

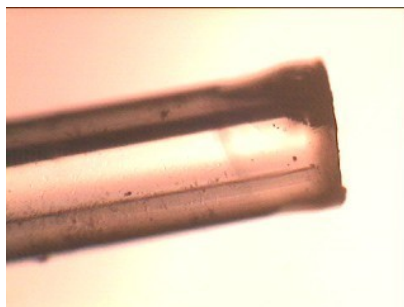


ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**Κυματοδότηση υπέρυθρης ακτινοβολίας laser Er:YAG
μέσω οπτικών ινών και κοίλων κυματοδηγών.**



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

ΚΛΑΡΚ ΑΛΕΞΙΟΥ

Επιβλέπων : Σεραφετινίδης Α. Α.
Καθηγητής Ε.Μ.Π.



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**Κυματοδήγηση υπέρυθρης ακτινοβολίας laser Er:YAG
μέσω οπτικών ινών και κοίλων κυματοδηγών.**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

ΚΛΑΡΚΑΛΕΞΙΟΥ

Επιβλέπων : Σεραφετινίδης Α. Α.
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την *ημερομηνία*

(Υπογραφή)

.....

Σεραφετινίδης Α. Α.
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

(Υπογραφή)

.....

Μακροπούλου Μ.
Αν. Καθηγήτρια Ε.Μ.Π

(Υπογραφή)

.....

Παπαγιάννης Α.
Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π

Αθήνα, Οκτώβριος 2010.

Περιεχόμενα

<u>Περιεχόμενα.</u>	i
<u>Πρόλογος – Ευχαριστίες.</u>	iv
<u>Περίληψη.</u>	v
<u>Abstract.</u>	viii
<u>Εισαγωγή.</u>	xi

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Οπτικές ίνες.

1. Οπτικές ίνες συμπαγούς πυρήνα	1
1.1.1 Πολυρυθμικές οπτικές ίνες κλιμακωτού δείκτη διάθλασης.	3
1.2. _____ Πολυρυθμικές οπτικές ίνες βαθμιαίου δείκτη διάθλασης.	5
1.3. _____ Μονορυθμικές οπτικές ίνες.	6
1.2 Απώλειες οπτικών ινών.	7
1.2.1 Απώλειες λόγω κάμψης.	7
1.2.2 Ενδογενείς απώλειες οπτικών ινών.	8
1.3 Κατηγορίες οπτικών ινών στην περιοχή ορατού και κοντινού υπερύθρου.	10
1.3.1 Οπτικές ίνες πυριτίου (Silica fibers).	10
1.3.2 Οπτικές ίνες μέσου και μακρινού υπερύθρου.	11
1.4 Κοίλοι κυματοδηγοί.	12
1.4.1 Μεταλλικοί Κυματοδηγοί.	14
	10

1.4.2 Πλαστικοί Κυματοδηγοί.	16
1.4.3 Γυάλινοι Κυματοδηγοί.	17
1.4.3.1 Μεταφορά δέσμης laser σε γυάλινους κυματοδηγούς.	19
1.4.4 Κοίλοι κυματοδηγοί με $n < 1$.	20

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Χαρακτηρισμός οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού.

2.1 Απώλειες οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού συναρτήσει της ενέργειας εισόδου.	26
2.1.1 Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία σε ευθεία.	26
2.1.2 Απώλειες σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q σε ευθεία.	27
2.2 Απώλειες οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού λόγω κάμψης.	29
2.2.1 Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία υπό κάμψη.	29
2.2.2 Απώλειες σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q υπό κάμψη.	30
2.3 Χωρική κατανομή της δέσμης σε οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.	32
2.3.1 Χωρική κατανομή δέσμης σε ελεύθερη λειτουργία.	32
2.3.2 Χωρική κατανομή δέσμης σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q.	35

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Χαρακτηρισμός οπτικών ινών οξειδίου του γερμανίου (GeO₂).

3.1 Απώλειες οπτικής ίνας οξειδίου του γερμανίου συναρτήσει της ενέργειας εισόδου.	42
3.1.1 Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία σε ευθεία.	42
3.2 Απώλειες οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού λόγω κάμψης.	44
3.2.1 Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία υπό κάμψη.	44

<u>3.3 Χωρική κατανομή της δέσμης σε οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.</u>	45
<u>3.3.1 Χωρική κατανομή δέσμης σε ελεύθερη λειτουργία.</u>	45

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Χρήση και αξιολόγηση καλυπτριδών χαλαζία σε οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.

<u>4.1</u> Είδη καλυπτριδών.	52
-------------------------------------	----

<u>4.2</u> Αξιολόγηση καλυπτριδών κατά την μεταφορά υπέρυθρης ακτινοβολίας laser Er:YAG.	54
---	----

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Θεωρητικό μοντέλο για την κυματοδήγηση ακτινοβολίας μέσω κοίλου κυματοδηγού.

<u>5.1</u> Βασικές αρχές κυματοδήγησης σε κοίλο κυματοδηγό.	60
--	----

<u>5.1.1</u> Υπολογισμός ενέργειας της διαδιδόμενης δέσμης.	60
--	----

<u>5.1.2</u> Συντελεστές σκέδασης και ανάκλασης.	62
---	----

<u>5.1.3</u> Εξασθένηση δέσμης στον κοίλο κυματοδηγό.	65
--	----

<u>5.2</u> Προσομοίωση αποτελεσμάτων του θεωρητικού μοντέλου.	67
--	----

<u>5.2.1</u> Προσομοίωση εξασθένησης στον κοίλο κυματοδηγό.	67
--	----

<u>5.2.2</u> Προσομοίωση ανακλαστικότητας στον κοίλο κυματοδηγό.	73
---	----

<u>5.2.3</u> Προσομοίωση προφίλ της δέσμης στον κοίλο κυματοδηγό.	76
--	----

Πρόλογος - Ευχαριστίες.

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στον Τομέα Φυσικής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών με επιβλέποντα τον Καθηγητή κ. Αλέξανδρο Σεραφετινίδη. Οι μετρήσεις και τα πειράματα διεξήχθησαν στο εργαστήριο «Ανάπτυξη Laser και εφαρμογές» του Τομέα Φυσικής του Ε.Μ.Π. Με την ολοκλήρωση της διπλωματικής εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους βοήθησαν να ολοκληρωθεί αυτή η προσπάθεια.

Τον Καθηγητή Αλέξανδρο Σεραφετινίδη και την Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Μυρσίνη Μακροπούλου για την άριστη επιστημονική καθοδήγησή και επίβλεψή τους, καθώς και το κίνητρο και την έμπνευση που μου προσέφεραν.

Την Υποψήφια Διδάκτορα Δόμνα Κοτσιφάκη για την άψογη συνεργασία καθ'όλη την διάρκεια εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας, την εμπειρία της στα πειράματα οδήγησης ακτινοβολίας μέσω οπτικών ινών, και το γεγονός ότι ήταν πάντα εκεί να βοηθήσει όποτε χρειαζόταν. Επίσης θα ήθελα να την ευχαριστήσω για την πολύτιμη συνεισφορά της όσον αφορά την ανάπτυξη του θεωρητικού μοντέλου κυματοδήγησης ακτινοβολίας σε κυματοδηγούς, που χρησιμοποιήθηκε στο πέμπτο κεφάλαιο της εργασίας.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου για την στήριξή τους καθ'όλη την διάρκεια των σπουδών μου καθώς και την Έλενα Μαυρωνά για την αγάπη και την υπομονή της. Χωρίς την υποστήριξη των παραπάνω ανθρώπων δεν θα μπορούσα να ολοκληρώσω επιτυχώς αυτήν την προσπάθεια.

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματεύεται την μελέτη και την αξιολόγηση των μεθόδων κυματοδότησης υπέρυθρης ακτινοβολίας laser μέσω οπτικών ινών και κυματοδηγών. Επίσης γίνεται αξιολόγηση των μεθόδων σφραγίσματος οπτικών ινών με καλυπτρίδες καθώς και προσομοίωση σε προγραμματιστικό περιβάλλον της κυματοδότησης δέσμης laser μέσα από κοίλο κυματοδηγό. Στόχος είναι η εξαγωγή συμπερασμάτων για την χρησιμότητα των αξιολογούμενων οπτικών ινών σε ιατρικές κυρίως εφαρμογές, όπου η υπέρυθρη ακτινοβολία παίζει κυρίαρχο ρόλο.

Η εργασία χωρίζεται σε πέντε κεφάλαια. Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια εισαγωγή στα συστήματα μεταφοράς δέσμης laser, και πιο συγκεκριμένα στις οπτικές ίνες αλλά και τους κοίλους κυματοδηγούς. Περιγράφονται αναλυτικά οι κατηγορίες οπτικών ινών οι οποίες είναι εμπορικά διαθέσιμες και γίνεται εκτενής αναφορά σε σημαντικές τους ιδιότητες όπως είναι π.χ. οι απώλειες. Στην συνέχεια παρουσιάζονται οι κοίλοι κυματοδηγοί ως μια «εναλλακτική» σε σχέση με την κλασική λύση των οπτικών ινών συμπαγούς πυρήνα. Περιγράφονται οι ιδιότητες τους, καθώς και τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματά τους κατά την μεταφορά υπέρυθρης ακτινοβολίας laser.

Στο δεύτερο και στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται η αξιολόγηση οπτικών ινών συμπαγούς πυρήνα σύμφωνα με τα αποτελέσματα που εξήχθησαν στο εργαστήριο. Στο εργαστήριο χρησιμοποιήθηκαν οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού (Κεφάλαιο 2) καθώς και οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου (Κεφάλαιο 3) για την κυματοδότηση ακτινοβολίας laser Er:YAG μήκους κύματος 2.94 μm . Η αξιολόγηση έγινε ως προς την δυνατότητα μεταφοράς της δέσμης με τις ελάχιστες δυνατές απώλειες καθώς και ως προς την διατήρηση της ποιότητας της δέσμης στην έξοδο. Μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν τόσο σε ευθεία διάδοση όσο και σε συνθήκες κάμψης. Οι συνθήκες λειτουργίας του laser ήταν ελεύθερη λειτουργία καθώς και λειτουργία μετατρέπόμενου Q.

Στο τέταρτο κεφάλαιο χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού έγινε έρευνα ως προς τις δυνατότητες σφραγίσματος των άκρων της ίνας για καλύτερα αποτελέσματα και αντιμετώπιση προβλημάτων σε ιατρικές εφαρμογές κυρίως ενδοσκοπικού

χαρακτήρα. Η μελέτη επικεντρώθηκε στα τρία διαφορετικά είδη καλυπτριδών τα οποία έχουν αναπτυχθεί (ball, plano-convex και dome).

Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζεται ένα θεωρητικό μοντέλο για την διάδοση ακτινοβολίας laser μέσα από κοίλο κυματοδηγό. Η ανάπτυξη του θεωρητικού μοντέλου βασίστηκε στην γεωμετρική οπτική και η πρακτική εφαρμογή του εξετάστηκε στο περιβάλλον του προγράμματος Matlab. Πιο συγκεκριμένα έγινε προσομοίωση αποτελεσμάτων κυματοδότησης, μεταβάλλοντας σημαντικές παραμέτρους του κυματοδηγού.

Abstract

The present thesis discusses the study and evaluation of the methods of infrared laser transmission through optical fiber and waveguides. There is also an assessment of sealing methods for optical fibers with sealing caps, and a simulation of laser beam transmission through a hollow waveguide. The target is to come to a conclusion about the usefulness of the evaluated optical fibers, mainly in medical use, in which infrared radiation plays a dominant role.

This thesis has five chapters. The first chapter consists of an introduction to laser beam transmission systems, especially optical fibers but also hollow waveguides. Different types of optical fibers which are commercially available are described in detail and important properties such as attenuation are analyzed. Hollow waveguides are also described and presented as an alternative to solid-core fibers. Their properties are described in detail, as are their advantages and disadvantages when transmitting infrared laser radiation.

In the second and third chapter solid-core IR fibers are evaluated according to our lab results. The fibers used in our lab were fluoride glass fibers (Chapter 2) and germanium oxide fibers (Chapter 3) for transmission of the 2.94 μm Er: YAG laser radiation. The fibers were evaluated according to their potential of transmitting with the lowest possible losses and maintaining a good output beam profile. Measurements were taken in both straight and bending positions, and the Er:YAG laser was used in free running and Q-switched mode.

In the fourth chapter the potentials of sealing the end of fluoride glass fibers were investigated. The purpose was to obtain better results and deal with certain problems in medical applications, mainly of endoscopic nature. The study was concentrated mainly on the three different sealing cap types available (ball, plano-convex and dome).

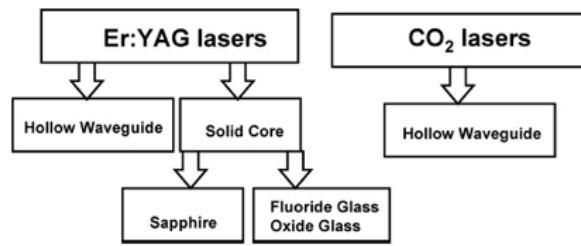
In the fifth chapter a theoretical model for laser radiation transmission through a hollow waveguide is presented. The development of this model was based on geometrical optics and its practical use was examined via Matlab programming. In more detail, a

simulation of the transmission was made, in which different waveguide properties were altered.

Εισαγωγή.

Με την πρόσφατη ανάπτυξη συστημάτων laser, οι εφαρμογές τους στον τομέα της ιατρικής έχουν μετατραπεί σε ένα συνεχώς αναπτυσσόμενο πεδίο. Καθώς αναπτύσσονται νέα συστήματα laser που εκπέμπουν σε νέα μήκη κύματος εξερευνώνται και διάφορες αντίστοιχες εφαρμογές. Παράλληλα, εισάγοντας τις νέες τεχνικές απεικόνισης καθώς και μεταφοράς της δέσμης, οι διαδικασίες μπορούν να γίνονται ταχύτερα και ακριβέστερα. Πιο συγκεκριμένα, οι εξελίξεις στον τομέα των μη επεμβατικών μεθόδων απαιτούν την ανάπτυξη αξιόπιστων συστημάτων μεταφοράς της δέσμης laser.

Η επιλογή του υλικού και του τρόπου κατασκευής ενός συστήματος μεταφοράς εξαρτάται κυρίως από το μήκος κύματος της δέσμης laser που χρησιμοποιούμε στην συγκεκριμένη εφαρμογή. Στην περιοχή 300-2500 nm όπου έχουμε και τις περισσότερες εφαρμογές, χρησιμοποιούνται συνήθως οπτικές ίνες πυριτίου συμπαγούς πυρήνα. Τα πιο χαρακτηριστικά μήκη κύματος έξω από αυτό το φάσμα βρίσκονται στο υπέρυθρο, όπως πχ τα 2.94 μm του Er:YAG laser, τα 5-6 μm του CO laser, τα 10.6 μm του CO₂, καθώς και στο υπεριώδες όπου εκπέμπουν τα Excimer lasers ArF (193 nm) και KF (248 nm). Για τα μεγαλύτερα από τα 2500 nm μήκη κύματος χρησιμοποιούνται υλικά όπως silver halide και sapphire για την κατασκευή του πυρήνα της οπτικής ίνας. Παράλληλα έχουν αναπτυχθεί και οι κοίλοι κυματοδηγοί για την κυματοδότηση υπέρυθρης ακτινοβολίας με χαμηλές απώλειες. Αυτήν την στιγμή όμως δεν υπάρχουν αξιόπιστες οπτικές ίνες για την μεταφορά υπεριώδους ακτινοβολίας κάτω από 200 nm. Για παλμικά συστήματα laser η μετάδοση μέσω οπτικών ινών και κυματοδηγών μπορεί να περιοριστεί λόγω της υψηλής ενέργειας κορυφής του παλμού. Για αυτόν τον λόγο, όταν η υψηλή ενέργεια το απαιτεί, η μεταφορά γίνεται μέσω ανακλώμενων επιφανειών. Στην Εικόνα 1 φαίνονται οι βασικές κατηγορίες οπτικών ινών για την κυματοδότηση των δυο πιο σημαντικών ιατρικών laser υπέρυθρης ακτινοβολίας



Σχήμα 1 - Βασικά είδη οπτικών ινών για την κομματοδότηση laser Er:YAG και CO₂.

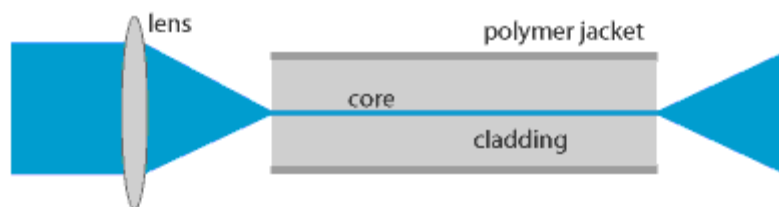
Κεφάλαιο 1 - Οπτικές Ίνες.

1.1 Οπτικές ίνες συμπαγούς πυρήνα.

Οι οπτικές ίνες συμπαγούς πυρήνα κατασκευάζονται συνήθως από γυαλί ή πλαστικό γιατί πρέπει να είναι πολύ λεπτές και μεγάλου μήκους. Επίσης τόσο το γυαλί όσο και το πλαστικό είναι διαπερατά σε ένα μεγάλο φάσμα μηκών κύματος και έτσι μπορούν να κυματοδηγήσουν ακτινοβολία laser πολύ αποδοτικά. Ο πυρήνας κατασκευάζεται από υλικό με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης από ότι το περίβλημα ώστε να έχουμε το φαινόμενο της ολικής εσωτερικής ανάκλασης. Και ο πυρήνας και το περίβλημα μπορεί να είναι κατασκευασμένα από γυαλί ή πλαστικό. Για τις πλαστικές ίνες ο πυρήνας μπορεί να είναι κατασκευασμένος από πολυστερίνη ή πολυμεθυλμεθακρυλικό και το περίβλημα από πυρίτιο ή τέφλον. Για τις γυάλινες οπτικές ίνες και ο πυρήνας και το περίβλημα είναι κατασκευασμένα από πυρίτιο με προσμίξεις από γερμάνιο ή βόριο για να αλλάξει ο δείκτης διάθλασης.

Υπάρχουν διαφορές όσον αφορά τις ιδιότητες των οπτικών ινών από γυαλί και από πλαστικό. Οι οπτικές ίνες πλαστικού πυρήνα είναι πιο εύκαμπτες και πιο φτηνές ως προς το κόστος παραγωγής. Παρόλα αυτά μεταδίδουν το φως με μεγάλες σχετικά απώλειες και έτσι οι εφαρμογές τους σε τηλεπικοινωνίες για παράδειγμα είναι περιορισμένες. Έτσι οι πιο συχνά χρησιμοποιούμενες οπτικές ίνες είναι οι οπτικές ίνες γυαλιού (silica glass) με δυνατότητες μετάδοσης σε μεγάλες αποστάσεις.

Η πιο συχνά χρησιμοποιούμενη οπτική ίνα είναι η *οπτική ίνα διακριτού δείκτη διάθλασης*. Σε αυτήν την περίπτωση οι δείκτες διάθλασης τόσο του πυρήνα όσο και του περιβλήματος είναι σταθεροί. Η διαφορά μεταξύ των δυο δεικτών είναι συνήθως μικρή και καθορίζει τον αριθμό των ρυθμών που μπορεί να οδηγήσει η ίνα, όπως θα δούμε παρακάτω. Το φως που εστιάζεται στον πυρήνα της ίνας μένει στο μεγαλύτερο μέρος του μέσα στον πυρήνα. Παρόλα αυτά, ανάλογα με την ένταση της δέσμης μπορεί να εισχωρεί σε κάποιες περιπτώσεις και σε μέρος του περιβλήματος. Μια λιγότερα συχνά χρησιμοποιούμενη ίνα είναι η *ίνα βαθμιαίου δείκτη διάθλασης*.

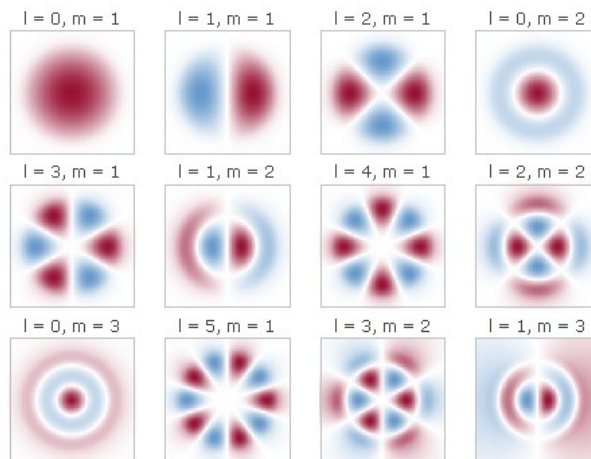


Σχήμα 1.1 - Εστίαση δέσμης μέσα σε οπτική ίνα συμπαγούς πυρήνα.[1]

Μια οπτική ίνα μπορεί να υποστηρίξει έναν ή περισσότερους οδηγούμενους ρυθμούς, η κατανομή της έντασης των οποίων εντοπίζεται στον πυρήνα ή ακριβώς γύρω από τον πυρήνα, παρότι όπως είπαμε και προηγουμένως, ανάλογα με την ένταση της δέσμης μπορεί να εισχωρήσει και στο περιβλήμα. Εκτός από τους οδηγούμενους ρυθμούς, υπάρχουν και οι ρυθμοί του περιβλήματος οι οποίοι μετά από μια συγκεκριμένη απόσταση αποσβαίνουν. Οι διαφορές μεταξύ των μονορυθμικών και πολυρυθμικών ινών, όπως αυτές ονομάζονται είναι οι παρακάτω[1]:

Οι μονορυθμικές ίνες συνήθως έχουν σχετικά μικρό πυρήνα (διαμέτρου μερικών μικρομέτρων) και μπορούν να οδηγήσουν μόνο έναν χωρικό ρυθμό ο οποίος έχει συνήθως μια γκαουσιανή μορφή. Αλλάζοντας τις αρχικές συνθήκες το μόνο που μπορούμε να μεταβάλλουμε είναι η ισχύς της δέσμης καθώς η χωρική κατανομή της έντασης μέσα στην ίνα είναι καθορισμένη. Για την επιτυχή κυματοδήγηση ακτινοβολίας μέσα σε μια μονορυθμική ίνα χρειαζόμαστε μια δέσμη καλής ποιότητας καθώς και σωστή ευθυγράμμιση των οπτικών στοιχείων εστίασης ώστε να πετύχουμε σύζευξη ρυθμών. Η διάμετρος της κηλίδας της διαδιδόμενης δέσμης σε μια μονορυθμική ίνα είναι συνήθως περίπου 5 μm .

Οι πολυρυθμικές ίνες έχουν, σε σχέση με τις μονορυθμικές, μεγαλύτερη διάμετρο πυρήνα ή/και μεγαλύτερη διαφορά μεταξύ των δεικτών διάθλασης πυρήνα-περιβλήματος. Σε αυτήν την περίπτωση μπορούν να υποστηρίξουν πολλούς διαφορετικούς ρυθμούς με διαφορετικές κατανομές έντασης (Σχήμα 1.2). Με αποτέλεσμα η κατανομή της έντασης να μην είναι καθορισμένη και να εξαρτάται από τις αρχικές συνθήκες εισόδου της δέσμης οι οποίες καθορίζουν την κατανομή της έντασης μεταξύ των διαφορετικών ρυθμών μέσα στην ίνα.



Σχήμα 1.2 - Κατανομή της έντασης των ρυθμών σε μια πολυρυθμική ίνα. Ο χαμηλότερος ρυθμός έχει την μορφή μιας γκαουσιανής δέσμης.[1]

Στις τηλεπικοινωνίες συνήθως χρησιμοποιούνται μονορυθμικές ίνες καθώς οι διαφορετικές ομαδικές ταχύτητες των ρυθμών μιας πολυρυθμικής ίνας θα επηρέαζαν το σήμα. Παρόλα αυτά, σε μικρές αποστάσεις και για μικρότερο αριθμό πληροφοριών οι πολυρυθμικές ίνες είναι μια καλύτερη επιλογή καθώς οι απαιτήσεις ως προς τα οπτικά μέσα και την ευθυγράμμιση είναι μικρότερες.

1.1.1 - Πολυρυθμικές οπτικές ίνες κλιμακωτού δείκτη διάθλασης.

Όπως είδαμε, στις πολυρυθμικές ίνες επειδή οι ρυθμοί είναι πολυάριθμοι μπορούν να διαδοθούν ακτίνες σε συνεχείς γωνίες μέσα στον κυματοδηγό. Η γωνία α που σχηματίζει η ακτίνα πρόσπτωσης στο εξωτερικό μέσο με την κάθετη στην τερματική επιφάνεια της ίνας συνδέεται με την εσωτερική γωνία θ με τον νόμο του Snell:

(1.1), και συνεπώς (1.2),

Η μέγιστη τιμή που μπορεί να πάρει το α καθορίζεται από την ελάχιστη τιμή της θ η οποία θα είναι προφανώς και η κρίσιμη γωνία. Έτσι έχουμε:

(1.3),

Όπου σε όλες τις παραπάνω σχέσεις, είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα και ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος. Ορίζουμε τώρα την ποσότητα NA η οποία ονομάζεται αριθμητικό άνοιγμα της ίνας και είναι ίση με [1]:

Και έτσι η γωνία που καθορίζει τον κώνο των εξωτερικών ακτινών που οδηγούνται μέσα στην ίνα δίνεται από την σχέση:

Οι ακτίνες που σχηματίζουν με τον άξονα της οπτικής ίνας γωνία μεγαλύτερη από την χάνουν μέρος από την ισχύ τους σε κάθε ανάκλαση στο περίβλημα και τελικώς δεν οδηγούνται. Οι διευθύνσεις διάδοσης σε ομογενή πυρήνα περιορίζονται από την κρίσιμη γωνία για ολική ανάκλαση η οποία με την βοήθεια του νόμου του Snell δίνεται από την σχέση:

Όπου Δ είναι η κλασματική μεταβολή του δείκτη διάθλασης .[1]

Στις πολυρυθμικές ίνες κλιμακωτού δείκτη διάθλασης παρατηρούμε και το φαινόμενο της *διασποράς των ρυθμών* [1]. Διαφορετικοί ρυθμοί που οδηγούνται μέσα στην οπτική ίνα ταξιδεύουν με διαφορετικές ταχύτητες. Αναλυτικότερα, γνωρίζουμε ότι οι ακτίνες που αντιστοιχούν στους ρυθμούς TE και TM είναι μεσημβρινές ακτίνες που ακολουθούν μια διαδρομή «zig-zag» στον πυρήνα των ινών. Κατά συνέπεια κατά μήκος της διαδρομής της ακτίνας η ταχύτητα θα έχει μέγεθος ενώ η συνιστώσα της ταχύτητας κατά μήκος της οπτικής ίνας είναι . Προφανώς η υψηλότερη συνιστώσα θα δοθεί όταν ενώ η μικρότερη όταν . Εάν εξετάσουμε ένα μήκος L της ίνας τότε η ακτίνα με την

υψηλότερη συνιστώσα ταχύτητας θα χρειαστεί ένα χρονικό διάστημα για να διασχίσει την ίνα, όπου:

Ομοίως η ακτίνα με την χαμηλότερη συνιστώσα ταχύτητας θα χρειαστεί ένα χρονικό διάστημα για να διασχίσει την ίνα, όπου:

Και η διαφορά μεταξύ αυτών των δυο μπορεί αν γραφτεί ως:

Κατά συνέπεια εάν ένας παλμός με ένα εξαιρετικά βραχύ χρονικό πλάτος επρόκειτο να σταλεί μέσω της ίνας, θα αναμέναμε να εξέλθει από την άλλη άκρη με ένα μέγιστο πλάτος παλμού. Δεδομένου ότι συνδέουμε τις διαφορετικές γωνίες ακτινών με τους διαφορετικούς ρυθμούς, ένας εναλλακτικός τρόπος θεώρησης της διεύρυνσης είναι να πούμε ότι οι διαφορετικοί ρυθμοί ταξιδεύουν στην ίνα με διαφορετικές ταχύτητες.

Κατά μήκος μεγάλων μηκών οπτικής ίνας η διασπορά μεταξύ των ρυθμών είναι λίγο μικρότερη από την τιμή στην παραπάνω εξίσωση. Αυτό συμβαίνει διότι μια πραγματική οπτική ίνα δεν είναι τελείως ομοιόμορφη, γεγονός που προκαλεί το φαινόμενο της *σύζευξης των ρυθμών* [1]. Το φαινόμενο αυτό οδηγεί στην μεταφορά ενέργειας από έναν ρυθμό σε έναν άλλον ως αποτέλεσμα της παραμόρφωσης της ίνας. Παρά την παρουσία της σύζευξης των ρυθμών, τα αποτελέσματα της διασποράς των ρυθμών περιορίζουν την ταχύτητα με την οποία οι πληροφορίες μπορούν να διαβιβαστούν στην ίνα.

1.1.2 - Πολυρυθμικές οπτικές ίνες βαθμιαίου δείκτη διάθλασης.

Στις ίνες όπου ο δείκτης διάθλασης στην περιοχή του πυρήνα δεν είναι σταθερός αλλά μειώνεται ομαλά από το κέντρο προς το περίβλημα, οι ρυθμοί τείνουν να ταξιδεύουν με

ταχύτητες που είναι πιο κοντά μεταξύ τους από ότι είναι στην περίπτωση της ίνας κλιμακωτού δείκτη διάθλασης. Η μεταβολή του δείκτη διάθλασης με την ακτίνα r δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις [2],[3]:

(1.10),

(1.11),

Όπου a η ακτίνα του πυρήνα και Δ όπως ορίστηκε παραπάνω. Η διασπορά των ρυθμών στην περίπτωση οπτικών ινών βαθμιαίου δείκτη διάθλασης διαμορφώνεται ως εξής [3]:



Η διασπορά στις βέλτιστες ίνες βαθμιαίου δείκτη διάθλασης είναι πολύ μικρότερη από ότι στις ίνες κλιμακωτού δείκτη διάθλασης.

1.1.3 - Μονορυθμικές οπτικές ίνες.

Η συνθήκη για την διάδοση ενός μόνο ρυθμού σε συνάρτηση με την ακτίνα a του πυρήνα είναι [3]:



Αυτή η σχέση μας υποδηλώνει ότι οι μονορυθμικές ίνες θα έχουν ακτίνες πυρήνα της τάξης του λ . Είναι όμως πλεονέκτημα να έχουν όσο το δυνατόν μεγαλύτερη διάμετρο. Αυτό μπορεί να γίνει με μείωση του NA, πράγμα το οποίο συμβαίνει όταν οι τιμές των δεικτών διάθλασης πυρήνα και περιβλήματος είναι πολύ κοντά. Στην πραγματικότητα οι μονορυθμικές ίνες έχουν NA της τάξης του 0,1.

Πρέπει να σημειωθεί ότι για μια συγκεκριμένη διάμετρο πυρήνα, μια ίνα θα είναι μονορυθμική μόνο όταν το μήκος κύματος της ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερο από μια κρίσιμη τιμή που καλείται *μήκος κύματος αποκοπής*. Από την πιο πάνω εξίσωση έχουμε:

Συνεπώς, όταν μια ίνα πρόκειται να χρησιμοποιηθεί ως μονορυθμική, τα χρησιμοποιούμενα μήκη κύματος δεν πρέπει υπερβαίνουν ποτέ το μήκος αποκοπής [3].

1.2 Απώλειες οπτικών ινών.

Οι απώλειες στις οπτικές ίνες μπορούν να χωριστούν σε δυο κατηγορίες. (α) Απώλειες λόγω κάμψης (β) Ενδογενείς απώλειες [3].

1.2.1 - Απώλειες λόγω κάμψης.

Στις πολυριθμικές ίνες οι κάμψεις μπορούν να οδηγήσουν στο ενδεχόμενο η ενέργεια από έναν ρυθμό να μεταφέρεται σε έναν διαφορετικό. Έχουμε δηλαδή το φαινόμενο της σύζευξης των ρυθμών. Εάν ο αρχικός ρυθμός είναι κοντά στην αποκοπή τότε μετά την σύζευξη η ενέργεια μπορεί να βρεθεί σε ένα μη-κυματοδηγούμενο ρυθμό που διαθλάται έξω από τον πυρήνα στο περίβλημα. Προφανώς αυτό το ενδεχόμενο συγκεντρώνει περισσότερες πιθανότητες να συμβεί στους υψηλότερους παρά στους χαμηλότερους ρυθμούς.

