



Α.Τ.Ε.Ι. ΚΑΛΑΜΑΤΑΣ – ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΣΠΑΡΤΗΣ

ΤΜΗΜΑ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ ΚΑΙ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ ΚΑΙ ΔΙΚΤΥΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

«ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΤΗΣ ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΟΥ ΟΠΤΙΚΟΥ ΣΗΜΑΤΟΣ ΣΤΗΝ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ»

ΜΙΧΟΣ ΚΥΡΙΑΚΟΣ

A.M. 2005053

ΦΟΙΤΗΤΗΣ ΤΟΥ ΤΜΗΜΑΤΟΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ : ΑΝΤΡΕΑΣ ΤΣΑΡΟΥΧΑΣ

ΣΠΑΡΤΗ, 2012

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	4
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	5
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΟΠΤΙΚΕΣ ΎΝΕΣ	7
1.1 Ιστορική Αναδρομή	7
1.2 Οπτικές Ύνες.....	9
1.2.1 Γενική Εισαγωγή Στις Οπτικές Ύνες.....	9
1.2.2 Κατασκευή Οπτικών Ινών.....	11
1.2.3 Διαφορετικοί Τρόποι Μετάδοσης Οπτικών Σημάτων	11
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΦΩΣ ΥΠΟ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟ.....	15
2.1 Τι Είναι Το Φώς ;.....	15
2.1 Γεωμετρική Οπτική.....	22
2.1.1 Ανάκλαση.....	24
2.2.2 Διάθλαση.....	25
2.2.3 Ολική Εσωτερική Ανάκλαση	26
2.2.4 Γεωμετρική Οπτική Στις Οπτικές Ύνες.....	30
2.3 Ηλεκτρομαγνητισμός και Κυματοδηγοί	35
2.3.1 Οπτικοί Τρόποι Μετάδοσης	40
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΟΠΤΙΚΕΣ ΎΝΕΣ ΚΑΙ	47
ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗ ΟΠΤΙΚΟΥ ΣΗΜΑΤΟΣ.....	47
3.1 Οι Απώλειες Κατά Τη Μετάδοση Στις Οπτικές Ύνες.....	47
3.1.1 Συντελεστής Εξασθένησης.....	47
3.1.2 Απορρόφηση	49
3.1.3 Σκέδαση Rayleigh	51
3.1.4 Ατέλειες Στους Κυματοδηγούς	52
3.2 Έλεγχος Εξασθένησης Οπτικών Ινών Και Εξαρτημάτων	55

3.2.1 Έλεγχος Εξασθένησης Οπτικών Ινών	55
3.2.2 Έλεγχος Εξαρτημάτων	56
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ.....	58
4.1 Σκοπός Πειράματος	58
4.2 Έλεγχος Ποιότητας Μετάδοσης Οπτικού Σήματος.....	58
4.3 Το Διάγραμμα Οφθαλμού.....	58
4.4 Πειραματική Διαδικασία.....	61
4.5 Εφαρμογή και δημιουργία στοιχείων του φαινομένου της εξασθένησης. 1 ^η Περίπτωση	63
4.6 Εφαρμογή και δημιουργία στοιχείων του φαινομένου της εξασθένησης. 2 ^η Περίπτωση	68
4.7 Συμπεράσματα- Σχόλια.....	77
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	79

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η εργασία αποτελείται από τέσσερις (4) βασικές θεματικές ενότητες, οι οποίες επιμερίζονται σε επιμέρους κεφάλαια.

Το πρώτο κεφάλαιο αποτελεί μια εισαγωγή στο θέμα των οπτικών ινών, παρουσιάζεται η ιστορική εξέλιξη στο θέμα των επικοινωνιών και στη συνέχεια αναλύεται η οπτική ίνα και η τεχνολογία της.

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζεται η φυσική προσέγγιση γύρω από τις οπτικές ίνες, όπως είναι η γεωμετρική προσέγγιση των φωτεινών ακτινών στο υποκεφάλαιο «Οπτική» και στο επόμενο υποκεφάλαιο παρουσιάζεται η συμπεριφορά και η μετάδοση του φωτός μέσα σε περιορισμένο χώρο.

Στο τρίτο κεφάλαιο μελετάται ξεχωριστά το φαινόμενο της εξασθένησης του οπτικού σήματος κατά τη διάδοσή του στις οπτικές ίνες.

Στο τέταρτο και τελευταίο κεφάλαιο αναλύεται η πειραματική διαδικασία, τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο άνθρωπος από τα προϊστορικά χρόνια δεν έχει σταματήσει να ανακαλύπτει διαφορετικούς τρόπους για να ικανοποιήσει μια από τις σημαντικότερες ανάγκες του, αυτή της επικοινωνίας.

Μπορούμε να διαχωρίσουμε την επικοινωνία σε άμεση και έμμεση. Στην κατηγορία της άμεσης επικοινωνίας συμπεριλαμβάνεται η με οποιοδήποτε τρόπο επικοινωνία ανάμεσα σε μια ομάδα ανθρώπων, κατά την οποία δε μεσολαβεί κάποια μορφή τεχνολογίας. Στην κατηγορία της έμμεσης συμπεριλαμβάνονται όλες τις μορφές επικοινωνίας για τις οποίες είναι απαραίτητη η χρήση τεχνολογίας. Η κατηγορία αυτή μπορεί να χωριστεί επιπλέον σε δυο άλλες κατηγορίες σύμφωνα με τον Atkins (2003), την έμμεση ηχητική και την έμμεση εικονική, δηλαδή έχουμε ως εξής :

Επικοινωνία

Η επικοινωνία διακρίνεται σύμφωνα με τον Gambling (2000) σε:

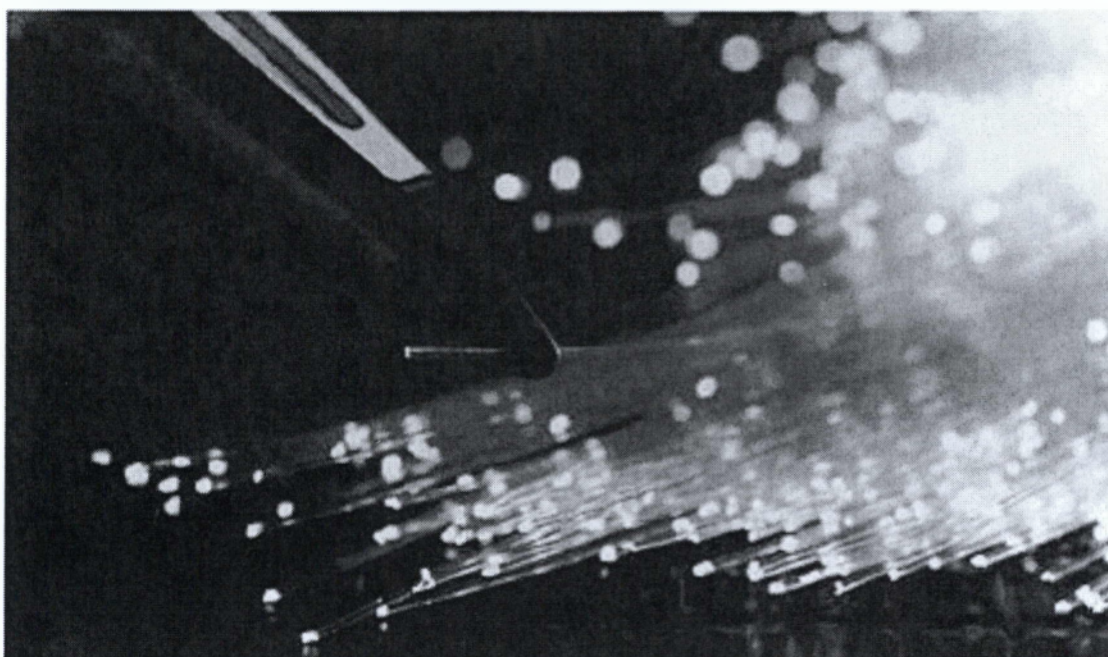
- ↓ Άμεση
- ↓ Έμμεση
 - Έμμεση ηχητική. Αφορά στην επικοινωνία αποκλειστικά μέσω ήχων, όπως π.χ. αγγελιοφόροι, ηχητικά τύμπανα, τηλέφωνο, ράδιο.
 - Έμμεση εικονική. Αφορά στην επικοινωνία αποκλειστικά μέσω εικόνων, όπως π.χ. φωτιές, σήματα καπνού, ταχυδρομικά περιστέρια, υδραυλικοί τηλεγράφοι.

Στα πλαίσια της παγκοσμιοποίησης, με την επιταχυνόμενη τεχνολογική πρόοδο, οι αποστάσεις μίκρυναν χρησιμοποιώντας βίντεο κλήσεις μέσω κινητών τηλεφώνων καθώς και μεταξύ ηλεκτρονικών υπολογιστών (π.χ. πρόγραμμα Skype). Αυτό όμως δε θα ήταν δυνατό να συμβεί, αν δεν υπήρχαν τα μέσα να μεταφερθούν γρήγορα, εύκολα και προπάντων με ασφάλεια, τα πακέτα δεδομένων (δεδομένα).

Η ανακάλυψη όλο και πιο ασφαλών τρόπων μεταφοράς δεδομένων, καθώς και η μεγαλύτερη μεταφορά ποσότητας σε συντομότερο χρονικό διάστημα, βοήθησε ενεργά στην τεχνολογική ανάπτυξη. Ένας από αυτούς τους τρόπους είναι και η χρήση

της οπτικής ίνας, την οποία δεν είναι εφικτό να ιδωθεί μεμονωμένη, αλλά στοιβαγμένη σε δέσμες, αποτελούμενες από χιλιάδες μικροσκοπικές οπτικές ίνες, η καθεμιά τους έχοντας τη διάμετρο μιας ανθρώπινης τρίχας.

Οι οπτικές ίνες έχουν βρει εφαρμογή σε διάφορους τομείς της σύγχρονης κοινωνίας, όπως στη διαφήμιση, τα Μ.Μ.Ε., τη διαπροσωπική επικοινωνία, τις κυβερνητικές επικοινωνίες κτλ. Παρόλα αυτά υπάρχουν, όπως θα περίμενε κανείς, τεχνολογικές δυσκολίες όσων αφορά σε απώλειες που σχετίζονται με την εξασθένηση σήματος, τη διασπορά οπτικής ίνας και άλλες. Κάτι που μέχρι τώρα έχει μελετηθεί αρκετά και λύσεις έχουν βρεθεί (Kouznetsov, & Moloney, 2003).



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΟΠΤΙΚΕΣ ΪΝΕΣ

1.1 Ιστορική Αναδρομή

Από τα αρχαία χρόνια, οι άνθρωποι είχαν ανακαλύψει διάφορους τρόπους για να μεταδίδουν πληροφορίες σε μακρινές αποστάσεις. Περί το 800 π.Χ. οι Έλληνες χρησιμοποιούσαν σινιάλα φωτιάς και καπνού έτσι ώστε να μεταδώσουν σημαντικές πληροφορίες, όπως για παράδειγμα τη νίκη σε μια σημαντική μάχη. Όλοι αυτοί οι τρόποι όμως είχαν ένα βασικό ελάττωμα, οι καιρικές συνθήκες επηρέαζαν κατά πολύ τη ποιότητα του σήματος, σε σημείο κάποιες φορές όπως όταν είχε ομίχλη να μην είναι δυνατόν να μπορεί να μεταδοθεί η πληροφορία (Tran et al., 1984).

Δεν υπήρξε δραστική βελτίωση στο θέμα αυτό για πολλούς αιώνες κάτι που πραγματοποιήθηκε στις αρχές του 19^{ου} αιώνα, από τους αδερφούς Chappe από τη Γαλλία οι οποίοι ανακάλυψαν το πρώτο οπτικό τηλέγραφο, το σηματοφόρο (1791). Σχεδόν μισό αιώνα μετά, ο Samuel Morse ανακάλυψε το τηλέγραφο εγκαινιάζοντας την έναρξη της εποχής της ηλεκτρικής επικοινωνίας (1835). Από εδώ και πέρα πραγματοποιείται μια επανάσταση στο θέμα της επικοινωνίας. Οποιαδήποτε επιστημονική γνώση, πρόσφατα αποκτημένη, χρησιμοποιούνταν κατά τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να δώσει νέα ώθηση στο τομέα της επικοινωνίας. Ο Graham Bell με το φωτόφωνο (1872) και το πρώτο τηλέφωνο (1876) το οποίο χρησιμοποιούσε ηλεκτρικό ρεύμα για τη μετάδοση συνομιλιών. Ύστερα από δέκα χρόνια περίπου, ο Hertz ανακαλύπτει τα ραδιοκύματα (1887) και το 1895 ο Marconi πραγματοποιεί τη πρώτη ραδιοεπικοινωνία χωρίς τη χρήση καλωδίων. Δεν υπάρχει ριζική αλλαγή στο θέμα της μεταφοράς δεδομένων μέχρι περίπου το 1960, με την εφεύρεση του LASER από τον Maiman. Αυτή η ανακάλυψη σηματοδοτεί μια νέα εποχή στο θέμα της επικοινωνίας. Με την ανακάλυψη του LASER ξεκινάει η εποχή των οπτικών ινών (Hecht, 2002).

Ένα σύντομο χρονοδιάγραμμα, με περισσότερα ονόματα που συμμετείχαν ενεργά προς τη κατεύθυνση της κυριαρχίας της οπτικής ίνας, είναι το ακόλουθο :

- Κατά τα αρχαία χρόνια οι Ρωμαίοι δημιουργούν τις πρώτες γυάλινες ίνες.

