αέρα στα κανάλια της μικροδομημένης οπτικής ίνας, παραμένει.

Στην περίπτωση χρήσης δείγματος μικροσφαιρικού αντηχείου BaTiO<sub>3</sub> ίδιου μεγέθους (~5μm), εγκλωβισμένου στη θερμικά εκλεπτυσμένη περιοχή σε περιβάλλον υγρού-λαδιού δείκτη διάθλασης 1,445, τα φάσματα ενδεικτικά για συγκεκριμένες απευθυγραμμίσεις παρουσιάζονται στην **εικόνα 6.12**:



**Εικόνα 6.13** : Φάσματα διέλευσης για τη θερμικά εκλεπτυσμένη μικροδομημένη οπτική ίνα με την ενσωματωμένη και εγκλωβισμένη μικροσφαίρα BaTiO<sub>3</sub> ~5μm σε περιβάλλον με υγρό δείκτη διάθλασης 1,445.

Στην περίπτωση αυτή δεν μπορούμε να εξάγουμε ασφαλή συμπεράσματα σχετικά με το αν παρατηρούμε την εκδήλωση του φαινομένου των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού. Τα ακρότατα τα οποία παρατηρούμε στα παραπάνω φάσματα και τα οποία εντείνονται όσο αυξάνεται η μεταβολή της σχετικής θέσης «πυρήνα-πυρήνα» οφείλονται στη μεταβολή του τρόπου διάδοσης της υπέρυθρης ακτινοβολίας εντός της θερμικά εκλεπτυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας και δε συνδέονται απαραίτητα με το εγκλωβισμένο μικροσφαιρικό αντηχείο.

Η επίτευξη ενός συστήματος μικροδομημένης οπτικής ίνας και μικροσφαιρικής κοιλότητας ικανού για εκδήλωση φαινομένων τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού δεν είναι αδύνατη. Ωστόσο χρήζει περαιτέρω έρευνας ως προς τα υλικά και τις διαστάσεις αυτής της μικροδομημένης οπτικής ίνας.

Ένα τέτοιο σύστημα θα μπορούσε να αποτελέσει ένα σταθερό μηχανισμό ανίχνευσης χημικών ουσιών, βιολογικού υλικού, μεταβολών περιβαλλοντικών

συνθηκών και αίσθησης μηχανικών μεταβολών (strain sensors). Το βασικό πλεονέκτημα του έναντι άλλων παρεμφερών συστημάτων είναι η απομόνωση του μικροσφαιρικού αντηχείου από περιβαλλοντικούς αστάθμητους παράγοντες όπως σκόνη, κίνηση του αέρα κλπ. .

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ:

- [1] K. Kosma, G. Zito, K. Schuster, S. Pissadakis, “Whispering gallery mode microsphere resonator integrated inside a microstructured optical fiber”, *Optics Letters*, vol.38, no.8, April 2013
- [2] K. Kosma, I. Konidakis and S. Pissadakis, “Photorefractive tuning of whispering gallery modes of a spherical resonator integrated inside a microstructured optical fibre”, *The European Physical Journal –Special Topics*, 223, 2035-2040, 2014
- [3] A.Candiani, M.Konstantaki, W.Margulis, S.Pissadakis, A spectrally tunable microstructured optical fibre Bragg grating utilizing an infiltrated ferrofluid, *Opt. Express* 18, 24654-24660 (2010)
- [4] J. D. Love, W. M. Henry, W. J. Stewart, R. J. Black, S. Lacroix and F. Gonthier, “Tapered single-mode fibres and devices, Part 1: Adiabaticity criteria”, *IEE Proceedings-J*, Vol.138, No. 5, October 1991.
- [5] R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier and J. D. Love, “Tapered single mode fibres and devices, Part 2: Experimental and theoretical quantification”, *IEE Proceedings-J*, Vol. 138, No. 5, October 1991.
- [6] T.A. Birks and Y.W. Li, “The shape of fiber tapers”, *Journal of Lightwave technology*, vol.10, no.4, April 1992
- [7] B. E. Little, J. P. Laine, and H. A. Haus. “Analytic theory of coupling from tapered fibers and half-blocks into microsphere resonators”. *Journal of Lightwave Technology*, 17(4):704—715, 1999.
- [8] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks “Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper”. *Optics Letters*, 22(15):1129—1131, 1997.
- [9] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, O. J. Painter, and K. J. Vahala. “Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics”. *Physical Review Letters*, 91(4):art. no.—043902, 2003.
- [10] A. Francois, M. Himmelhaus, “Optical sensors based on Whispering Gallery Modes in Fluorescent Microbeads: Size dependence and influence of substrate”, *Sensors journal*, vol.9, p.6838-6852, August (2009)
- [11] Y. Panitchob, G. Senthil Murugan, M.N. Zervas, P. Horak, S. Berneschi, S. Pelli, G.N. Conti and J.S. Wilkinson, “Whispering gallery mode spectra of channel waveguide coupled microspheres”, *OSA, Optics Express*, vol.16, no.15, July (2008)
- [12] A. Serpenguzel and S. Arnold, “Excitation of resonances of microspheres on an optical fiber”, *Optics Letters*, vol.20, no.7, 1995

[13] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, G.C. Righini, "Spherical whispering-gallery-mode microresonators", *Laser and Photonics Reviews*, vol.4, (3) p.457-482, 2010.