Όταν τώρα μια ίνα κάμπτεται σε ένα τόξο ενός κύκλου η απώλεια εξαρτάται από την ακτίνα καμπυλότητας. Η ταχύτητα φάσης του μετώπου κύματος γύρω από την εξωτερική μεριά της κάμψης πρέπει να είναι μεγαλύτερη από αυτήν του περιβλήματος. Η ταχύτητα διάδοσης αυξάνεται καθώς απομακρυνόμαστε από τον πυρήνα ώσπου γίνεται ίση με την τοπική ταχύτητα του φωτός. Σε αυτό το σημείο το κύμα παύει να οδηγείται και διαδίδεται εκτός της ίνας. Το μοντέλο αυτό αποδεικνύει ότι ο συντελεστής εξασθένησης ισχύος για έναν οδηγούμενο ρυθμό που διαδίδεται υπό γωνία θ ως προς τον άξονα της ίνας, για ίνα ομογενούς πυρήνα, δίνεται από την σχέση (Gloge, 1972):

Όπου ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα, k ο κυματαριθμός ($k=2\pi/\lambda$, λ μήκος κύματος της ακτινοβολίας στο κενό), η κρίσιμη γωνία, α η ακτίνα του πυρήνα και R η ακτίνα καμπυλότητας. Όπως είπαμε και παραπάνω αυτή η προσέγγιση μπορεί να ισχύσει μόνο για ρυθμούς υψηλότερης τάξης που ταξιδεύουν κοντά στην κρίσιμη γωνία. Ουσιαστικά η κάμψη

μειώνει το ενεργό αριθμητικό άνοιγμα της ίνας, και η απώλεια αυξάνεται απότομα κοντά στην γωνία [2]:

Όλοι οι ρυθμοί για γωνία μεγαλύτερη της θ_f χάνονται.

Μια άλλη αιτία απώλειας είναι η συνεχής διαδοχή μικρών παραμορφώσεων ή *μικροκάμψεων*, που μπορούν να εμφανιστούν όταν πιέζεται η ίνα ενάντια σε μια επιφάνεια που δεν είναι ομαλή [8]. Μια λεπτομερής ανάλυση της κατάστασης, όταν παραμορφώνεται μια ίνα, παίρνοντας το σχήμα ενός μικρού πλάτους ημιτονικού κύματος A (J. E. Midwinter), δείχνει ότι οι ρυθμοί με σταθερά διάδοσης και μπορούν να συζευχθούν ισχυρά μαζί όταν [3]:

Τέτοιες μικροκάμψεις μπορούν να προκληθούν από την γυμνή ίνα που πιέζεται ενάντια σε ένα προστατευτικό στρώμα ή από την στενή περιτύλιξη της σε ένα τύμπανο. Οι απώλειες μικροκάμψεων μπορούν γενικά να προστεθούν στην ενδογενή απώλεια σε μια ίνα.

1.2.2 - Ενδογενείς απώλειες οπτικών ινών.

Αν μια ακτίνα οπτικής ισχύος εισέρχεται στη μια άκρη της ίνας και εάν, μετά από ένα μήκος L της ίνας η ισχύς που παραμένει στην ίνα είναι τότε η απώλεια δίνεται από τον τύπο:

Η μονάδα που χρησιμοποιείται για να εκφράσει τις απώλειες στις οπτικές ίνες είναι η dB/km. Τις ενδογενείς απώλειες μπορούμε να τις χωρίσουμε σε δυο υποκατηγορίες [3]: (α) τις απώλειες σκέδασης και (β) τις απώλειες απορρόφησης.

Όσον αφορά τις απώλειες σκέδασης, έχουμε υποθέσει ότι κατά την διάδοση φωτός στις οπτικές ίνες το υλικό είναι ομογενές. Στην περίπτωση οπτικών ινών οξειδίου του πυριτίου, όπου το πυρίτιο είναι ένα άμορφο υλικό, με την έννοια ότι οι βασικές του μοριακές μονάδες συνδέονται μεταξύ τους με τυχαίο τρόπο, οδηγεί σε μια ανομοιομορφία και μια διακύμανση του δείκτη διάθλασης και κατά συνέπεια κάθε ανομοιομορφία λειτουργεί ως ένα κέντρο σκέδασης. Η σκέδαση είναι σκέδαση Rayleigh και χαρακτηρίζεται από έναν συντελεστή απορρόφησης που μεταβάλλεται ως $\propto \lambda^{-4}$. Αναλυτικότερα ο συντελεστής απορρόφησης λόγω σκέδασης Rayleigh είναι [3]:

$$\alpha_{\text{Rayleigh}} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n^2 - 1)^2}{\lambda^4} \frac{1}{V} \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dn} \right)^2$$

Όπου n είναι ο δείκτης διάθλασης, ρ ο συντελεστής φωτοελαστικότητας και β η ισόθερμη συμπίεστικότητα στην θερμοκρασία T , που είναι η θερμοκρασία στην οποία η διαταραχή σταματάει καθώς το γυαλί κρυώνει.

Όσον αφορά τις απώλειες απορρόφησης, στις περιοχές ορατού και κοντινού υπερύθρου προκύπτουν κυρίως από την παρουσία προσμίξεων, ιδιαίτερα από ίχνη ιόντων μετάλλων μετάβασης ή των ιόντων υδροξυλίου. Αυτά είναι υπεύθυνα για τις κορυφές απορρόφησης στα 0,95 μm , 1,24 μm και 1,39 μm . Σε μήκη κύματος μεγαλύτερα από περίπου 1,6 μm , οι κύριες απώλειες οφείλονται στις μεταβάσεις μεταξύ των δονητικών καταστάσεων από το ίδιο το πλέγμα. Ένας αριθμός από ισχυρές ζώνες απορρόφησης επεκτείνεται έως περίπου τα 3 μm με σημαντική απορρόφηση που εμφανίζεται ακόμα και κάτω από τα 2 μm . Μέχρι σήμερα, μερικές από τις χαμηλότερες εξασθενήσεις έχουν ληφθεί

με ίνες με πρόσμειξη, οι οποίες έχουν παρουσιάσει ελάχιστη απορρόφηση περίπου 0,2 dB/km στα 1,5 μm. Αυτή η εικόνα αρκετά κοντά στο όριο σκέδασης Rayleigh.

1.3 Κατηγορίες οπτικών ινών στην περιοχή ορατού και κοντινού υπερέυθρου.

Οι πιο κοινά χρησιμοποιούμενες οπτικές ίνες στην περιοχή του ορατού και του κοντινού υπερέυθρου είναι οι παρακάτω [4]:

1.3.1 - Οπτικές ίνες πυριτίου (Silica fibers)

Οι οπτικές ίνες πυριτίου είναι ιδιαίτερα διαπερατές στην περιοχή της ορατής ακτινοβολίας και οι απώλειες περιορίζονται στην τάξη των μερικών δεκάτων επί τοις εκατό ανά μέτρο. Το φαινόμενο της απορρόφησης αυξάνει στα υπέρυθρα και υπεριώδη μήκη κύματος. Το κατά πόσο θα έχουμε απορρόφηση εξαρτάται κυρίως από την παρουσία και την συγκέντρωση ελεύθερων υδροξυλικών ριζών (OH). Οι υδροξυλικές ρίζες δημιουργούνται στο πυρίτιο ως αποτέλεσμα του νερού που υπάρχει κατά την διάρκεια της εργοστασιακής κατασκευής της ίνας. Οπτικές ίνες με χαμηλή συγκέντρωση OH έχουν πολύ καλή μετάδοση μέχρι και το κοντινό υπέρυθρο (περίπου μέχρι τα 2400 nm όπου το ίδιο το πυρίτιο απορροφά την ακτινοβολία). Αυτές οι οπτικές ίνες χαμηλής συγκέντρωσης OH είναι ιδιαίτερα χρήσιμες όσον αφορά την μετάδοση μηκών κύματος όπως αυτά των διοδικών lasers στα 950 nm, τα 1,34 μm του laser Nd:YAG, τα 2,94 μm του Er:YAG, καθώς και τα 2,06 μm του Ho:YAG laser όπου είναι και η κορυφή απορρόφησης του νερού. Ίνες με μεγαλύτερη συγκέντρωση OH είναι ευκολότερο να παρασκευαστούν και έχουν λιγότερες απώλειες στο υπεριώδες φάσμα. Για την μετάδοση μηκών κύματος μέχρι και 300 nm οι περισσότερες ίνες πυριτίου μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Παρόλα αυτά, για χαμηλότερα μήκη κύματος το υλικό του περιβλήματος επηρεάζει την μετάδοση. Το πλαστικό περίβλημα για παράδειγμα είναι ευαίσθητο στην υπεριώδη ακτινοβολία. Λόγω των καταστροφικών αποτελεσμάτων της ακτινοβολίας στο πλαστικό, η απόδοση της ίνας θα μειωθεί κατακόρυφα μετά από κάποιο χρονικό διάστημα χρήσης. Κάποια περιβλήματα από σκληρά πολυμερή μπορεί να είναι πιο ανθεκτικά στην υπεριώδη ακτινοβολία αλλά οι ίνες με περίβλημα πυριτίου συνεχίζουν να είναι ανώτερες. Παρότι οι ίνες πυριτίου/πυριτίου (ή ίνες σκληρού περιβλήματος) έχουν καλύτερη απόδοση στο υπεριώδες και μπορούν να μεταδώσουν μήκη κύματος μέχρι και 200 nm (Magera και McCann 1992), συχνά χρειάζονται ένα επιπλέον μαλακό περίβλημα για να βελτιώσουν τις μηχανικές τους ιδιότητες.

1.3.2 - Οπτικές ίνες μέσου και μακρινού υπερύθρου.

Για την περιοχή μηκών κύματος πέρα από τα 2400 nm, χρησιμοποιούνται υλικά διαφορετικά του πυριτίου. Αυτά τα υλικά μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις κατηγορίες: IR γυαλιά, κρυσταλλικές ίνες, και κοίλοι κυματοδηγοί (Harrington 1990, Merberg 1993). Θα δώσουμε κάποια γενικά στοιχεία για την κάθε κατηγορία και στην συνέχεια θα εστιάσουμε στους κοίλους κυματοδηγούς που είναι και η πιο ενδιαφέρουσα εναλλακτική για τις ιατρικές εφαρμογές μέσω και μακρινού υπερύθρου.

1. Φθοριούχα Γυαλιά υπερύθρου (IR glasses) Για την περιοχή από 0,5 έως 4,5 μm χρησιμοποιούνται οπτικές ίνες κατασκευασμένες από φθοριούχο ζirkόνιο και γυαλί φθοριούχου αλουμινίου. Αυτές οι ίνες είναι συνήθως εμπορικά διαθέσιμες με διάμετρο πυρήνα στα 100-400 μm. Έχουν υψηλό κατώφλι καταστροφής αλλά δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν πάνω από τους 150 λόγω του χαμηλού σημείου τήξεως. Ο δείκτης διάθλασής τους είναι παρόμοιος με αυτόν του πυριτίου (1,5) και οι δυνατότητες μετάδοσης είναι για αρκετά μέτρα. Αυτά τα χαρακτηριστικά κάνουν αυτές τις ίνες χρήσιμες για εφαρμογές όπως οι ιατρικές εφαρμογές του laser Er:YAG στα 2,9 μm (αποδόμηση σκληρών ιστών όπως π.χ. οστά και δόντια).

Για μεγαλύτερα μήκη κύματος (4 έως 11 μm) οπτικές ίνες χαλκογενούς γυαλί είναι μια πιο ενδιαφέρουσα επιλογή. Οι συγκεκριμένες ίνες διατίθενται σε διαμέτρους πυρήνα 150-500 μm. Παρόλα αυτά είναι τοξικές και οι μηχανικές τους ιδιότητες είναι κατώτερες από αυτές του πυριτίου. Μάλιστα ο συνδυασμός της ανάκλασης Fresnel λόγω του υψηλού δείκτη διάθλασης (2,8) σε συνδυασμό με την υψηλή απορρόφηση δημιουργούν απώλειες μερικών δεκάδων επί τοις εκατό ανά μέτρο.

2. Κρυσταλλικές ίνες (Crystalline fibers) Οι ίνες αυτές αποτελούν καλύτερη επιλογή για την περιοχή του μέσου υπερύθρου. Ο ζέφυρος μπορεί να μορφοποιηθεί σε έναν κρύσταλλο διαμέτρου 200-400 μm ο οποίος είναι δυνατός, σκληρός και ευλύγιστος (Barnes et al 1995). Παρόλα αυτά ο ζέφυρος έχει υψηλό δείκτη διάθλασης (1,75) πράγμα το οποίο δημιουργεί υψηλές απώλειες λόγω ανακλάσεων σε κάθε επιφάνεια. Ο ζέφυρος είναι μια καλή επιλογή για την μετάδοση της ακτινοβολίας του laser Er:YAG αλλά όχι τόσο για την μετάδοση του laser διοξειδίου του άνθρακα. Για την μετάδοση της υψηλής ενέργειας ακτινοβολίας του laser

διοξειδίου του άνθρακα μπορούν να χρησιμοποιηθούν αλογονίδιο αργύρου ή κράμα πολυκρυσταλλικού αλογονιδίου θαλίου πχ KRS-13, (Shenfeld et al 1994). Από αυτό το υλικό συγκεκριμένα δημιουργούνται αξιόπιστες ίνες με απώλειες της τάξης των μερικών dB/m, αδιάλυτες στο νερό και σχετικά εύκαμπτες.

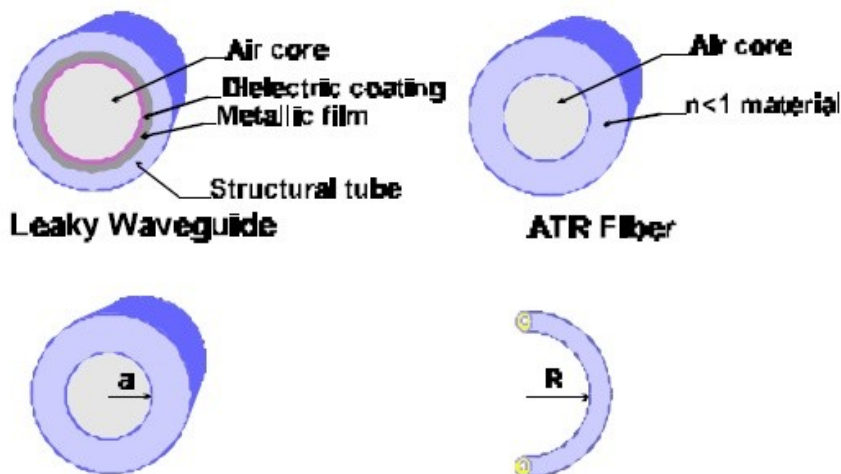
3. Κοίλοι κυματοδηγοί. Οι κοίλοι κυματοδηγοί αποτελούνται από κοίλους σωλήνες με «πυρήνα» από αέρα. Μεταδίδουν ακτινοβολία σε όλο το υπέρυθρο φάσμα με μεγάλη αποδοτικότητα (Matsuura και Miyagi 1993). Περισσότερα σχετικά με τους κοίλους κυματοδηγούς θα δούμε στο επόμενο εδάφιο.

1.4 - Κοίλοι Κυματοδηγοί

Οι κοίλοι κυματοδηγοί είναι μια ελκυστική εναλλακτική σε σύγκριση με τις οπτικές ίνες συμπαγούς πυρήνα στο φάσμα του υπέρυθρου [5]. Τα πιο σημαντικά τους χαρακτηριστικά είναι: η ικανότητα να μεταδίδουν μήκη κύματος μεγαλύτερα ακόμα και από 20 μm , το προφανές πλεονέκτημα να μην έχουν συμπαγή πυρήνα για την μετάδοση υψηλών ενεργειών και η σχετική απλή δομή τους όπως και το μικρό κόστος κατασκευής. Αρχικά οι συγκεκριμένοι κυματοδηγοί δημιουργήθηκαν για ιατρικές εφαρμογές όπως η μεταφορά της δέσμης του CO₂ laser αλλά πρόσφατα χρησιμοποιούνται και για την μεταφορά ασύμφωνου φωτός σε φασματοσκοπικές εφαρμογές. Γενικότερα τα πλεονεκτήματα των κοίλων κυματοδηγών είναι το υψηλό κατώφλι ενέργειας, μηδενική ανάκλαση στα άκρα και πολύ μικρή απόκλιση δέσμης. Στα μειονεκτήματα συμπεριλαμβάνονται οι απώλειες λόγω κάμψης καθώς και ο μικρός αριθμός NA. Παρόλα αυτά αποτελούν σήμερα μια από τις πιο ελκυστικές εναλλακτικές λύσεις στις ιατρικές εφαρμογές για την μεταφορά δέσμης ενέργειας έως και 2,7 kW με απώλειες της τάξης των 0,1dB/m.

Γενικά οι κοίλοι κυματοδηγοί χωρίζονται σε δυο κατηγορίες [5], [6]: 1) Αυτών των οποίων το εσωτερικό του πυρήνα είναι επιστρωμένο με υλικό με δείκτη διάθλασης μεγαλύτερου της μονάδας και ονομάζονται *κυματοδηγοί διαρροής* (leaky waveguides) και 2) Αυτών των οποίων το υλικό του εσωτερικού τοιχώματος έχει δείκτη διάθλασης μικρότερο της μονάδας και ονομάζονται *κυματοδηγοί εξασθένησης ολικής ανάκλασης* (ATR waveguides). Στην πρώτη κατηγορία $n > 1$ έχουμε μεταλλικές και διηλεκτρικές επιστρώσεις τοποθετημένες στο εσωτερικό μεταλλικού, πλαστικού ή γυάλινου σωλήνα. Στους ATR κυματοδηγούς, γύρω από τον πυρήνα υπάρχει διηλεκτρικό υλικό με δείκτη διάθλασης $n < 1$ σε σχέση με το μήκος

κύματος που θα οδηγηθεί. Επομένως με αυτήν την έννοια οι κυματοδηγοί ATR μοιάζουν με τις οπτικές ίνες συμπαγούς πυρήνα. Στην παρακάτω εικόνα φαίνεται η δομή και τα κύρια στοιχεία των δυο ειδών κυματοδηγών. Γενικά οι κυματοδηγοί με $n > 1$ κατασκευάζονται από μεταλλικούς, πλαστικούς ή γυάλινους σωλήνες, ενώ οι ATR με $n < 1$ κατασκευάζονται από αλουμίνια ή οξειδία του γυαλιού.



Σχήμα 1.4 - Δομή των δυο ειδών κοίλων κυματοδηγών καθώς και η διάμετρος πυρήνα a και ακτίνα κάμψης R [5].

Η θεωρία της μετάδοσης ακτινοβολίας μέσω κοίλων κυματοδηγών έχει περιγραφεί τόσο από την σκοπιά της κυματικής όσο και από την σκοπιά της γεωμετρικής οπτικής. Οι Marcatili και Schmelzter έδωσαν μια κυματική περιγραφή σύμφωνα με την οποία όπου a είναι η διάμετρος του πυρήνα και α ο συντελεστής εξασθένησης.[2] Έχει αποδειχθεί όμως πως η κάμψη των κοίλων κυματοδηγών αυξάνει την συνολική εξασθένηση. Πρόσφατα οι Miyagi, et al. έδειξαν πως η εξασθένηση λόγω κάμψης εξαρτάται από τον παράγοντα όπου R η ακτίνα κάμψης.[7] Επομένως σε αντίθεση με τις οπτικές ίνες συμπαγούς πυρήνα έχουμε μια ισχυρή εξάρτηση της εξασθένησης από την διάμετρο του πυρήνα και την ακτίνα κάμψης του κυματοδηγού. Συγκριμένα το 1984 οι Miyagi και Kawakami ανέπτυξαν εξισώσεις για την απώλεια των κυματοδηγών λόγω κάμψης [7]. Πιο συγκεκριμένα για ένα διηλεκτρικό φιλμ έχουμε ελάχιστη απώλεια όταν το πάχος d του φιλμ ικανοποιεί την σχέση [7]:

Όπου είναι ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού φιλμ, με την προϋπόθεση ότι το φιλμ δεν παρουσιάζει απορρόφηση. Οι Miyagi και Kawakami έφτασαν στην ακόλουθη εξίσωση για τους συντελεστές εξασθένησης των υβριδικών ρυθμών του κυματοδηγού [7]:

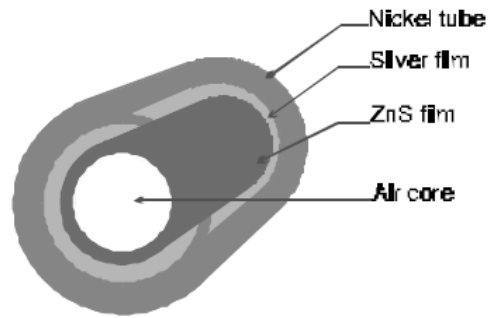


Όπου n και k είναι το πραγματικό και το φανταστικό μέρος αντίστοιχα του μιγαδικού δείκτη διάθλασης του μεταλλικού κυματοδηγού, είναι η m -οστή λύση της εξίσωσης Bessel μηδενικής τάξης, λ το μήκος κύματος και a η εσωτερική ακτίνα του κυματοδηγού.

1.4.1 - Μεταλλικοί Κυματοδηγοί

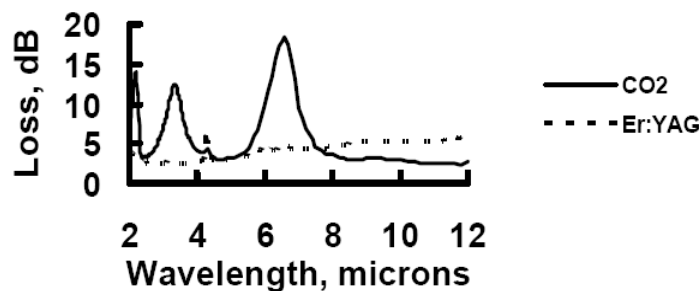
Οι κοίλοι κυματοδηγοί κατασκευάζονται χρησιμοποιώντας διάφορες τεχνικές [6]. Κάποιες από αυτές περιλαμβάνουν την τοποθέτηση με την μορφή ατμού στρωμάτων αργύρου και διηλεκτρικών στρωμάτων πάνω σε μεταλλικά υποστρώματα αλλά και άλλες τεχνικές. Στις περισσότερες των περιπτώσεων η διατομή των κυματοδηγών είναι κυκλική αλλά γίνονται μελέτες και πάνω σε παραλληλόγραμμους κυματοδηγούς (Garnire et al, Kubo et al). Το πλεονέκτημα της κυκλικής διατομής είναι η ευκολία στην κάμψη και το μικρότερο μέγεθος σε σχέση με τις παραλληλόγραμμες δομές.

Ο καθηγητής Miyagi και οι συνεργάτες του στο πανεπιστήμιο Tohoku έχουν αναπτύξει την κατασκευή μεταλλικών κυματοδηγών βασισμένων πάνω σε ένα υπόστρωμα νικελίου. Η διαδικασία κατασκευής τους περιλαμβάνει 3 βήματα. Πρώτα ένας σωλήνας (συνήθως από αλουμίνιο) τοποθετείται σε έναν θάλαμο όπου καλύπτεται από ένα διηλεκτρικό στρώμα και μετά ένα στρώμα μετάλλου. Στην συνέχεια τοποθετείται σε μια δεξαμενή όπου τοποθετείται ένα παχύ στρώμα νικελίου. Τέλος μορφοποιείται ο κυματοδηγός ώστε να πάρει την τελική του μορφή όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 1.5 - Δομή μεταλλικού κυματοδηγού από σωλήνα νικελίου [5].

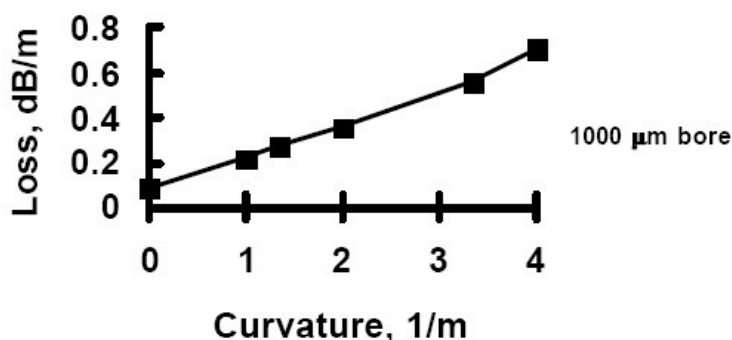
Στο σχήμα 1.6 φαίνεται η καμπύλη εξασθένισης συναρτήσει του μήκους κύματος για μεταλλικό κυματοδηγό με διηλεκτρικό στρώμα ZnS πάνω από στρώμα αργύρου. Το διάγραμμα αναφέρεται σε 2 κυματοδηγούς με διάμετρο πυρήνα 1000 μm, ο ένας κατασκευασμένος για τα 3 μm του Er:YAG και ο άλλος για τα 10,6 μm του . Η μορφοποίηση αυτή γίνεται μεταβάλλοντας το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος. Στο σχήμα φαίνεται η εξασθένιση λόγω κάμψης. Μπορούμε να δούμε πως είναι δυνατόν να υπάρξουν απώλειες χαμηλές μέχρι και 0,25 dB/m για φως πολωμένο κάθετα στην επιφάνεια κάμψης, όπως αναμένεται από την θεωρία κυματοδότησης αλλά και από τις ανακλάσεις Fresnel σε μεταλλικές επιφάνειες. Η υψηλότερη ενέργεια laser που έχει μεταφερθεί είναι 3 kW σε πυρήνα 2000 μm. Οι απώλειες που έχουν παρατηρηθεί για τους αντίστοιχους τετραγωνικούς κυματοδηγούς είναι της τάξης του 0,1 dB/m στα 10,6 μm.



Σχήμα 1.6 - Απώλειες μεταλλικού κυματοδηγού σε συνάρτηση με το μήκος κύματος [5].

Έχουν κατασκευαστεί και άλλης μορφής μεταλλικοί κυματοδηγοί (Morrow et al.) οι οποίοι χρησιμοποιούν έναν σωλήνα από άργυρο πάνω στον οποίο τοποθετούν αλογονίδιο αργύρου. Το εσωτερικό του σωλήνα επικαλύπτεται από ένα στρώμα AgBr χρησιμοποιώντας ειδικές χημικές τεχνικές. Οι απώλειες ενός τέτοιου κυματοδηγού με διάμετρο πυρήνα 1000 μm στα 10,6 μm φαίνεται στο σχήμα 1.7. Το μειονέκτημα αυτών των ινών είναι πως σε αντίθεση με τους κοίλους κυματοδηγούς από γυαλί η έξοδος της δέσμης είναι πολυρυθμική

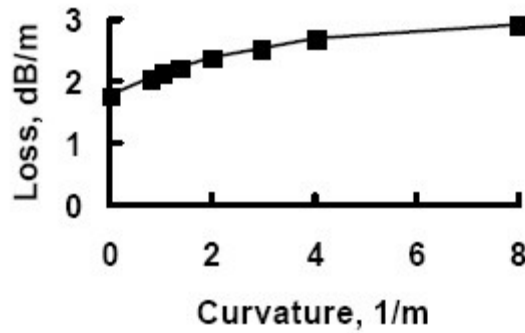
λόγω κυρίως της ανώμαλης εσωτερικής επιφάνειας του σωλήνα σε σχέση με αυτόν του γυαλιού.



Σχήμα 1.7 - Απώλειες κοίλου κυματοδηγού από σωλήνα αργύρου με στρώμα AgBr στην εσωτερική επιφάνεια[5].

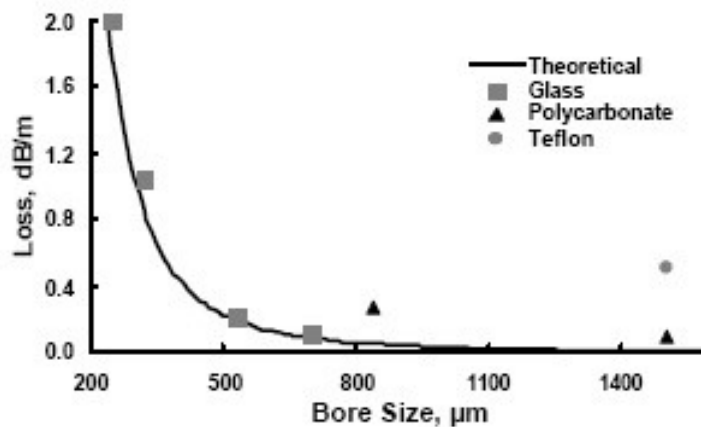
1.4.2 - Πλαστικοί Κυματοδηγοί

Κοίλοι κυματοδηγοί μπορούν επίσης να δημιουργηθούν από πλαστικό σωλήνα [5]. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μια πολύ ευέλικτη δομή, φτηνή στο κόστος κατασκευής και αρκετά ανθεκτική για μια τυπική ισχύ laser (όριο θραύσης < 25W). Η μελέτη για τους συγκεκριμένους κυματοδηγούς έχει γίνει από τον Croitoru et.al., και την ομάδα του στο πανεπιστήμιο του Tel Aviv. Η δομή του συγκεκριμένου κυματοδηγού φαίνεται στο σχήμα. Στο διάγραμμα φαίνονται οι απώλειες για έναν τέτοιο κυματοδηγό με διάμετρο πυρήνα 1000 μm στα 10,6 μm. Όπως φαίνεται οι απώλειες είναι λίγο μεγαλύτερες από αυτές των μεταλλικών κυματοδηγών. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο πλαστικός σωλήνας έχει ανώμαλη εσωτερική επιφάνεια και έτσι έχουμε απώλειες λόγω διάχυσης στο εσωτερικό του. Έχουν γίνει πειράματα στα οποία έχει μεταφερθεί μέχρι και 65 kW ισχύς από laser για αρκετά λεπτά μέσα από πυρήνα 1850 μm.



Σχήμα 1.8 - Απώλειες για πλαστικό κοίλο κυματοδηγό στα 10.6 μm [5].

Οι απώλειες στο εσωτερικό του σωλήνα μπορούν να μειωθούν στην περίπτωση ενός πιο λείου σωλήνα από πολυμερές υλικό όπως πολυανθρακίτης με επίστρωση Ag/AgI (Haan και Harrington). Στο σχήμα 1.9 φαίνεται μια σύγκριση μεταξύ των απωλειών σε πλαστικό και γυάλινο κοίλο κυματοδηγό σε συνάρτηση με την διάμετρο του πυρήνα, για ακτινοβολία στα 10,6 μm [5].

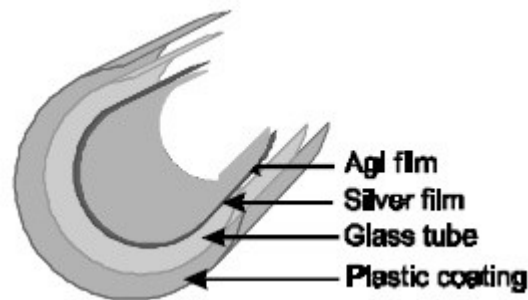


Σχήμα 1.9 - Συγκριτικά στοιχεία για πλαστικούς και γυάλινους κοίλους κυματοδηγούς [5].

1.4.3 - Γυάλινοι κυματοδηγοί.

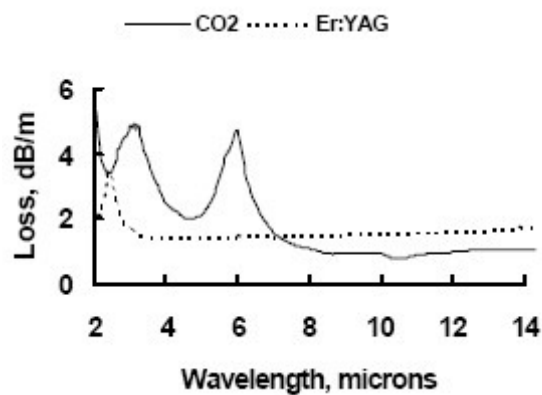
Ο πιο δημοφιλής σήμερα κυματοδηγός είναι ίσως ο γυάλινος κυματοδηγός (hollow glass waveguide). Η δομή του συγκεκριμένου κυματοδηγού έχει το πλεονέκτημα ότι είναι σχετικά απλός ως προς την κατασκευή του, εξαιρετικά εύκαμπτος και ίσως το πιο σημαντικό στοιχείο, έχει εξαιρετική λεία εσωτερική επιφάνεια. Η κατασκευή του φαίνεται στο σχήμα 1.10. Υπάρχει μια επίστρωση αργύρου στην εσωτερική επιφάνεια ενός σωλήνα οξειδίου του πυριτίου (silica glass) καθώς και ένα στρώμα AgI πάνω από το μεταλλικό υπόστρωμα όμοιο με αυτό του πλαστικού κυματοδηγού. Με βάση την παραπάνω κατασκευή οι διαθέσιμοι

πυρήνες είναι με διαμέτρους από 250 έως 1000 μm , ενώ το μέγιστο μήκος το οποίο έχει κατασκευαστεί είναι στα 13 m.