- **1790.** Οι Γάλλοι αδερφοί Chappe δημιουργούν το σηματοφόρο, το πρώτο οπτικό τηλέγραφο.
- **1840.** Οι D. Colladon και J. Babinet στο Παρίσι, συσχέτισαν τη κατεύθυνση του φωτός με αυτή των πιδάκων νερού στα συντριβάνια.
- **1854.** Ο J. Tyndall απέδειξε τη στρέβλωση των φωτεινών σημάτων.
- **1880.** Ο W. Wheeler τύλιξε το σπίτι του με γυάλινους σωλήνες ίδιας κατασκευής και τους φώτισε με μια ηλεκτρική λάμπα από το υπόγειο.
- **1888.** Οι γιατροί Roth και Reuss στη Βιέννη φωτίζουν κοιλότητες του σώματος με λυγισμένες γυάλινες βέργες.
- **1920.** Ο J. Logie Reurd ακολουθώντας πιθανώς τις ιδέες του Γάλλου μηχανικού H. Saint-Rene, χρησιμοποιεί συστοιχίες διάφανων ράβδων για τη μετάδοση εικόνων.
- **1951.** Ο H. Moeller αιτείται δίπλωμα ευρεσιτεχνίας για τις οπτικές ίνες.
- **1958.** Ανακάλυψη του LASER.
- **1961.** Ο Snitzer δημοσιεύει τη πρωτότυπη θεωρητική του εργασία, πάνω στις οπτικές ίνες.
- **1970.** Οι επιστήμονες στο Corning Glass Works επιτυγχάνουν να δημιουργήσουν ίνες με εξασθένωση λιγότερο από 20 dB/km.
- **1975.** Η αστυνομία του Dorset πραγματοποιεί τη πρώτη σύνδεση μέσω οπτικών ιών.
- **1991.** Ο Desurvire και ο Payne δημιουργούν για πρώτη φορά τα all-optics συστήματα.
- **1996.** Τα πρώτα καλώδια οπτικών ιών TPC-5, με οπτικούς ενισχυτές.
- **2000.** Ανακοινώνεται η έναρξη του Flag Pacific-1, που θα μεταφέρει συνολικά 10,24 Tbit/s δεδομένα σε ένα μήκος 24.000 km αποτελούμενο από 447 επαναλήπτες.

- **2001.** Ανακοινώνεται η έναρξη του έργου Apollo. Θα έχει μήκος 13.000 km και θα ενώνει ΗΠΑ, Αγγλία και Γαλλία μεταφέροντας 3,2 Tbit/s. Είναι WDM δίκτυο και χρησιμοποιεί 80 κανάλια των 10 Gbit/s
- **2002.** Το FlagPacific -1 και το Apollo είναι εμπορικά διαθέσιμα.

1.2 Οπτικές Ίνες

1.2.1 Γενική Εισαγωγή Στις Οπτικές Ίνες

Οπτική ίνα είναι ένας κυλινδρικός διηλεκτρικός κυματοδηγός που μεταδίδει φως κατά τον άξονα του με ολική εσωτερική ανάκλαση, πολύ μικρών διαστάσεων. Πρακτικά, υπάρχουν τα οπτικά καλώδια, τα οποία είναι στη πραγματικότητα, μια δέσμη χιλιάδων οπτικών ινών. Σύμφωνα με τον Mirabito (2004), η δομή ενός οπτικού καλωδίου, από μέσα προς τα έξω, είναι η ακόλουθη :

- ❖ Ο πυρήνας, που αποτελείται από τη δέσμη των οπτικών ινών και προφανώς όπως υποδηλώνει η λέξη πυρήνας, βρίσκεται στο κέντρο της όλης διάταξης.
- ❖ Η εσωτερική επένδυση, που αποτελείται από υλικό χαμηλότερου δείκτη διάθλασης, το οποίο ανακλά το φως που τείνει να διαφύγει εσωτερικά.
- ❖ Η εξωτερική επένδυση, που αποτελείται από ανθεκτικό υλικό, το οποίο προστατεύει το εσωτερικό μέρος του καλωδίου από εξωτερικές φθορές. Το υλικό ποικίλει από καουτσούκ για τις καθημερινές οικιακές συσκευές, μέχρι ατσάλι για τις βιομηχανικές εφαρμογές.

Οι οπτικές ίνες χωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες σύμφωνα με τον Gowar (1993), ανάλογα με τον τρόπο μετάδοσης του σήματος :

1. Μονότροπες οπτικές ίνες, για μεταφορά δεδομένων άνω των 10 km.
2. Πολύτροπες οπτικές ίνες, για μεταφορά δεδομένων άνω των 3 km.

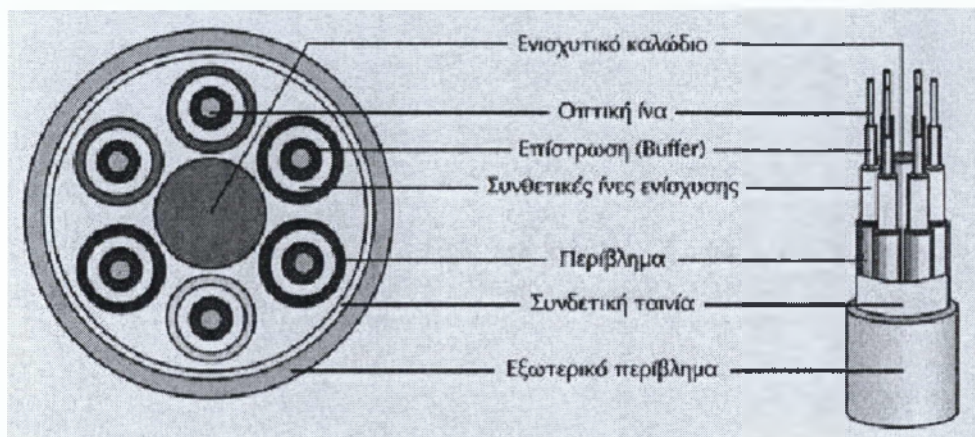
Οι παραπάνω όμως αποστάσεις περιορίζονται από διάφορους παράγοντες. Παρακάτω παρατίθενται οι εξής (Koji; *et al.*, 2003):

- Εύρος ζώνης της πηγής.
- Εύρος ζώνης του δέκτη.

- Χρωματική διασπορά του μεταδιδόμενου σήματος.
- Χρήση συνδέσμων και διακλαδωτών (προτιμότερο είναι να χρησιμοποιηθούν σε πολύτροπες οπτικές ίνες παρά σε μονότροπες).

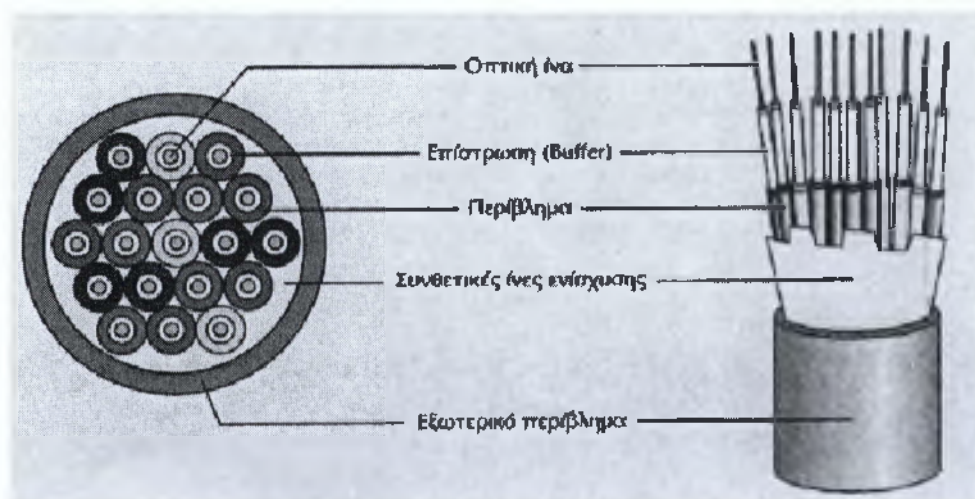
Τα οπτικά καλώδια συνήθως περιέχουν από 1 έως 36 οπτικές ίνες. Στο τρόπο κατασκευής ξεχωρίζουμε δύο διαφορετικές κατηγορίες:

- Η πρώτη είναι γνωστή ως Tight Buffer:



Εικόνα 1.1 Καλώδιο Tight Buffer

- Η δεύτερη ως Loose Buffer:



Εικόνα 1.2 Καλώδιο Loose Buffer

Η μόνη διαφορά τους ως προς τη δομή είναι το που τοποθετούνται οι συνθετικές ίνες ενίσχυσης.

1.2.2 Κατασκευή Οπτικών Ινών

Η κατασκευή των οπτικών ινών χωρίζεται σε τρία βασικά στάδια σύμφωνα με Glasesmenn (1999):

1. Στο πρώτο στάδιο πραγματοποιείται η δημιουργία ενός γυάλινου κυλίνδρου, το οποίο πρέπει να είναι όσο το δυνατόν καθαρότερο. Υπάρχει ειδικός εξοπλισμός για την απομάκρυνση των οποιοδήποτε ξένων σωμάτων, που θα επέφεραν μείωση της απόδοσης της οπτικής ίνας.
2. Στο δεύτερο στάδιο γίνεται η δημιουργία των οπτικών ινών. Ο παραπάνω κύλινδρος τοποθετείται σε μια συσκευή σε σχήμα πύργου, ο οποίος λιώνει το γυαλί σε θερμοκρασίες κοντά 2500 °C. Το γυαλί εξέρχεται σε ρευστή μορφή από τη συσκευή από μικρές οπές και ρέει κατακόρυφα καθώς ψύχεται. Έτσι σχηματίζεται η πρώτη μορφή οπτικής ίνας. Με ειδικούς μηχανισμούς ελέγχεται ώστε οι ίνες να έχουν το σωστό σχηματισμό και εξασφαλίζουν ότι η διάμετρος θα είναι στα επιθυμητά όρια.
3. Στο τελικό στάδιο της δημιουργίας βρίσκουμε τον ποιοτικό έλεγχο των παραχθέντων ινών.

1.2.3 Διαφορετικοί Τρόποι Μετάδοσης Οπτικών Σημάτων

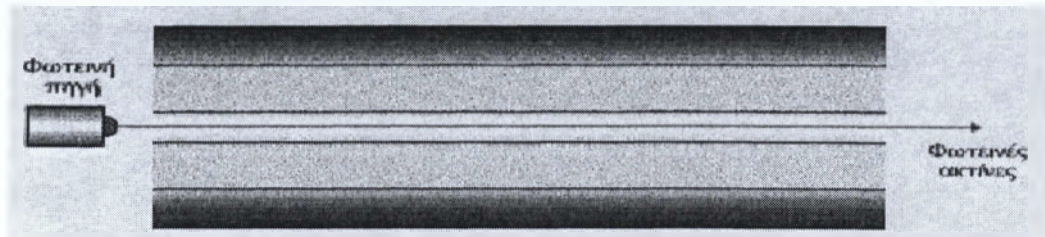
Ένας από τους τρόπους διαχωρισμού των οπτικών ινών, είναι ανάλογα το τρόπο μετάδοσης του σήματος¹. Έτσι έχουμε τις μονότροπες και τις πολύτροπες οπτικές ίνες:

- Μονότροπες οπτικές ίνες (single-mode fiber optics)

Οι μονότροπες οπτικές ίνες, επιτρέπουν όπως υποδηλώνει η ονομασία τους, ένα κύμα μόνο να περάσει. Σε αυτή τη περίπτωση, $V \leq 2.405$ με διάμετρο πυρήνα κοντά στα 10 μm και πολύ μικρή διαφορά μεταξύ των δεικτών διάθλασης του πυρήνα και

¹ Ως τρόπο, εννοούμε το πώς μεταδίδονται τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μέσα σε ένα κυματοδηγό, το πώς διαμορφώνεται το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο κατά τον άξονα μετάδοσης μέσα στην ίνα. Σε αγώγιμους κυματοδηγούς υπάρχουν τα εγκάρσια ηλεκτρικά (TE-modes, $E_z=0$) και μαγνητικά (TM-modes, $B_z=0$) κύματα εάν θέσουμε τον άξονα μετάδοσης κατά τη z-διεύθυνση. Όμως, στις οπτικές ίνες, μαζί με τα παραπάνω κύματα, δημιουργούνται και υβριδικά, τα οποία διαθέτουν και ηλεκτρική και μαγνητική συνιστώσα κατά τον άξονα διεύθυνσης. Αυτά τα κύματα τα ονομάζουμε EB (εδώ είναι ισχυρότερο η μαγνητική συνιστώσα) και BE (εδώ είναι ισχυρότερο η ηλεκτρική συνιστώσα) κύματα.

του περιβλήματος. Οι ίνες αυτής τις κατηγορίας, είναι πολύ ακριβές, λόγω του ότι η κατασκευή τους είναι πολύ δύσκολη. Οι μονότροπες ίνες χρησιμοποιούνται πολύ στη μετάδοση δεδομένων για πολύ μεγάλες αποστάσεις, λόγω του ότι οι απώλειες λόγω μετάδοσης και διασποράς είναι πάρα πολύ μικρές. Εδώ τα μήκη κύματος ποικίλουν από 1310 nm έως 1550 nm.