[14] O. Svitelskiy, Y. Li, A. Darafsheh, M. Sumetsky, D. Carnegie, E. Rafailov and V. N. Astratov, "Fiber coupling to BaTiO<sub>3</sub> glass microspheres in an aqueous environment", *Optics Letters*, vol.36, no.15, August 2011.

[15] A. Candiani, M. Sozzi, A. Cucinotta, S. Selleri, R. Veneziano, R. Corradini, R. Marchelli, P. Childs, and S. Pissadakis, "Optical fiber ring cavity sensor for label-free DNA detection", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 18, pp. 1176-1183, 2012

## ΣΥΝΟΨΗ

Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων για την εκπόνηση της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας, αναπτύχθηκαν τρεις διαφορετικές πειραματικές διατάξεις για τη μελέτη των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού σε μικροσφαιρικές κοιλότητες με την χρήση θερμικά εφελκυσμένων μικροδομημένων οπτικών ινών.

Στην πρώτη πειραματική διάταξη, το μικροσφαιρικό οπτικό αντηχείο, είναι ημικιβωτισμένο στο κανάλι της θερμικά εκλεπτυσμένης μικροδομημένης οπτικής ίνας και ταυτόχρονα τοποθετημένο στη διάταξη με μια δεύτερη θερμικά εκλεπτυσμένη συμβατική οπτική ίνα. Η σύνδεση εναλλάξ μιας εκ των δύο οπτικών ινών στην πηγή υπέρυθρης ακτινοβολίας μας παρέχει πληροφορίες για τους τρόπους εγκλωβισμού ψιθυρισμού ανάλογα με τον τρόπο και το μέσο διέγερσης της μικροσφαιρικής οπτικής κοιλότητας. Με μια τέτοια συσκευή μπορούμε να μελετήσουμε τη διαφοροποίηση στην εκδήλωση του φαινομένου ανάλογα με τη διαδρομή προς το σφαιρικό οπτικό αντηχείο και κατ'επέκταση να τη χρησιμοποιήσουμε ως router αλλά και ως διακόπτη.

Στη δεύτερη πειραματική διάταξη, επέκταση της πρώτης, δείγμα παρόμοιων διαστάσεων και ίδιας σύστασης τοποθετείται στο σύστημα μας. Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να μελετηθεί πλέον, με την συνύπαρξη των δύο δειγμάτων, η δυνατότητα δρομολόγησης των τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού από το ένα οπτικό αντηχείο στο άλλο με μέσο τη θερμικά εκλεπτυσμένη συμβατική οπτική ίνα. Μια τέτοια συσκευή μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως router.

Στην τρίτη πειραματική διάταξη, το μικροσφαιρικό αντηχείο εισάγεται στο εσωτερικό της θερμικά εκλεπτυσμένης οπτικής ίνας και εγκλωβίζεται σε κάποιο σημείο ενός καναλιού της εκλεπτυσμένης περιοχής. Η σύνδεση του δείγματος με πηγή υπέρυθρου δύναται να προκαλέσει τη διέγερση της μικροσφαίρας και την εκδήλωση τρόπων εγκλωβισμού ψιθυρισμού. Μια τέτοια συσκευή θα μπορούσε να αποτελέσει ένα σταθερό και αξιόπιστο τρόπο ανίχνευσης βιολογικών ή χημικών ουσιών, μηχανικών διαταράξεων και περιβαλλοντικών μεταβολών. Ωστόσο, η πρωτοτυπία του συστήματος απαιτεί περαιτέρω έρευνα για την επίτευξη των βέλτιστων συνθηκών συντονισμού και την εγκυρότητα της εκδήλωσης του φαινομένου.

## ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ

- ❖ Maria-Georgia Konstantinou, Karolina Milenko, Kyriaki Kosma, Walter Margulis, Stavros Pissadakis, **“Light coupling and routing using a microsphere attached on the endface of a microstructured optical fibre”** , (*Invited Paper 9886-13*), *SPIE Photonics Europe conference Brussels 2016*.
- ❖ M.G. Konstantinou, K. Kosma, W. Margulis, S. Pissadakis, **“A microspherical resonator embedded inside a microstructured optical fiber taper”**, (Paper#WT4A.23, WSOE 2015, Hong Kong).
- ❖ Maria-Georgia Konstantinou, Karolina Milenko, Kyriaki Kosma, Walter Margulis, Stavros Pissadakis, **“Light coupling and routing using a microsphere attached on the endface of a microstructured optical fibre”** (*Journal Paper*), *OSA, Optics Letters (in-preparation)*.