Σχήμα 1.10 - Τυπική δομή ενός γυάλινου κυματοδηγού [5].

Η φασματική απόκριση για τον γυάλινο κυματοδηγό εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το πάχος του διηλεκτρικού φιλμ. Γενικά για τα φιλμ AgI το πάχος μπορεί να είναι από 0,2 έως 0,8 μm . Το πιο παχύ στρώμα δίνει ελάχιστες απώλειες στα 10,6 μm ενώ το πιο λεπτό δίνει καλύτερη απόκριση σε μήκη κύματος κοντά στα 3 μm . Αυτό φαίνεται καλύτερα στο παρακάτω σχήμα.



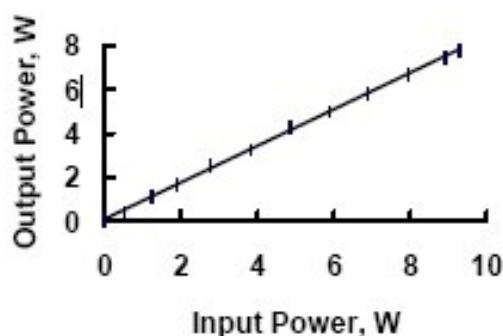
Σχήμα 1.11 - Απώλειες σε έναν γυάλινο κυματοδηγό πυρήνα 700 μm σχεδιασμένο για ελάχιστες απώλειες στα 3 μm [5].

Γενικά μπορούμε να πούμε πως υπάρχει μεγάλη εξάρτηση της διαμέτρου του πυρήνα με τις απώλειες. Επίσης οι απώλειες αυξάνονται με την κάμψη του κυματοδηγού με εξάρτηση $1/R$ όπως έχουμε ήδη δει.

1.4.3.1 - Μεταφορά δέσμης laser σε γυάλινους κυματοδηγούς.

Όπως είδαμε οι κοίλοι γυάλινοι κυματοδηγοί είναι ιδανικοί για την μεταφορά δέσμης laser κυρίως λόγω του πολύ υψηλού κατωφλίου καταστροφής που οφείλεται στον πυρήνα από αέρα. Για τις περισσότερες ιατρικές εφαρμογές αλλά και ορισμένες χαμηλής ισχύος εμπορικές εφαρμογές είναι αρκετό να μεταφερθεί μέχρι και 100 W ισχύος laser διοξειδίου του άνθρακα. Για αυτές τις εφαρμογές οι κοίλοι γυάλινοι κυματοδηγοί μπορούν να χρησιμοποιηθούν και χωρίς την ανάγκη κάποιου ψυκτικού αερίου παρότι αυτό είναι συνήθως χρήσιμο.

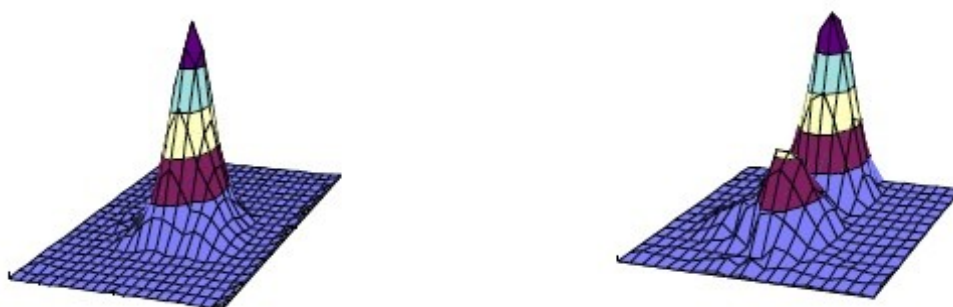
Εκτός όμως από το laser διοξειδίου του άνθρακα, πολύ σημαντικό για τις ιατρικές εφαρμογές είναι πλέον και το παλμικό laser Er:YAG που εκπέμπει στα 2,94 μm κυρίως για εφαρμογές αποδόμησης. Έχει ενδιαφέρον συνεπώς να δούμε τις δυνατότητες μεταφοράς ισχύος και για το συγκεκριμένο laser οι οποίες φτάνουν περίπου τα 8 W, ισχύς αρκετά ικανοποιητική για τις περισσότερες ιατρικές εφαρμογές.



Σχήμα 1.12 - Δυνατότητες μεταφοράς ισχύος laser Er:YAG μέσα από πυρήνα 1000 μm γυάλινου κυματοδηγού [5].

Πολύ σημαντικό επίσης για τις διάφορες εφαρμογές είναι και ο τρόπος κατανομής της ενέργειας της δέσμης εξόδου του γυάλινου κυματοδηγού. Θεωρητικά όλοι οι γυάλινοι κυματοδηγοί είναι μονορυθμικοί καθώς οι μεγαλύτεροι ρυθμοί αποσβαίνουν. Στην πράξη όμως αλλοίωση ρυθμών μπορεί να έχουμε ακόμα και με μια δέσμη εισόδου. Το προφίλ της δέσμης μπορεί να αλλοιωθεί με την κάμψη του κυματοδηγού λόγω αυξημένης σύζευξης στους υψηλότερους ρυθμούς. Η ποσότητα της σύζευξης των υψηλότερων ρυθμών εξαρτάται από την διάμετρο του πυρήνα, το πόσο λεία είναι η

εσωτερική επιφάνεια και τους δείκτες διάθλασης των υλικών. Μπορούμε να δούμε το προφίλ μιας δέσμης μέσα από έναν πυρήνα 530 μm στην παρακάτω εικόνα.



Σχήμα 1.13 – Σύγκριση κατανομής ενέργειας σε έναν γυάλινο κυματοδηγό διαμέτρου πυρήνα 530 μm σε ευθεία και σε κάμψη [5].

Βλέπουμε λοιπόν πως είναι δυνατόν να πετύχουμε έναν ένα ρυθμό στην έξοδο του κυματοδηγού, αλλά αν καμφθεί μπορεί να γεννηθούν χαμηλότερης τάξης ρυθμοί όπως φαίνεται στο σχήμα 1.13. Αξίζει να τονίσουμε ότι όσο μικρότερη είναι η διάμετρος του πυρήνα τόσο καλύτερη είναι η κατανομή της ενέργειας στην έξοδο της δέσμης. Για παράδειγμα με έναν κυματοδηγό πυρήνα διαμέτρου 250 μm μπορούμε να πετύχουμε σχεδόν μονορυθμική κατανομή ακόμα και αν αυτός καμφθεί. Αυτό είναι ένα εμφανές πλεονέκτημα των γυάλινων κυματοδηγών ειδικά στις περιπτώσεις που απαιτείται να έχουμε κηλίδες υψηλής ακρίβειας στην εκάστοτε εφαρμογή που εξετάζουμε.

1.4.4 - Κοίλοι κυματοδηγοί με $n < 1$.

Η ιδέα ενός κοίλου $n < 1$ κυματοδηγού οφείλεται στους Hidaka et al. το 1981. Η δομή του περιλαμβάνει ένα περίβλημα με $n < 1$. Έτσι έχουμε έναν κυματοδηγό όμοιο με μια οπτική ίνα συμπαγούς πυρήνα με την έννοια ότι (αφού προφανώς $n=1$ για τον πυρήνα από αέρα). Όπως είδαμε, μια εναλλακτική ονομασία για αυτόν τον τύπο κυματοδηγού είναι κυματοδηγός ATR (attenuated total reflection). Για να είναι χρήσιμος για μετάδοση ακτινοβολίας laser ένας κυματοδηγός ATR πρέπει η περιοχή ανώμαλης διασποράς, όπου $n < 1$, να εμπίπτει στην περιοχή εκπομπής κάποιου laser. Οι πρώτοι $n < 1$ κυματοδηγοί που κατασκευάστηκαν (Hidaka et al.) χρησιμοποιούσαν γυάλινο σωλήνα από μόλυβδο και προσμίξεις από γερμάνιο. Προσθέτοντας βαριά ιόντα στο γυαλί πυριτίου αυτό που

καταφέρνουμε είναι να μετατοπίσουμε την κορυφή του υπερύθρου σε μεγαλύτερα μήκη κύματος ώστε η $n < 1$ περιοχή ανώμαλης διασποράς να εμπίπτει στην περιοχή εκπομπής του laser διοξειδίου του άνθρακα (10,6 μm). Παρόλα αυτά έχει παρατηρηθεί ότι οι συγκεκριμένοι κυματοδηγοί έχουν ιδιαίτερα υψηλές απώλειες και έχει εγκαταλειφτεί η συγκεκριμένη τεχνολογία.

Μια πιο ελπιδοφόρα τεχνολογία χρησιμοποιεί σωλήνα από ζέφυρο ή . Η συγκεκριμένη κατασκευή έχει $n < 1$ στα 10 έως 16,7 μm και έχει πολύ μικρή τιμή k (0.05 στα 10,6 μm). Αυτό σημαίνει πρακτικά ότι οι απώλειες που προβλέπονται από την θεωρία είναι ελάχιστες (< 0.1 dB/m για πυρήνα 1000 μm).

Κεφάλαιο 2 - Χαρακτηρισμός οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού.

Το φθοριούχο γυαλί είναι το μόνο υλικό που μεταδίδει φως σε ένα συνεχές φάσμα από το υπεριώδες έως και το μέσο υπέρυθρο, και μπορεί να διαδοθεί χωρίς σημαντικές απώλειες σε υψηλής ποιότητας οπτικές ίνες. Το φθοριούχο γυαλί είναι ένα είδος υλικού αποτελούμενο από φθορίδια διαφόρων μετάλλων. Τα πιο διαδεδομένα από αυτά είναι το φθοροζirkόνιο και το φθοροαλουμίνιο εκ των οποίων τα πιο γνωστά είναι τα ZBLAN (ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF) και AlF_3 - ZrF_4 - BaF_2 - CaF_2 - YF_3 . Στην πραγματικότητα, η τεχνολογία οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού είναι η δεύτερη πιο διαδεδομένη τεχνολογία μετά από αυτήν των οπτικών ινών διοξειδίου του πυριτίου. Το φθοριούχο γυαλί ως υλικό έχει σημαντική ανάπτυξη τα τελευταία 25 χρόνια. Η εξέλιξη αυτή οφειλόταν αρχικά στις εξαιρετικές οπτικές του ιδιότητες, ιδίως η πολύ χαμηλή θεωρητική τιμή εξασθένησης που είναι 0,01 dB/km στην περιοχή μήκους κύματος από 2 έως 3 μm . Οπτικές ίνες υψηλής ποιότητας είναι τώρα διαθέσιμες στο εμπόριο, με εξασθένηση που ποικίλει από 5 έως 30 dB/km, και μηχανική αντοχή που κυμαίνεται 50 έως 100 kpsi ανάλογα με την διάμετρο των ινών. Αυτό που κάνει τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού πιο ανθεκτικές στο μήκος κύματος του laser Er:YAG, 2,94 μm , είναι η υψηλότερη θερμοκρασία υαλώδους μετάβασης. Παρόλα αυτά, οι αναμενόμενες χαμηλές απώλειες δεν παρατηρήθηκαν ποτέ στην πράξη. Επίσης η ευπάθεια και το υψηλό κόστος κατασκευής των οπτικών ινών τις έκανε λιγότερο ιδανικές σε σχέση με τις υπόλοιπες οπτικές ίνες του εμπορίου, όπως για παράδειγμα αυτές του πυριτίου. Ωστόσο, υπήρχε η χρησιμότητα των ινών φθοριούχου γυαλιού για διάφορες άλλες εφαρμογές. Αυτές περιλαμβάνουν φασματοσκοπία στο μέσο υπέρυθρο, αισθητήρες οπτικών ινών, θερμομετρία, και τεχνικές απεικόνισης. Επίσης, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κυματοδήγηση ακτινοβολίας laser όπως του Er:YAG στα 2,9 μm , που είναι σημαντικό για ιατρικές εφαρμογές (π.χ. οφθαλμολογία και οδοντιατρική) [4].

οπτικών ινών τους οποίους μελετήσαμε ήταν διαμέτρου 448 μm , 465 μm , και 620 μm . Εξετάσαμε τις απώλειες των οπτικών ινών σε ευθεία αλλά και υπό κάμψη συναρτήσει της ενέργειας εισόδου και μελετήσαμε το προφίλ της δέσμης πριν και μετά την έξοδο από την ίνα σε κάθε περίπτωση.

Στο σχήμα (2.1) δίνεται το φάσμα απωλειών των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού όπως δίνεται από την εταιρεία IR Photonics, και στον Πίνακα 1 δίνονται τα χαρακτηριστικά των οπτικών ινών που χρησιμοποιήσαμε.

Σχήμα 2.1: Φάσμα απωλειών οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού α) πολυρυθμική και β) μονορυθμική. Στο φάσμα απωλειών β, σημειώνεται το μήκος κύματος του laser Er:YAG.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Τεχνικά χαρακτηριστικά οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού της εταιρείας IR Photonics.

Διάμετρος πυρήνα (μm):	448 465 620
Διάμετρος εξωτερικού περιβλήματος (μm):	507 525 711
Μήκος (m):	0,6
Εξασθένηση στα 2,94 μm (από τον κατασκευαστή):	0,2 0 12
Αριθμητικό άνοιγμα (NA):	0,20 \pm 0,02
Ελάχιστη ακτίνα καμπυλότητας (mm):	4

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις φαίνεται στα σχήματα (2.2) και (2.3). Όπως φαίνεται στις εικόνες, ένας διαχωριστής δέσμης τοποθετείται στην έξοδο της κεφαλής του laser. Το ποσοστό της δέσμης που διαδίδεται ευθύγραμμα (~90%) εστιάζεται μέσω ενός φακού CaF₂, εστιακής απόστασης 150 mm, στην είσοδο της ίνας. Το άκρο εισόδου της ίνας είναι στερεωμένο σε ειδικό στήριγμα και τοποθετείται πίσω από ένα διάφραγμα, το οποίο ελέγχει το μέγεθος της δέσμης που εισάγεται στην ίνα.

Σχήμα 2.2 – Πειραματική διάταξη.

<i>Σχήμα 2.3 – Πειραματική διάταξη στο εργαστήριο laser του τομέα φυσικής του ΕΜΠ.</i>	

Η πηγή laser που χρησιμοποιήθηκε για τον χαρακτηρισμό των οπτικών ινών ήταν ένα παλμικό laser Er:YAG στα 2,94 μm , με την δυνατότητα να λειτουργεί σε ελεύθερη λειτουργία και σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q. Σε ελεύθερη λειτουργία η ενέργεια εισόδου μεταβαλλόταν από 0,4 έως 8 mJ. Σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q, αντίστοιχα η ενέργεια εισόδου μεταβάλλονταν από 1,1 έως 8 mJ.

Για τον καθορισμό της κατάλληλης διαμέτρου του διαφράγματος εργασίες της ομάδας μας στο παρελθόν έχουν δείξει ότι υψηλότερη διαπερατότητα (άρα και καλύτερη σύζευξη στην είσοδο του κυματοδηγού) επιτυγχάνεται όταν το διάφραγμα που χρησιμοποιείται έχει διάμετρο 100 μm μικρότερη από τη διάμετρο του κυματοδηγού. Στην συνέχεια ο κυματοδηγός διατηρείται ευθύγραμμος ή κάμπτεται πάνω σε ένα δίσκο, σε γωνίες 90° ή 180° και με διάφορες ακτίνες καμπυλότητας. Στην έξοδο του κυματοδηγού τοποθετείται πυροηλεκτρικός ανιχνευτής, μοντέλο Gen Tec ED 100, για την μέτρηση της ενέργειας της δέσμης laser. Ένας δεύτερος ανιχνευτής χρησιμοποιείται για την ανίχνευση και την καταγραφή του ποσοστού της δέσμης laser που ανακλάται από το διαχωριστή δέσμης. Οι δύο ανιχνευτές συνδέονται με ψηφιακό παλμογράφο, μοντέλο LeCroy 9361, ώστε να είναι η δυνατή η απεικόνιση του σήματος εισόδου και εξόδου στην είσοδο του κυματοδηγού.

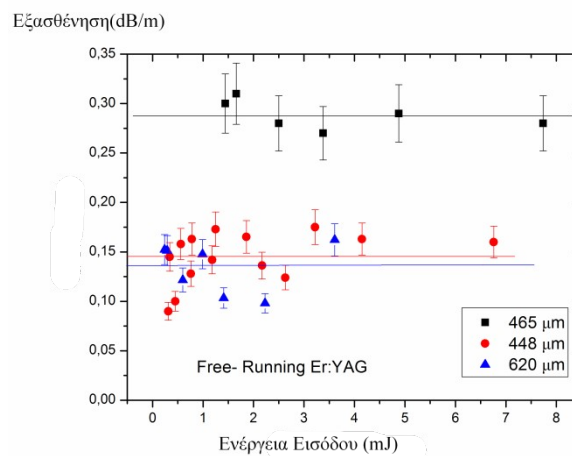
2.1 - Απώλειες οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού συναρτήσει της ενέργειας εισόδου.

Οι αρχικές μας μετρήσεις είχαν να κάνουν με τις απώλειες των τριών διαφορετικών οπτικών ινών σε ελεύθερη λειτουργία και σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q, Er:YAG laser σε ευθεία, συναρτήσει της ενέργειας εισόδου. Για καλύτερο αποτέλεσμα χρειάστηκε στην αρχή να λειανθούν τα άκρα των οπτικών ινών που χρησιμοποιήσαμε καθώς αρχικά ήταν κατεστραμμένα και αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα την διασπορά της δέσμης και όχι την ομοιόμορφη κατανομή της. Η λείανση έγινε πριν τις μετρήσεις σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q. Στις παρακάτω εικόνες φαίνεται η κατάσταση των άκρων μετά την λείανση.

(α)	(β)	(γ)
<u>Σχήμα 2.4 - Άκρα οπτικών ινών μετά την λείανση για διάμετρο πυρήνα (α) 465 μm(β) 448 μm και (γ) 620 μm.</u>		

2.1.1 – Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία σε ευθεία.

Στην ελεύθερη λειτουργία του laser οι ενέργειες εισόδου έφτασαν μέχρι και τα 8 mJ. Στο σχήμα (2.5) φαίνονται γραφικά τα αποτελέσματά μας:



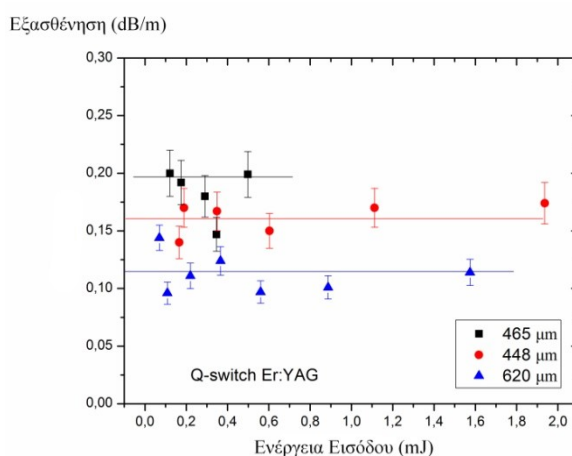
Σχήμα 2.5 - Απώλειες συναρτήσει της ενέργειας εισόδου
Σε ελεύθερη λειτουργία.

Όπως βλέπουμε οι απώλειες σε ευθεία είναι 0,30 dB/m και αυτό μόνο στην οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 465 μm, ενώ στις άλλες δυο οπτικές ίνες περιορίζονται στα 0,10 – 0,15 dB/m. Η απώλεια των 0,30 dB/m οφείλεται κυρίως στα κακοποιημένα άκρα των οπτικών ινών που χρησιμοποιήσαμε. Κατά τα άλλα μπορούμε να πούμε ότι μια απώλεια της τάξης των 0,10 έως 0,20 dB/m είναι αποδεκτή για τον συγκεκριμένο τύπο οπτικής ίνας και στο συγκεκριμένο μήκος κύματος.

2.1.2 – Απώλειες σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q σε ευθεία.

Τις ίδιες μετρήσεις πραγματοποιήσαμε, με το Er:YAG laser σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q. Η ενέργεια εισόδου έφτασε μέχρι 2 mJ. Για να πάρουμε πιο σωστές μετρήσεις στην συγκεκριμένη λειτουργία χρειάστηκε να λειάνουμε τα άκρα των ινών. Η

λείανση δεν πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο «Laser και εφαρμογές» αλλά δόθηκε σε εξωτερικό συνεργείο. Τα αποτελέσματα της εξασθένησης συναρτήσει της ενέργειας εισόδου παρουσιάζονται στο σχήμα (2.6):



Σχήμα 2.6 - Απώλειες συναρτήσει της ενέργειας εισόδου σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q.

Βλέπουμε και σε αυτήν την περίπτωση πως οι απώλειες κυμαίνονται στην τάξη των 0,10 dB/m έως 0,20 dB/m με αποκλίσεις μέσα στα όρια των σφαλμάτων που είναι της τάξης του 0,05 dB/m. Σε αυτές τις μετρήσεις δεν είχαμε κάποια σημαντική απόκλιση μεταξύ των απωλειών των τριών ινών, όπως στην περίπτωση της ελεύθερης λειτουργίας για την οπτική ίνα με διάμετρο πυρήνα 465 μm. Αυτό επιβεβαιώνει την άποψη πως οι μεγάλες αποκλίσεις στην ελεύθερη λειτουργία ήταν μάλλον αποτέλεσμα των σπασμένων άκρων της συγκεκριμένης ίνας, καθώς μετά την λείανση, μειώθηκαν δραματικά. Σε κάθε περίπτωση, μια απώλεια της τάξης των 0,10 dB/m έως 0,20 dB/m είναι αποδεκτή.

Συνοπτικά μπορούμε να πούμε πως η εξασθένηση της δέσμης του laser Er:YAG σε ελεύθερη και σε μετατρεπόμενου Q λειτουργία δεν φαίνεται να μεταβάλλεται σημαντικά με τη μεταβολή της ενέργειας εισόδου. Αυτό που μπορούμε να παρατηρήσουμε είναι ότι η οπτική ίνα με διάμετρο πυρήνα ίση με 465 μm παρουσιάζει μεγαλύτερη εξασθένηση, κατά την διάδοση της ακτινοβολίας Er:YAG laser σε ελεύθερη λειτουργία. Το γεγονός αυτό οφείλεται όπως προαναφέραμε στο σπασμένο άκρο τις ίνας με αποτέλεσμα οι συνθήκες ευθυγράμμισης να μη είναι ιδανικές. Στον Πίνακα 2 παρουσιάζονται οι τιμές εξασθένησης των οπτικών ινών για μετάδοση ακτινοβολίας Er:YAG laser.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2

Εξασθένηση στην ενέργεια ακτινοβολίας Er:YAG laser κατά την διέλευση τους μέσα από τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού σε ευθεία.

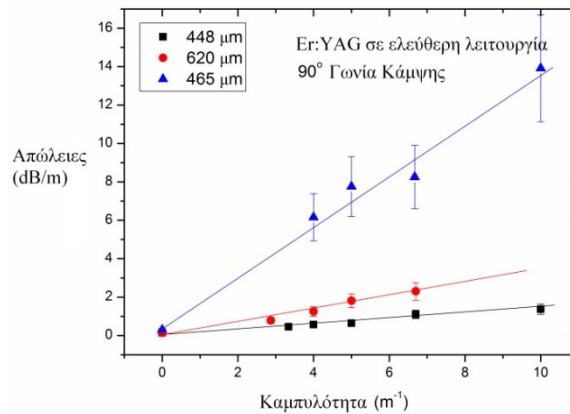
Διάμετρος πυρήνα οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού.	Εξασθένηση στην ελεύθερη λειτουργία. (Er:YAG laser, 80 μ s)	Εξασθένηση στην λειτουργία μετατρεπόμενου Q. (Er:YAG laser, 190 ns)
465 μm	0,23 \pm 0,01 dB/m	0,19 \pm 0.02 dB/m
448 μm	0,14 \pm 0,08 dB/m	0,15 \pm 0.07 dB/m
620 μm	0,13 \pm 0,01 dB/m	0,11 \pm 0.01 dB/m

2.2 Απώλειες οπτικής ίνας φθοριούχου γυαλιού λόγω κάμψης.

Σε αυτό το εδάφιο θα παρουσιάσουμε τις απώλειες των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού υπό συνθήκες κάμψης. Οι μετρήσεις μας, όπως και προηγουμένως, έγιναν σε ελεύθερη και σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q. Η ακτίνα καμπυλότητας κυμάνθηκε από 0 έως 10 m και μετρήσαμε τις απώλειες στην έξοδο της ίνας σε dB/m.

2.2.1 – Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία σε κάμψη.

Οι πρώτες μετρήσεις που εκτελέσαμε ήταν μετρήσεις των απωλειών σε ελεύθερη λειτουργία. Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η εξάρτηση των απωλειών από την ακτίνα κάμψης:



Σχήμα 2.7 - Απώλειες συναρτήσει της ακτίνας καμπυλότητας σε ελεύθερη λειτουργία.

Διαπιστώνουμε ότι οι απώλειες αυξάνονται γραμμικά με την ακτίνα καμπυλότητας όπως αναμενόταν και περιορίζονται στα 2 dB/m για τις οπτικές ίνες διαμέτρου 620 μm και 448 μm, πράγμα αναμενόμενο. Στην οπτική ίνα διαμέτρου 465 μm και πάλι έχουμε μια αύξηση πολύ μεγάλη σε σχέση με τις άλλες δυο πράγμα το οποίο μπορεί όπως είπαμε να δικαιολογηθεί λόγω της κακής κατάστασης των άκρων της ίνας. Συγκεντρωτικά τα αποτελέσματά μας φαίνονται στον Πίνακα 3.

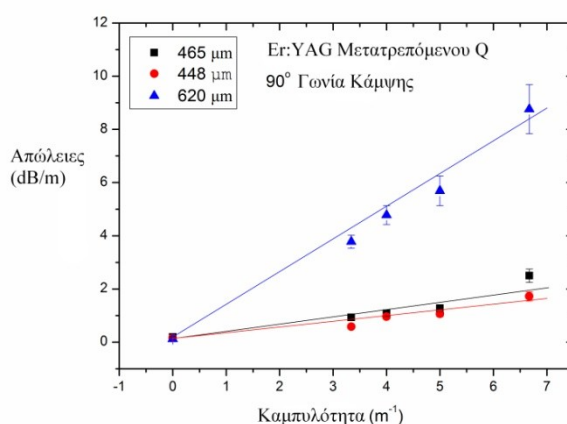
ΠΙΝΑΚΑΣ 3

Εξασθένηση στην ενέργεια ακτινοβολίας Er:YAG laser κατά την διέλευση τους μέσα από τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού υπό κάμψη ως συνάρτηση της καμπυλότητας.

Καμπυλότητα 1/R (m ⁻¹)	Εξασθένηση δέσμης laser Er:YAG σε ελεύθερη λειτουργία (80 μs), υπό κάμψη 90°		
	448 μm	465 μm	620 μm
3,34	0,45 ± 0,07 dB/m	-	0,78±0,06 dB/m
4,00	0,56 ± 0,05 dB/m	6,16 ± 0,04 dB/	1,25 ± 0,05 dB/m
5,00	0,64 ± 0,06 dB/m	m	1,81 ± 0,067 dB/
6,70	1,10 ± 0,09 dB/m	7,75 ± 0,08 dB/	m
10,00	1,37 ± 0,07 dB/m	m	2,30 ± 0,08 dB/m
		8,25 ± 0,03 dB/	-
		m	
		13,9 ± 0,05 dB/	
		m	

2.2.1 – Απώλειες σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q σε κάμψη.

Τις ίδιες μετρήσεις εκτελέσαμε και για λειτουργία μετατρεπόμενου Q. Σε αυτήν την περίπτωση τα άκρα μας ήταν πολύ καλύτερης ποιότητας οπότε περιμέναμε μικρότερες αποκλίσεις σε σχέση με την ελεύθερη λειτουργία. Η καμπυλότητα έφτασε μέχρι τα 10 m^{-1} λόγω της πολύ υψηλότερης ισχύος. Παρακάτω φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα των απωλειών συναρτήσει της ακτίνας καμπυλότητας όπως και προηγουμένως:



Σχήμα 2.8 - Απώλειες συναρτήσει της ακτίνας καμπυλότητας σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q.

Όπως φαίνεται και από το διάγραμμα η εξασθένηση λαμβάνει τιμές ίδιας τάξης με αυτές που μετρήσαμε και στην ελεύθερη λειτουργία, δηλαδή 1 – 2 dB/m με μόνη διαφορά την μεγάλη απώλεια στην οπτική ίνα διαμέτρου 620 μm . Κάτι τέτοιο όμως είναι αναμενόμενο καθώς όσο αυξάνεται η διάμετρος του πυρήνα τόσο περιμένουμε να αυξηθούν και οι απώλειες σε συνθήκες κάμψης. Τα πειραματικά αποτελέσματα είναι σε συμφωνία με την θεωρία η οποία προβλέπει την γραμμικότητα μεταξύ της ακτίνας καμπυλότητας και της εξασθένησης. Η εξασθένηση συναρτήσει της καμπυλότητας φαίνεται στον Πίνακα 4.

ΠΙΝΑΚΑΣ 4

Εξασθένηση στην ενέργεια ακτινοβολίας Er:YAG laser μετατρεπόμενου Q κατά την διέλευση τους μέσα από τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού υπό κάμψη ως συνάρτηση της καμπυλότητας.

Καμπυλότητα
 $1/R \text{ (m}^{-1}\text{)}$ Εξασθένηση δέσμης laser Er:YAG σε
λειτουργία μετατρεπόμενου Q (190 ns), υπό

κάμψη 90°

	448 μm	465 μm	620 μm
0	-	-	-
3,34	0,58 ± 0,09 dB/m	0,25 ± 0,05 dB/	3,08 ± 0,06 dB/m
4,00	0,77 ± 0,04 dB/m	m	6,16 ± 0,02 dB/m
5,00	1,05 ± 0,07 dB/m	0,49 ± 0,05 dB/	7,75 ± 0,07 dB/m
6,70	1,63 ± 0,05 dB/m	m	8,30 ± 0,06 dB/m
		0,78 ± 0,03 dB/	
		m	
		1,84 ± 0,07 dB/	
		m	

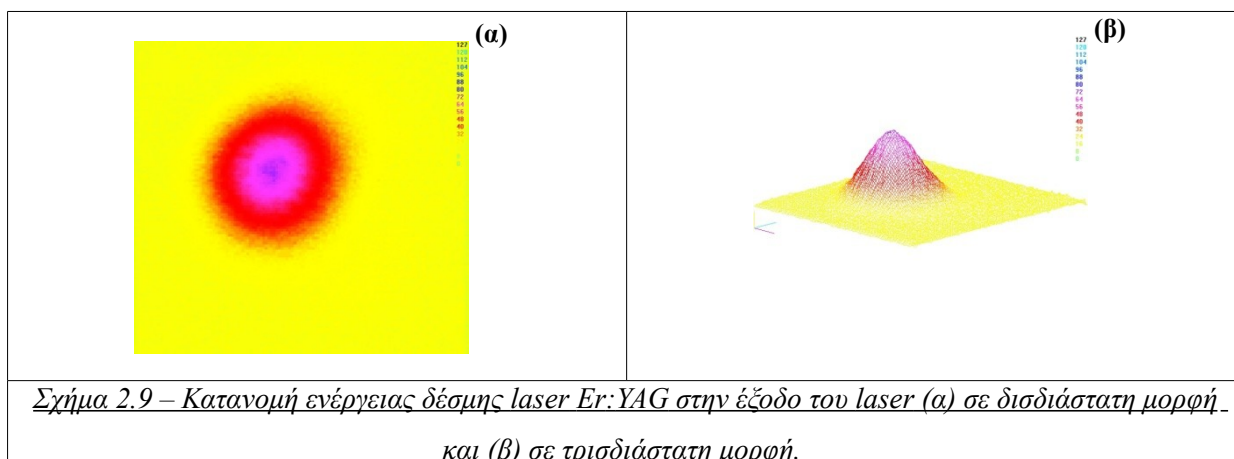
2.3 Χωρική κατανομή της δέσμης σε οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.

Πριν τις μετρήσεις ενέργειας σε κάθε οπτική ίνα, πήραμε την εικόνα της χωρικής κατανομής της δέσμης πριν την είσοδο και μετά την έξοδο από την οπτική ίνα με την χρήση Pyrocam, Spiricon. Προσπαθήσαμε να πετύχουμε μια δέσμη όσο το δυνατόν πλησιέστερη στην γκαουσιανή κατανομή. Στις παρακάτω ενότητες φαίνονται αναλυτικά τα αποτελέσματα μας για τις τρεις διαφορετικές οπτικές ίνες που μελετήσαμε.