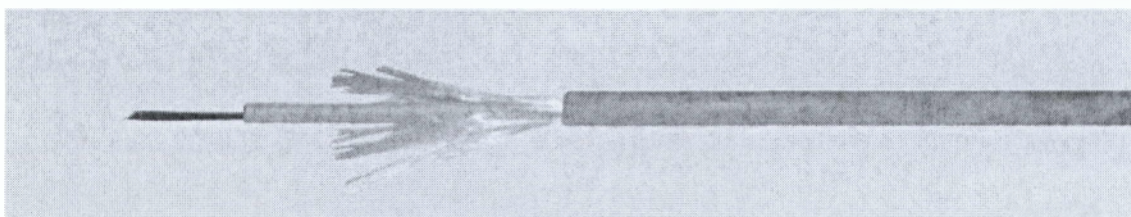
Εικόνα 1.3 Μονότροπη οπτική ίνα

Σημείωση: Ο αριθμός των κυμάτων που δύναται να μεταφερθούν μέσα από μια μονότροπη ίνα, δίνεται από τη V -number $= \frac{2\pi}{\lambda} n_1 a \sqrt{2\Delta}$ παρακάτω σχέση :

όπου a είναι η ακτίνα του πυρήνα της ίνας, n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα, λ το μήκος κύματος του διαδιδόμενου κύματος, Δ η σχετική διαφορά των δεικτών διάθλασης n_1 και n_2 , όπου n_2 ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος.

- Πολύτροπες οπτικές ίνες (multi-mode fiber optics)

Οι πολύτροπες οπτικές ίνες, επιτρέπουν όπως υποδηλώνει η ονομασία τους, πολλά διαφορετικά κύματα να διαδοθούν. Σε αυτή τη περίπτωση, $V > 2.405$. Συγκριτικά με τις μονότροπες οπτικές ίνες, εδώ η διαφορά των δεικτών διάθλασης και η διάμετρος του πυρήνα, έχουν πολύ μεγαλύτερες τιμές. Αυτές οι ίνες χρησιμοποιούνται γενικά σε τοπικά δίκτυα επικοινωνιών. Τα μήκη κύματος εδώ ποικίλουν από 850 nm έως 1300 nm.



Εικόνα 1.4 Πολύτροπη οπτική ίνα

Ο αριθμός των κυμάτων που δύναται να μεταφερθούν μέσα από μια πολύτροπη ίνα, δίνεται από τη παρακάτω σχέση :

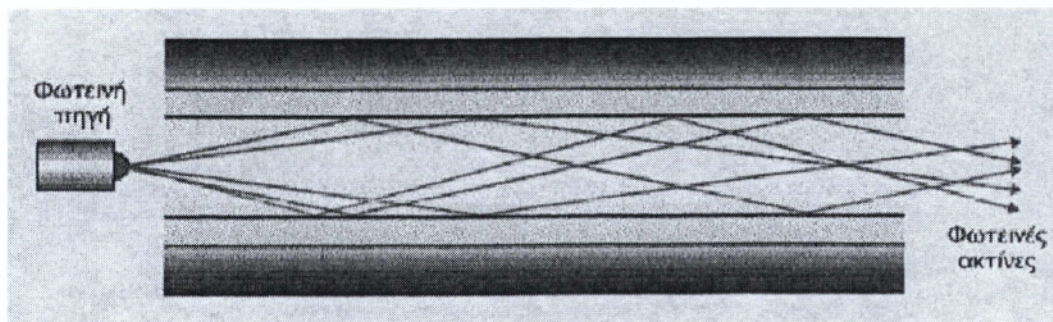
$$N = \frac{V^2}{2} = 4.9 \left(\frac{dn_1 \sqrt{2\Delta}}{\lambda} \right)^2$$

όπου d είναι η διάμετρος του πυρήνα της ίνας, n_1 είναι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα, λ το μήκος κύματος του διαδιδόμενου κύματος και Δ η σχετική διαφορά των δεικτών διάθλασης n_1 και n_2 , όπου n_2 ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος.

Τις πολύτροπες ίνες μπορούμε να τις χωρίσουμε σε δύο επιπλέον κατηγορίες, βάσει του τρόπου αλλαγής του δείκτη διάθλασης του πυρήνα :

- **Ίνες με διακριτό δείκτη διάθλασης του πυρήνα (step index).**

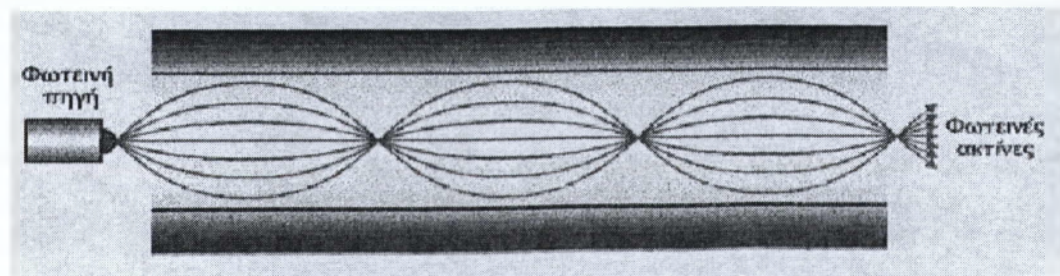
Οι ίνες με διακριτό δείκτη διάθλασης, διαθέτουν πυρήνα του οποίου η διάμετρος είναι κατά μέσο όρο 150 μm με το δείκτη διάθλασης του να παρουσιάζει μια απότομη αύξηση καθώς πλησιάζουμε στο υλικό επίστρωσης.



Εικόνα 1.5 Πολύτροπη οπτική ίνα με διακριτό δείκτη διάθλασης

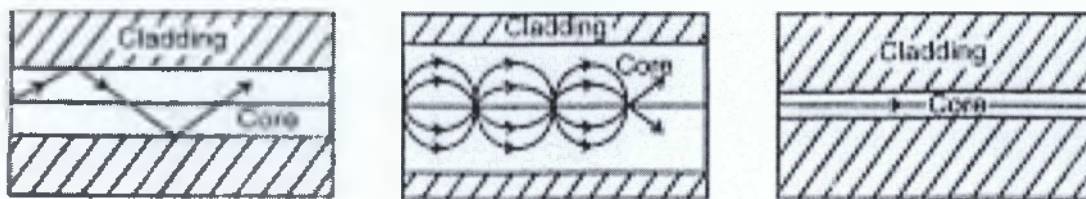
- **Ίνες με βαθμιαίο δείκτη διάθλασης του πυρήνα (graded index).**

Εδώ, η ίνα διαθέτει πυρήνα των 50 μm ή 62.5 μm και η βασική διαφορά εντοπίζεται στη βαθμιαία μείωση του δείκτη διάθλασης καθώς περνάμε από το πυρήνα στο υλικό επίστρωσης.



Εικόνα 1.6 Πολύτροπη οπτική ίνα με βαθμιαίο δείκτη διάθλασης

Στην Εικόνα 1.7, βλέπουμε τη συμπεριφορά του φωτός και στις τρεις περιπτώσεις. Οι δύο πρώτες είναι πολύτροπες οπτικές ίνες, διακριτού και βαθμιαίου δείκτη διάθλασης αντίστοιχα, ενώ η τρίτη περίπτωση είναι αυτή της μονότροπης οπτικής ίνας.



Εικόνα 1.7 Τα τρία είδη οπτικών ινών μαζί

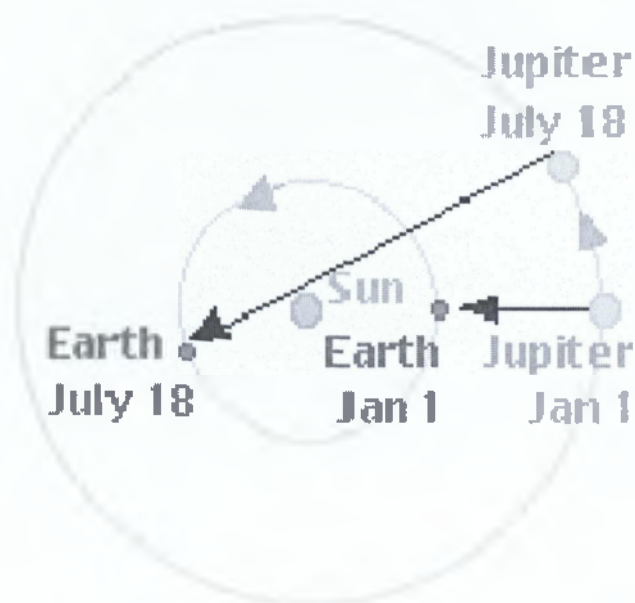
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΦΩΣ ΥΠΟ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟ

2.1 Τι Είναι Το Φώς ;

Από τα αρχαία χρόνια μέχρι τις μέρες μας, η αντίληψη για το ποια είναι η φύση του φωτός, έχει αλλάξει πολλές φορές. Αυτό το γεγονός αποδεικνύει την ιδιαίζουσα φύση του φωτός.

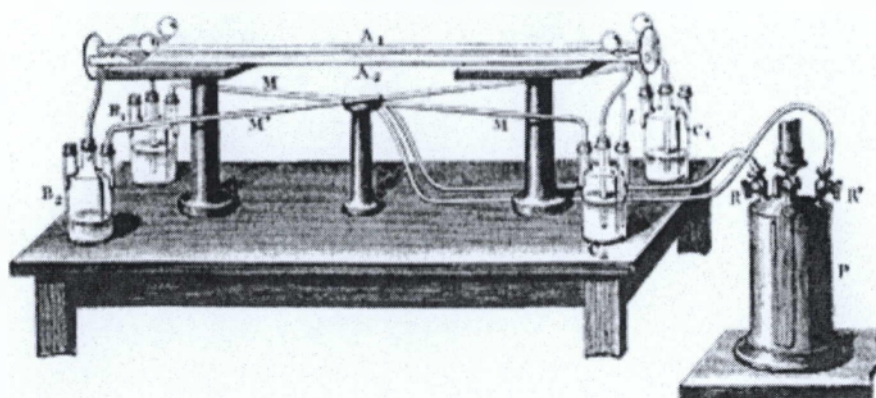
Από τα αρχαία χρόνια, υπήρχαν απόψεις οι οποίες ήταν βασισμένες σε απλές παρατηρήσεις και ελλείπει πειραματικών αποτελεσμάτων, φαντάζουν (λανθασμένα) στο σύγχρονο άνθρωπο μη σοβαρές, όπως π.χ. ότι για τη λειτουργία της όρασης ξεκινούσαν από τα μάτια ακτίνες φωτός και ανακλώμενες στην επιφάνεια που κοιτούσαμε επέστρεφαν στο μάτι. Ανάμεσα σε αυτές τις απόψεις, υπήρχαν και κάποιες οι οποίες θυμίζουν σε μεγάλο βαθμό τη σημερινή άποψη της επιστημονικής κοινότητας, όπως εκείνη του αρχαίου Έλληνα φιλόσοφου Εμπεδοκλή, ο οποίος πίστευε ότι ο άνθρωπος βλέπει διότι τα αντικείμενα εκπέμπουν μικροσκοπικά σωματίδια τα οποία φτάνουν στον οφθαλμό. Από την αρχαιότητα δεν σημειώθηκε σημαντική βελτίωση στο συγκεκριμένο θέμα αν και ποτέ δεν έπαψε το ανθρώπινο γένος να αναρωτιέται για τη φύση του ζωογόνου φωτός (Ramasuami, 1998).

Γύρω στο 1660, ο Ιταλός F.M.Grimaldi, καθηγητής μαθηματικών και φυσικής στο Κολλέγιο Ιησουητών στη Μπολόνια, ο οποίος και εισήγαγε τη λέξη διάθλαση (diffraction). Πραγματοποίησε πειράματα που αφορούσαν τη φύση του φωτός και απέδειξε ότι το φως περιθλάται, κάτι το οποίο μπορεί να συμβεί μόνο αν έχει κυματική φύση. Ύστερα από μια δεκαετία περίπου, ο I.Newton κατάφερε με μια σωματιδιακή θεωρία να ερμηνεύσει όλα τα πειραματικά αποτελέσματα της εποχής και συγκεκριμένα τους νόμους της ανάκλασης και διάθλασης, κάτι που σκίασε τα αποτελέσματα του Grimaldi. Το 1676, ο Δανός αστρονόμος Ole C. Rømer πραγματοποιεί ένα πρώτο πρόχειρο υπολογισμό όσων αφορά αυτή τη φορά τη ταχύτητα του φωτός, παρατηρώντας ένα από τους δορυφόρους του Δία, την Ιώ και κατέληξε στο συμπέρασμα ότι το φως πρέπει να ταξιδεύει με ταχύτητα περίπου 200.000 km/s (Olzak, 2007).