2.3.1 – Χωρική κατανομή δέσμης σε ελεύθερη λειτουργία.

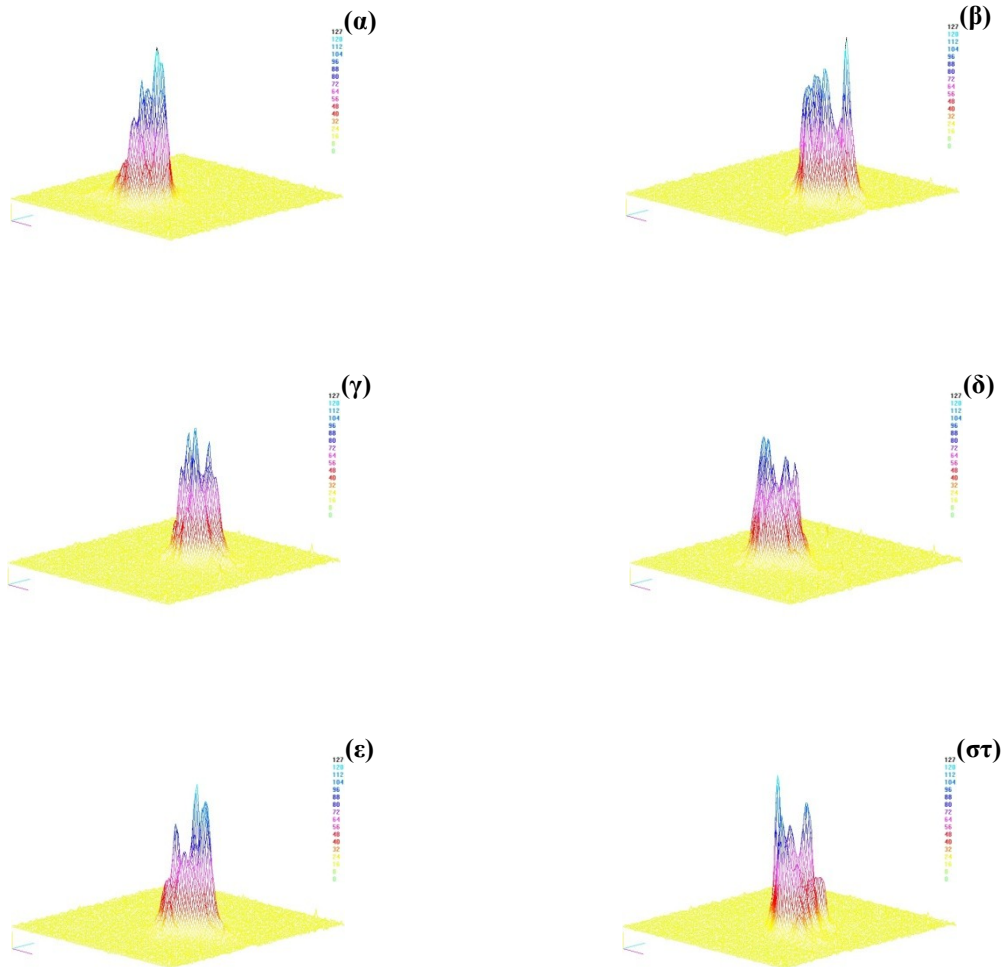
-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 448 μm.

Παρακάτω φαίνεται η δισδιάστατη και τρισδιάστατη κατανομή της δέσμης πριν την είσοδο στην οπτική ίνα διαμέτρου 448 μm, δηλαδή στην έξοδο του laser:



Όπως ήταν αναμενόμενο έχουμε μια απόλυτα γκαουσιανή δέσμη laser. Για να προφυλάξουμε τον ανιχνευτή της κάμερας δεν την εκθέσαμε σε πολύ υψηλές ενέργειες. Αυτό το πετύχαμε τοποθετώντας μετά την έξοδο της δέσμης και πριν την κάμερα διαδοχικά φίλτρα.

Στην επόμενη εικόνα φαίνεται η κατανομή ενέργειας στην έξοδο της οπτικής ίνας σε ευθεία αλλά και σε συνθήκες κάμψης:



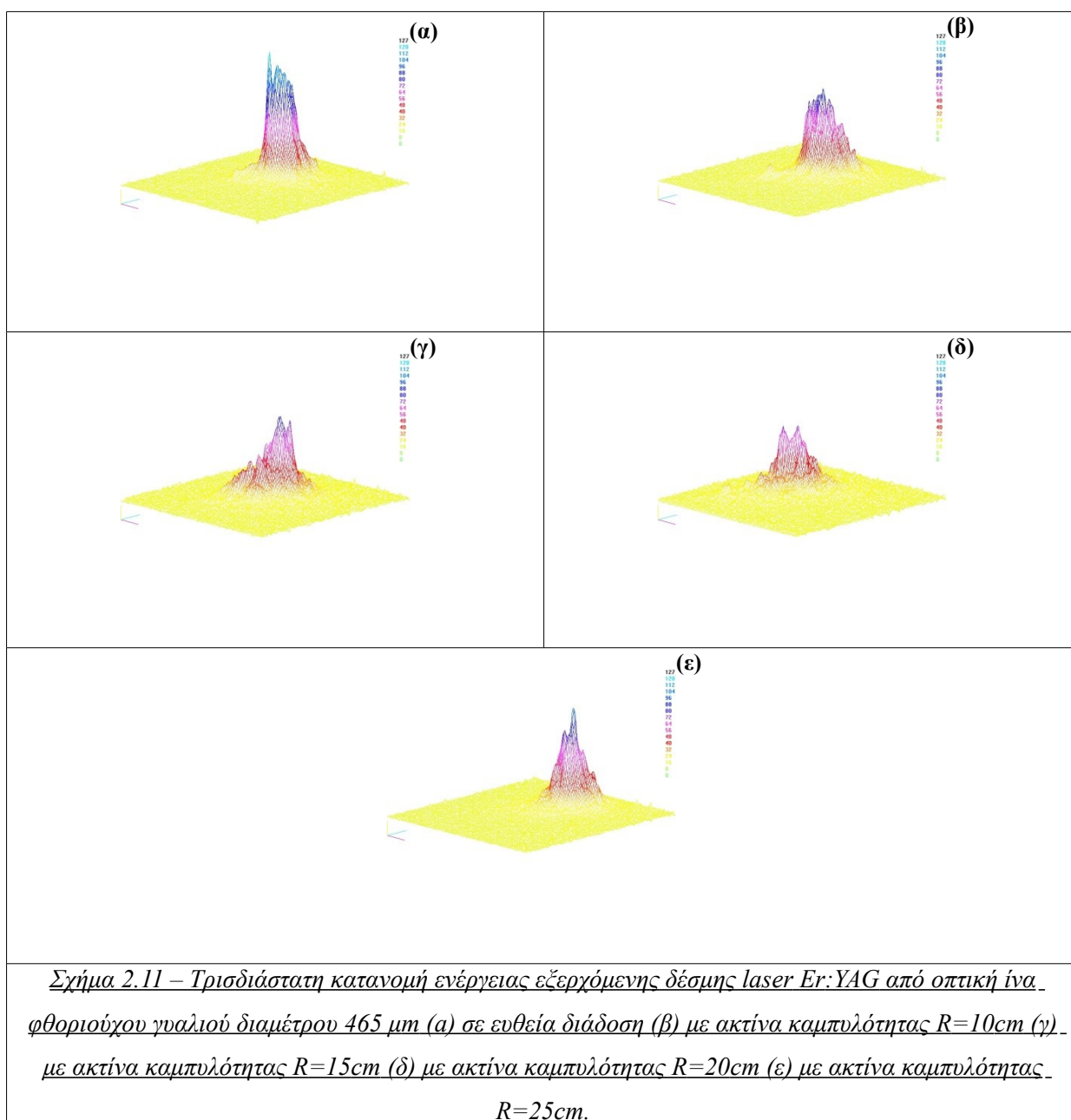
Σχήμα 2.10 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG από οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 448 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=10\text{cm}$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15\text{cm}$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20\text{cm}$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25\text{cm}$ (στ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30\text{cm}$.

Όπως αναμενόταν η κατανομή της ενέργειας δεν έχει χάσει απόλυτα την κεντρική της μορφή. Βέβαια η κατανομή πλέον δεν είναι απόλυτα γκαουσιανή αλλά αυτό μπορεί να

δικαιολογηθεί λόγω της κακής κατάστασης των άκρων της οπτικής ίνας. Επίσης καθώς η ίνα είναι πολυρυθμική είναι φυσιολογικό να εμφανίζονται και άλλοι ρυθμοί περιφερειακά του κεντρικού ρυθμού. Σε συνθήκες κάμψης, δεν φαίνεται να έχουμε κάποια ιδιαίτερη αλλοίωση της μορφής της κατανομής της δέσμης.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 465 μm .

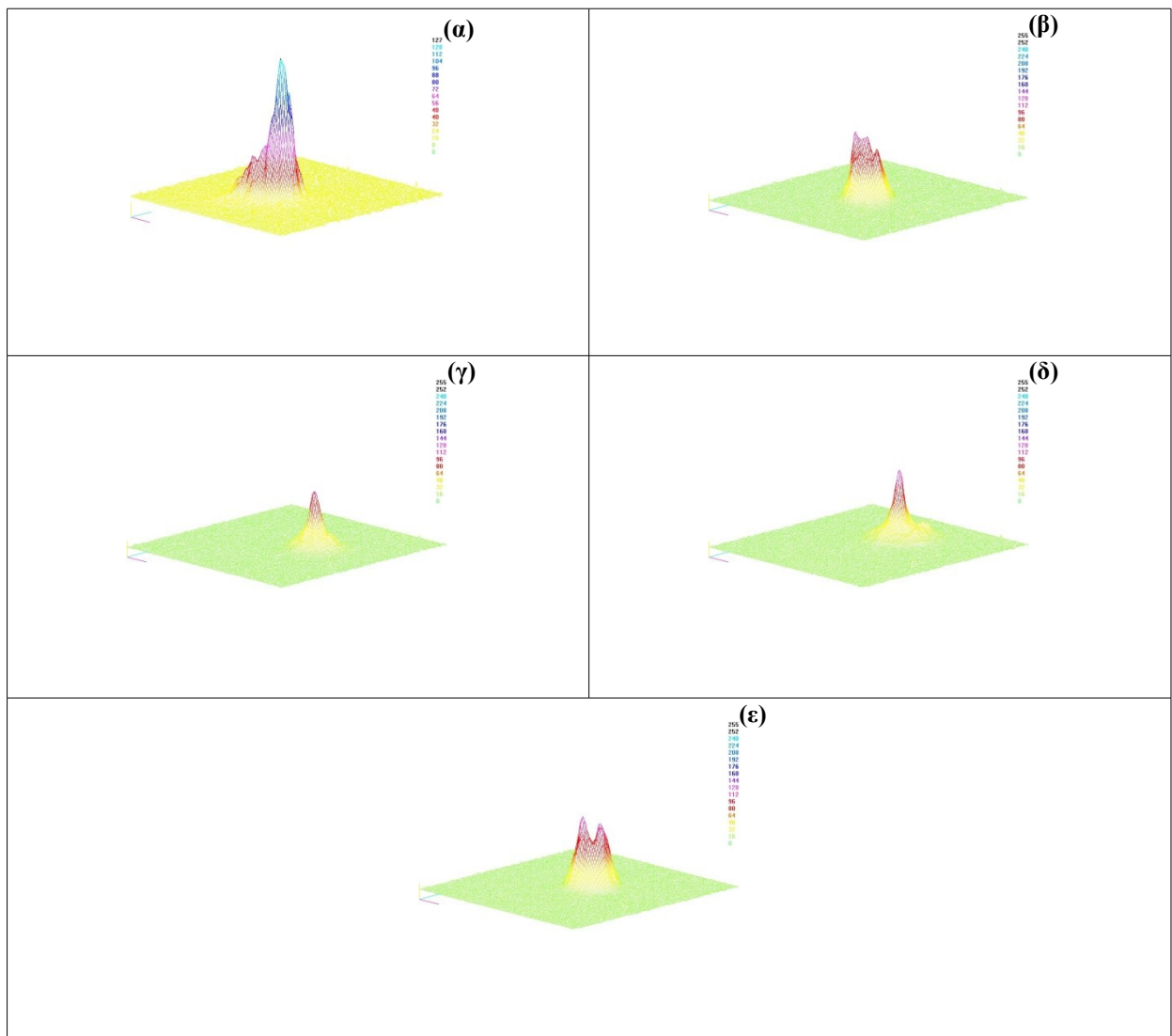
Τις ίδιες μετρήσεις εκτελέσαμε και με την οπτική ίνα διαμέτρου 465 μm . Παρακάτω φαίνονται τα αποτελέσματα:



Σε αυτήν την περίπτωση βλέπουμε μια αλλοιωμένη μορφή της κατανομής της ενέργειας η οποία παρότι διατηρεί τον κεντρικό της χαρακτήρα παρουσιάζει αρκετές αποκλίσεις και περιφεριακούς ρυθμούς.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 620 μm .

Παρακάτω φαίνονται τα αποτελέσματα για την οπτική ίνα με διάμετρο πυρήνα 620 μm :

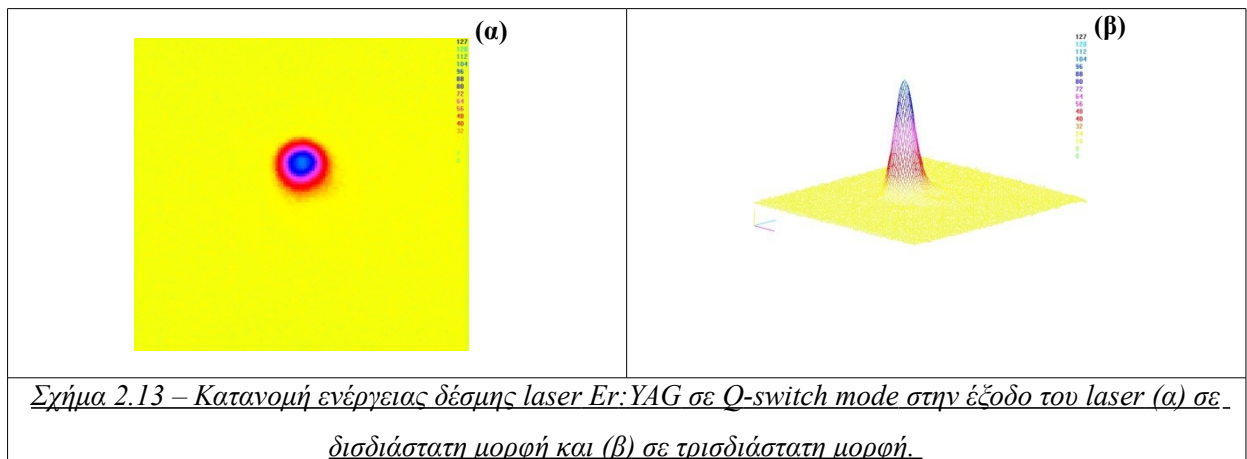


Σχήμα 2.12 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG από οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 620 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15\text{cm}$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20\text{cm}$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25\text{cm}$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30\text{cm}$.

Όπως βλέπουμε μετά την εφαρμογή τως συνθηκών κάμψης, η κατανομή της ενέργειας διατήρησε την κεντρική κατανομή της παρουσιάζοντας, όπως είναι λογικό χαμηλότερες ενέργειες κορυφής.

2.3.2 – Χωρική κατανομή δέσμης σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q.

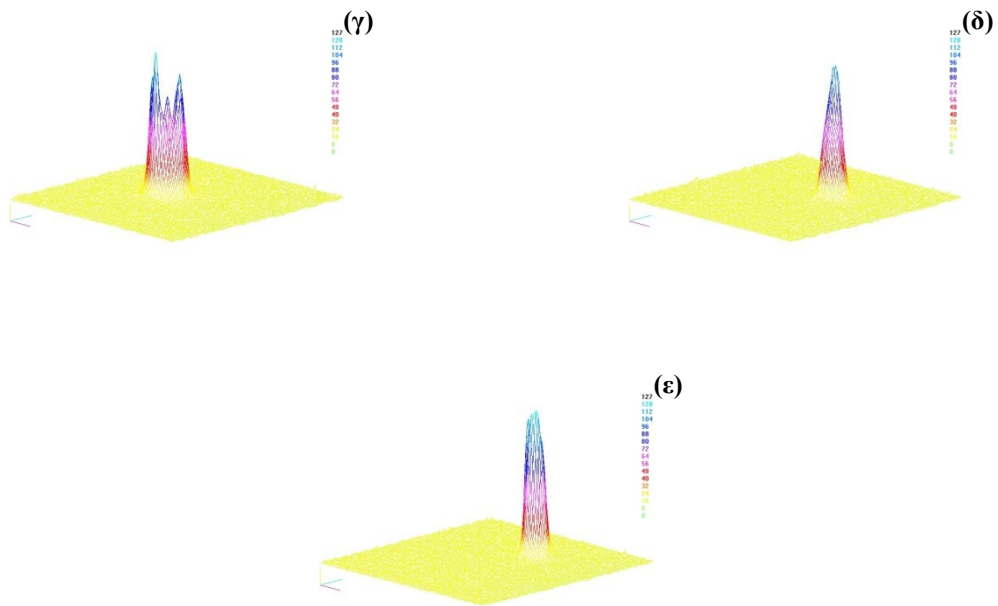
Τις ίδιες μετρήσεις πραγματοποιήσαμε και με το Er:YAG laser σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q. Αυτήν την φορά τα άκρα των οπτικών ινών που χρησιμοποιήσαμε ήταν σε καλή κατάσταση καθώς είχαν υποστεί, όπως έχουμε ήδη αναφέρει, ειδική επεξεργασία για την λείανσή τους. Παρακάτω φαίνεται η χωρική κατανομή της δέσμης στην έξοδο του laser.



-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 448 μm.

Αρχικά πήραμε τις εικόνες από την οπτική ίνα διαμέτρου 448 μm:



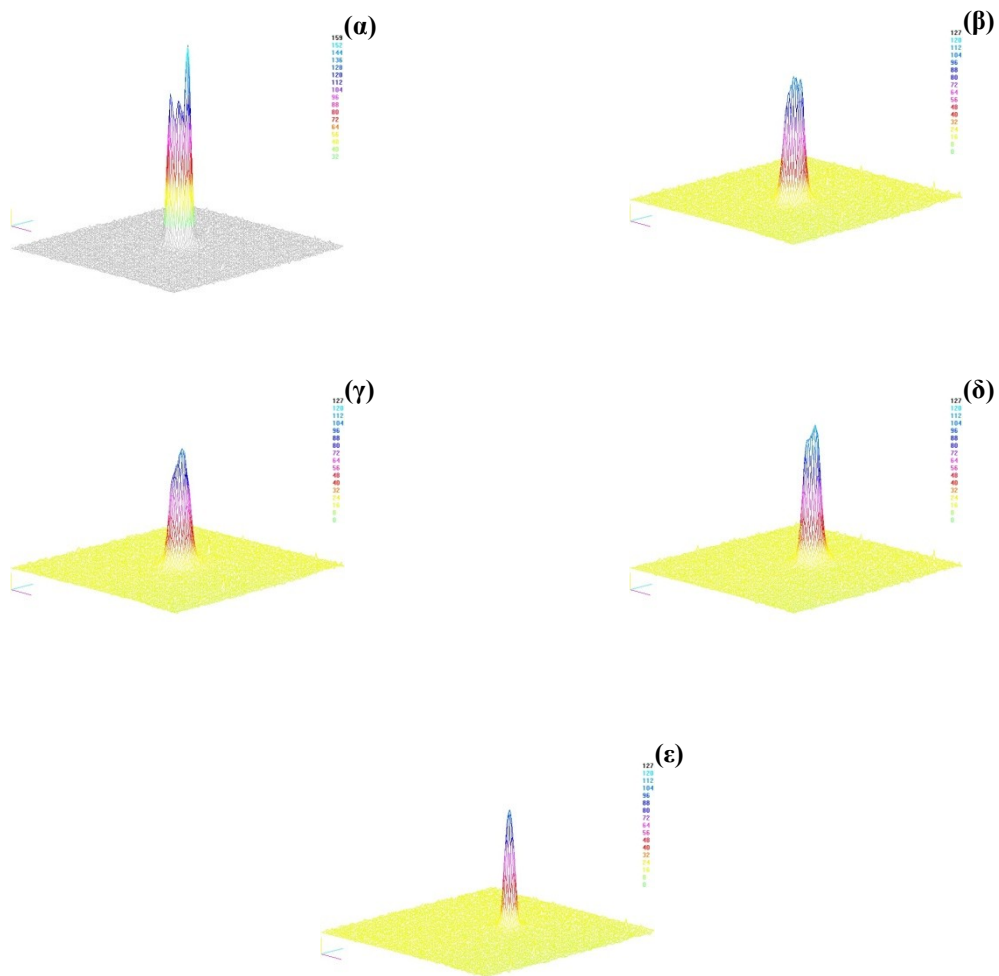


Σχήμα 2.14 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q από οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 448 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15\text{cm}$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20\text{cm}$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25\text{cm}$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30\text{cm}$.

Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι έχουμε μια πιο συγκεντρωμένη κατανομή της ενέργειας από ότι στην ελεύθερη λειτουργία. Η δέσμη περνώντας μέσα από την οπτική ίνα η οποία πλέον έχει καλά άκρα, διατηρεί τον γκαουσιανό της χαρακτήρα και οι απώλειες ενεργειών είναι μικρότερες σε συνθήκες μεγάλης κάμψης.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 465 μm .

Παρακάτω φαίνεται η χωρική κατανομή της ενέργειας στην οπτική ίνα διαμέτρου 465 μm :

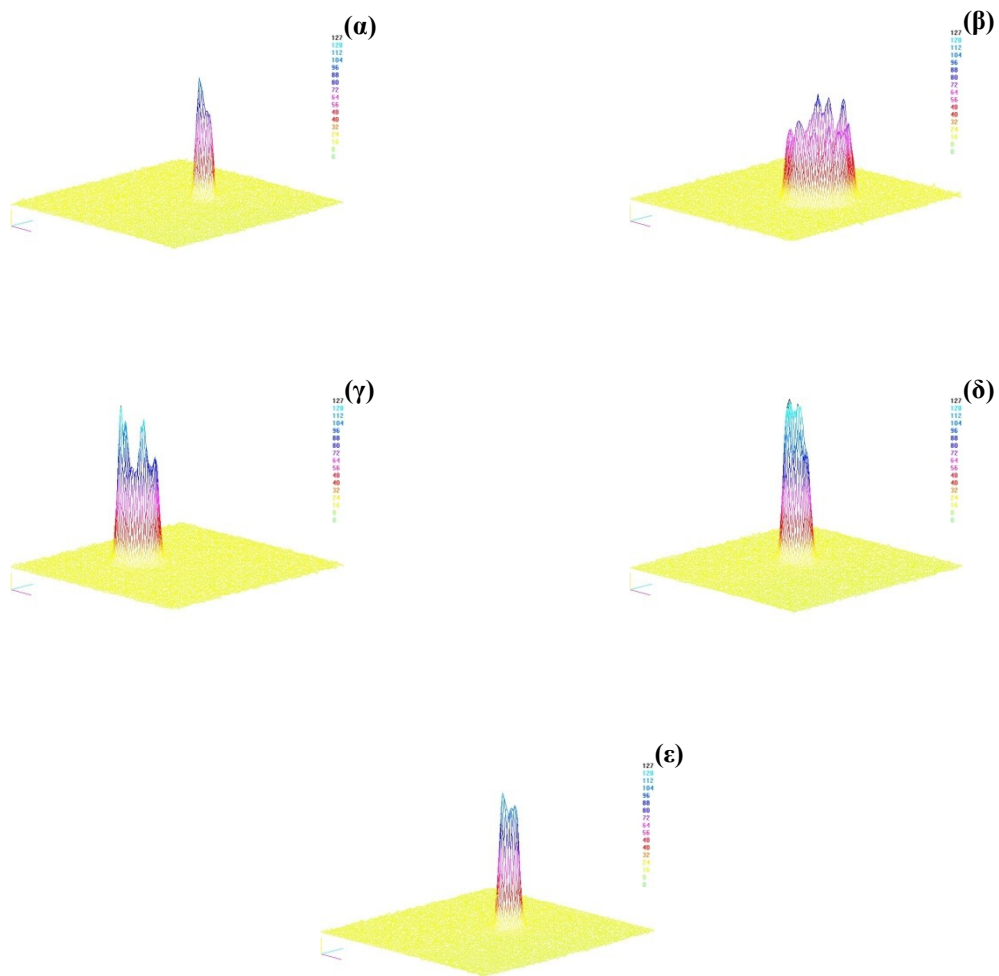


Σχήμα 2.15 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q από οπτική ίνα φοριούχου γυαλιού διαμέτρου 465 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15cm$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20cm$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25cm$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30cm$.

Όπως και προηγουμένως οι απώλειες στην οπτική ίνα είναι ελάχιστες και αυτό οφείλεται στην καλή κατάσταση στην οποία βρίσκονταν τα άκρα μετά την λείανσή τους.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 620 μm.

Τέλος, πήραμε εικόνες και από την κατανομή ενέργειας στην οπτική ίνα διαμέτρου 620 μm:



Σχήμα 2.16 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q από οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 620 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15\text{cm}$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20\text{cm}$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25\text{cm}$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30\text{cm}$.

Αυτό που έχουμε να παρατηρήσουμε σε κάθε περίπτωση είναι πως ορισμένες φορές η δέσμη παρότι δεν έχει μεγάλες απώλειες ενέργειας, παρουσιάζει μια διασπορά προς τα τοιχώματα της οπτικής ίνας και χάνει τον κεντρικό της χαρακτήρα. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε μικρές ατέλειες της ίνας όπως για παράδειγμα κάποια σπασμένα άκρα.

Συμπερασματικά, από την παραπάνω διαδικασία φαίνεται ότι η κατανομή της ενέργειας της δέσμης στην έξοδο της κάθε οπτικής ίνας, φθοριούχου γυαλιού, πλησιάζει την κατανομή της ενέργειας της δέσμης Er:YAG laser.

Ωστόσο, υπό συνθήκες κάμψης, αν και ο κεντρικός χαρακτήρας της κατανομής της ενέργειας εξόδου από τις οπτικές ίνες φαίνεται να διατηρείται, πολλές περιφερειακές κορυφές

εμφανίζονται. Αυτή η παρατήρηση, είναι εμφανής σχεδόν σε όλες τις μετρήσεις μας υπό συνθήκες κάμψης.

Το επόμενο λογικό βήμα ήταν ο προσδιορισμός της απόκλισης της εξερχόμενης δέσμης από τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού. Τα αποτελέσματα από ένα πλήθος μετρήσεων φαίνονται στους πίνακες 5 και 6.

Η απόκλιση φαίνεται να αυξάνεται καθώς η ακτίνα καμπυλότητα αυξάνεται. Υπό συνθήκες κάμψης, οι υψηλοί ρυθμοί εξασθενούν με αποτέλεσμα να μην συνεισφέρουν στην συνολική μεταφορά ενέργειας με αποτέλεσμα να γίνεται ισχυρή η εξάρτηση της απόκλισης από την καμπυλότητα.

Από τον Πίνακα 5 διαπιστώνουμε ότι οι τιμές απόκλισης για την ίνα διαμέτρου 465 μm είναι μικρότερες από τις αντίστοιχες τιμές για την ίνα διαμέτρου 448 μm αποτέλεσμα που πιθανόν να οφείλεται στις ατέλειες των άκρων της δεύτερη οπτικής ίνας. Στον Πίνακα 6 βλέπουμε την τιμή της απόκλισης για την λειτουργία μετατρεπόμενου Q.

ΠΙΝΑΚΑΣ 5

Απόκλιση της εξερχόμενης δέσμης της ακτινοβολίας Er:YAG laser σε ελεύθερη λειτουργία κατά την διέλευση της μέσα από τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.

Γωνία κάμψης	Καμπυλότητα 1/R (m^{-1})	Απόκλιση δέσμης laser Er:YAG σε ελεύθερη λειτουργία. (80 μs)		
		448 μm	465 μm	620 μm
0	0	26,5 \pm 0,05 mrad	12,5 \pm 0,03 mrad	51,3 \pm 0,05 mrad
	3,34	-		92,7 \pm 0,03 mrad
90°	4	51,3 \pm 0,08 mrad	-	89,6 \pm 0,08 mrad
	5	58,2 \pm 0,05 mrad	15,2 \pm 0,05 mrad	84,9 \pm 0,06 mrad
	6,7	61,9 \pm 0,09 mrad		78,2 \pm 0,08 mrad
	10	65,0 \pm 0,02 mrad	49,9 \pm 0,08 mrad 87,2 \pm 0,03 mrad 95,8 \pm 0,07 mrad	-

ΠΙΝΑΚΑΣ 6

Απόκλιση της εξερχόμενης δέσμης της ακτινοβολίας Er:YAG laser μετατρεπόμενου Q κατά την διέλευση της μέσα από τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.

Γωνία κάμψης	Καμπυλότητα 1/R (m ⁻¹)	Απόκλιση δέσμης laser Er:YAG σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q (190 ns), υπό κάμψη 90°		
		448 μm	465 μm	620 μm
0	0	24,98 ± 0,05	12,5 ± 0,03	25,3 ± 0,05 mrad
	3,34	mrad	mrad	32,7 ± 0,03 mrad
90°	4	37,46 ± 0,06	24,7 ± 0,04	49,6 ± 0,08 mrad
	5	mrad	mrad	54,9 ± 0,06 mrad
	6,7	44,67 ± 0,08 mrad	37,4 ± 0,05	118,2 ± 0,08 mrad
	10	64,90 ± 0,05	mrad	-
		mrad	48,2 ± 0,08 mrad	
		74,22 ± 0,09 mrad	mrad	
		mrad	59,9 ± 0,03 mrad	
		119,9 ± 0,02 mrad	mrad	
			-	

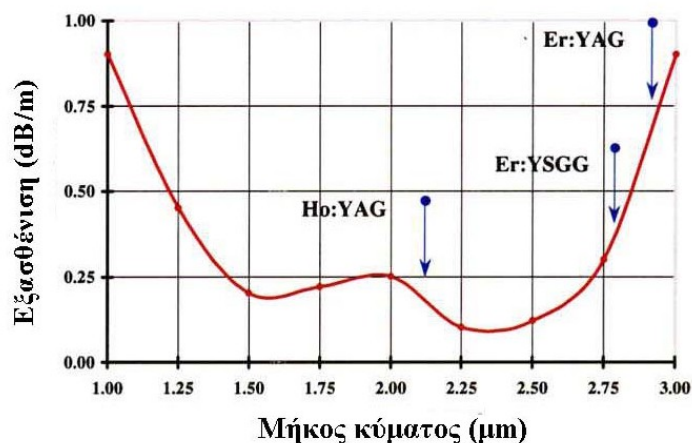
Ενδιαφέρον έχει επίσης να δούμε την κατάσταση των άκρων των οπτικών ινών μετά την χρησιμοποίησή ώστε να φανεί η ανθεκτικότητά τους.

(α)	(β)	(γ)
<u>Σχήμα 2.17 - Άκρα οπτικών ινών μετά την κυματοδότηση laser Er:YAG σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q για διάμετρο πυρήνα (α) 465 μm(β) 448 μm και (γ) 620 μm</u>		

Παρατηρούμε ότι οι οπτικές ίνες παρουσιάζουν πολύ καλή ανθεκτικότητα στις υψηλές ενέργειες στις οποίες εκτέθηκαν. Πιο συγκεκριμένα, αν υποθέσουμε ενέργειες της τάξεως των 7/8 mJ σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q, δηλαδή αντίστοιχα 37/44 kW ισχύος, και διάμετρο δέσμης 200 μm, η πυκνότητα ισχύος που εισέρχεται στην οπτική ίνα είναι της τάξεως των 118/141 MW/cm². Συνεπώς η ανθεκτικότητα των ινών κρίνεται ικανοποιητική σε αυτές τις πυκνότητες ισχύος.

Κεφάλαιο 3: Χαρακτηρισμός ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ ΟΞΕΙΔΙΟΥ ΤΟΥ ΓΕΡΜΑΝΙΟΥ.

Οι οπτικές ίνες με πυρήνα οξειδίου του γερμανίου είναι μια εναλλακτική λύση μετάδοσης υπέρυθρης ακτινοβολίας laser κοντά στα 3 μm έναντι των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού (Kobayashi et al., 1978). Το βασικό τους πλεονέκτημα είναι το κατά πολύ υψηλότερο κατώφλι καταστροφής αφού σε σχέση με το φθοριούχο γυαλί έχουν πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία υαλώδους μετάβασης (~680). Οι ίνες οξειδίου του γερμανίου περιέχουν οξείδια βαρέων μετάλλων, έτσι ώστε να μετατοπίζεται η απορρόφηση στο υπέρυθρο σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Σήμερα οι γυάλινες οπτικές ίνες που βασίζονται στο οξείδιο του γερμανίου κατασκευάζονται από GeO₂ (30-76%), RO (15-43%) και XO (3-20%), όπου το R αναπαριστά μια αλκαλική γαία (μέταλλο) και το X ένα στοιχείο της ομάδας IIIA του Περιοδικού Πίνακα. Επιπλέον, μικρές ποσότητες από βαρέα φθοριούχα μέταλλα μπορεί να προστεθούν στο μίγμα των οξειδίων. Στο σχήμα 3.1 (Πηγή: Infrared Fiber Systems Inc.) φαίνονται οι απώλειες μιας τυπικής οπτικής ίνας οξειδίου του γερμανίου.



Σχήμα 3.1 – Φάσμα απωλειών για οπτική ίνα οξειδίου του γερμανίου.

Βλέπουμε ότι σε σύγκριση με τις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού οι απώλειες είναι υψηλότερες, παρόλα αυτά λόγω του υψηλότερου συντελεστή καταστροφής, οι οπτικές ίνες

οξειδίου του γερμανίου έχουν μεταδώσει πάνω από 20 W -2 J στα 10 Hz ισχύος δέσμης laser Er:YAG.

Οι οπτικές ίνες που χρησιμοποιήσαμε στο εργαστήριο ήταν οπτικές ίνες της εταιρίας Infrared Fiber Systems Inc. και τα τεχνικά τους χαρακτηριστικά παρουσιάζονται στον Πίνακα 7. Όπως και στις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού έτσι και στην περίπτωση των ινών οξειδίου του γερμανίου, χρησιμοποιήσαμε τρεις οπτικές ίνες διαφορετικής διαμέτρου πυρήνα στα 300 τα 340 και 350 μm .

ΠΙΝΑΚΑΣ 7

Τεχνικά χαρακτηριστικά οπτικών ινών οξειδίου του γερμανίου της εταιρείας Infrared Fiber Systems Inc.

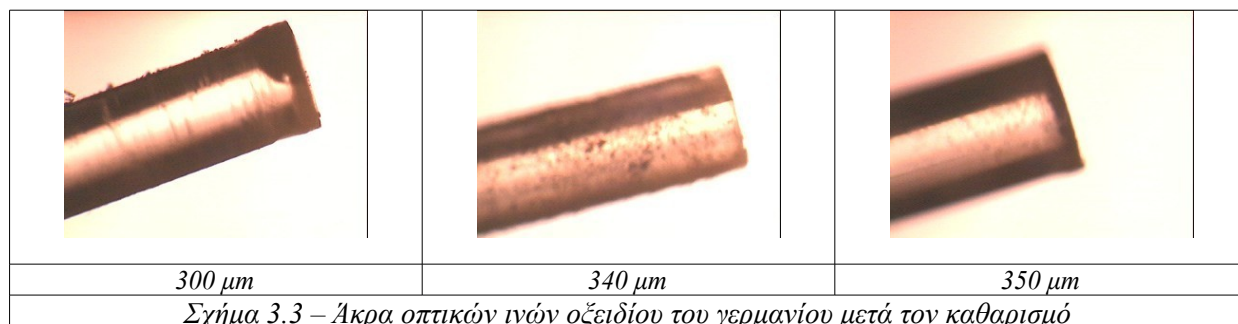
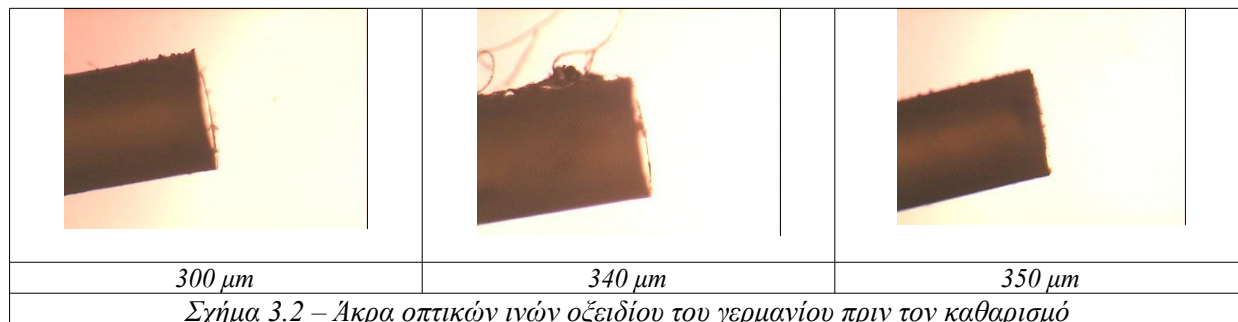
Διάμετρος πυρήνα (μm):	300,340,350
Διάμετρος εξωτερικού περιβλήματος (μm):	507,525,711
Μήκος (m):	0,6-1,4
Εξασθένηση στα 2,94 μm (από τον κατασκευαστή):	0,6-0,75
Αριθμητικό άνοιγμα (NA):	0,08
Δείκτης διάθλασης περιβλήματος:	1,85
Δείκτης διάθλασης πυρήνα:	1,88
Μέγιστη ισχύς εισόδου στα 10 Hz:	20,0 W

3.1 - Απώλειες οπτικής ίνας οξειδίου του γερμανίου συναρτήσει της ενέργειας εισόδου.

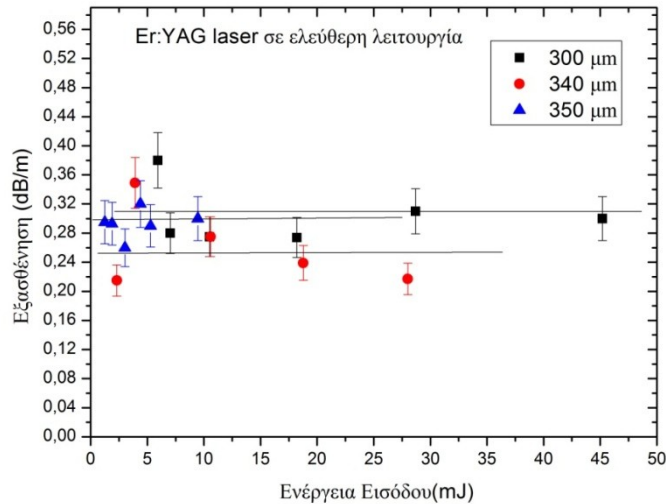
3.1.1 – Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία σε ευθεία.

Στο εργαστήριο, πήραμε μετρήσεις της εξασθένησης της ενέργειας κατά την διέλευση ακτινοβολίας laser Er:YAG μέσα από τις τρεις διαφορετικές οπτικές ίνες (διαμέτρου πυρήνα 300, 340 και 350 μm). Και σε αυτήν την περίπτωση τα άκρα των ινών δεν ήταν γυαλισμένα οπότε χρειάστηκε να τα γυαλίσουμε για να πετύχουμε καλύτερα ποιοτικά αποτελέσματα. Η κατάσταση των άκρων των οπτικών ινών πριν τον καθαρισμό σε σύγκριση με την κατάστασή τους μετά φαίνεται στα Σχήματα 3.2 και 3.3. Να σημειωθεί ότι, ουσιαστικές διαφορές στα αποτελέσματα των δυο διαφορετικών παλμών στην ελεύθερη λειτουργία καθώς και στην

λειτουργία μετατρεπόμενου Q για το Er:YAG laser δεν υπήρχαν. Παρότι στην λειτουργία μετατρεπόμενου Q οι τιμές ήταν λίγο καλύτερες, αυτές βρίσκονται στα όρια του σφάλματος οπότε δεν μπορούμε να βγάλουμε κάποιο καινούργιο συμπέρασμα για τις διάρκειες των παλμών και την εξασθένιση. Συνεπώς έγιναν μετρήσεις μόνο στην ελεύθερη λειτουργία.



Η διάταξη που χρησιμοποιήσαμε ήταν ακριβώς η ίδια που περιγράψαμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο. Η ενέργεια εισόδου του laser κυμάνθηκε από 0,3 έως 47 mJ για την ίνα διαμέτρου 300 μm, από 0,5 έως 28 mJ για την ίνα διαμέτρου 340 μm και 0,2 έως 10 mJ για την ίνα διαμέτρου 350 μm. Καταγράψαμε αρχικά τις απώλειες συναρτήσει της ενέργειας εισόδου και τα αποτελέσματά μας φαίνονται στο σχήμα 3.4.



Σχήμα 3.4 – Απώλειες συναρτήσει της ενέργειας εισόδου σε ελεύθερη λειτουργία.

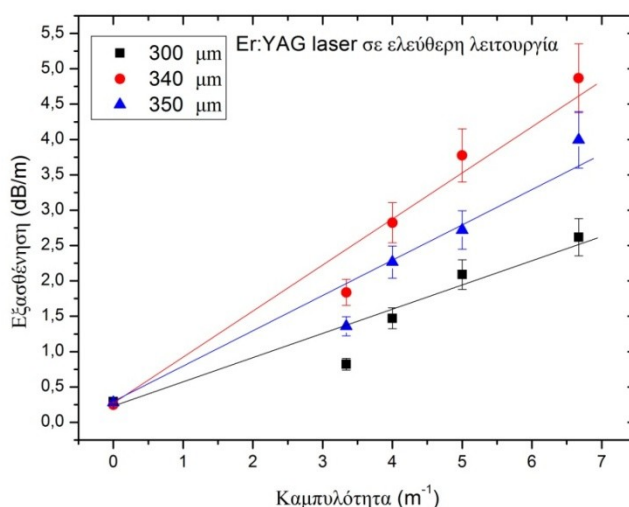
Η εξασθένηση φαίνεται να περιορίζεται ανάμεσα στα 0,20 με 0,35 dB/m με ορισμένες αποκλίσεις μέσα στα όρια του σφάλματος που ήταν περίπου 0,05 dB/m. Το γεγονός ότι οι πυρήνες που μετρήθηκαν ήταν μόνο τρεις καθώς και το ότι είχαν μικρή διαφορά στην διάμετρό τους, δεν μας επιτρέπει να βγάλουμε κάποιο ασφαλές συμπέρασμα για την εξάρτηση της εξασθένησης από την διάμετρο του πυρήνα. Οι ενέργειες εισόδου που καταγράψαμε έφτασαν τα 50 mJ για την ίνα διαμέτρου 300 μm, ενώ για τις ίνες διαμέτρου 340 και 350 μm οι ενέργειες εισόδου έφτασαν τα 28 και 10 mJ αντίστοιχα. Όπως περιμέναμε οι απώλειες είναι υψηλότερες από τις απώλειες των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού κατά 0,10 με 0,15 dB/m. Παρόλα αυτά λόγω του πλεονεκτήματος της δυνατότητας μεταφοράς υψηλότερης ενέργειας, αυτό το μειονέκτημα δεν είναι και τόσο σοβαρό για τις περισσότερες εφαρμογές.

3.2 Απώλειες οπτικής ίνας οξειδίου του γερμανίου λόγω κάμψης.

3.2.1 – Απώλειες σε ελεύθερη λειτουργία υπό κάμψη.

Οι απώλειες των οπτικών ινών που μελετήσαμε μετρήθηκαν και συναρτήσει της καμπυλότητας $1/R$. Οι τιμές της καμπυλότητας έφτασαν μέχρι τα 7 . Περαιτέρω κάμψη θα μπορούσε να προκαλέσει καταστροφή των ινών και δεν δοκιμάστηκε. Περιμένουμε να έχουμε αύξηση των απωλειών όσο αυξάνεται η καμπυλότητα και κάτι τέτοιο

επιβεβαιώνεται από τις μετρήσεις μας (Σχήμα 3.5). Οι μετρήσεις που πήραμε έγιναν υπό κάμψη με διάρκεια παλμού στα 80 μs .



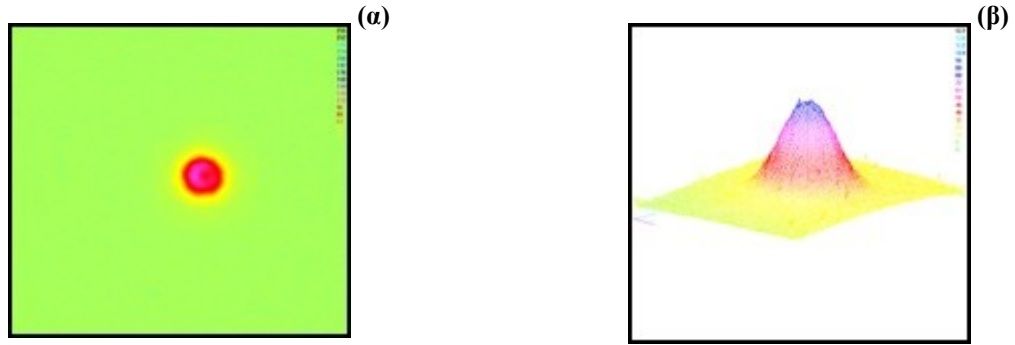
Σχήμα 3.5 - Απώλειες συναρτήσει της καμπυλότητας σε ελεύθερη λειτουργία

Όπως βλέπουμε οι απώλειες φτάνουν μέχρι και τα 4-5 dB/m για τις οπτικές ίνες διαμέτρου πυρήνα 340 και 350 μm , ενώ στην περίπτωση της ίνας διαμέτρου 300 μm περιορίζεται στα 2,5 dB/m για μέγιστη καμπυλότητα. Κάτι τέτοιο φυσικά είναι αναμενόμενο καθώς και το γεγονός ότι όσο αυξάνει η διάμετρος του πυρήνα, και όσο αυξάνεται η ακτίνα καμπυλότητας, τόσες περισσότερες απώλειες έχουμε σε συνθήκες κάμψης λόγω μεγαλύτερης διασποράς.

3.3 Χωρική κατανομή της δέσμης σε οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου.

3.3.1 – Χωρική κατανομή δέσμης σε ελεύθερη λειτουργία.

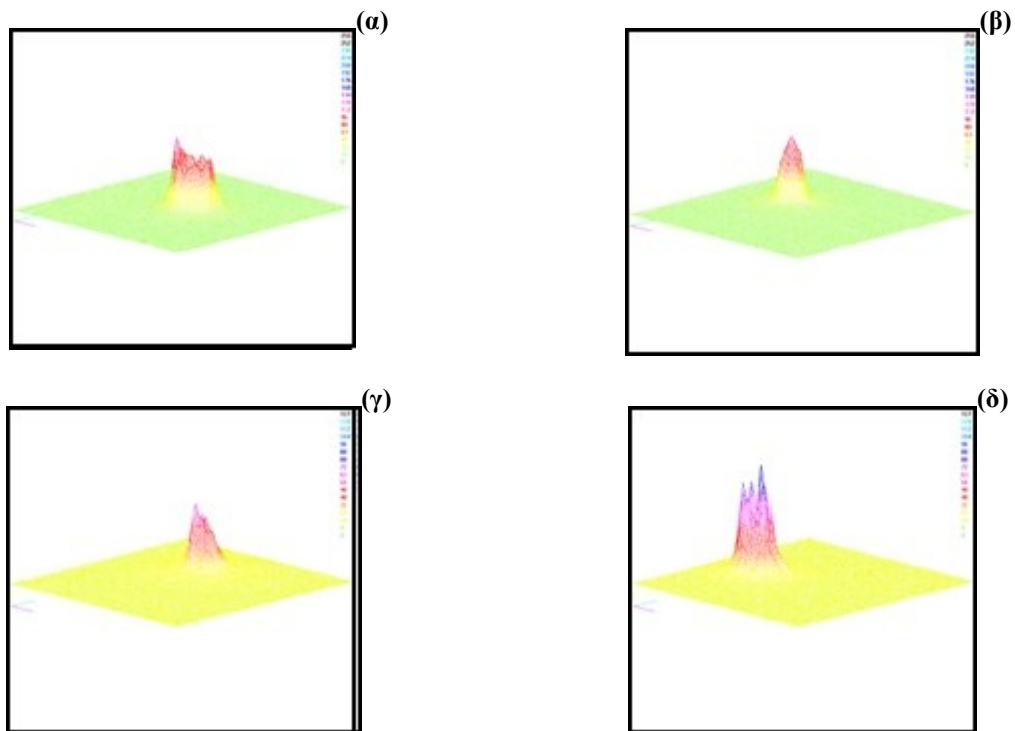
Πριν τις μετρήσεις ενέργειας σε κάθε οπτική ίνα, πήραμε την εικόνα της χωρικής κατανομής της δέσμης πριν την είσοδο και μετά την έξοδο από την οπτική ίνα όπως και στην περίπτωση των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού. Έγινε και πάλι προσπάθεια να πετύχουμε μια όσο το δυνατόν γκαουσιανή δέσμη στην είσοδο της οπτικής ίνας (σχήμα 3.6). Σε πολύ καλή προσέγγιση μπορούμε να πούμε πως πετύχαμε σχεδόν μονορυθμική χωρική κατανομή στην είσοδο της ίνας.

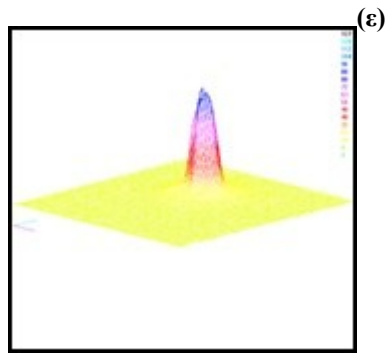


Σχήμα 3.6 – Κατανομή ενέργειας δέσμης laser Er:YAG στην έξοδο του laser (α) σε δισδιάστατη μορφή και (β) σε τρισδιάστατη μορφή.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 300 μm.

Στην επόμενη εικόνα φαίνεται η κατανομή ενέργειας στην έξοδο της οπτικής ίνας σε ευθεία αλλά και σε συνθήκες κάμψης (Σχήμα 3.7). Παρατηρούμε πως η δέσμη διατηρεί τον κεντρικό της χαρακτήρα παρουσιάζοντας ορισμένες παράπλευρες κορυφές λόγω γειτονικών ρυθμών. Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται η καμπυλότητα δεν επηρεάζεται η κατανομή της ενέργειας σε μεγάλο βαθμό. Σε κάποιες περιπτώσεις μάλιστα καταφέραμε να πετύχουμε καλύτερη κατανομή σε μεγαλύτερες ακτίνες καμπυλότητας.

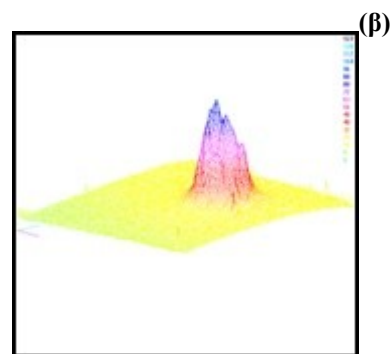
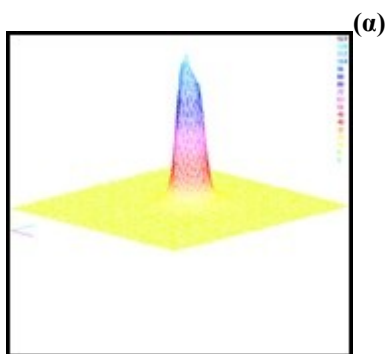


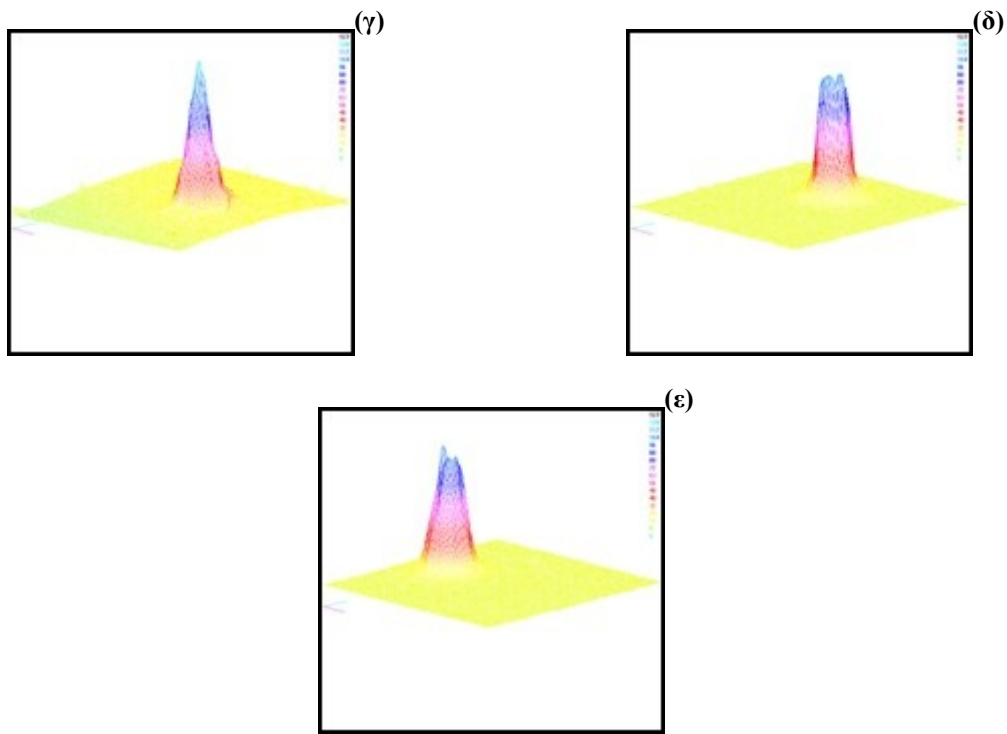


Σχήμα 3.7 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG από οπτική ίνα οξειδίου του γερμανίου διαμέτρου 300 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15\text{m}$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20\text{m}$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25\text{m}$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30\text{m}$.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 340 μm .

Η χωρική κατανομή της ενέργειας στην οπτική ίνα διαμέτρου 340 μm φαίνεται στο σχήμα 3.8 και μπορούμε να πούμε πως τα αποτελέσματα είναι αρκετά πιο ικανοποιητικά από ότι στην περίπτωση της ίνας διαμέτρου 300 μm . Σε ευθεία διάδοση καταφέραμε να διατηρήσουμε τον κεντρικό χαρακτήρα της δέσμης και να μην έχουμε διασπορά της ενέργειας σε γειτονικούς ρυθμούς. Όσο αυξάνεται η κάμψη ο κεντρικός αυτός χαρακτήρας δεν αλλοιώνεται παρά μόνο παρουσιάζει κάποιες γειτονικές κορυφές στις οποίες μεταφέρεται ενέργεια από τον κεντρικό ρυθμό υψηλής ενέργειας.

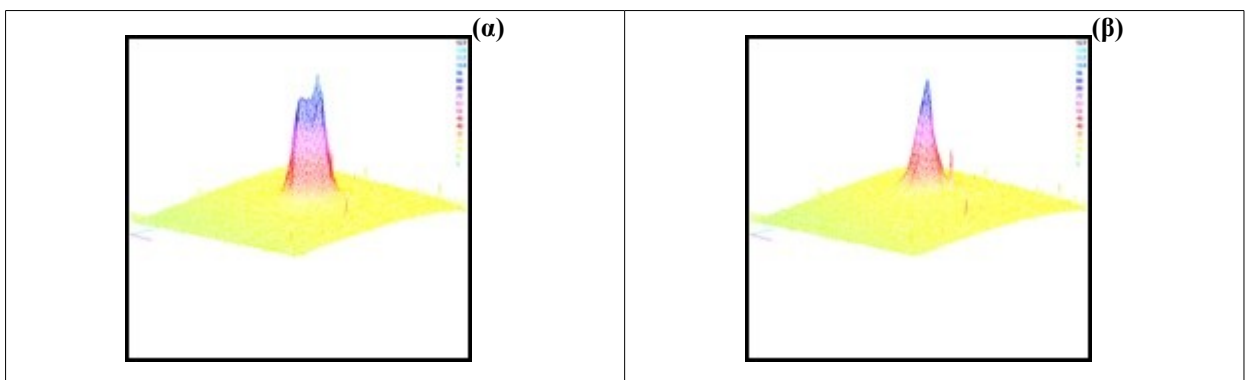


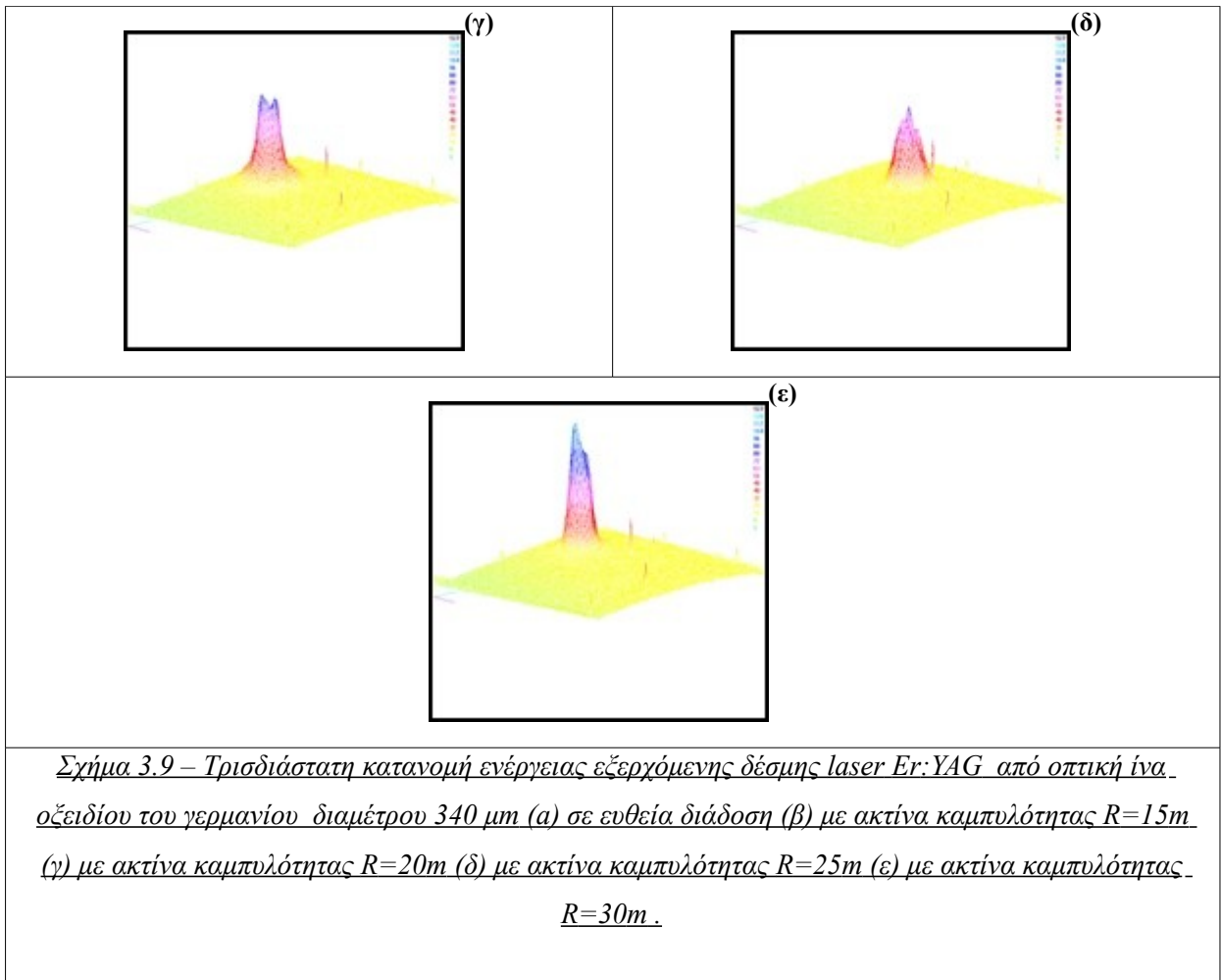


Σχήμα 3.8 – Τρισδιάστατη κατανομή ενέργειας εξερχόμενης δέσμης laser Er:YAG από οπτική ίνα οξειδίου του γερμανίου διαμέτρου 340 μm (α) σε ευθεία διάδοση (β) με ακτίνα καμπυλότητας $R=15\text{m}$ (γ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=20\text{m}$ (δ) με ακτίνα καμπυλότητας $R=25\text{m}$ (ε) με ακτίνα καμπυλότητας $R=30\text{m}$.

-Οπτική ίνα διαμέτρου πυρήνα 350 μm .

Η τελευταία οπτική ίνα την οποία δοκιμάσαμε ήταν η οπτική ίνα διαμέτρου 350 μm και η κατανομή παρουσιάζεται στο σχήμα 3.9. Δεν έχουμε να προσθέσουμε κάτι παραπάνω σε σχέση με τα όσα αναφέραμε και για τις προηγούμενες ίνες που εξετάσαμε. Και πάλι έχουμε έναν κεντρικό χαρακτήρα ο οποίος δεν αλλοιώνεται ακόμα και σε υψηλές συνθήκες κάμψης. Τα αποτελέσματά μας σε γενικό βαθμό κρίνονται αρκετά ικανοποιητικά.





Για να έχουμε μια πιο πλήρη εικόνα της χωρικής κατανομής της δέσμης laser κατά την διέλευσή της μέσα από τις παραπάνω οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου χρειάστηκε να μελετήσουμε την απόκλιση της δέσμης σε κάθε περίπτωση. Τα αποτελέσματα καταγράφονται συνοπτικά στον Πίνακα 8. Η απόκλιση παρουσιάζεται σε mrad συναρτήσει της καμπυλότητας για κάθε μια από τις ίνες που επεξεργαστήκαμε. Παρατηρούμε πως ακόμα και για μηδενική καμπυλότητα έχουμε μια απόκλιση της τάξεως των 12 – 14 mrad και για τις τρεις ίνες. Κατά τα άλλα παρατηρούμε μια αυξητική τάση της απόκλισης όσο αυξάνεται και η καμπυλότητα και στους τρεις διαφορετικούς πυρήνες. Επιπροσθέτως παρατηρούμε μια αύξηση από τα 74,5 mrad της οπτικής ίνας διαμέτρου πυρήνα 300 μm στα 105,8 και στα 95,3 mrad στις ίνες διαμέτρου 340 και 350 μm αντίστοιχα.

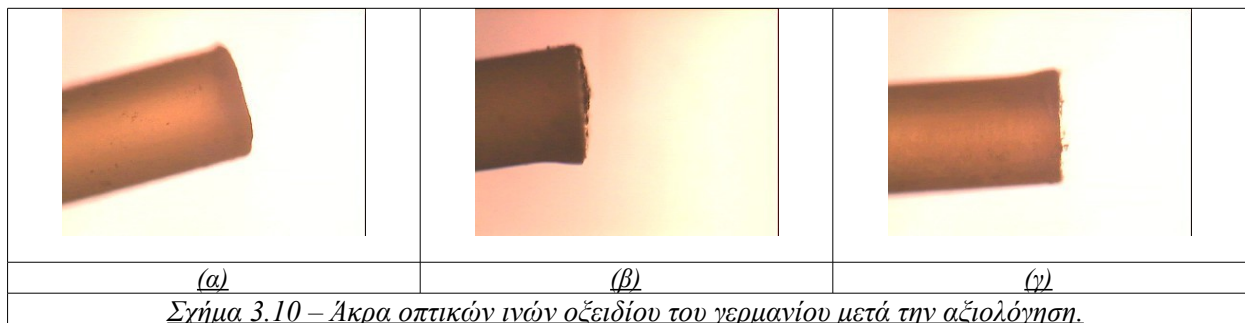
ΠΙΝΑΚΑΣ 8

Απόκλιση της εξερχόμενης δέσμης της ακτινοβολίας Er:YAG laser σε ελεύθερη λειτουργία κατά την διέλευση της μέσα από τις οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου.