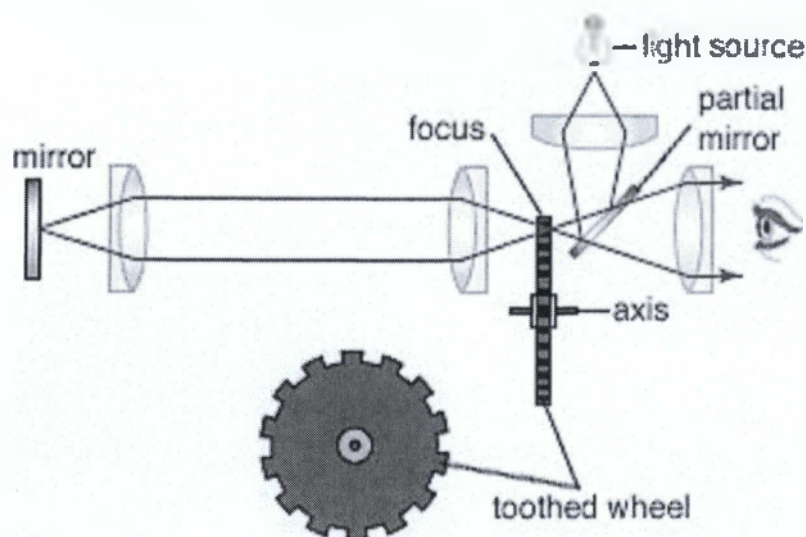


Εικόνα 2.1 Υπολογισμός του φωτός με βάσει τους δορυφόρους του Δία

Το 1678, ο Ολλανδός C.Huygens απέδειξε τους αντίστοιχους νόμους της ανάκλασης και διάθλασης με τη δική του κυματική θεωρία. Η επιρροή όμως του Νεύτωνα ήταν τόσο μεγάλη που χρειάστηκε να περάσουν αρκετά χρόνια μετά ακόμα και από το θάνατο του (1727) για να υποστηριχθεί η κυματική θεωρία. Το 1801, με τα πειραματικά αποτελέσματα του T.Young, αποδείχθηκε ότι υπό ορισμένες συνθήκες, το φως συμβάλλει σαν να είναι κύμα κάτι που ήταν αδύνατο να ερμηνευθεί με τη σωματιδιακή θεωρία. Μερικά χρόνια αργότερα, ο Γάλλος φυσικός A.Fresnel πραγματοποιεί πειράματα συμβολής και περίθλασης του φωτός ενισχύοντας τη κυματική θεωρία. Το 1850 επίσης ενισχύεται η κυματική θεωρία με τα πειράματα που πραγματοποίησε ο J.Foucault αποδεικνύοντας ότι η ταχύτητα του φωτός στα υγρά είναι μικρότερη από ότι στον αέρα, ενώ στη σωματιδιακή θεωρία προβλεπόταν το αντίθετο. Μεσολαβεί χρονολογικά ένα πείραμα για τη μέτρηση της ταχύτητας του φωτός από τον A.H.L.Fizeau, ο οποίος το 1851, πραγματοποιεί το πρώτο επίγειο πείραμα και καταλήγει στη πειραματική τιμή 313.300 km/s κάτι που είναι πολύ κοντά στη σημερινή αποδεκτή πειραματική τιμή και πολύ καλύτερο αποτέλεσμα σε σχέση με αυτό του Rømer (Kouznetsov, 2003).



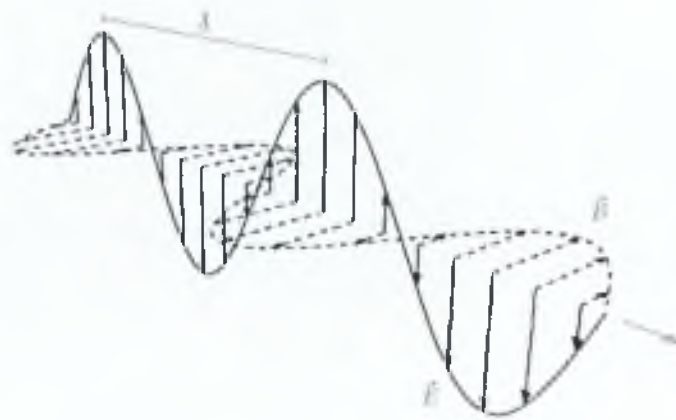
Εικόνα 2.2 Το πείραμα περίθλασης του J.Foucault



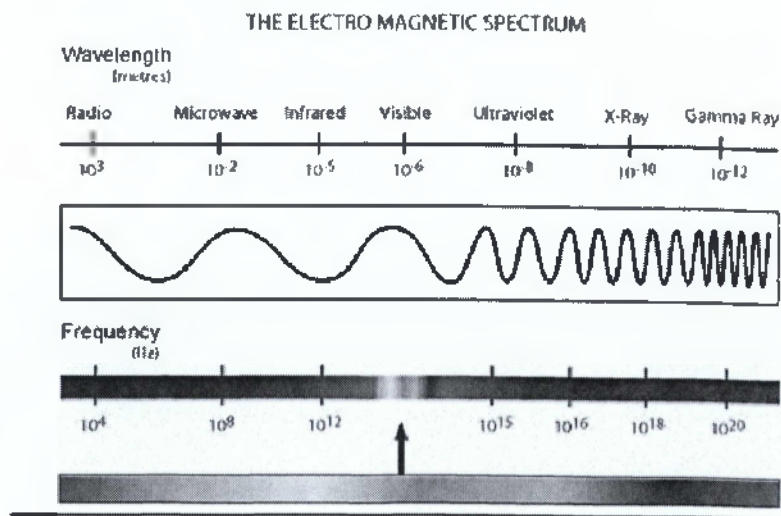
© 2006 Encyclopædia Britannica, Inc.

Εικόνα 2.3 Το πείραμα του A.H.L.Fizeau

Νέα στοιχεία για τη σωματιδιακή θεωρία του φωτός δίδεται ξεχωριστά από το ντουέτο J.C.Maxwell και H.R.Hertz. Ο πρώτος με την ενοποίηση του ηλεκτρισμού με το μαγνητισμό το 1873, προβλέπει θεωρητικά την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και διατυπώνει για πρώτη φορά ένα θεωρητικό τύπο για τη ταχύτητα του φωτός σε ένα μέσο ενώ το 1887 ο Hertz πραγματοποιεί τα κατάλληλα πειράματα και επιβεβαιώνει τη θεωρία του Maxwell (Olzak, 2007).



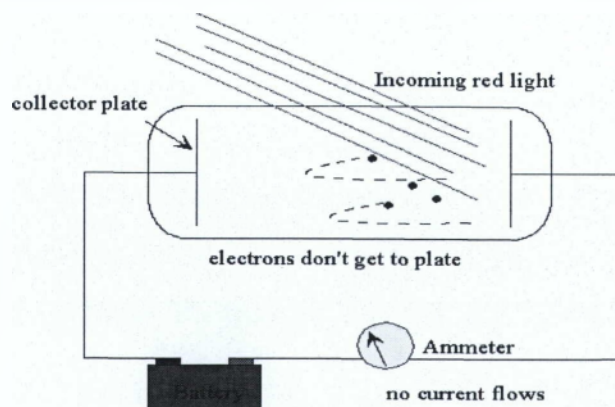
Εικόνα 2.4 Η θεωρία του J.C.Maxwell



Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

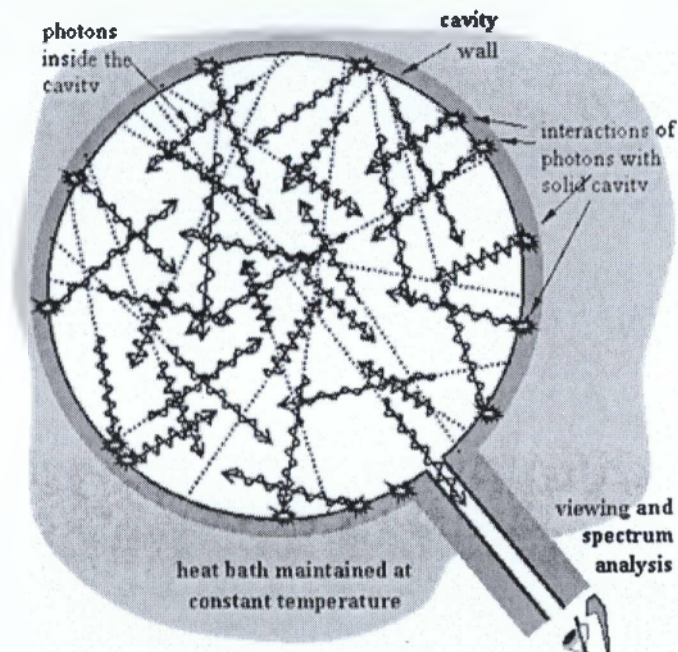
Εικόνα 2.5 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Ο Hertz όμως ανέδειξε και ένα άλλο φαινόμενο, που έγινε γνωστό με το όνομα, φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, και το οποίο δεν ερμηνευόταν με τη κυματική θεωρία.



Εικόνα 2.6 Διάταξη για την ερμηνεία του Φωτοηλεκτρικού Φαινομένου

Την ερμηνεία του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, έδωσε ο A.Einstein το 1905, κάτι για το οποίο του απονεμήθηκε και το βραβείο Nobel Φυσικής το 1921. Για να ερμηνεύσει το συγκεκριμένο φαινόμενο ο Einstein, χρειάστηκε να υιοθετήσει την ιδέα του κβάντου, μια πρόσφατη ιδέα του Γερμανού φυσικού M.Planck που του χρειάστηκε για να ερμηνεύσει την ακτινοβολία μέλανος σώματος και πήρε για αυτή του την ανακάλυψη το βραβείο Nobel Φυσικής το 1918 (Atkins, 2003).



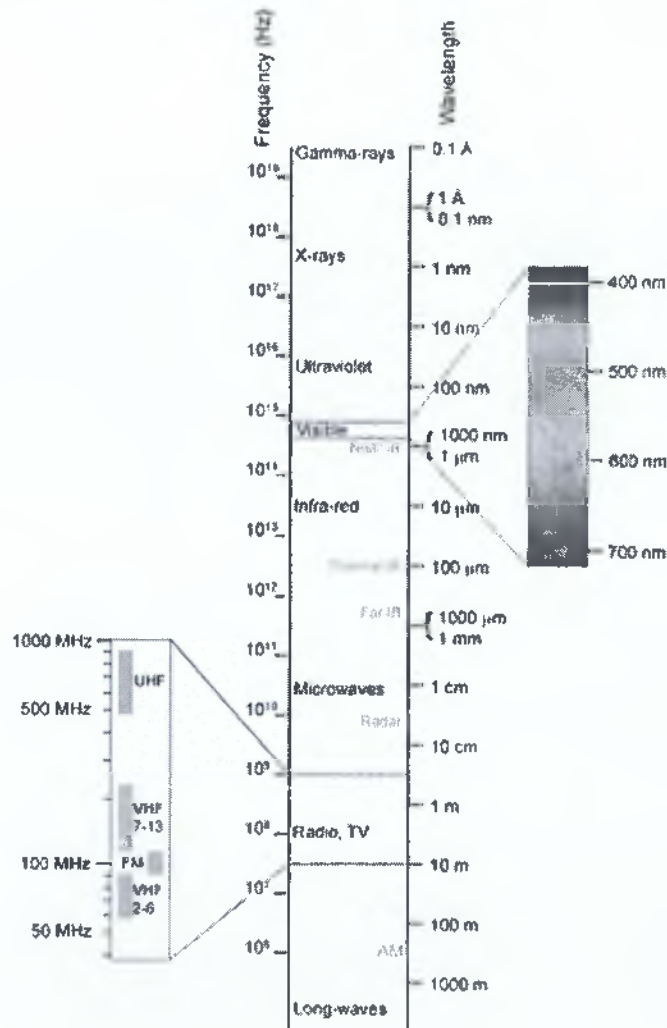
Εικόνα 2.7 Το κβάντο

Η θεώρηση των κβάντων όμως είναι μια άποψη που επανέφερε στο προσκήνιο τη σωματιδιακή φύση του φωτός. Σήμερα είναι αποδεκτό ότι η φύση του φωτός είναι στην πραγματικότητα ένας δυισμός των δύο τόσο διαφορετικών καταστάσεων, υπάρχει δηλαδή η κυματοσωματιδιακή φύση του φωτός, κάτι που πηγάζει άμεσα και αβίαστα από τη κβαντική φυσική (Melling, 2002).

Στη σύγχρονη εποχή, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα κατηγοριοποιούνται με βάση τη συχνότητα τους ή αντίστοιχα το μήκος κύματος. Στο παρακάτω πίνακα καταγράφονται όλες τις κατηγορίες κατανεμημένες από τα πιο ασθενή (βάσει ενέργειας) στα πιο ισχυρά (Atkins, 2003):

Όνομασία	Εύρος συχνοτήτων (Hz)	Ενέργεια φωτονίων (eV)
Ραδιοκύματα	0 – 300 MHz	0 – 10^{-9} eV
Μικροκύματα	300 MHz – 300 GHz	10^{-5} - 10^{-3} eV
Υπέρυθρη Ακτινοβολία	300 GHz – 400 THz	10^{-3} - 1.6 eV
Ορατή Ακτινοβολία	400 – 800 THz	1.6 – 3.2 eV
Υπεριώδης Ακτινοβολία	800 THz – $3 \cdot 10^5$ THz	3.2 eV – 2 keV
Ακτινοβολία X	$3 \cdot 10^5$ THz – $5 \cdot 10^7$ THz	2 keV – 0.24 MeV
Ακτινοβολία γ	$5 \cdot 10^7$ THz – $3 \cdot 10^{10}$ THz	0.24 – 10 MeV
Κοσμική Ακτινοβολία	άνω των $3 \cdot 10^{10}$ THz	άνω των 10 MeV

Πίνακας 2.1 Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα.