Γωνία κάμψης	Καμπυλότητα 1/R (m ⁻¹)	Απόκλιση δέσμης laser Er:YAG σε ελεύθερη λειτουργία, υπό κάμψη 90°		
		300 μm	340 μm	350 μm

0	0	14,3 ± 0,05	12,4 ± 0,03	13,4 ± 0,05
	3,34	mrad	mrad	mrad
90°	4	34,3 ± 0,08	24,5 ± 0,05	35,8 ± 0,03
	5	mrad	mrad	mrad
	6,7	40,8 ± 0,05	55,8 ± 0,08	43,2 ± 0,08
		mrad	mrad	mrad
		55,8 ± 0,09	84,7 ± 0,03	87,0 ± 0,06
		mrad	mrad	mrad
		74,5 ± 0,02	105,8	95,3 ± 0,08
		mrad	±0,07mrad	mrad

Έχει τέλος ενδιαφέρον να δούμε την κατάσταση των άκρων των οπτικών ινών που εξετάσαμε μετά το πείραμα και να τα συγκρίνουμε με την κατάσταση πριν το πείραμα. Παρατηρούμε ότι όπως και στην περίπτωση των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού, δεν έχουν επηρεαστεί ιδιαίτερα τα άκρα από την έκθεσή τους στην ακτινοβολία του laser. Για να γίνουμε πιο συγκεκριμένοι, οι ενέργειες της τάξεως ενέργεια των 46/47 mJ αντιστοιχούν σε ισχύ 0,57/0,59 kW και -υποθέτοντας πάλι διάμετρο δέσμης 200 μm, η πυκνότητα ισχύος που εισέρχεται στην οπτική ίνα είναι της τάξεως 1,8/2,0 MW/cm². Να σημειώσουμε επίσης πως εξετάσαμε τα όρια αντοχής των τριών οπτικών ινών και ανταποκρίθηκαν πολύ καλά σε παλμούς μικρής διάρκειας. Για παράδειγμα για την ίνα διαμέτρου 350 μm και πυκνότητα ισχύος περίπου ίση με 500 MW/cm², τα άκρα της παρέμεναν ανεπηρέαστα.



Κεφάλαιο 4: Χρήση και αξιολόγηση καλυπτριδών χαλαζία σε οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού.

Όπως συζητήσαμε αναλυτικά στο Κεφάλαιο 1, οι ιατρικές χρήσεις του laser Er:YAG περιορίζονται προς το παρόν στην αποδόμηση μαλακών αλλά και σκληρών ιστών η πλειονότητα των οποίων είναι επιφανειακοί όπως το δέρμα και οι οδοντικοί ιστοί. Επίσης η ακτινοβολία των 2,94 μm έχει χρησιμοποιηθεί σε ορισμένες οφθαλμολογικές και ωτορινολαρυγγολογικές εφαρμογές με κοινό χαρακτηριστικό όλων των παραπάνω το ότι η δέσμη μεταφέρεται απευθείας στην περιοχή εφαρμογής. Οι ενδοσκοπικές εφαρμογές του laser Er:YAG προς το παρόν δεν είναι τόσο ευρεία διαδεδομένες λόγω των περιορισμένων δυνατοτήτων μεταφοράς της δέσμης. Η πιο διαδεδομένη μέχρι στιγμής ενδοσκοπική εφαρμογή του παραπάνω laser είναι η λιθοτριψία η οποία όμως απαιτεί ενέργειες της τάξεως των 200 – 300 mJ/ παλμό [8], [9]. Για την μεταφορά τέτοιων ενεργειών καταλήγουμε σε συστήματα μεταφοράς που περιλαμβάνουν οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου, οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού, και πιο πρόσφατα κοίλους κυματοδηγούς είτε πυριτίου είτε μεταλλικούς.

Συνοπτικά τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα των παραπάνω συστημάτων μεταφοράς είναι τα παρακάτω: Οι οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου είναι μεν πολύ ευλύγιστες αλλά δεν είναι βιοσυμβατές και είναι σχετικά ακριβές για συσκευές μιας χρήσης

όπως για παράδειγμα αυτή της λιθοτριψίας. Οι κοίλοι κυματοδηγοί πυριτίου είναι επίσης ευλύγιστοι αλλά είναι ευαίσθητοι στις υψηλές ενέργειες που απαιτούνται στις ενδοσκοπικές εφαρμογές. Οι οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε ένα μεγάλο φάσμα από το υπεριώδες μέχρι και το μέσο υπέρυθρο χωρίς να παρουσιάζουν κορυφές απορρόφησης και με χαμηλές απώλειες. Η καλύτερη λύση φαίνεται να είναι οι μεταλλικοί κοίλοι κυματοδηγοί καθώς προσφέρουν υψηλή αντοχή, είναι βιοσυμβατοί και δεν είναι και ιδιαίτερα ακριβοί. Ιδανικά αυτό που θα θέλαμε να προσφέρει το σύστημα μεταφοράς της δέσμης είναι δυνατότητα μεταφοράς υψηλών ενεργειών, χημική αλλά και μηχανική ανθεκτικότητα, ευλυγισία και βιοσυμβατότητα.

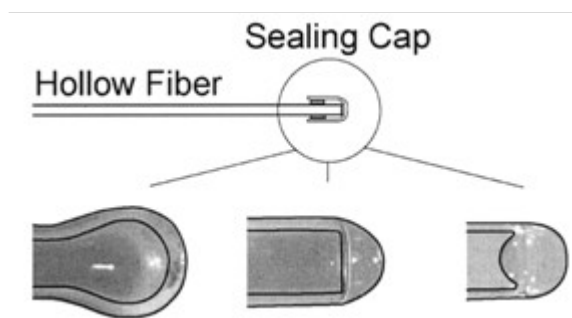
Σε κάθε περίπτωση όμως, για την βελτίωση της ποιότητας της δέσμης εξόδου αλλά και για την αντιμετώπιση διαφόρων προβλημάτων που παρουσιάζονται κατά τις ιατρικές εφαρμογές [8-13], προτείνεται η εφαρμογή ειδικών άκρων στην έξοδο της οπτικής ίνας ή του κοίλου κυματοδηγού. Τα άκρα αυτά ονομάζονται καλυπτρίδες (sealing caps) και μπορούν να έχουν διάφορες μορφές ανάλογα με την εφαρμογή. Αποτελούνται δε, από διάφορα υλικά όπως γυαλί, πυρίτιο, ζέφυρο ή και χαλαζία. Παρακάτω θα δούμε αναλυτικά τους λόγους που μας ωθούν στην χρησιμοποίηση αυτών των άκρων στην περίπτωση των οπτικών ινών αλλά και στην περίπτωση των κοίλων κυματοδηγών.

4.1 – Είδη καλυπτριδών.

Στην περίπτωση των οπτικών ινών οξειδίου του γερμανίου το πρόβλημα που παρουσιάζεται όσον αφορά τις ενδοσκοπικές εφαρμογές, είναι η σχετικά χαμηλή θερμοκρασία τήξεως (~680 °C). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το άκρο της οπτικής ίνας να καταστρέφεται όταν έρχεται σε επαφή με τον ιστό σε εφαρμογές αποδόμησης λόγω των υψηλών θερμοκρασιών που αναπτύσσονται. Συνεπώς οι ενδοσκοπικές εφαρμογές των οπτικών ινών οξειδίου του γερμανίου περιορίζονται σημαντικά. Η λύση που προτείνεται είναι η τοποθέτηση ειδικών άκρων (καλυπτρίδες) στην οπτική ίνα που θα επιτρέπουν εφαρμογές αποδόμησης χωρίς την καταστροφή της ίνας. Τα υλικά τα οποία συνήθως χρησιμοποιούνται είναι άκρα πυριτίου χαμηλού OH ή άκρα από ζέφυρο. Μελέτες έχουν δείξει πως τα άκρα ζέφυρου επιδεικνύουν υψηλότερο συντελεστή καταστροφής και ικανότητα μετάδοσης υψηλότερων ενεργειών σε σχέση με τα άκρα πυριτίου [13]. Με την χρήση των ειδικών αυτών άκρων καταφέρνουμε να αυξήσουμε τον συντελεστή καταστροφής της ίνας και συνεπώς να αυξήσουμε τον χρόνο ζωής της.

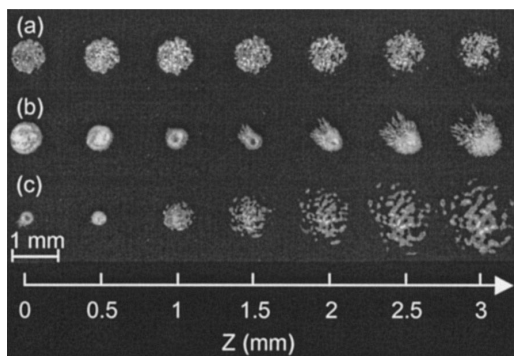
Στην περίπτωση των κοίλων κυματοδηγών η χρήση ειδικών άκρων είναι επιβεβλημένη για τις περισσότερες ενδοσκοπικές ιατρικές εφαρμογές. Αυτό οφείλεται σε διάφορους λόγους. Καταρχήν όλες οι μελέτες που γίνονται για την αξιολόγηση laser και οπτικών ινών που πρόκειται να χρησιμοποιηθούν σε ιατρικές εφαρμογές γίνονται μέσα σε υγρό περιβάλλον. Αυτό έχει ως συνέπεια να εισέρχεται νερό στον πυρήνα του κυματοδηγού και να εμποδίζει την ομαλή λειτουργία του. Το ίδιο πρόβλημα παρατηρείται και κατά την λειτουργία ενός κυματοδηγού μέσα σε έναν μαλακό ανθρώπινο ιστό. Επίσης, ιδιαίτερα κατά τις εφαρμογές αποδόμησης παρατηρείται έντονα το φαινόμενο, κομμάτια του αποδομημένου ιστού να προσκολλώνται στην εσωτερική επιφάνεια του κυματοδηγού. Κάτι τέτοιο εκτός από τις καταστροφικές συνέπειες για την ίδια την οπτική ίνα ή τον κυματοδηγό έχει συνέπειες και ως προς την χωρική κατανομή της μεταφερόμενης δέσμης. Γίνεται λοιπόν εύκολα αντιληπτό πως η ανάπτυξη μεθόδων για το «σφράγισμα» του άκρου του κυματοδηγού είναι ιδιαίτερα σημαντική. Εκτός από την χρήση ειδικών άκρων έχει προταθεί και η χρήση σφραγίσματος από ένα στρώμα πολυμερούς [11].

Όσον αφορά το σχήμα και τις ιδιότητες των άκρων που χρησιμοποιούνται συνήθως, τα βασικά σχήματα είναι τρία και φαίνονται στο σχήμα 4.1.

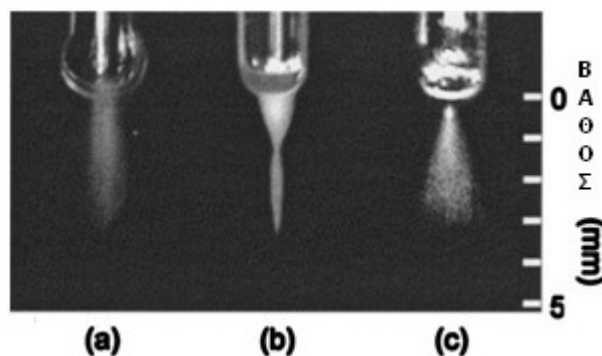


(α)Τρούλος (β)Επίπεδο-κυρτός (γ)Σφαιρικός
Σχήμα 4.1 – Τα 3 διαφορετικά είδη καλυπτριδών που χρησιμοποιούνται στην έξοδο οπτικών ινών και κοίλων κυματοδηγών [9], [10].

Κάθε ένα από τα παραπάνω σχήματα ή γεωμετρίες παρουσιάζει και διαφορετικές ιδιότητες όσον αφορά την μορφή της δέσμης στην έξοδο από το άκρο, τις απώλειες αλλά και το εστιακό βάθος. Συνεπώς ανάλογα με την εφαρμογή που θέλουμε να εξετάσουμε χρησιμοποιούμε και το ανάλογο άκρο. Η μορφή που αναμένεται να έχει η δέσμη μετά την έξοδο από το κάθε άκρο φαίνεται στα Σχήματα 4.2 και 4.3 [10].



Σχήμα 4.2 – Μορφή κηλίδας laser Er:YAG μετά την έξοδο από άκρα τύπου (α) Τρούλος (b) επίπεδο - κυρτός (c) σφαίρα. Η απόσταση z είναι η απόσταση του άκρου από το ειδικό χαρτί.

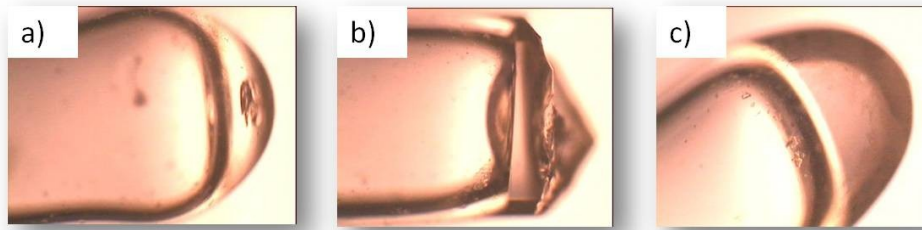


Σχήμα 4.3 – Μορφή δέσμης laser Er:YAG μετά την έξοδο από άκρα τύπου (α) Τρούλος (b) επίπεδο - κυρτός (c) σφαίρα.

4.2 – Αξιολόγηση καλυπτριδών κατά την μεταφορά υπέρυθρης ακτινοβολίας laser Er:YAG.

Στο εργαστήριο για την αξιολόγηση των καλυπτριδών χρησιμοποιήσαμε υπέρυθρη ακτινοβολία laser Er:YAG στα 2,94 μm. Το laser χρησιμοποιήθηκε σε λειτουργία μετατρεπόμενου Q με παλμούς διάρκειας 190 ns και επαναληψιμότητα 1 Hz. Η μέγιστη ενέργεια ανά παλμό ήταν στα 13,5 mJ. Για την μεταφορά της δέσμης χρησιμοποιήσαμε τις τρεις οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου πυρήνα 448 μm, 465 μm και 620 μm που είχαμε ήδη αξιολογήσει (Κεφάλαιο 2). Κατά τα άλλα η διάταξη ήταν η ίδια που χρησιμοποιήσαμε και στην αξιολόγηση των οπτικών ινών (Κεφάλαια 2, 3).

Στο παρακάτω σχήμα φαίνονται τα τρία διαφορετικά σφραγίσματα τα οποία χρησιμοποιήσαμε και αξιολογήσαμε στο εργαστήριο. Να αναφέρουμε σε αυτό το σημείο πως δεν χρησιμοποιήσαμε καλυπτρίδα τύπου σφαίρας αλλά καλυπτρίδα τύπου κώνου, με κωνική μορφή δηλαδή (Σχήμα 4.4-b). Όλες οι καλυπτρίδες που χρησιμοποιήσαμε ήταν από χαλαζία.



Σχήμα 4.4 – Φωτογραφία μέσω οπτικού μικροσκοπίου των τριών διαφορετικών καλυπτριδών που χρησιμοποιήθηκαν. (α) Τρούλος (β) Κώνος (γ) Επίπεδο - κυρτός.

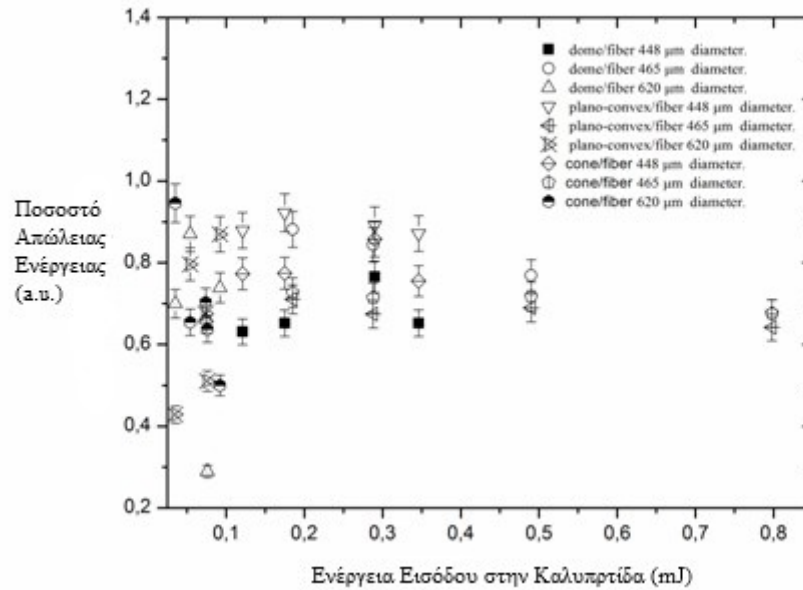
Όσον αφορά τα τεχνικά χαρακτηριστικά των γεωμετριών που χρησιμοποιήθηκαν, η καλυπτρίδα τύπου *Τρούλου* ήταν μήκους 9,5 cm, με εσωτερική διάμετρο 0,7 mm και πάχος κορυφής 0,3 mm. Η καλυπτρίδα τύπου *Κώνου* ήταν μήκους 6cm, και το πάχος κορυφής ήταν 1,1mm. Τέλος, η καλυπτρίδα γεωμετρίας *Επίπεδο-Κυρτός* ήταν μήκους 8,5 cm, με εσωτερική διάμετρο 1,1 mm, εστιακή απόσταση 1,5 mm και πάχος κορυφής 0,7 mm.

Όπως έχουμε ήδη αναφερθεί, για την αξιολόγηση χρησιμοποιήσαμε παλμούς διάρκειας 190 ns σε λειτουργία μετατρέπόμενου Q. Όπως γνωρίζουμε, λόγω σύζευξης στην οπτική ίνα, εξουδετερώνονται οι ρυθμοί υψηλότερης τάξης και η έξοδος της δέσμης από την ίνα έχει κεντρικό χαρακτήρα με πολλές μικρές περιφερειακές κορυφές. Κάτι τέτοιο άλλωστε παρατηρήσαμε και κατά την αξιολόγηση των οπτικών ινών φθοριούχου γυαλιού (Κεφάλαιο 2). Εκτός από την μορφή της δέσμης όμως, αυτό που ενδιαφέρει είναι η απώλεια ενέργειας κατά την διάδοσή της μέσα από τα τρία διαφορετικά είδη καλυπτριδών. Η ενέργεια εξόδου μετρήθηκε μέσω ενός πυροηλεκτρικού ανιχνευτή Gen – Tec ED 100.

Στο σχήμα 4.5 φαίνεται η απώλεια ενέργειας συναρτήσει της ενέργειας εισόδου για κάθε είδος γεωμετρίας και για κάθε διάμετρο πυρήνα των οπτικών ινών. Η απώλεια ενέργειας υπολογίστηκε σύμφωνα με την σχέση:

$$E_{\text{loss}} = E_0 - E_{\text{Eo}} \quad (4.1)$$

Όπου E_0 είναι η ενέργεια που μεταφέρεται στο άκρο της δέσμης και μόλις πριν το σφράγισμα, και E είναι η ενέργεια στην έξοδο του σφραγίσματος.



Σχήμα 4.5 – Απώλεια ενέργειας συναρτήσει της ενέργειας εισόδου σε ευθεία διάδοση.

Αυτό που παρατηρούμε καταρχήν είναι πως η εξασθένηση δεν φαίνεται να διαφοροποιείται σημαντικά όσο αυξάνεται η ενέργεια εισόδου. Ο μέσος όρος των απωλειών για κάθε περίπτωση φαίνεται στον παρακάτω πίνακα:

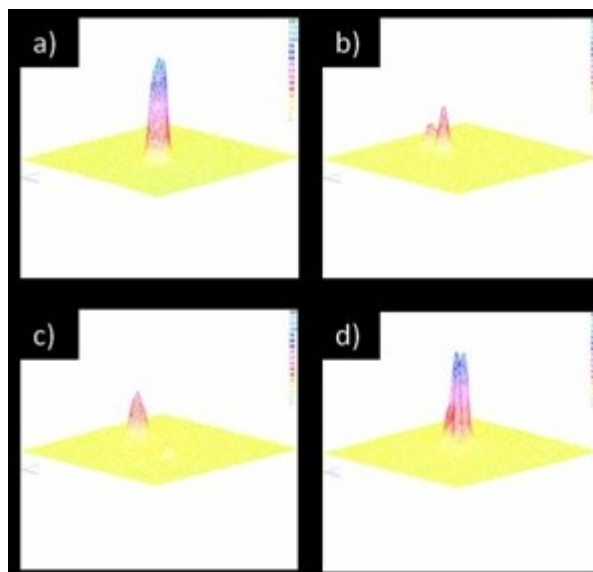
ΠΙΝΑΚΑΣ 9

Μέσος όρος των απωλειών για κάθε διαφορετική γεωμετρία.

Μέσος όρος απωλειών
 $0,73 \pm 0,03$
 $0,76 \pm 0,03$
 $0,73 \pm 0,05$

Τα πειραματικά δεδομένα, μας δείχνουν ότι η *επίπεδο-κυρτή* γεωμετρία παρουσιάζει μια ελαφρώς μεγαλύτερη απώλεια ενέργειας από τις άλλες δυο γεωμετρίες. Βέβαια η διαφορά αυτή είναι μέσα στα όρια του σφάλματος και συνεπώς δεν μπορεί να βγει κάποιο ασφαλές συμπέρασμα. Παρόλα αυτά μπορούμε να πούμε πως η διαφορά αυτή μάλλον οφείλεται στο παχύτερο στρώμα χαλαζία της συγκεκριμένης γεωμετρίας [9].

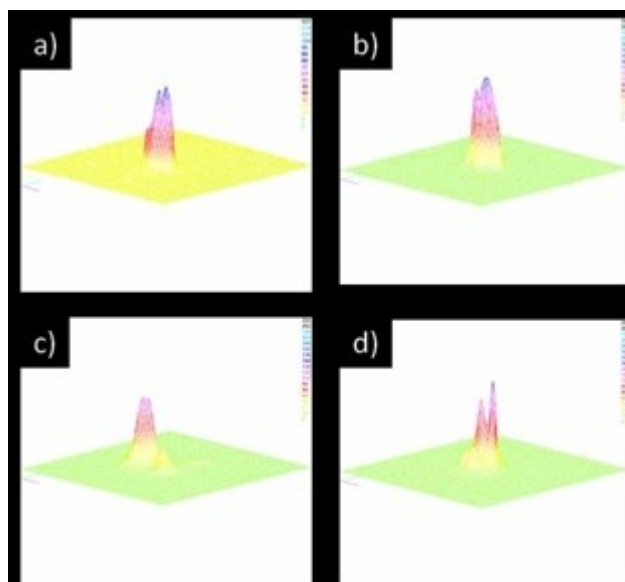
Όπως είδαμε και προηγουμένως, το κάθε είδος γεωμετρίας έχει διαφορετικές συνέπειες ως προς την ποιότητα της δέσμης στην έξοδο. Χρησιμοποιώντας πυροηλεκτρική κάμερα μπορέσαμε να απεικονίσουμε την χωρική κατανομή της δέσμης στην έξοδο για κάθε περίπτωση ξεχωριστά. Φροντίσαμε να τοποθετήσουμε την κάμερα σχεδόν σε επαφή με το κάθε σφράγισμα και μακριά από την εστιακή απόσταση για να αποφύγουμε πιθανή καταστροφή της. Στο σχήμα 4.6 φαίνεται η χωρική κατανομή της δέσμης στην έξοδο της οπτικής ίνας διαμέτρου 465 μm σφραγισμένη με τις 3 διαφορετικές γεωμετρίες στο άκρο της.



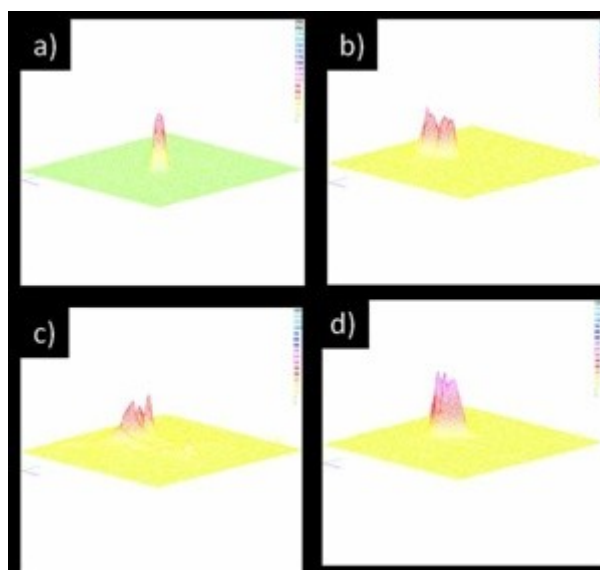
Σχήμα 4.6 – Χωρική κατανομή δέσμης μετά την έξοδο από a) Οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 465 μm b) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου τρούλου c) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου κώνου d) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου επίπεδο-κυρτός.

Αυτό που παρατηρήσαμε σε όλες τις μετρήσεις μας είναι πως στις γεωμετρίες τύπου τρούλου και κώνου έχουμε δυο κορυφές ενώ στην επίπεδο-κυρτή γεωμετρία έχουμε πιο κεντρική μορφή στην έξοδο, με πολυρυθμικό χαρακτήρα.

Στο σχήμα 4.7 φαίνεται η χωρική κατανομή της δέσμης κατά την έξοδο από την οπτική ίνα διαμέτρου 448 μm με χρήση των τριών διαφορετικών καλυπτριδών στο άκρο της, ενώ στο Σχήμα 4.8 φαίνεται ομοίως η χωρική κατανομή για την οπτική ίνα διαμέτρου 620 μm .



Σχήμα 4.7 – Χωρική κατανομή δέσμης μετά την έξοδο από a) Οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 448 μm b) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου τρούλος c) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου κώνος d) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου επίπεδο-κυρτός.



Σχήμα 4.8 – Χωρική κατανομή δέσμης μετά την έξοδο από a) Οπτική ίνα φθοριούχου γυαλιού διαμέτρου 620 μm b) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου τρούλος c) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου κώνος d) Καλυπτρίδα γεωμετρίας τύπου επίπεδο-κυρτός.

Από το σχήμα 4.7 φαίνεται πως με γεωμετρία τύπου κώνου στο άκρο της οπτικής ίνας διαμέτρου 448 μm δημιουργούνται στην έξοδο δυο πανομοιότυπες κορυφές σε μικρή απόσταση η μια από την άλλη. Το μεγαλύτερο ποσοστό της ενέργειας βρίσκεται συγκεντρωμένο στην πρώτη κορυφή. Κάτι τέτοιο ενδεχομένως να είναι χρήσιμο σε ορισμένες

ιατρικές εφαρμογές μεγάλης ακρίβειας όπου θέλουμε να εστιάσουμε την ενέργεια σε μια πολύ μικρή περιοχή. Χρησιμοποιώντας γεωμετρία τύπου *επίπεδο-κυρτός* βλέπουμε και πάλι μια κεντρική μορφή πολυρυθμικού χαρακτήρα.

Από την χωρική κατανομή της δέσμης κατά την μεταφορά της μέσα από την οπτική ίνα διαμέτρου 620 μm παρατηρούμε τα ίδια αποτελέσματα με τις οπτικές ίνες μικρότερης διαμέτρου πυρήνα. Δυο ή περισσότερες κορυφές σε απόσταση μεταξύ τους για τις γεωμετρίες τύπου *τρούλου* και *κώνου* ενώ στην γεωμετρία τύπου *επίπεδο-κυρτός* παρατηρούμε μια πολυρυθμική κατανομή. Περαιτέρω θα μπορούσαμε να προσθέσουμε, μελετώντας τα πειραματικά αποτελέσματα, πως η γεωμετρία τύπου *επίπεδο-κυρτός* φαίνεται να διατηρεί καλύτερα την κεντρική μορφή και το σχήμα της δέσμης σε σχέση με τις άλλες δυο γεωμετρίες.

Τέλος, εκτός από την απώλεια ενέργειας και την χωρική κατανομή της δέσμης, μετρήσαμε την απόκλιση της δέσμης για κάθε τύπο σφραγίσματος. Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται συνοπτικά τα αποτελέσματα για κάθε τύπο γεωμετρίας.

ΠΙΝΑΚΑΣ 10

Απόκλιση δέσμης για κάθε διαφορετική γεωμετρία.

Είδος Γεωμετρίας	Απόκλιση Δέσμης σε mrad	Μέσος όρος απωλειών
Τρούλος	$(62,4 \pm 0,1)$ mrad	$0,73 \pm 0,03$
Επίπεδο-Κυρτός	$(37,5 \pm 0,5)$ mrad	$0,76 \pm 0,03$
Κώνος	$(156,2 \pm 0,3)$ mrad	$0,73 \pm 0,05$

Αν θέλαμε να βγάλουμε ένα συμπέρασμα σχετικά με το ποιός τύπος γεωμετρίας είναι προτιμότερος για κάποια συγκεκριμένη εφαρμογή θα έπρεπε να κάνουμε περαιτέρω ανάλυση σε συμφωνία με την εφαρμογή που θα θέλαμε να εξετάσουμε. Από τα πειραματικά αποτελέσματα τα οποία συνοψίζονται στον Πίνακα 10 καθώς και από την ανάλυση της χωρικής κατανομής της δέσμης, αυτό το οποίο μπορούμε να πούμε είναι πως η γεωμετρία τύπου *επίπεδο-κυρτός* παρουσιάζει καλύτερη συμπεριφορά και μεγαλύτερη ομοιογένεια. Συνεπώς θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί σε διάφορες ιατρικές εφαρμογές.

Κεφάλαιο 5 - Θεωρητικό μοντέλο για την κυματοδήγηση ακτινοβολίας μέσω κοίλου κυματοδηγού.

Όπως έχουμε αναφέρει αρκετές φορές μέχρι στιγμής, η κυματοδήγηση υπέρυθρης ακτινοβολίας μέσα από κοίλους κυματοδηγούς είναι μια ελκυστική εναλλακτική σε σχέση με τις εμπορικά διαθέσιμες οπτικές ίνες για ιατρικές εφαρμογές [5]. Στο παρόν κεφάλαιο θα αναπτύξουμε ένα θεωρητικό μοντέλο το οποίο θα εξετάζει την διάδοση της ακτινοβολίας μέσα στον κυματοδηγό και θα προβλέπει με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ακρίβεια την ποιότητα της δέσμης στην έξοδο. Και με την λέξη ποιότητα, εννοούμε το ποσό της ενέργειας καθώς και την κατανομή της δέσμης στην έξοδο από τον κυματοδηγό. Έχοντας βασιστεί στο ήδη ανεπτυγμένο θεωρητικό μοντέλο, και τροποποιώντας το, θα προσπαθήσουμε να εξάγουμε συμπεράσματα για την βέλτιστη μορφή που θα πρέπει να έχει ο κυματοδηγός για την κάθε είδους εφαρμογή.

5.1 – Βασικές αρχές κυματοδήγησης σε κοίλο κυματοδηγό.

5.1.1 – Υπολογισμός ενέργειας της διαδιδόμενης δέσμης.

Η βάση πάνω στην οποία αναπτύχθηκε το θεωρητικό μας μοντέλο είναι η γεωμετρική οπτική κατά την διάδοση της ακτινοβολίας μέσα στον κυματοδηγό. Μια βασική παραδοχή του μοντέλου αυτού είναι, το μήκος κύματος της διαδιδόμενης ακτινοβολίας να είναι πολύ μικρότερο από την εσωτερική διάμετρο του κυματοδηγού. Κάτι τέτοιο συμβαδίζει εν πολλοίς με τις ιατρικές εφαρμογές τις οποίες εξετάζουμε και οι οποίες συμπεριλαμβάνουν μήκη κύματος στο κοντινό και μέσο υπέρυθρο και εσωτερικές διαμέτρους κυματοδηγών της τάξεως των εκατοντάδων μικρομέτρων.

Κατά την διάδοση μιας ακτίνας μέσα στον κυματοδηγό θεωρούμε πως δημιουργούνται δευτερεύουσες ακτίνες οι οποίες προέρχονται από επαναλαμβανόμενες διαθλάσεις και ανακλάσεις με τα τοιχώματα τα οποία δεν έχουν εκατό τοις εκατό λεία εσωτερική επιφάνεια. Συνεπώς για να υπολογίσουμε την ενέργεια μιας τέτοιας δέσμης στην έξοδο θα πρέπει να συνυπολογίσουμε την ενέργεια από κάθε δέσμη ξεχωριστά καθώς και τις απώλειες ενέργειας κατά την κυματοδότηση. Μια τέτοια σχέση είναι η σχέση (5.1) [14].

$$(5.1)$$

Όπου I^o η ενέργεια της κάθε ακτίνας, $R(\varphi)$ ο συντελεστής ανάκλασης, $S(\varphi)$ ο συντελεστής σκέδασης και φ η γωνία εισόδου της δέσμης στον κυματοδηγό. Όπως βλέπουμε, η ενέργεια εξαρτάται επίσης από την χωρική κατανομή (r^i) αλλά και την γωνιακή κατανομή (φ^i) και τις τυπικές τους αποκλίσεις. Πιο αναλυτικά, η ενέργεια I^o δίνεται από την σχέση (5.2) [14].

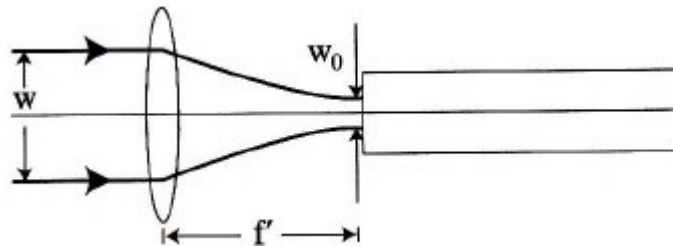
$$(5.2),$$

Όπου I_o είναι η μέγιστη ενέργεια. Για λόγους απλότητας θα θεωρήσουμε ότι $I_o=1$. Όσον αφορά τις τυπικές αποκλίσεις για την χωρική και την γωνιακή κατανομή της δέσμης, αυτές δίνονται από τις σχέσεις (5.3) και (5.4) αντίστοιχα [15].

(5.3),

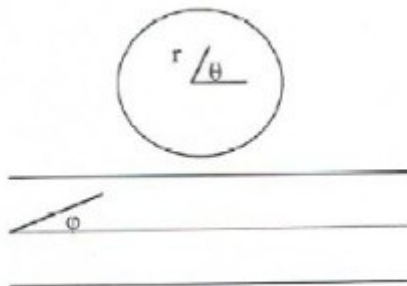
(5.4),

Όπου f είναι η εστιακή απόσταση του φακού σύζευξης ($f = 100 \text{ mm}$), ω η διάμετρος της κηλίδας laser στην είσοδο του κυματοδηγού, λ το μήκος κύματος της διαδιδόμενης ακτινοβολίας ($\lambda=2.94 \text{ }\mu\text{m}$), και w η κηλίδα της ακτινοβολίας μετά τον φακό εστίασης. Η εικόνα της δέσμης καθώς την εστιάζουμε με τον φακό στην είσοδο του κυματοδηγού φαίνεται στο σχήμα 5.1.



Σχήμα 5.1 – Εστίαση δέσμης laser στην είσοδο οπτικής ίνας, όπου w είναι η διάμετρος της εισερχόμενης δέσμης, f η εστιακή απόσταση του φακού σύζευξης της γκαουσιανής δέσμης στην οπτική ίνα και w_0 η ακτίνα της εστιασμένης δέσμης.

Η συντεταγμένη r έχει γκαουσιανή κατανομή, και η θ έχει σταθερή κατανομή (Σχήμα 5.2). Οι περιορισμοί είναι: $0 \leq r \leq \omega$ και $0 \leq \theta \leq 2\pi$. Η γωνία θ είναι αυτή που καθορίζει το επίπεδο στο οποίο η ακτίνα θα διαδοθεί. Όσον αφορά την γωνία εισόδου της δέσμης φ , και την γωνία διάδοσης της δέσμης μέσα στον κυματοδηγό, αυτές συνδέονται μέσω της σχέσης .



Σχήμα 5.2 - Γραφική απεικόνιση των συντεταγμένων που εκφράζουν το σημείο εισόδου του laser στην

5.1.2 – Συντελεστές σκέδασης και ανάκλασης.

Για να επανέλθουμε τώρα στους συντελεστές ανάκλασης και σκέδασης, $R(\varphi)$ και $S(\varphi)$, ας δούμε από ποιές διαδικασίες προέρχονται και πως αυτοί υπολογίζονται.

Όταν αναφερόμαστε στην σκέδαση, αναφερόμαστε μόνο στην επιφάνεια στην οποία εισέρχεται η δέσμη. Στην περίπτωση ενός κοίλου κυματοδηγού αυτή είναι η επιφάνεια του διηλεκτρικού και όχι του μεταλλικού στρώματος. Η επιφάνεια του διηλεκτρικού στρώματος συνήθως παρουσιάζει μια τραχύτητα η οποία και προκαλεί την σκέδαση. Ο συντελεστής ανάκλασης δίνεται από την σχέση (5.5) [17],[18],[19].

(5.5),

Στην

παραπάνω σχέση είναι , και F είναι

ένας γεωμετρικός παράγοντας που δίνεται από την εξίσωση (5.6) ως συνάρτηση της σκεδαζόμενης και εισερχόμενης γωνίας.

(5.6),

Το g στην εξίσωση (5.5)

δίνεται από την εξίσωση (5.7) και g είναι το μέτρο της μεταβολής της φάσης που εισάγεται από μία μέση τετραγωνική ρίζα της τραχύτητας της επιφάνειας και δίνεται από την σχέση [19]:

(5.7),

όπου φ η γωνία πρόσπτωσης στην σκεδαζόμενη επιφάνεια, η γωνία σκέδασης ($0 \leq \leq \pi/2$), L το μήκος της σκεδαζόμενης επιφάνειας, T είναι η σχετική απόσταση από την επιφανειακή τραχύτητα. Ισχύει ότι $T \ll L$, όπου L το μήκος του κυματοδηγού.

Όσον αφορά τον συντελεστή ανάκλασης, αυτός υπολογίστηκε λαμβάνοντας υπόψη μας και τα δύο στρώματα. Οι συντελεστές Fresnel για TE (s) και για TM (p) πόλωση για ένα στρώμα προκύπτουν [20]:

$$(5.8),$$

$$(5.9),$$

Από την στιγμή που κατά την διαδρομή της δέσμης μέσα στον κυματοδηγό, οι ακτίνες υφίστανται διαδοχικές ανακλάσεις, πρέπει να συμπεριλάβουμε στην ανάλυσή μας την διαφορά φάσης που δημιουργείται μεταξύ των ακτινών στα δύο στρώματα. Πιο συγκεκριμένα, η ανάκλαση στο κάτω μέρος του κυματοδηγού όπως αυτή φαίνεται στο Σχήμα (5.3) εισάγει μια καθυστέρηση φάσης που δίνεται από την σχέση (5.10).

$$(5.10),$$

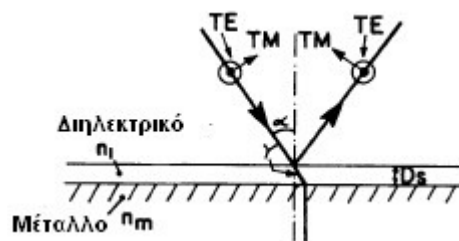
Όπου n_i ο δείκτης διάθλασης του διηλεκτρικού μέσου, η γωνία διάδοσης της ακτινοβολίας στο διηλεκτρικό μέσο και d το πάχος του διηλεκτρικού υλικού.

Έχοντας πλέον συμπεριλάβει στην ανάλυση μας τόσο την αρχική ανάκλαση, όσο και τις διαδοχικές εσωτερικές ανακλάσεις μπορούμε να εξάγουμε έναν τελικό τύπο ο οποίος θα μας δίνει τον συντελεστή ανάκλασης R [20].

$$(5.11),$$

Στην παραπάνω σχέση, με r_1 έχουμε συμβολίσει τον συντελεστή ανάκλασης μεταξύ των στρωμάτων αέρα και AgI, ενώ με r_2 τον συντελεστή ανάκλασης μεταξύ του μεταλλικού (Ag) και του διηλεκτρικού στρώματος (AgI).

Αν θέλαμε να δούμε σχηματικά την διαδρομή που ακολουθεί μια ακτίνα μέσα στον κυματοδηγό, αυτή θα ήταν όπως φαίνεται στο Σχήμα (5.3),



Σχήμα 5.3 - Σχηματική αναπαράσταση της πορείας μιας ακτίνας μέσα στον κυματοδηγό. Οι δείκτες διάθλασης αναφέρονται στο διηλεκτρικό μέσο και στο μεταλλικό υπόστρωμα και D είναι το πάχος του διηλεκτρικού μέσου [30].

Στην περίπτωση ενός υλικού που μπορεί να είναι σχεδόν διαφανές σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος ακτινοβολίας, ο δείκτης διάθλασης είναι πραγματικός. Στην περίπτωση όμως υλικού που μπορεί να είναι μερικώς διαπερατό σε αυτό το μήκος κύματος,

έχουμε δείκτη διάθλασης που αποτελείται από πραγματικό αλλά και φανταστικό μέρος (Σχέση (5.12)) [20].

$$(5.12),$$

Στην παραπάνω σχέση, με n συμβολίζεται ο πραγματικός δείκτης διάθλασης και με k ο συντελεστής απορρόφησης στο συγκεκριμένο μήκος κύματος ακτινοβολίας. Και τα δυο αυτά μεγέθη εξαρτώνται από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας μέσω των σχέσεων (5.13) και (5.14) [22].

$$(5.13), \quad (5.14),$$

Στον κυματοδηγό τον οποίο μελετήσαμε, το διηλεκτρικό στρώμα αποτελούταν από ιωδιούχο άργυρο (AgI), ενώ το μεταλλικό στρώμα αποτελούταν από άργυρο (Ag). Για την ακτινοβολία με μήκος κύματος στα 2,94 μm , ο αέρας και ο ιωδιούχος άργυρος εντάσσονται στην πρώτη περίπτωση υλικών και έχουν πραγματικό δείκτη διάθλασης. Από την βιβλιογραφία, ο αέρας ως γνωστόν έχει δείκτη διάθλασης 1 ενώ ο AgI 2,2 [21]. Αντίθετα, το μεταλλικό στρώμα αργύρου ανήκει στην δεύτερη κατηγορία υλικών και ο δείκτης διάθλασής του περιγράφεται από τις σχέσεις (5.12) έως (5.14). Οι συντελεστές των σχέσεων (5.13) και (5.14) για την περίπτωση του Ag βρέθηκαν ίσοι με:

$$a = 0,12, b = 1,3 \cdot 10^{-4}, c = 7,2 \text{ και } d = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ [22].}$$

5.1.3 – Εξασθένηση δέσμης στον κοίλο κυματοδηγό.

Έχοντας πλέον υπολογίσει τόσο τον συντελεστή σκέδασης (Σχέση (5.5)) όσο και τον συντελεστή ανάκλασης (Σχέση (5.11)), είμαστε έτοιμοι να εξάγουμε την σχέση για την εξασθένηση της δέσμης κατά την διαδρομή μέσα στον κοίλο κυματοδηγό. Κάτι τέτοιο δεν αναμένεται να είναι ιδιαίτερα δύσκολο καθώς έχουμε ήδη ορίσει την σχέση που μας δίνει την ενέργεια στην έξοδο του κυματοδηγού (Σχέση (5.1)). Η εξασθένηση, είναι γνωστό ότι υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

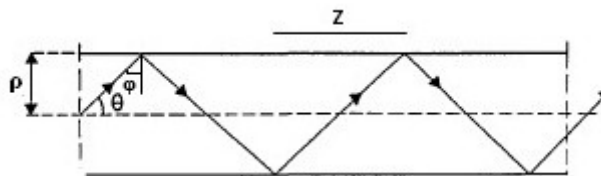
$$(5.15),$$

Όπου I_{in} η ενέργεια στην είσοδο του κυματοδηγού και I_{out} η ενέργεια στην έξοδο.

Μένει ένα ακόμα βήμα για να ολοκληρωθεί ο υπολογισμός της εξασθένησης, και αυτό είναι το να εισάγουμε στην Σχέση (5.15) τον τελικό συντελεστή ανάκλασης. Στον τελικό συντελεστή ανάκλασης θα λάβουμε υπόψη μας όλες τις ανακλάσεις τις οποίες υφίσταται η δέσμη με τα τοιχώματα του κυματοδηγού. Αν ο αριθμός των ανακλάσεων είναι k , τότε ο τελικός συντελεστής ανάκλασης θα είναι:

$$(5.16),$$

Η διαδρομή της δέσμης μέσα στον κυματοδηγό φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (Σχήμα (5.4)):



Σχήμα 5.4 - Σχηματική αναπαράσταση της διάδοσης της ακτινοβολίας στο εσωτερικό του κοίλου κυματοδηγού.

Η απόσταση z μεταξύ δυο διαδοχικών ανακλάσεων μπορεί να υπολογιστεί εύκολα συναρτήσει της γωνίας θ η οποία είναι η γωνία διάδοσης της δέσμης, και της ακτίνας ρ του πυρήνα:

(5.17),

Και αν θεωρήσουμε L το συνολικό μήκος του κυματοδηγού, τότε οι αριθμός k των ανακλάσεων θα δίνεται από την σχέση:

(5.18),

Έχοντας υπολογίσει πλέον το k και από τις σχέσεις (5.15) και (5.16), ο τελικός τύπος ο οποίος μας δίνει την εξασθένιση δίνεται από την σχέση (5.19):

(5.19),

Τέλος, για να ολοκληρώσουμε την ανάλυση του θεωρητικού μας μοντέλου, το μόνο που μένει είναι να συγκρίνουμε την σχέση (5.19) με την θεωρία για την εξασθένιση μέσα σε ένα κοίλο κυματοδηγό όπως την παρουσιάσαμε στο Κεφάλαιο 1. Θυμίζουμε ότι είχαμε παρουσιάσει μια αναλογία της μορφής $A \approx \rho R$ [5], όπου ρ η ακτίνα του πυρήνα του κυματοδηγού. Έχει επίσης αποδειχθεί ότι ο συντελεστής ανακλαστικότητας για μικρές γωνίες, ρ , είναι αντιστρόφως ανάλογος της ακτίνας του πυρήνα του κυματοδηγού. Αν λοιπόν αναπτύξουμε σε σειρά τον λογάριθμο της σχέσης (5.19) προκύπτει ότι $\log(R) \approx \log(1-C) \approx 1/\rho$. Αν θεωρήσουμε ότι η μέγιστη γωνία εισόδου της δέσμης laser στο κυματοδηγό υπολογίζεται από την σχέση $\tan(\varphi) = D/f$ και έχοντας υπόψη μας την σχέση που συνδέει την γωνία εισόδου και σκέδασης, $\varphi = 90^\circ - \theta$, καθώς και ότι η ακτίνα του πυρήνα συνδέεται με την μέγιστη κηλίδα της δέσμης από την σχέση $\rho = 0,95\lambda f/D$, τότε από την σχέση (5.19) προκύπτει ότι το k . Τελικά προκύπτει ότι όντως, και στο μοντέλο το οποίο αναπτύξαμε ισχύει η αναλογία A .

5.2 – Προσομοίωση αποτελεσμάτων του θεωρητικού μοντέλου.

Σε αυτήν την παράγραφο, έχοντας πλέον έτοιμο το θεωρητικό μας μοντέλο θα προσπαθήσουμε να το «τρέξουμε» στο προγραμματιστικό περιβάλλον του MATLAB για να πάρουμε αποτελέσματα. Ο κώδικας που χρησιμοποιήσαμε αναπτύχθηκε στον τομέα φυσικής του ΕΜΠ από την υποψήφια διδάκτορα Δ. Κοτσιφάκη στα πλαίσια της διδακτορικής της

διατριβής. Σκοπός μας είναι να δούμε αν τα αποτελέσματα του θεωρητικού μοντέλου που αναπτύξαμε συμβαδίζουν με τα πειραματικά δεδομένα και σε δεύτερο βαθμό, να προτείνουμε αν είναι δυνατόν βέλτιστες παραμέτρους για την κατασκευή κοίλων κυματοδηγών. Τα μήκη κύματος τα οποία θα εξετάσουμε κατά την προσομοίωση θα είναι τα 2,94 μm του laser Er:YAG και τα 10,6 μm laser CO₂, τα δυο ίσως σημαντικότερα «ιατρικά» laser.

5.2.1 – Προσομοίωση εξασθένησης στον κοίλο κυματοδηγό.

Το πρώτο κομμάτι του κώδικα που χρησιμοποιήσαμε αναφέρεται στην εξασθένηση A κατά την κυματοδηγήση της δέσμης. Όπως είδαμε αυτή εκφράζεται μέσω της σχέσης (5.21). Αυτό που μας ενδιαφέρει είναι να δούμε πως η εξασθένηση επηρεάζεται από την μεταβολή παραμέτρων όπως το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος, το μήκος του κυματοδηγού, την εσωτερική ακτίνα του πυρήνα κλπ. Να επαναλάβουμε σε αυτό το σημείο ότι μιλάμε πάντα για κοίλο κυματοδηγό με στρώμα διηλεκτρικού που αποτελείται από AgI, και μεταλλικό στρώμα που αποτελείται από Ag. Τα χαρακτηριστικά του κυματοδηγού που εξετάσαμε φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

ΠΙΝΑΚΑΣ 11

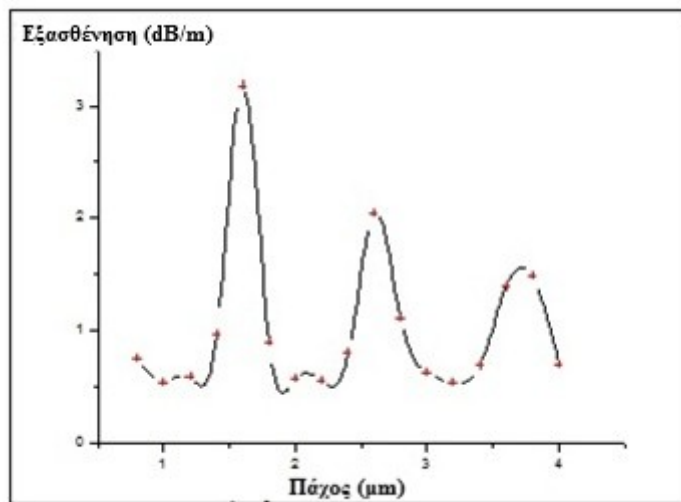
Τεχνικά χαρακτηριστικά κοίλου κυματοδηγού για την κυματοδηγήση ακτινοβολίας μήκους κύματος $\lambda=2,94 \mu\text{m}$.

Ακτίνα πυρήνα (μm):	375
Πάχος διηλεκτρικού στρώματος AgI (μm):	0,8
Δείκτης διάθλασης διηλεκτρικού στρώματος AgI	2,2
Μήκος κυματοδηγού (m)	0,88
Γωνία εισόδου της δέσμης (rad)	$\pi/4,6$

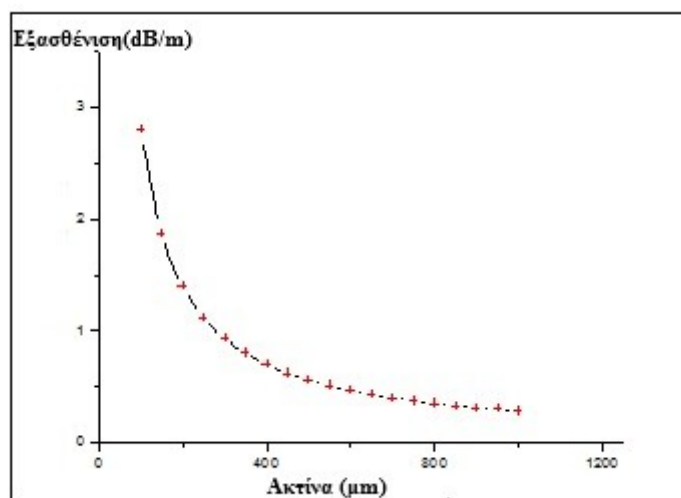
-Μήκος κύματος $\lambda=2,94 \mu\text{m}$.

Το μήκος κύματος το οποίο θα εξετάσουμε πρώτο, είναι τα $\lambda=2.94 \mu\text{m}$ του laser Er:YAG. Καταρχήν μελετήσαμε την συμπεριφορά της εξασθένησης όταν μεταβάλλεται το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος, Σχήμα (5.5). Όπως βλέπουμε στο γράφημα, δοκιμάσαμε

να μεταβάλουμε το πάχος του στρώματος AgI από τα 0,8 έως και τα 4 μικρόμετρα. Αυτό που παρατηρούμε είναι πως η εξασθένηση παρουσιάζει μια περιοδικότητα κάθε 0,8 μm περίπου. Η εξασθένηση είναι φθίνουσα και ενώ στην αρχή (πρώτα 1-2 μm) κυμαίνεται από 0,54 μέχρι και 3,18 dB/m, στην συνέχεια περιορίζεται και δεν ξεπερνάει τα 1,5 dB/m όσο αυξάνουμε το πάχος του διηλεκτρικού. Παρόλα αυτά, όσο και αν αυξήσαμε το πάχος, δεν παρατηρήσαμε τιμή χαμηλότερη από τα 0,54 dB/m. Κάτι τέτοιο είναι αναμενόμενο από την θεωρία για το συγκεκριμένο μέγεθος πυρήνα (375 μm)^[5]. Ανάλογα αποτελέσματα παρουσιάστηκαν από άλλες ερευνητικές ομάδες για διάφορους κυματοδηγούς ^{[23],[27]}.



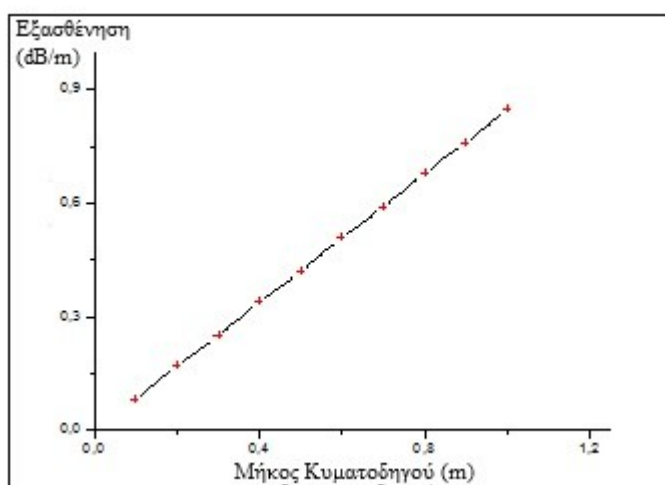
Σχήμα 5.5 – Εξάρτηση της εξασθένησης από το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος AgI σε κοίλο κυματοδηγό με ακτίνα πυρήνα 375 μm , για ακτινοβολία $\lambda=2,94 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ και σε ευθεία διάδοση.



Σχήμα 5.6 – Εξάρτηση της εξασθένησης από την ακτίνα του πυρήνα κοίλου κυματοδηγού, για ακτινοβολία $\lambda=2,94 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ και σε ευθεία διάδοση.

Στο Σχήμα (5.6) φαίνεται η εξάρτηση της εξασθένησης από την ακτίνα του πυρήνα του κυματοδηγού. Εξετάσαμε το θεωρητικό μας μοντέλο σε ένα φάσμα από 100 μm έως και 1000 μm και είναι προφανές ότι τα αποτελέσματα του μοντέλου ανταποκρίνονται και στην θεωρία [5]. Όπως είναι αναμενόμενο, η εξασθένηση λόγω της εξάρτησης A [5] παρουσιάζει φθίνουσα πορεία όσο αυξάνουμε την ακτίνα του πυρήνα. Παρατηρούμε επίσης μια δραματική πτώση των απωλειών από τα 100 μm διαμέτρου πυρήνα (2,8 dB/m) έως τα 400 μm περίπου (1,12 dB/m). Από τα 400 μm και μετά η πτώση των απωλειών είναι πολύ πιο ομαλή. Στα 375 μm του πυρήνα του κυματοδηγού που εξετάσαμε στο εργαστήριο παρατηρούμε μια εξασθένηση της τάξεως των 0,7 dB/m. Στους πυρήνες μεγαλύτερης διαμέτρου μπορούμε θεωρητικά να επιτύχουμε απώλειες χαμηλότερες των 0,3 dB/m.

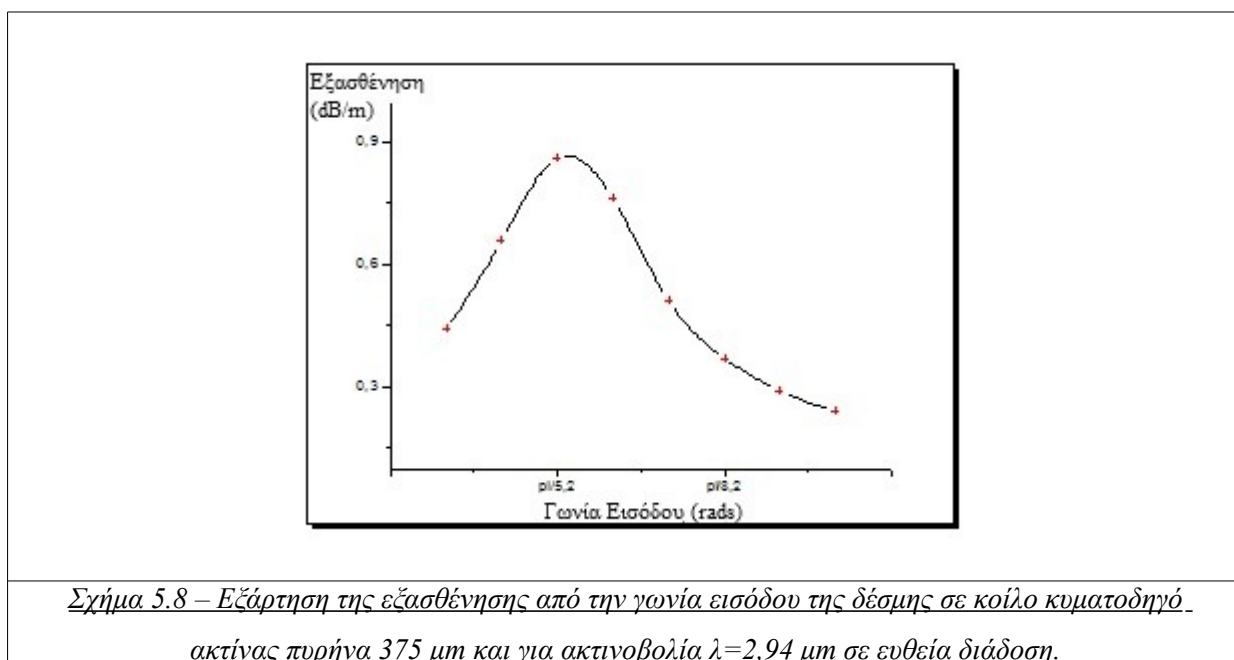
Μια άλλη παράμετρος η οποία μας ενδιαφέρει πάντοτε κατά την αξιολόγηση οπτικών ινών και κυματοδηγών, είναι η εξάρτηση των απωλειών από το ίδιο το μήκος της ίνας ή του κυματοδηγού. Προφανώς περιμένουμε όσο αυξάνουμε το μήκος αναλογικά να αυξάνονται και οι απώλειες. Κάτι τέτοιο αναμένουμε και στο θεωρητικό μας μοντέλο λόγω της σχέσης (5.21) και την ευθεία εξάρτηση του A από το L . Στο σχήμα (5.7) επαληθεύεται η θεωρία σε ένα φάσμα μηκών από 0,1 έως 1 m.



Σχήμα 5.7 – Εξάρτηση της εξασθένησης από το μήκος του κοίλου κυματοδηγού, για κυματοδηγό ακτίνας πυρήνα 375 μm και για ακτινοβολία $\lambda=2,94 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ σε ευθεία διάδοση.

Παρατηρούμε ότι για ένα μήκος της τάξεως των 0,6 - 0,7 m ο κυματοδηγός παρουσιάζει απώλειες της τάξεως των 0,50 dB/m, μια αποδεκτή τιμή για τις περισσότερες ιατρικές εφαρμογές. Μετά το 1 m οι απώλειες αυξάνονται πάνω από 1 dB/m, κάτι το οποίο είναι ένα μειονέκτημα.

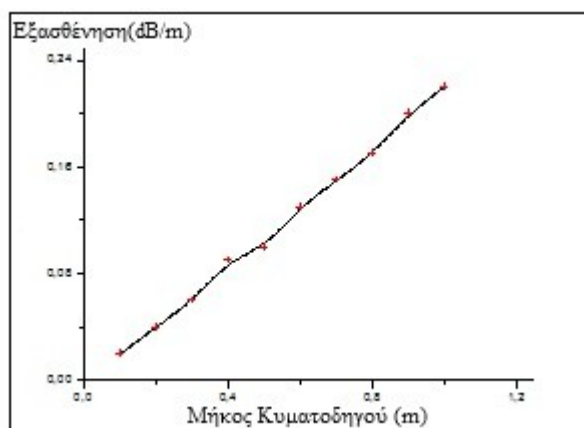
Τέλος, δοκιμάσαμε να μεταβάλλουμε την γωνία εισόδου της δέσμης στον κυματοδηγό. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης φαίνονται στο σχήμα (5.8). Παρατηρούμε ότι ξεκινώντας από γωνία εισόδου στις 60° περίπου, έχουμε απώλειες της τάξεως των 0,50 dB/m οι οποίες αυξάνουν όσο μειώνεται η γωνία, για να φτάσουν στην μέγιστή τους τιμή για γωνία εισόδου γύρω στις 36°. Στην συνέχεια οι απώλειες φτάνοντας ακόμα και τα 0,24 dB/m για πολύ μικρές γωνίες εισόδου της τάξεως των 15° - 20°.



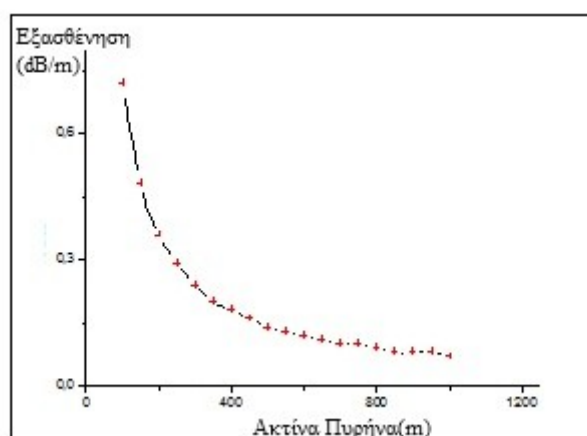
-Μήκος κύματος λ=10,6 μm.

Όπως έχουμε συζητήσει εκτενώς, το laser Er:YAG είναι από τα πιο σημαντικά laser στον χώρο της ιατρικής. Εξίσου σημαντικό όμως είναι και το laser CO₂ το οποίο εκπέμπει ακτινοβολία στα 10,6 μm και το οποίο χρησιμοποιείται εκτενώς στην χειρουργική. Έχει συνεπώς ενδιαφέρον να εξετάσουμε τις δυνατότητες κυματοδότησης και σε αυτό το μήκος κύματος.

Όπως και στην περίπτωση του laser Er:YAG, θα εξετάσουμε την συμπεριφορά της εξασθένησης όταν μεταβάλλουμε σημαντικές παραμέτρους του κυματοδηγού όπως την γωνία εισόδου, το μήκος του κυματοδηγού κλπ. Στα σχήματα (5.9) έως (5.12) φαίνονται αναλυτικά τα αποτελέσματα της προσομοίωσης.



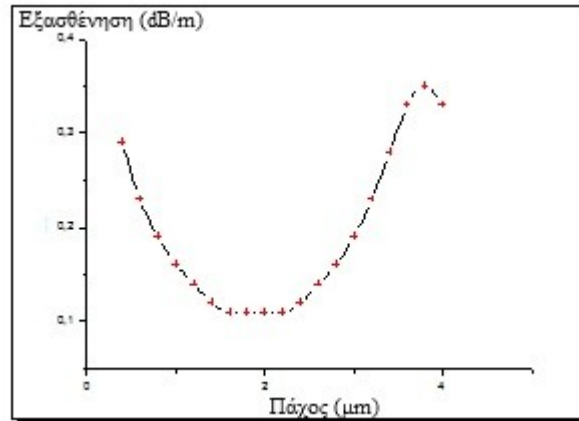
Σχήμα 5.9 – Εξάρτηση της εξασθένησης από το μήκος του κοίλου κυματοδηγού, για κυματοδηγό ακτίνας πυρήνα 375 μm και για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ σε ευθεία διάδοση.



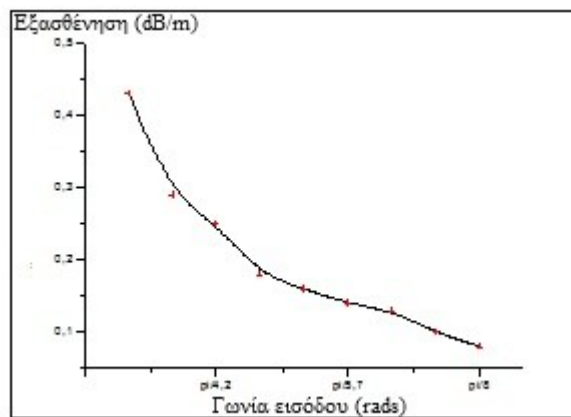
Σχήμα 5.10 – Εξάρτηση της εξασθένησης από την ακτίνα του πυρήνα κοίλου κυματοδηγού, για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ και σε ευθεία διάδοση.