Εικόνα 2.8 Ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

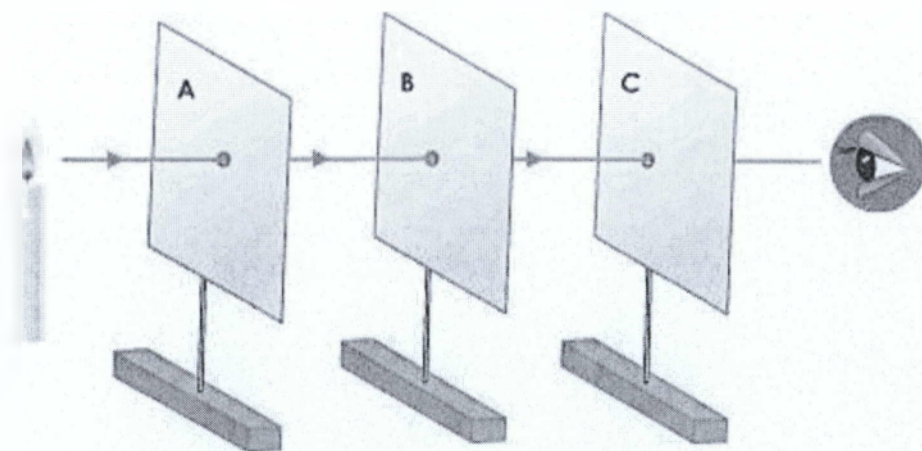
- **Ραδιοκύματα**. Χρησιμοποιούνται ευρύτατα στις τηλεπικοινωνίες. Χωρίζονται περαιτέρω σε υποκατηγορίες, από τα βιομηχανικά κύματα έως τα υπερβραχέα.
- **Μικροκύματα**. Επίσης παράγονται σε κεραίες. Εδώ υπάρχουν τρεις επιπλέον υποκατηγορίες ανάλογα τα μήκη κύματος και είναι τα κύματα UHF, SHF και EHF.
- **Υπέυθρη ακτινοβολία**. Συμπεριλαμβάνει τη θερμική ακτινοβολία καθώς επίσης και στη τεχνολογία, όπως ασύρματη εκπομπή υπερύθρων και στα οπτικά ηλεκτρονικά μέσα.
- **Ορατή ακτινοβολία**. Υπεύθυνη για την εξέλιξη του ανθρώπινου είδους.
- **Υπεριώδης ακτινοβολία**. Η πρώτη από τις επιβλαβείς ακτινοβολίες. Εκπέμπεται συνήθως από τα άστρα.
- **Ακτινοβολία Χ**. Παράγεται ύστερα από βίαιες συγκρούσεις σωματιδίων σε εργαστήρια ή στους πυρήνες των άστρων.
- **Ακτινοβολία γ**. Παράγεται κατά τη διάρκεια πυρηνικών αντιδράσεων.
- **Κοσμική ακτινοβολία**. Αποτελείται από φωτόνια πολύ υψηλής ενέργειας καθώς και από φορτισμένα σωματίδια, επίσης πολύ υψηλών ενεργειών που είναι παράγωγα βίαιων αντιδράσεων στο διάστημα και που παρατηρούνται στην ατμόσφαιρα της Γής. Ένα φαινόμενο για το οποίο είναι υπεύθυνες οι κοσμικές ακτίνες, είναι το γνωστό φαινόμενο, Βορείου Σέλας.



Εικόνα 2.9 Βόρειο Σέλας

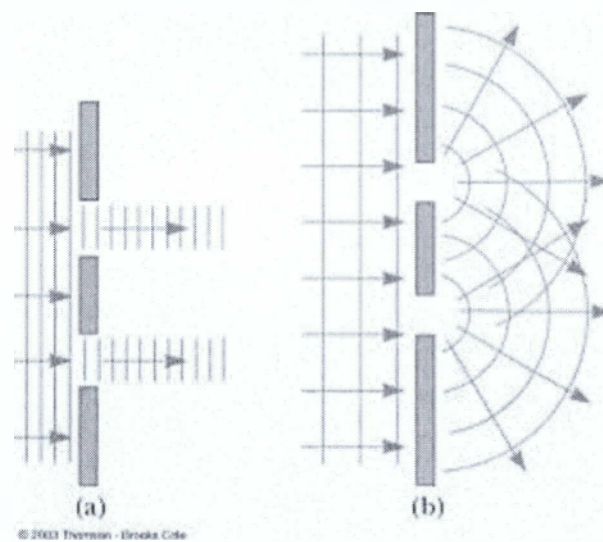
2.1 Γεωμετρική Οπτική

Ο καλύτερος τρόπος για να αντιληφθεί κανείς τον τρόπο που διαδίδεται το φως, είναι η γραμμική προσέγγιση.



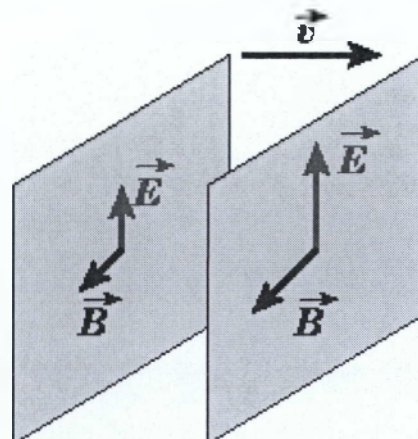
Εικόνα 2.10 Γραμμική προσέγγιση του φωτός

Σύμφωνα με τη προσέγγιση, το φώς θεωρείται ότι διαδίδεται σε ευθύγραμμες φωτεινές ακτίνες. Σε περίπτωση που παρεμβάλουμε ένα πέτασμα με μία οπή, της οποίας οι διαστάσεις είναι πολύ μεγαλύτερες από το μήκος κύματος της φωτεινής ακτίνας, τότε δε παρατηρείται καμία αλλαγή. Όσο περισσότερο όμως στενεύει η οπή, παρατηρείται να εξέρχονται φωτεινές ακτίνες υπό γωνία σε σχέση με την κατεύθυνση της αρχικής ακτίνας. Άρα, για να χρησιμοποιηθεί η γραμμική προσέγγιση στη διάδοση των φωτεινών ακτινών, θα πρέπει να εξασφαλίζεται ότι οι διαστάσεις των πειραματικών διατάξεων είναι πολύ μεγαλύτερες από το μήκος κύματος της δέσμης, διαφορετικά παρατηρείται το φαινόμενο της περίθλασης (Russell, 2003).



Εικόνα 2.11 Περίθλαση

Το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο, ταλαντώνονται σε ένα επίπεδο το οποίο είναι κάθετο στη κατεύθυνση διάδοσης, όπως φαίνεται καθαρά στη παρακάτω εικόνα.



Εικόνα 2.12 Το Ηλεκτρικό και το Μαγνητικό πεδίο

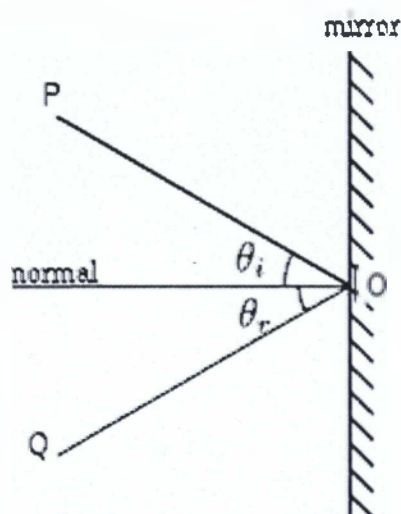
Η γραμμική προσέγγιση χρησιμοποιείται όταν επιδιώκεται η μελέτη των φαινομένων μακροσκοπικά, όπως τις ιδιότητες των φακών, στις οποίες βασίζονται τα τηλεσκόπια και μικροσκόπια, απαραίτητα όργανα παρατήρησης και συλλογής δεδομένων σε καθορισμένους κλάδους της εφαρμοσμένης επιστήμης (Russell, 2003).

2.1.1 Ανάκλαση

Ανάκλαση, ονομάζεται το φαινόμενο κατά το οποίο, ένα μέρος από τις προσπίπτουσες φωτεινές ακτίνες σε μια επιφάνεια διαφορετικού δείκτη διάθλασης παραμένει στο ίδιο μέσο, σχηματίζοντας γωνία επαναφοράς, ίση με τη γωνία πρόσπτωσης,

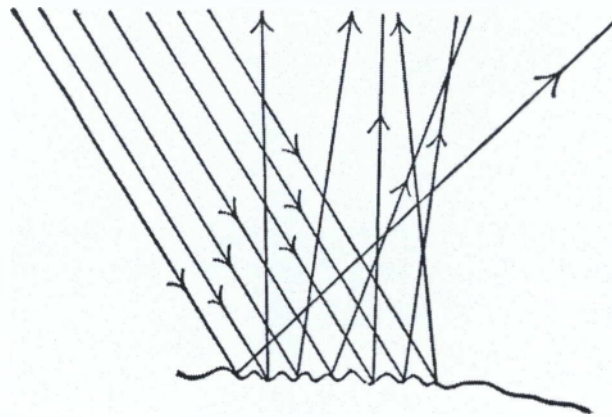
$$\theta_{\pi} = \theta_{\alpha}$$

Η διαδικασία φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:



Εικόνα 2.13 Η Ανάκλαση

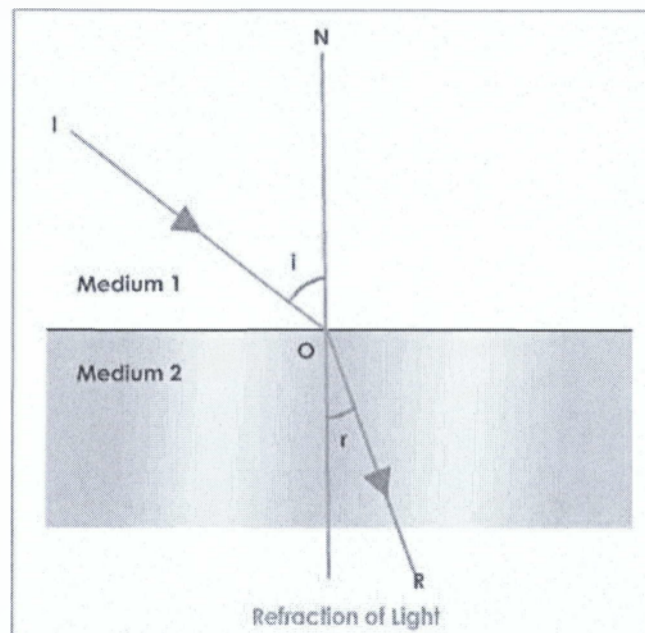
Οι αρχικές προσπίπτουσες ακτίνες θεωρούνται αρχικά παράλληλες. Το αν θα διατηρηθεί η παραλληλία των ανακλώμενων ακτινών, εξαρτάται άμεσα από το πόσο τραχεία είναι η επιφάνεια διαχωρισμού. Αν είναι ελάχιστα τραχεία, τότε έχουμε την αποκαλούμενη κατοπτρική ανάκλαση, κατά την οποία, οι ανακλώμενες ακτίνες διατηρούν τη παραλληλία, ενώ αν η διαχωριστική επιφάνεια είναι τραχεία, τότε παρατηρείται το φαινόμενο διάχυσης κατά το οποίο η παραλληλία χάνεται (Olzak, 2007).



Εικόνα 2.14 Η Διάχυση

2.2.2 Διάθλαση

Διάθλαση, ονομάζεται το φαινόμενο κατά το οποίο, ένα μέρος από τις προσπίπτουσες φωτεινές ακτίνες σε μια επιφάνεια διαφορετικού δείκτη διάθλασης αλλάζει μέσο διάδοσης, σχηματίζοντας γωνία διάθλασης, διαφορετική με τη γωνία πρόσπτωσης. Η διαδικασία φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:



Εικόνα 2.15 Η Διάθλαση (Ο Νόμος του Snell)

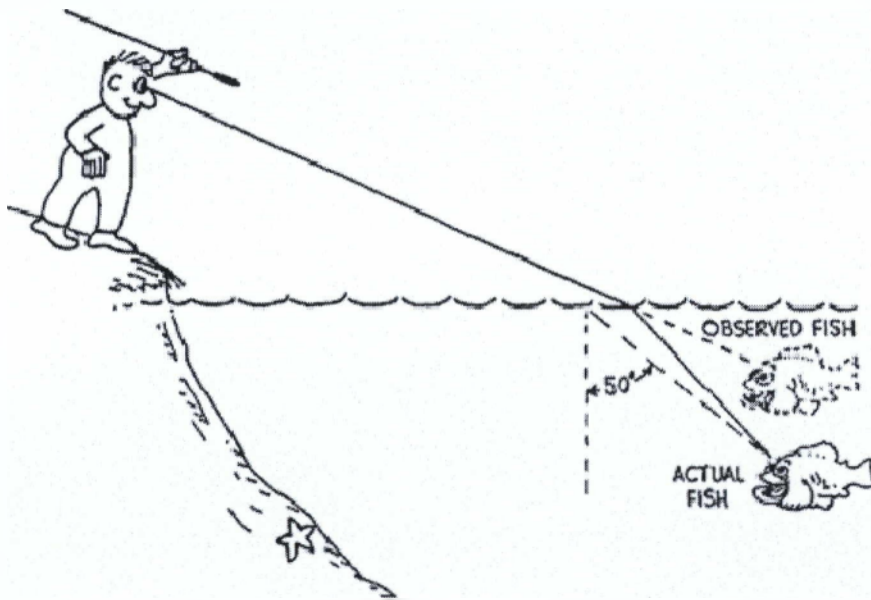
Ο νόμος που υποδεικνύει τη τιμή της διαθλώμενης ακτίνας, είναι γνωστός ως **Νόμος του Snell**:

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{v_1}{v_2} = \text{σταθ.} = \frac{n_2}{n_1} \rightarrow n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$$

όπου χρησιμοποιείται η σχέση

$$c = n v$$

μεταξύ της ταχύτητας του φωτός σε ένα μέσο, v , με τον αντίστοιχο δείκτη διάθλασης, n . Ο νόμος του Snell, μπορεί να αποδειχτεί εφαρμόζοντας την αρχή του Huygens ή την αρχή του Fermat.