Στα σχήματα (5.9) και (5.10) όπως περιμέναμε, δεν παρατηρούμε κάποια διαφορά στην συμπεριφορά της εξασθένησης του κυματοδηγού. Όπως προβλέπεται και από την θεωρία, όσο αυξάνεται το μήκος του κυματοδηγού τόσο αυξάνεται και η εξασθένηση (Σχήμα 5.9), ενώ όσο αυξάνεται η διάμετρος του πυρήνα τόσο αυτή μειώνεται (Σχήμα 5.10). Αξίζει να αναφέρουμε πως σε αντίθεση με τα 2,94 μm του laser Er:YAG όπου οι απώλειες κινούνται

μεταξύ 3 dB/m και 0,5 dB/m ανάλογα με την ακτίνα του πυρήνα, στα 10,6 μm του laser CO₂ οι απώλειες είναι αισθητά μικρότερες. Πιο συγκεκριμένα, για πολύ μικρές ακτίνες κυμαίνονται στα 0,6 - 0,7 dB/m για να φτάσουν σε τιμές μέχρι και κάτω από 0,1 dB/m για πολύ μεγάλες ακτίνες πυρήνα.



Σχήμα 5.11 – Εξάρτηση της εξασθένησης από το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος AgI σε κοίλο κυματοδηγό με ακτίνα πυρήνα 375 μm , για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ και σε ευθεία διάδοση.



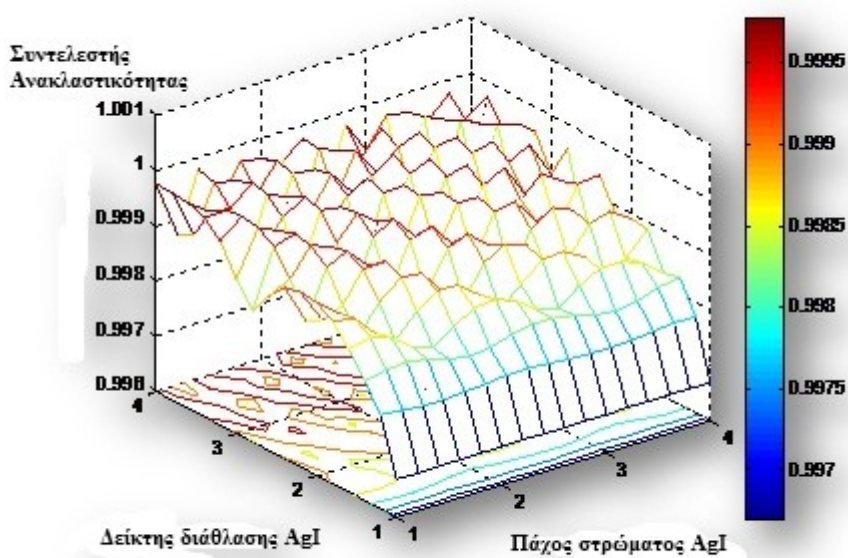
Σχήμα 5.12 – Εξάρτηση της εξασθένησης από την γωνία εισόδου της δέσμης σε κοίλο κυματοδηγό ακτίνας πυρήνα 375 μm και για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ σε ευθεία διάδοση.

Στα 10,6 μm παρατηρούμε και πάλι μια περιοδικότητα με χαμηλότερη εξασθένηση στα 2 μm πάχους του διηλεκτρικού στρώματος AgI. Είναι αναμενόμενο για μεγαλύτερο μήκος κύματος να είναι και μεγαλύτερη η περίοδος (Σχήμα 5.11). Όσον αφορά την γωνία

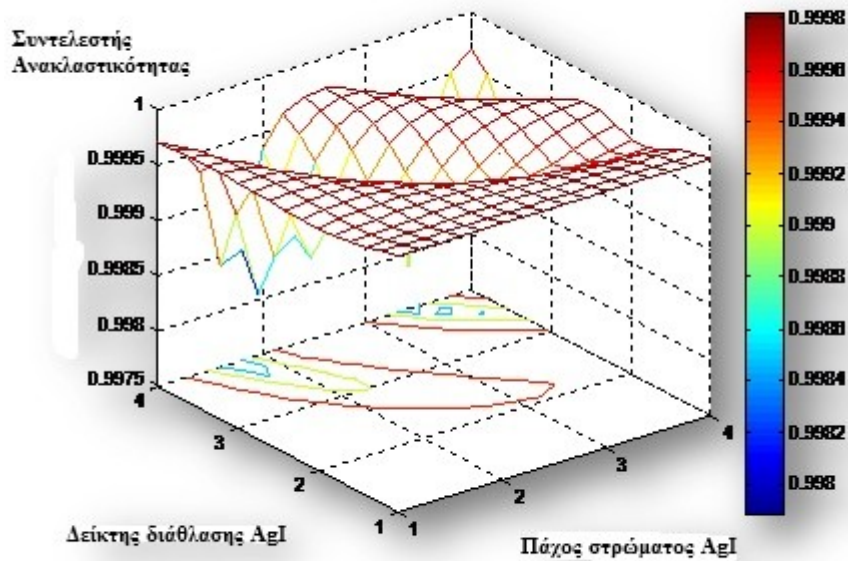
εισόδου, όταν αυτή μεταβάλλεται φαίνεται να μειώνεται ομαλά και η εξασθένηση (Σχήμα 5.12).

5.2.2 - Προσομοίωση ανακλαστικότητας στον κοίλο κυματοδηγό.

Το επόμενο κομμάτι του κώδικα το οποίο χρησιμοποιήσαμε στην προσομοίωσή μας, ήταν το κομμάτι που μας έδινε την ανακλαστικότητα συναρτήσει του πάχους του διηλεκτρικού στρώματος AgI αλλά και του δείκτη διάθλασής του. Το αποτέλεσμα για τον κυματοδηγό τον οποίο εξετάσαμε δίνεται στα σχήματα (5.13) και (5.14):



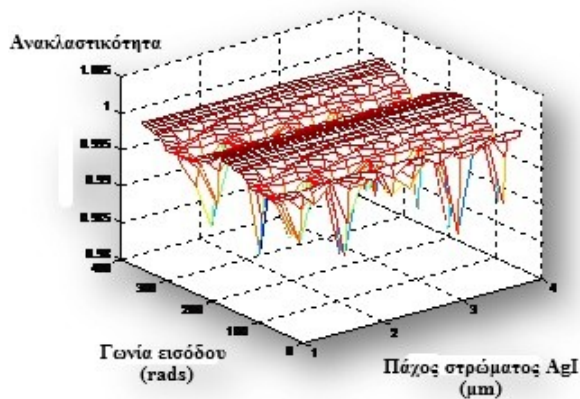
Σχήμα 5.13 – Εξάρτηση της ανακλαστικότητας από το πάχος και τον δείκτη διάθλασης του στρώματος AgI σε κοίλο κυματοδηγό ακτίνας πυρήνα 375 μm για ακτινοβολία $\lambda=2,94 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ και σε ευθεία διάδοση.



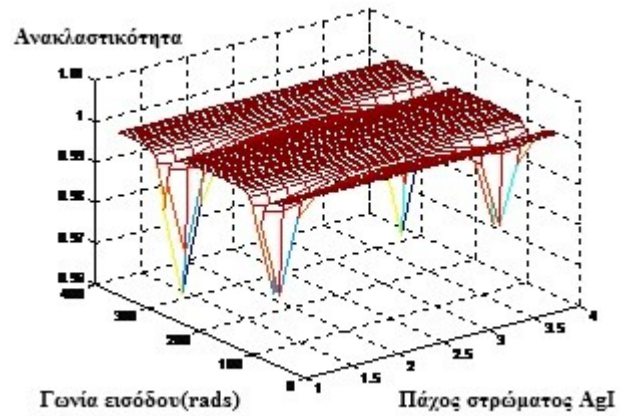
Σχήμα 5.14 – Εξάρτηση της ανακλαστικότητας από το πάχος και τον δείκτη διάθλασης του στρώματος AgI σε κοίλο κυματοδηγό ακτίνας πυρήνα 375 μm για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ υπό γωνία εισόδου $39,13^\circ$ και σε ευθεία διάδοση.

Όπως είναι φυσιολογικό, όσο αυξάνεται ο δείκτης διάθλασης παρατηρούμε και αύξηση του συντελεστή ανακλαστικότητας (Σχήμα 5.13). Αυτό το οποίο παρατηρούμε όσο αφορά το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος, είναι μια περιοδική αυξομείωση όσο αυτό αυξάνεται, όπως ακριβώς παρατηρήσαμε και με την εξασθένηση (Σχήματα 5.5 και 5.11). Η περίοδος αυτή φυσικά είναι μεγαλύτερη για το μήκος κύματος των 10,6 μm (Σχήμα 5.14).

Όπως και με την εξασθένηση, έτσι και με την ανακλαστικότητα, μπορούμε να μεταβάλλουμε ορισμένες παραμέτρους και να εξετάσουμε την συμπεριφορά της. Στα σχήματα (5.15) και (5.16) εξετάζουμε αυτό ακριβώς, μεταβάλλοντας την γωνία εισόδου της δέσμης, τον δείκτη διάθλασης και το πάχος του AgI.

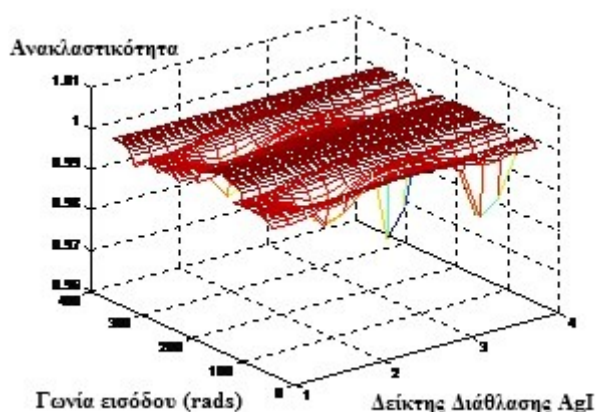


Σχήμα 5.15(a) – Εξάρτηση της ανακλαστικότητας από το πάχος και του στρώματος AgI (σε μm) της γωνίας εισόδου της δέσμης σε κοίλο κυματοδηγό για ακτινοβολία $\lambda=2,94 \mu\text{m}$.

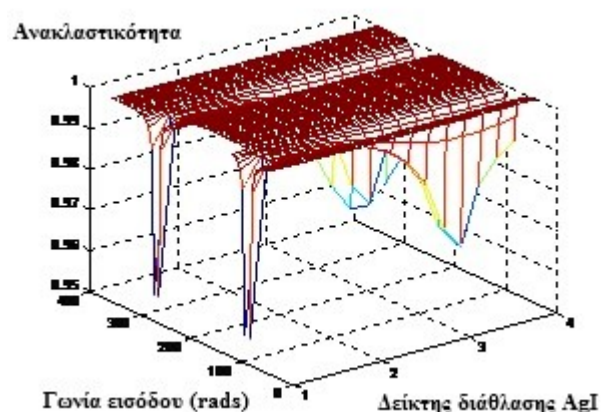


Σχήμα 5.15(b) – Εξάρτηση της ανακλαστικότητας από το πάχος και του στρώματος AgI (σε μm) και της γωνίας εισόδου της δέσμης σε κοίλο κυματοδηγό για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$.

Οι κορυφές οι οποίες παρουσιάζονται όσο αυξάνουμε την γωνία εισόδου οφείλονται στο εσωτερικό του κυματοδηγού το οποίο δεν είναι εντελώς λείο. Στην ακτινοβολία των 10,6 μm κορυφές αυτές παρουσιάζονται πολύ πιο αραιές (Σχήμα 5.16(b)). Παρατηρούμε ελάχιστη ανακλαστικότητα περίπου στα 300 και στα 200 rad. Όσο μεταβάλλεται το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος βλέπουμε μια περιοδική αυξομείωση της ανακλαστικότητας την οποία και αναμέναμε.



Σχήμα 5.16(a) – Εξάρτηση της ανακλαστικότητας από τον δείκτη διάθλασης του AgI και της γωνίας εισόδου της δέσμης σε κοίλο κυματοδηγό για ακτινοβολία $\lambda=2,94 \mu\text{m}$.

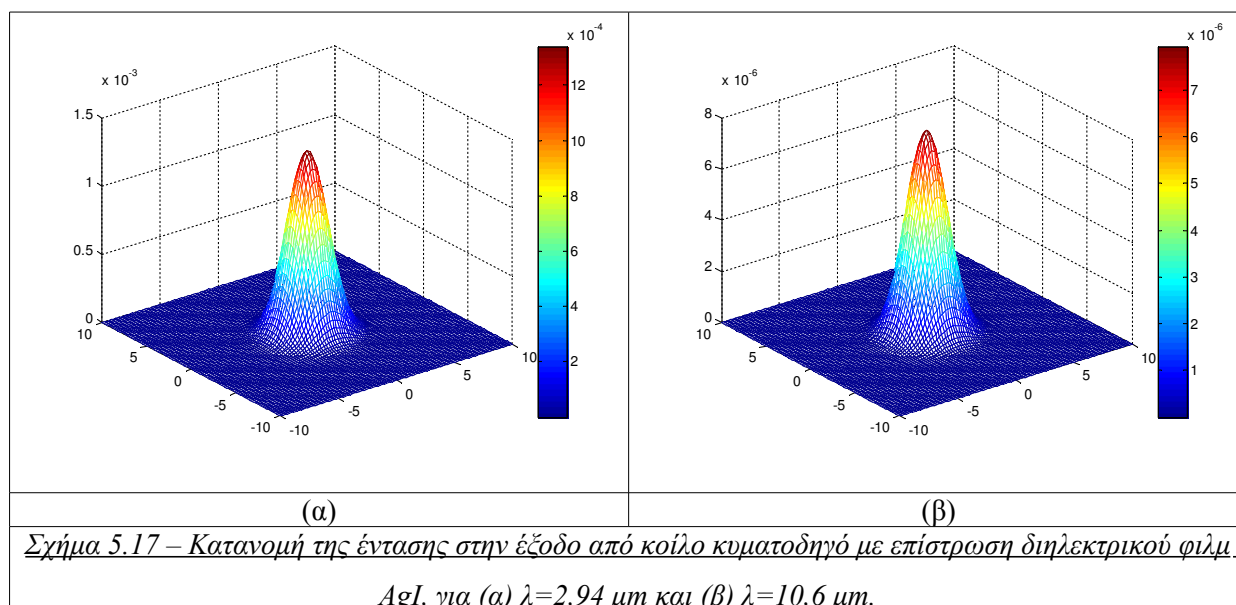


Σχήμα 5.16(b) – Εξάρτηση της ανακλαστικότητας από τον δείκτη διάθλασης του AgI και της γωνίας εισόδου της δέσμης σε κοίλο κυματοδηγό για ακτινοβολία $\lambda=10,6 \mu\text{m}$.

Όσον αφορά τώρα την συμπεριφορά της ανακλαστικότητας κατά την μεταβολή του δείκτη διάθλασης, αυτή φαίνεται στα σχήματα 5.16 (a) και (b). Και πάλι παρατηρούμε την μικρότερη ανακλαστικότητα για γωνίες εισόδου στα 300 και στα 100 rads.

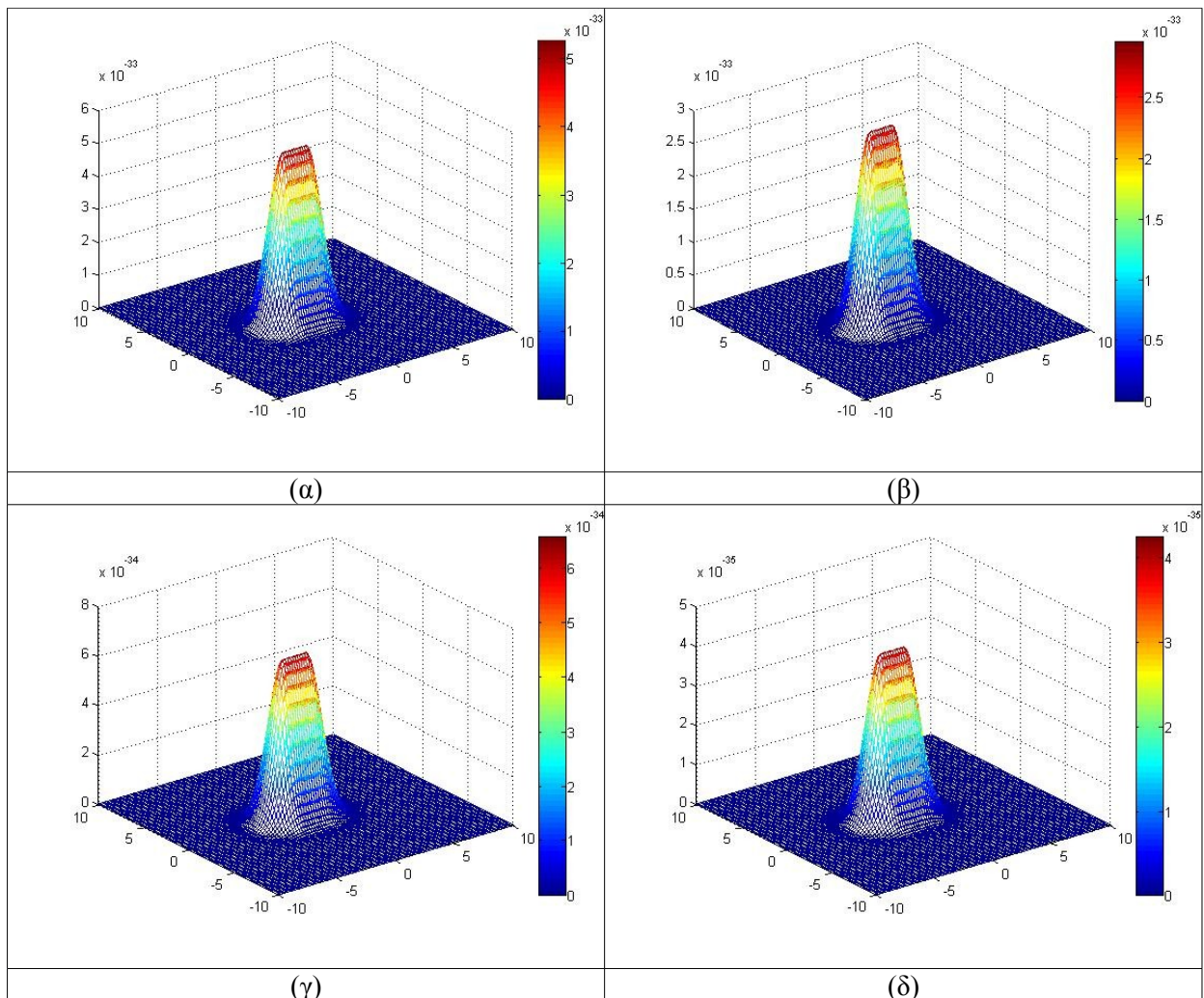
5.2.3 - Προσομοίωση προφίλ της δέσμης στον κοίλο κυματοδηγό.

Στο τελευταίο κομμάτι αυτού του κεφαλαίου καταφέραμε να προσομοιώσουμε την μορφή της δέσμης στην έξοδο του κυματοδηγού, και πιο συγκεκριμένα την κατανομή της έντασης. Μεταβάλλοντας και πάλι παραμέτρους όπως η διάμετρος του πυρήνα, το πάχος του διηλεκτρικού στρώματος και τον δείκτη διάθλασης του διηλεκτρικού, παρατηρήσαμε διαφορές στην κατανομή της έντασης.



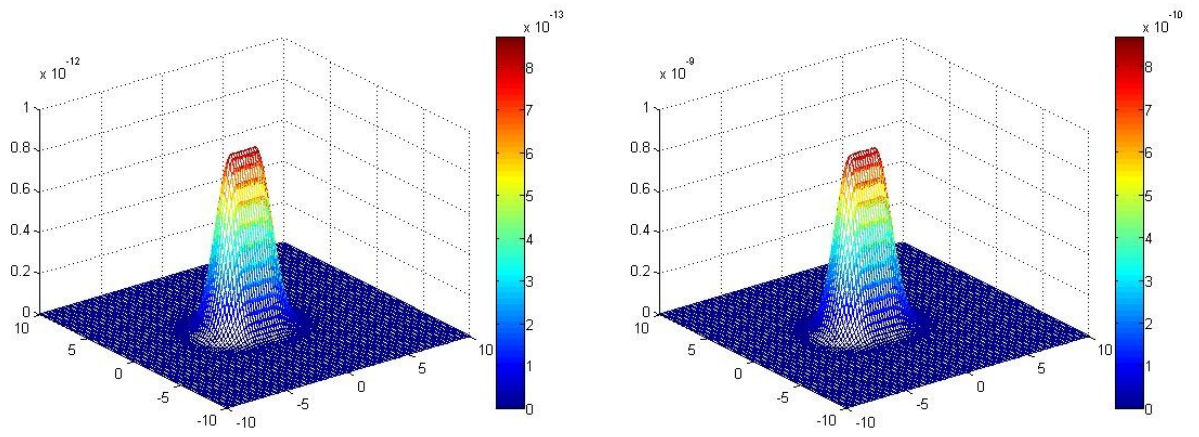
Όπως είναι φυσιολογικό, έχουμε πολύ μεγάλη διαφορά στην ένταση κορυφής για τα δυο διαφορετικά μήκη κύματος. Στην περίπτωση των 2,94 μm του Er:YAG laser έχουμε ένταση της τάξεως των 10^{-3} Joule ενώ στα 10,6 μm του CO₂ η ένταση είναι της τάξεως των 10^{-6} Joule.

Μεταβάλλοντας τώρα το πάχος του διηλεκτρικού φιλμ περιμένουμε η κατανομή της έντασης να έχει τον ίδιο κεντρικό χαρακτήρα αλλά η ένταση κορυφής να μειώνεται. Κάτι τέτοιο απεικονίζεται στο σχήμα 5.18.



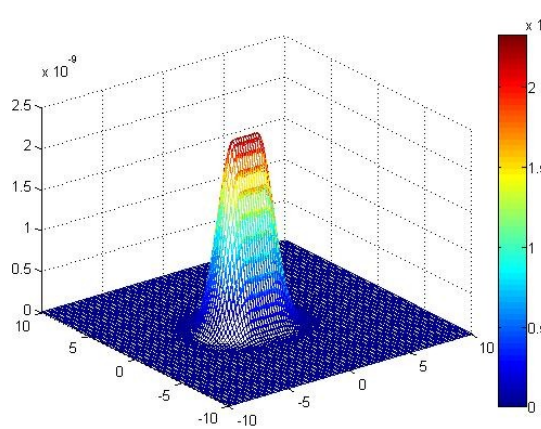
Σχήμα 5.18 – Κατανομή της έντασης στην έξοδο κούλου κυματοδηγού για ακτινοβολία μήκους κύματος $\lambda=2.94 \mu\text{m}$ με επίστρωση διηλεκτρικού φιλμ AgI πάχους (α) $0.2 \mu\text{m}$ (β) $1.2 \mu\text{m}$ (γ) $2.2 \mu\text{m}$ και (δ) $3.2 \mu\text{m}$

Τέλος, στο σχήμα 5.19 απεικονίζεται η κατανομή της έντασης όταν δοκιμάσουμε να μεταβάλλουμε την διάμετρο του πυρήνα του κυματοδηγού. Συγκεκριμένα οι δοκιμές που κάναμε ήταν για $\lambda=10,6 \mu\text{m}$. Καθώς η διάμετρος αυξάνεται, αυξάνεται και η ένταση κορυφής στην έξοδο της δέσμης.



(α)

(β)



(γ)

Σχήμα 5.19 – Κατανομή έντασης στην έξοδο κοίλου κυματοδηγού για ακτινοβολία μήκους κύματος $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ με επίστρωση διηλεκτρικού φιλμ AgI πάχους $0,2 \mu\text{m}$ και δείκτη διάθλασης $2,2$ για διάμετρο πυρήνα (α) $100 \mu\text{m}$ (β) $400 \mu\text{m}$ και (γ) $700 \mu\text{m}$.

Συμπεράσματα.

Συμπερασματικά, όσον αφορά την αξιολόγηση οπτικών ινών για την κυματοδότηση της ακτινοβολίας 2,94 μm του laser Er:YAG, μπορούμε να πούμε πως πετύχαμε ικανοποιητικά αποτελέσματα. Οι οπτικές ίνες φθοριούχου γυαλιού παρουσίασαν απώλειες στα 0,1 έως 0,2 dB/m, τιμές πολύ καλές για ιατρικές εφαρμογές. Οι οπτικές ίνες οξειδίου του γερμανίου παρουσίασαν λίγο υψηλότερες απώλειες (0,4 έως 0,5 dB/m) αλλά το πλεονέκτημά τους είναι η μεγαλύτερη μηχανική αντοχή σε σχέση με τις πιο εύθραυστες ίνες φθοριούχου γυαλιού. Όσον αφορά την ποιότητα της δέσμης στην έξοδο, και στις δυο περιπτώσεις πετύχαμε κεντρική κατανομή ιδιαίτερα μετά την λείανση των άκρων των οπτικών ινών που εξετάσαμε.

Όσον αφορά την εξέταση και επεξεργασία των καλυπτρίδων, αυτή μας έδειξε πως θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για ενδοσκοπικές ιατρικές εφαρμογές κυρίως λόγω της

καλής ποιότητας της δέσμης στην έξοδο της ίνας. Οι απώλειες ενέργειας υπολογίστηκαν στα 0,7 dB/m και για τις τρεις γεωμετρίες που εξετάσαμε, με την επίπεδο-κυρτή γεωμετρία να παρουσιάζει την μικρότερη απόκλιση από τις άλλες δυο.

Τέλος, η ανάπτυξη του θεωρητικού μοντέλου και οι προσομοιώσεις τις οποίες «τρέξαμε» μας έδωσαν πολύ καλά αποτελέσματα για την κυματοδήγηση ακτινοβολίας μέσα από κοίλους κυματοδηγούς. Συνεπώς θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί στην σχεδίαση και ανάπτυξη κοίλων κυματοδηγών για διάφορες εφαρμογές, λαμβάνοντας κάθε φορά υπόψη τις παραμέτρους και τις ανάγκες της εκάστοτε εφαρμογής.

Βιβλιογραφία

- [1] Paschotta, R., *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH, Berlin, 2008.
- [2] Παπαγιάκουμου, Ι., *Διεύρυνση των φυσικών χαρακτηριστικών και του τρόπου διάδοσης σύμφωνης ακτινοβολίας για την κατανόηση των βασικών μηχανισμών οπτικής παγίδευσης*, ΕΜΠ, Αθήνα, 2005

- [3] Wilson, J., Hawkes, J., *Optoelectronics: An Introduction* (3rd edition), Prentice Hall PTR, 1998.
- [4] Verdaasdonk, R., M., van Swol, C., F., P., “*Laser light delivery systems and applications*”, *Phys. Med. Biol.*, **42**, 869-894, 1997.
- [5] Harrington, J., A., “*Review of IR Transmitting Hollow Waveguides*”, *Fiber and Integrated Optics*, **19**, 211-217, 2000.
- [6] Jelinkova, H., Nemeč, M., Sulc, J., Cerný, P., Miyagi, M., Shi, Y., Matsuura, Y., “*Hollow waveguide delivery systems for laser technological applications*”, *Progress in Quantum Electronics*, **28**, 145-164, 2004.
- [7] Miyagi, M., Kawakami, S., “*Design theory of dielectric-coated circular metallic waveguides for infrared transmission*”, *J. Light wave Technol.* LT-2, 116-126, (1984).
- [8] Raif, J., Vardi, M., Nahlieli, O., Gannot, I., “*An Er:YAG Endoscopic Fiber Delivery System for Lithotripsy of Salivary Stones*”, *Lasers in Surgery and Medicine*, **38**, 580-587, 2006.
- [9] Iwai, K., Shi, Y., Nito, K., Matsuura, Y., Kasai, T., Miyagi, M., Saito, S., Arai, Y., Ioritani, N., Okagami, Y., Nemeč, M., Sulc, J., Jelinkova, H., Zavorai, M., Kohler, O., Drlik, P., “*Erbium:YAG laser lithotripsy by use of a flexible hollow waveguide with an end sealing cap*”, *App. Opt.*, **42**, 2431-2435, 2003.
- [10] Iwai, K., Shi, Y., Endo, M., Ito, K., Matsuura, Y., Miyagi, M., Jelinkova, H., “*Penetration of high-intensity Er:YAG laser light emitted by IR hollow optical fibers with sealing caps in water*”, *Appl. Opt.*, **43**, 2568-2571, 2004.
- [11] Mohri, S., Kasai, T., Abe, Y., Shi, Y., Matsuura, Y., Miyagi, M., “*Optical properties of end-sealed hollow fibers*”, *Appl. Opt.*, **41**, 1251-1255, 2002.
- [12] Shi, Y., Kasai, T., K., Matsuura, Y., Miyagi, M., Jelinkova, H., “*Self-cleaning effect of sealing caps for infrared hollow fiber delivering pulsed Er:YAG laser light*”, *Opt. & laser Tech.*, **38**, 107-110, 2006.

- [13] Polletto, T., J., Ngo, A., K., Tchapyjnikov, A., Levin, K., Tran, D., Fried, N., M., “*Comparison of Germanium Oxide Fibers with Silica and Sapphire Fiber Tips for Transmission of Erbium:YAG Laser Radiation*”.
- [14] Gannot I., Ben-David M., Inberg A., Croitoru N., Waynant R.W., “*Beam shape analysis of waveguide delivered infrared lasers*”, Opt. Eng. **41**, 244-250, 2002.
- [15] Morhaim O., Mendlovic D., Gannot I., Dror J., Croitoru N., “*Ray model for transmission of infrared radiation through multibent cylindrical waveguides*”, Opt. Eng. **30**, 1886-1890, 1991.
- [16] Gregory C.C., Harrington J.A., “*Attenuation, modal, polarization properties of $n < 1$, hollow dielectric waveguide*”, Ap. Opt. **32**, 5302-5309, 1993.
- [17] Inberg A., Ben-David M., Oksman K., Katzir A., Croitoru N., “*Theoretical model and experimental studies of infrared radiation propagation in hollow plastic and glass waveguides*”, Opt. Eng. **39**, 1316-1320, 2000.
- [18] Ben-David M., Inberg A., Croitoru N., “*The effect of scattering on the transmission of infrared radiated radiation though hollow waveguides*”, J. Optoe. Adv. Mater. **1**, 23-30, 1999.
- [19] Beckman P., Spizzichino A., “*The scattering of electromagnetic waves from random rough surfaces*”, Perg. Pr. Elmsford, NY, 70-99, 1963.
- [20] Born M., Wolf E., *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light*, 7ed. Camb. Press., 2001.
- [21] Matsuura Y., Abel T., Harrington J. A., “*Optical properties of small-bore hollow glass waveguides*”, Ap. Opt. **34**, 6842-6847, 1995.
- [22] Beattie J.R., “*The anomalous skin effect and the IR properties of silver and aluminum*”, Physica **23**, 898, 1957.
- [23] Papadopoulos, D., N., Papagiakoumou, E., Serafetinides, A., “*Q-switched Er:YAG radiation transmission through an oxide glass fiber for medical applications*”, Optics in Health Care and Biomedical Optics: Diagnostics and Health, **4916**, 415-422, 2002.
- [24] Gloge, D., “*Bending Loss in Multimode Fibers with Graded and Ungraded Core Index*”, Appl. Opt., **11**, 2506-2513, 1972.
- [25] Serafetinides, A., Rickwood, K., R., Fabrikesi, E., T., Chourdakis, G., Anastassopoulou, N., Matsuura, Y., Shi, Y., W., Miyagi, M., Croitoru, N., “*Bending Loss in Mid-Infrared Waveguides and Fibers*”,
- [26] Boechat, A., Su, D., Hall, D., R., Jones, J., D., C., “*Bend loss in large core multimode optical fiber beam delivery systems*”, Appl. Opt., **30**, 321-327, 1991.

- [27] Fabrikesi, E., T., Papadopoulos, D., N., Papagiakoumou, E., Serafetinides, A., “*Q-Switched Er:YAG Radiation Transmission Through Mid-Infrared Waveguides and Fibers for Medical Applications*”, Proceedings of the Conference on Laser Physics, 128-137, 2002.
- [28] Kozodoy, R., L., Pagkalinawan, A., T., Harrington, J., A., “*Small-Bore Hollow Waveguides for Delivery of 3- μ m laser radiation*”, *App., Opt.*, **35**, 1077-1082, 1996.
- [29] Crenn, J., P., “*Optical theory of Gaussian beam transmission through a hollow circular dielectric waveguide*”, *Appl. Opt.*, **21**, 4533-4541, 1982.
- [30] Croitoru, N., Dror, J., Goldenberg, E., Mendlovic, D., Ruschin, S., “*Use of Metallic and Dielectric Films for Hollow Fibers*”, *Fiber and integrated Optics*, **6**, 1987.
- [31] Young, M., “*Optics and Lasers*”, Springer, 2000.