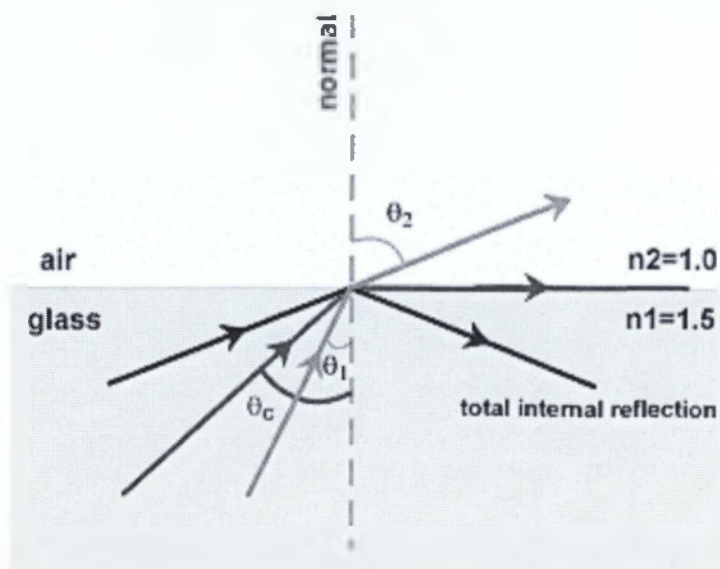
Εικόνα 2.16 Παράδειγμα στο Νόμος του Snell

2.2.3 Ολική Εσωτερική Ανάκλαση



Εικόνα 2.17 Εφαρμογή της Ολικής Εσωτερικής Ανάκλασης

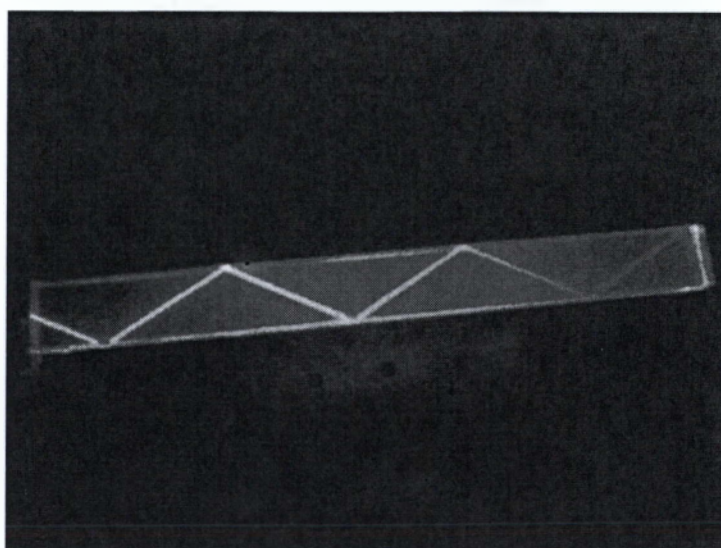
Το φαινόμενο της εσωτερικής ολικής ανάκλασης, αποτελεί ένα ακραίο φαινόμενο διάθλασης, κατά το οποίο οι φωτεινές ακτίνες παραμένουν εξολοκλήρου στο ίδιο μέσο, πριν και μετά την ανάκλαση. Δεν υπάρχει δηλαδή καθόλου διάθλαση.



Εικόνα 2.18 Ολική Εσωτερική Ανάκλαση

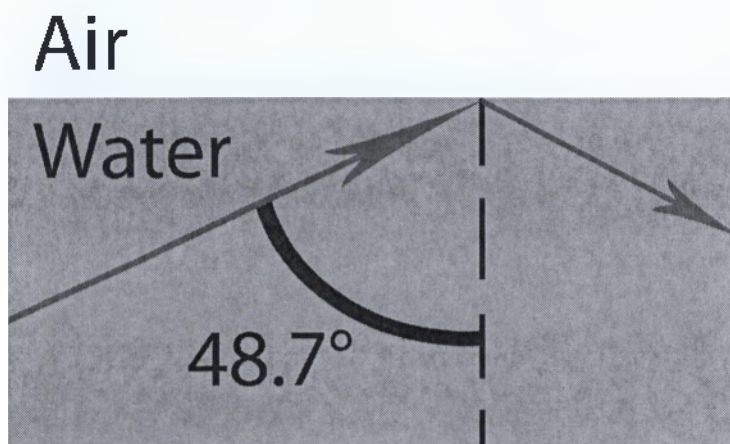
Η διαθλώμενη ακτίνα, «προστίθεται» στην ανακλώμενη όταν η γωνία πρόσπτωσης, ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή. Για να βρεθεί με τι ισούται η οριακή γωνία, αρκεί να τεθεί η γωνία διάθλασης ίση με 90° , δηλαδή:

$$n_1 \sin\theta_c = n_2 \sin 90^\circ = n_2 \rightarrow \sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad (\text{γιά } n_1 > n_2)$$



Εικόνα 2.19 Η διαθλώμενη ακτίνα στο φαινόμενο της Ολικής Εσωτερικής Ανάκλασης

Για παράδειγμα οποία μπορεί εύκολα κάποιος να βιώσει το φαινόμενο αυτό, καθώς κολυμπάει υποβρυχίως. Κοιτώντας υπό τη κατάλληλη γωνία προς την επιφάνεια της θάλασσας, μπορεί κάποιος να παρατηρήσει εικόνες του βυθού.



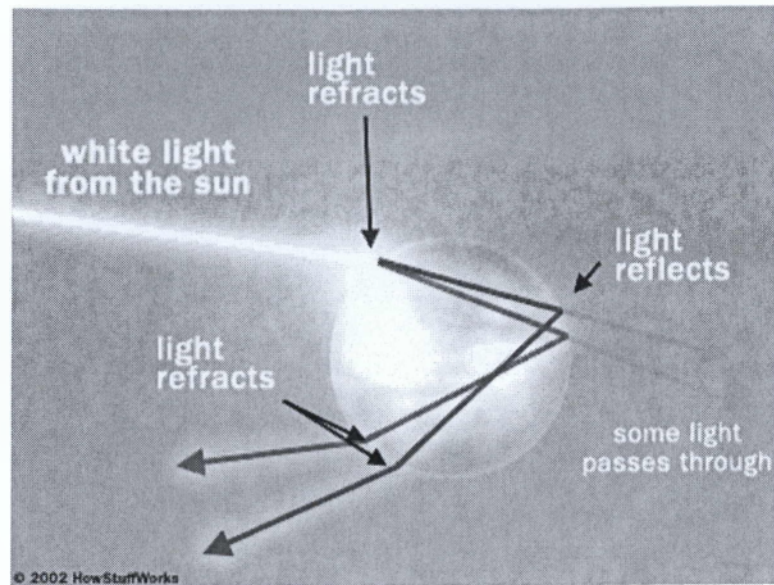
Εικόνα 2.20 Παρατήρηση Εικόνων του Βυθού

Επίσης, ένα άλλο πολύ γνωστό φαινόμενο το οποίο οφείλεται καθαρά στο φαινόμενο της ολικής εσωτερικής ανάκλασης είναι η δημιουργία του ουράνιου τόξου.

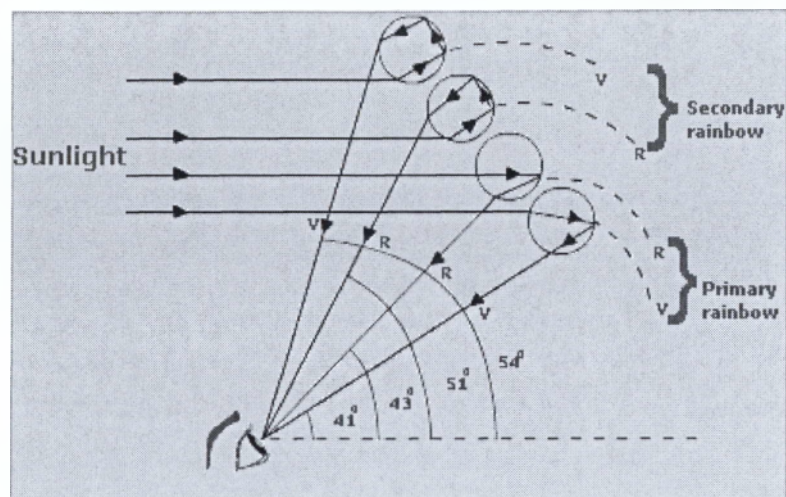


Εικόνα 2.21 Δημιουργία Ουράνιου Τόξου

Οι φωτεινές ακτίνες που αντιλαμβάνεται κάποιος ως ουράνιο τόξο, είναι στη πραγματικότητα, φωτεινές ακτίνες, οι οποίες έχουν διαθλαστεί μέσα στις σταγόνες της ατμόσφαιρας και αφού υποστούν διπλή ολική εσωτερική ανάκλαση διαθλώνται μια τελευταία φορά για να καταλήξουν στα μάτια του παρατηρητή (Russell, 2003).



Εικόνα 2.22 Ανάλυση του φαινομένου του Ουράνιου Τόξου

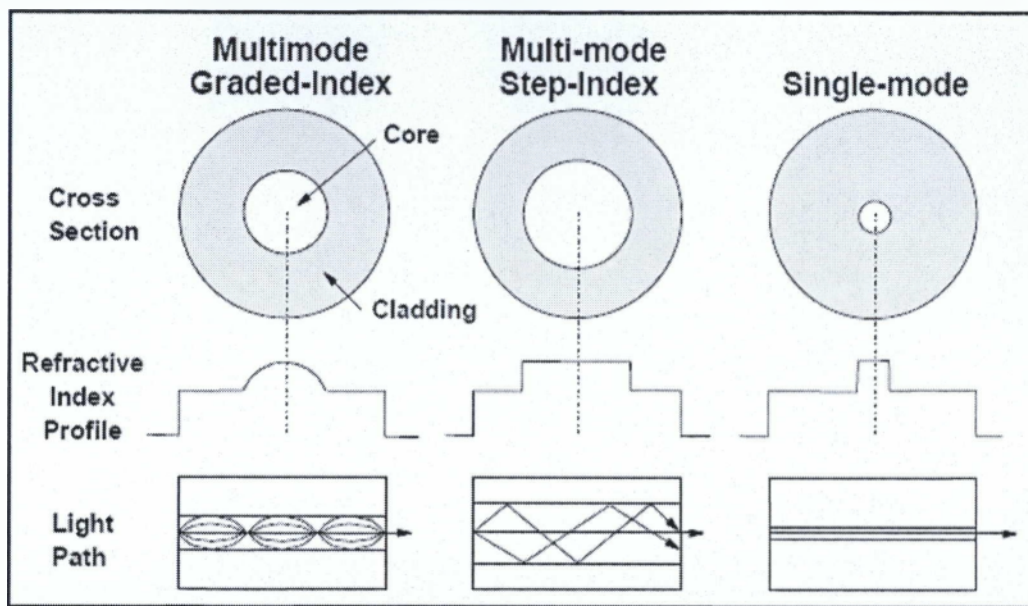


Εικόνα 2.23 Δυο Ανεστραμμένα Ουράνια Τόξα

Στην Εικόνα 2.21 παρατηρούμε ότι μπορούν να πραγματοποιηθούν δύο αναστραμμένα ουράνια τόξα, όπως εξηγείται και στην Εικόνα 2.23

2.2.4 Γεωμετρική Οπτική Στις Οπτικές Ίνες

Όπως περιγράφηκε στην παράγραφο (1.2.3), οι οπτικές ίνες χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες: τις μονότροπες, τις πολύτροπες με διακριτό δείκτη διάθλασης και τις πολύτροπες με βαθμιαίο δείκτη διάθλασης.



Εικόνα 2.24 Διαχωρισμός Οπτικών Ίνων

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο καταγράφονται στοιχεία που αφορούν τη γεωμετρική οπτική στις ίνες με βαθμιαίο ή διακριτό δείκτη διάθλασης.

- Ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης

Στις ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης, όπως δηλώνει και η ονομασία τους, ο πυρήνας διαθέτει δείκτη διάθλασης ο οποίος μεταβάλλεται σχεδόν ακαριαία στην επιφάνεια διαχωρισμού του πυρήνα από το περίβλημα, έχει δηλαδή ένα τετραγωνικό προφίλ όπως φαίνεται και από τη παρακάτω σχέση:

$$n_{s,i} = \begin{cases} n_1, & \rho < a \\ n_2, & \rho \geq a \end{cases} \quad (2.2)$$

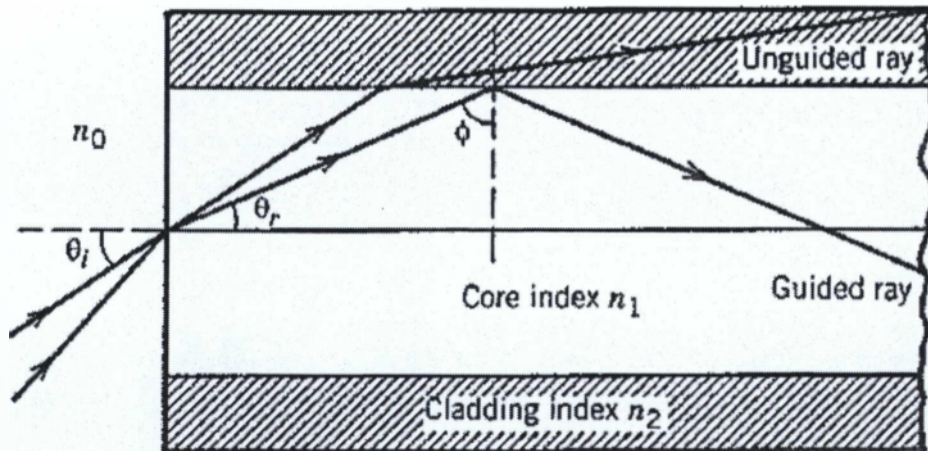
Εδώ θα χρησιμοποιείται η γεωμετρική οπτική για να εξαχθούν κάποια συμπεράσματα/χαρακτηριστικά των οπτικών ινών με βηματικό δείκτη διάθλασης. Θεωρείται ότι η ακτίνα του πυρήνα, a , είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από το μήκος κύματος της φωτεινής δέσμης, δηλαδή ισχύει ότι:

$$a \gg \lambda$$

Χρησιμοποιώντας το Νόμο του Snell, είχε εξαχθεί ως συμπέρασμα ότι υπάρχει μια ελάχιστη οριακή γωνία ανάκλασης στην επιφάνεια του πυρήνα με το περίβλημα, η οποία δίδεται από τη σχέση:

$$\sin\theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad n_1 > n_2 \quad (2.3)$$

Αυτό σημαίνει ότι θα υπήρχε ολική εσωτερική ανάκλαση, για κάθε γωνία μεγαλύτερη από τη θ_c .



Εικόνα 2.25 Διάδοση φωτεινής ακτίνας σε οπτική ίνα.

Κάτι παρόμοιο ισχύει για τη γωνία αποδοχής, όσων αφορά την εισερχόμενη, στην οπτική ίνα δέσμη. Υπάρχει δηλαδή μια ελάχιστη οριακή τιμή για τη γωνία που σχηματίζει η φωτεινή δέσμη κατά την είσοδο της στην οπτική ίνα με τον άξονα συμμετρίας της ίνας, η οποία αν ξεπεραστεί, η φωτεινή δέσμη διαθλάται στο περίβλημα. Για να βρεθεί με τι ισούται η οριακή αυτή γωνία, παρατηρείται ότι λόγω της ύπαρξης της οριακής γωνίας ανάκλασης, θ_c , η συμπληρωματική της αποτελεί και αυτή κατ' επέκταση μια οριακή γωνία, διάθλασης αυτή τη φορά,

$$\theta_r = \frac{\pi}{2} - \theta_c$$

Από το Νόμο του Snell, όμως προκύπτει ότι η παραπάνω σχέση, θέτει ένα κατώτατο όριο στη γωνία αποδοχής (πρόσπτωσης). Πράγματι ισχύει:

$$\begin{aligned} n_0 \sin\theta_\alpha &= n_1 \sin\theta_c \Rightarrow \\ \Rightarrow \sin\theta_\alpha &= \frac{n_1}{n_0} \cos\theta_c = \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \sin^2\theta_c} = \\ &= \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \Rightarrow \\ \Rightarrow \sin\theta_\alpha &= \sqrt{n_1^2 - n_2^2} , n_0 = 1 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Άρα για κάθε γωνία μεγαλύτερη από την θ_c , θα έχουμε ολική εσωτερική ανάκλαση και άρα διάδοση της πληροφορίας κατά μήκος της οπτικής ίνας. Το ημίτονο της μέγιστης γωνίας αποδοχής, το ονομάζουμε αριθμητικό άνοιγμα (NA = Numerical Aperture) της οπτικής ίνας βηματικού δείκτη διάθλασης, και είναι πάντα μικρότερο της μονάδας. Το NA, κατά κάποιον τρόπο, αποτελεί ένα ποιοτικό κριτήριο για το πόσο εύκολο είναι να εισαχθεί μια φωτεινή δέσμη στην οπτική ίνα.

Στη σελίδα 12, είχε οριστεί ως κανονικοποιημένη η μεταβολή των δεικτών διάθλασης ως εξής:

$$\Delta \equiv \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 n_1^2} \Rightarrow n_1^2 - n_2^2 = 2 n_1^2 \Delta \quad (2.5)$$

Παρατηρείται ότι ο παράγοντας Δ με το αριθμητικό άνοιγμα NA συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$NA = n_1 \sqrt{2 \Delta} \quad (2.6)$$

Από αυτή τη σχέση επίσης είναι φανερό ότι το NA, παίρνει τη μέγιστη τιμή του, όταν ο παράγοντας Δ παίρνει τη μέγιστη τιμή του και αυτό επιτυγχάνεται όταν ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερος από το δείκτη διάθλασης του περιβλήματος. Τότε επιτυγχάνεται η μέγιστη ποσότητα διάδοσης δεδομένων στην οπτική ίνα. Αυτή η ακραία περίπτωση δεν αποτελεί πρακτικά μια καλή περίπτωση οπτικής ίνας διότι υπάρχει το φαινόμενο της διατροφικής διασποράς. Μέσα στο πυρήνα υπάρχουν διαφορετικοί δρόμοι που μπορεί να ακολουθήσει μια δέσμη, αναλόγως τη γωνία εισόδου. Λόγω αυτών των διαφορετικών δρόμων, κατά την έξοδο

του σήματος, έχουμε μια χρονοκαθυστέρηση η οποία μπορεί να υπολογιστεί συγκρίνοντας τη μεγαλύτερη με τη συντομότερη διαδρομή.

$$\begin{aligned}\Delta T &\equiv T_{\max} - T_{\min} = \frac{1}{v} (L_{\max} - L_{\min}) = \frac{n_1 L}{c} \left(\frac{1}{\sin\theta_c} - 1 \right) = \\ &= \frac{n_1 L}{c} \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right) = \frac{L}{c} \frac{n_1^2}{n_2} \Delta\end{aligned}$$

Είναι χρήσιμο να συσχετιστεί η χρονοκαθυστέρηση ΔT με το ρυθμό μετάδοσης bit, B . Ποιοτικά θα μπορούσε να τεθεί ότι $B\Delta T < 1$ και ώστε να προκύψει η παρακάτω σχέση:

$$BL < \frac{n_2}{n_1^2} \frac{c}{\Delta}$$

η οποία υποδεικνύει ένα βασικό περιορισμό όσον αφορά τις οπτικές ίνες με βηματικό δείκτη.

- **Ίνες διακριτού δείκτη διάθλασης**

Στο κεφάλαιο 3 θα δούμε ότι στις οπτικές ίνες με βηματικό δείκτη διάθλασης υπάρχει μια χρονοκαθυστέρηση ανάμεσα σε φωτεινές ακτίνες που εισήλθαν στην οπτική ίνα υπό διαφορετική γωνία. Αυτό οφείλεται στο ότι υπάρχουν διαδρομές μέσα στο πυρήνα μεγαλύτερου μήκους από άλλες, με τη μικρότερη να είναι κατά μήκος του άξονα συμμετρίας της οπτικής ίνας, κάτι που οφείλεται προφανώς στο ότι ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα παραμένει σταθερός κατά μήκος της ακτίνας του. Στις ίνες διακριτού δείκτη διάθλασης όμως, όπως δηλώνει και η ονομασία τους, ο πυρήνας διαθέτει δείκτη διάθλασης ο οποίος μεταβάλλεται σταδιακά κατά μήκος της ακτίνας από τον άξονα της ίνας, όπου παίρνει τη μέγιστη τιμή του (n_1), μέχρι την επιφάνεια διαχωρισμού από το περίβλημα, όπου παίρνει την ελάχιστη τιμή του (n_2). Η πιο συνήθης περίπτωση κατανομής του διακριτού δείκτη διάθλασης, είναι η διακριτή τετραγωνική προσέγγιση,

$$n_{gi}(\rho) = \begin{cases} n_1 \left(1 - \Delta \left(\frac{\rho}{\alpha}\right)^\alpha\right), & \rho < \alpha \\ n_1 (1 - \Delta), & \rho \geq \alpha \end{cases} \quad (2.7)$$

όπου α η ακτίνα του πυρήνα και επίσης χρησιμοποιήθηκε η απλοποιημένη σχέση στον παράγοντα Δ , βάσει της Σημείωσης στη σελίδα 12 της παρούσας, όπου:

$$n_2 = n_1 (1 - \Delta)$$

Πράγματι, αν ληφθεί το όριο για πολύ μεγάλα α , καταλήγουμε να έχουμε στο πυρήνα σταθερό δείκτη διάθλασης:

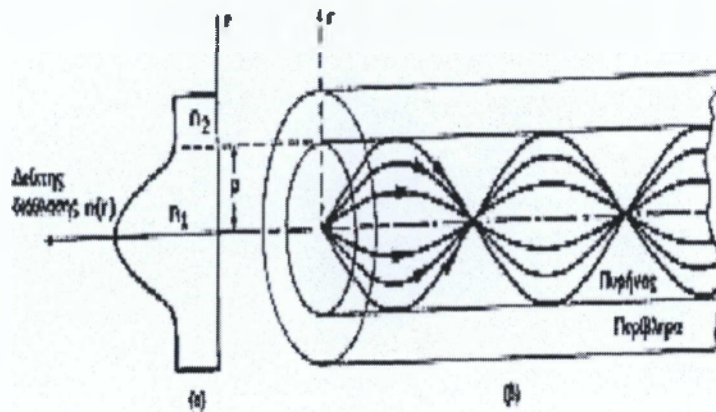
$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \left[n_1 \left(1 - \Delta \left(\frac{\rho}{\alpha}\right)^\alpha\right) \right] = n_1 \quad (2.8)$$

και παρατηρείται ότι καταλήγει πίσω στο βηματικό δείκτη διάθλασης. Οι οπτικές ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης με $\alpha=2$, ονομάζονται ίνες με παραβολικό δείκτη διάθλασης. Συμπερασματικά λοιπόν στις ίνες με τέτοιους δείκτες διάθλασης, είναι εφικτό να υπάρχουν διαφορετικές ταχύτητες για διαφορετικές διαδρομές

$$v_{gi}(\rho) = \frac{c}{n_{gi}(\rho)} = \frac{c}{n_1} \frac{1}{1 - \Delta \left(\frac{\rho}{\alpha}\right)^\alpha}, \quad \rho < \alpha \quad (2.9)$$

και άρα να μην υπάρχει τόσο μεγάλη χρονοκαθυστέρηση από διαδρομή σε διαδρομή.

Στη παρακάτω εικόνα αναπαριστούνται τρεις διαφορετικές διαδρομές, μέσα σε μια οπτική ίνα με βηματικό δείκτη διάθλασης. Στο (α) μέρος βλέπουμε το προφίλ του δείκτη διάθλασης ενώ στο (β) μέρος καταγράφεται τι γίνεται πραγματικά μέσα στην οπτική ίνα.



Εικόνα 2.26 Οπτική ίνα διακριτού δείκτη διάθλασης.

2.3 Ηλεκτρομαγνητισμός και Κυματοδηγοί

Για τη μελέτη οποιοδήποτε φαινομένου, μακροσκοπικά, όσον αφορά ηλεκτρομαγνητικά πεδία [9], απαιτεί γνώση της κλασικής ηλεκτροδυναμικής θεωρίας, η οποία για το κενό χώρο, απουσία εξωτερικών ρευμάτων και φορτίων, συνοψίζεται στις παρακάτω ελεύθερες εξισώσεις²

$$(i) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{Νόμος του Gauss})$$

$$(ii) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$(iii) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Νόμος του Faraday})$$

$$(iv) \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Νόμος των Maxwell - Ampère})$$

ενώ παρουσίας εξωτερικών φορτίων και ρευμάτων μετατρέπονται ως ακολούθως:

² Οι εξισώσεις στο παρόν υποκεφάλαιο, είναι γραμμένες στο σύστημα μονάδων S.I.

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.10)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.12)$$

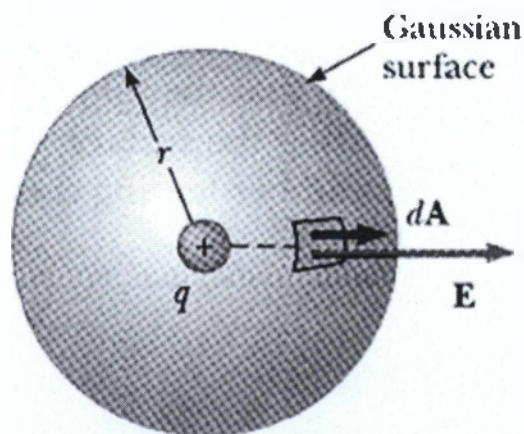
$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\vec{F}_L = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.14)$$

όπου με ρ έχουμε συμβολίσει τη χωρική πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου, το οποίο είναι κατανεμημένο στο χώρο και με J τη χωρική πυκνότητα ρεύματος.

Φυσική ερμηνεία

- Η εξίσωση (i) συνδέει το ηλεκτρικό πεδίο με το υπάρχων φορτίο στο χώρο. Αυτή είναι η διαφορική μορφή του νόμου του Gauss, η οποία ορίζει ότι η ροή των ηλεκτρικών δυναμικών γραμμών μέσα από μια κλειστή επιφάνεια, υποδηλώνει την ύπαρξη ενός ηλεκτρικού φορτίου μέσα στην επιφάνεια αυτή.

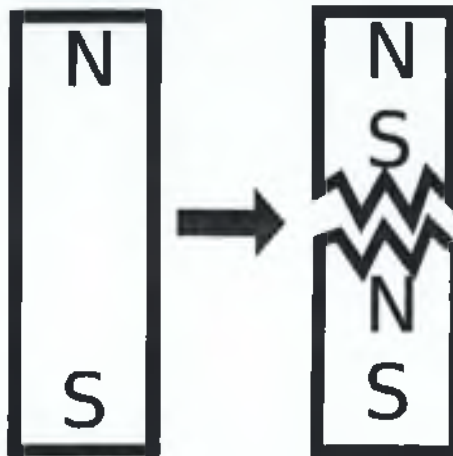


2.27 Ο νόμος του Gauss.

Για λόγους πληρότητας παρατίθεται και η ολοκληρωτική μορφή του νόμου του Gauss:

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{in}}{\epsilon_0}$$

- Η εξίσωση (ii) είναι το μαγνητικό ανάλογο του νόμου του Gauss. Το ότι είναι μηδέν το δεξί μέρος και στις δύο περιπτώσεις, υποδηλώνει ότι δεν υπάρχουν μαγνητικά μονόπολα ελεύθερα, δηλαδή δεν υπάρχουν μαγνητικά φορτία, πάντα εμφανίζονται μαζί το θετικό και το αρνητικό.



2.28 Πάντα τα αντίθετα μαγνητικά φορτία πάνε μαζί.

- Η εξίσωση (iii) συνδέει τα δύο πεδία. Αυτό που υποδηλώνει είναι ότι οποιαδήποτε χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου, δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο. Ο παραπάνω νόμος είναι γνωστός και ως νόμος των Faraday – Henry ή ως νόμος της ηλεκτρικής επαγωγής.
- Η εξίσωση (iv) συνδέει αντίστοιχα την χρονική μεταβολή ενός ηλεκτρικού πεδίου με τη δημιουργία ενός μαγνητικού. Επιπλέον, στη δημιουργία των μαγνητικών πεδίων, συμβάλλει θετικά και η ύπαρξη στο χώρο, δεδομένων ρευμάτων. Ο νόμος αυτός ήταν γνωστός ως νόμος του Ampere και υπήρχε χωρίς τον δεύτερο όρο, ο οποίος προστέθηκε από τον Maxwell και είναι γνωστός ως ρεύμα μετατόπισης.
- Η εξίσωση (v) μας δίνει τη δύναμη, F , που θα ασκηθεί σε ένα φορτίο, q , εάν αυτό κινηθεί με ταχύτητα v , σε χώρο στον οποίο συνυπάρχουν ηλεκτρικά (E) και μαγνητικά (B) πεδία.

Άρα παρατηρείται ότι οι εξισώσεις του Maxwell μας δίνουν στη πραγματικότητα τον τρόπο που δημιουργούνται και συμπεριφέρονται τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, ενώ η δύναμη Lorentz μας δείχνει πώς αυτά τα πεδία επηρεάζουν τη κίνηση των φορτίων (Agrawal, 2002).

Οι τέσσερις εξισώσεις Maxwell στην πραγματικότητα δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να μελετηθούν μακροσκοπικά φαινόμενα, φαινόμενα δηλαδή παρουσίας υλικών δομών. Περιορίζονται καθαρά σε μεμονωμένα φορτία και ρεύματα στον ελεύθερο χώρο. Χρησιμοποιώντας αυτές τις εξισώσεις μπορούμε να καταλήξουμε σε τέσσερις μακροσκοπικές εξισώσεις, οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν στη μελέτη φαινομένων όσων αφορά την ηλεκτρομαγνητική συμπεριφορά, μεγάλων δομών ύλης. Αυτές είναι :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (2.15)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.18)$$

όπου D είναι η ηλεκτρική μετατόπιση (για αυτό και ο όρος που πρόσθεσε ο Maxwell, ονομάστηκε ρεύμα μετατόπισης) και ορίζεται ως:

$$\vec{D} \equiv \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \equiv \epsilon \vec{E}, \quad \epsilon \equiv \epsilon_0 (1 + \chi_e) \quad (2.19)$$

και H το βοηθητικό ή δευτερεύων (auxiliary) μαγνητικό πεδίο και ορίζεται ως:

$$\vec{H} \equiv \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M} \equiv \frac{1}{\mu} \vec{B}, \quad \mu \equiv \mu_0 (1 + \chi_m) \quad (2.20)$$

Στους παραπάνω ορισμούς εμφανίζονται δύο νέα διανύσματα, το P που ονομάζεται ηλεκτρική πόλωση και ορίζεται ως:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (2.21)$$

και το M που ονομάζεται μαγνητική πόλωση ή μαγνήτιση και ορίζεται ως:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (2.22)$$

Οι εργασίες του Maxwell πάνω στον ηλεκτρομαγνητισμό αποτελούν ίσως τη πρώτη ενοποίηση στην ιστορία της επιστήμης. Η επιστημονική κοινότητα μέχρι τότε, γνώριζε μόνο για ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες. Η θεωρία του Maxwell, όπως αναφέρεται και στη σελίδα 17, ήταν η πρώτη θεωρία που προέβλεπε θεωρητικά την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων καθώς και τη ταχύτητα τους, μέσα από τη σχέση:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

όπου η σταθερά ϵ_0 είναι η διηλεκτρική σταθερά στο κενό και μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα στο κενό. Η εξαγωγή των κυματικών εξισώσεων για τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία, πρέπει να συνδυαστεί με τις τέσσερις ελεύθερες εξισώσεις Maxwell:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\nabla \times \vec{E}) &= \nabla \cdot (\nabla \times \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \\ &= -\nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Rightarrow \nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) &= \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} = -\nabla^2 \vec{B} \\
&= \mu_0 \epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \\
\Rightarrow \nabla^2 \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} &= 0 \qquad (2.24)
\end{aligned}$$

Η γενική σχέση που δίνει τη ταχύτητα των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε γραμμικά και ομογενή υλικά, δίδεται από τη παρακάτω σχέση:

$$v_{em} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \qquad (2.25)$$

όπου αυτή τη φορά προφανώς, η σταθερά ϵ είναι η διηλεκτρική σταθερά του υλικού και μ η αντίστοιχη μαγνητική διαπερατότητα. Παρατηρείται πως σχεδόν αμέσως είναι εφικτή η εξαγωγή για αυτά τα υλικά, μιας σχέσης που να συνδέει το δείκτη διάθλασης του δεδομένου υλικού, με τα αντίστοιχα ϵ και μ :

$$n \equiv \frac{c}{v_{em}} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}} \qquad (2.26)$$

2.3.1 Οπτικοί Τρόποι Μετάδοσης

Η έννοια των τρόπων μετάδοσης αποτελεί γενική έννοια της οπτικής και χρησιμοποιείται ευρέως στις οπτικές ίνες [8]. Με τον όρο «μετάδοση», εννοείται μία συγκεκριμένη λύση της κυματικής εξίσωση¹

$$\nabla^2 \vec{E} + n^2(\omega) \mathbf{k}_0^2 \vec{E} = 0 \qquad (2.27)$$

που ικανοποιεί τις αντίστοιχες οριακές συνθήκες και με σταθερή χωρική κατανομή κατά τη μετάδοση. Σε αυτή την ενότητα, θα αναφερθούν οι τρόποι μετάδοσης μίας ίνας με βηματικό δείκτη διάθλασης.

Οι οπτικές ίνες διαθέτουν κυλινδρική συμμετρία. Άρα για να τη ληφθεί υπ' όψιν, θα πρέπει να αναλυθεί η Λαπλασιανή σε κυλινδρικές συντεταγμένες:

$$\begin{aligned}\nabla^2 &\equiv \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \\ &= \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\end{aligned}\quad (2.28)$$

το οποίο δίνει:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2(\omega) k_0^2 E_z = 0 \quad (2.29)$$

¹ Εδώ με το k_0 συμβολίζουμε τον κυματάρημο στον ελεύθερο χώρο,

$$k_0 \equiv \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

και για λόγους ευκολίας θα μελετηθεί η περίπτωση των οπτικών ινών με βηματικό δείκτη διάθλασης:

$$n_{s1} = \begin{cases} n_1, & \rho < a \\ n_2, & \rho \geq a \end{cases} \quad (2.30)$$

Η εξίσωση (2.29) έχει γραφεί μόνο για συνιστώσα E_z του ηλεκτρικού πεδίου. Η εξίσωση (2.29) λύνεται με τη μέθοδο διαχωρισμού των μεταβλητών. Η E_z γράφεται ως:

$$E_z(\rho, \phi, z) = R(\rho) \Phi(\phi) Z(z) \quad (2.31)$$

Εισάγοντας την εξίσωση (2.31) στην εξίσωση (2.29), εξάγονται οι παρακάτω τρεις διαφορικές εξισώσεις:

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + k_z^2 Z = 0 \quad (2.32)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + k_\phi^2 \Phi = 0 \quad (2.33)$$

$$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - k_z^2 - \frac{k_\phi^2}{\rho^2} \right) R = 0 \quad (2.34)$$

Οι διαφορικές εξισώσεις (2.32) και (2.33) είναι πανομοιότυπες και οι λύσεις τους είναι:

$$Z(z) \sim e^{ik_z z} \quad (2.35)$$

$$\Phi(\phi) \sim e^{ik_\phi \phi} \quad (2.36)$$

Η εξίσωση (2.34) είναι η γνωστή διαφορική εξίσωση Bessel. Η λύση της στις περιοχές του πυρήνα και του περιβλήματος είναι:

$$R(\rho) = \begin{cases} A_1 J_m(q\rho) + B_1 Y_m(q\rho), & \rho < \alpha \\ A_2 K_m(p\rho) + B_2 I_m(p\rho), & \rho \geq \alpha \end{cases} \quad (2.37)$$

$$(2.38)$$

όπου οι σταθερές p και q είναι ίσες με:

$$q = n_1^2 k_0^2 - k_z^2 \quad (2.39)$$

$$p = k_z^2 - n_2^2 k_0^2 \quad (2.40)$$

Λαμβάνοντας υπ' όψιν τις συνοριακές συνθήκες του προβλήματος

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} E_z < \infty \quad (2.41)$$

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} E_z = 0 \quad (2.42)$$

οι οποίες δηλώνουν ότι το καθοδιγούμενο πεδίο θα πρέπει να είναι πεπερασμένο στον άξονα συμμετρίας της οπτικής ίνας καθώς και να μηδενίζεται στο άπειρο. Αφού το $Y_m(q\rho)$ έχει το σημείο $\rho=0$ ως ανώμαλο σημείο, η $R(0)$ παραμένει πεπερασμένη, μόνο εάν $B_1 = 0$. Με τον ίδιο τρόπο, η $R(\rho)$ μηδενίζεται στο άπειρο, μόνο εάν $B_2 = 0$. Καταλήγουμε λοιπόν ότι η γενική λύση της (2.34) είναι η εξής:

$$E_z(\vec{r}) = \begin{cases} AJ_m(q\rho) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)}, & \rho < a \\ BK_m(p\rho) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)}, & \rho \geq a \end{cases} \quad (2.43)$$

Στα ίδια αποτελέσματα καταλήγουμε και για την αντίστοιχη συνιστώσα στο μαγνητικό πεδίο:

$$H_z(\vec{r}) = \begin{cases} CJ_m(q\rho) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)}, & \rho < a \\ DK_m(p\rho) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)}, & \rho \geq a \end{cases} \quad (2.45)$$

Έχοντας υπολογιστεί πλέον οι δύο ανεξάρτητες συνιστώσες, παραμένουν να γραφούν και οι υπόλοιπες τέσσερις, $\{E_\rho, E_\phi, H_\rho, H_\phi\}$, οι οποίες στη περιοχή του πυρήνα είναι:

$$E_\rho = \frac{1}{q^2} \left(k_z \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \mu_0 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) = \frac{1}{q^2} \left(Ak_z J_m'(q\rho) + iC\mu_0 \frac{\omega}{\rho} k_\phi J_m(q\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.47)$$

$$E_\phi = \frac{1}{q^2} \left(\frac{k_z}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{q^2} \left(-C\mu_0 \omega J_m'(q\rho) + iA \frac{k_z k_\phi}{\rho} J_m(q\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.48)$$

$$H_\rho = \frac{1}{q^2} \left(k_z \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \epsilon_0 n_1^2 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) = \frac{1}{q^2} \left(Ck_z J_m'(q\rho) - iA\epsilon_0 n_1^2 \frac{\omega}{\rho} k_\phi J_m(q\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.49)$$

$$H_\phi = \frac{1}{q^2} \left(\frac{k_z}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \epsilon_0 n_1^2 \omega \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{q^2} \left(A\epsilon_0 n_1^2 \omega J_m'(q\rho) + iC \frac{k_z k_\phi}{\rho} J_m(q\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.50)$$

ενώ στη περιοχή του περιβλήματος έχουμε:

$$E_\rho = -\frac{i}{p^2} \left(k_z \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \mu_0 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial H_\phi}{\partial \phi} \right) =$$

$$= -\frac{i}{p^2} \left(B k_z K_m'(\rho) + i D \mu_0 \frac{\omega}{\rho} k_\phi K_m(\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.51)$$

$$E_\phi = -\frac{i}{p^2} \left(\frac{k_z}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \mu_0 \omega \frac{\partial H_\rho}{\partial \rho} \right) =$$

$$= -\frac{i}{p^2} \left(-D \mu_0 \omega K_m'(\rho) + i B \frac{k_z k_\phi}{\rho} K_m(\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.52)$$

$$H_\rho = -\frac{i}{p^2} \left(k_z \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \epsilon_0 n_2^2 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) =$$

$$= -\frac{i}{p^2} \left(D k_z K_m'(\rho) - i B \epsilon_0 n_2^2 \frac{\omega}{\rho} k_\phi K_m(\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.53)$$

$$H_\phi = -\frac{i}{p^2} \left(\frac{k_z}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \epsilon_0 n_2^2 \omega \frac{\partial E_\rho}{\partial \rho} \right) =$$

$$= -\frac{i}{p^2} \left(B \epsilon_0 n_2^2 \omega K_m'(\rho) + i D \frac{k_z k_\phi}{\rho} K_m(\rho) \right) e^{i(k_z z + k_\phi \phi)} \quad (2.54)$$

Οι εξισώσεις (2.43) μέχρι (2.54) δίνουν τις συνιστώσες του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στον πυρήνα και στο περίβλημα μίας οπτικής ίνας, συναρτήσει των τεσσάρων σταθερών $\{A, B, C, D\}$. Τις σταθερές θα προσδιοριστούν απαιτώντας να είναι συνεχείς οι συνιστώσες $\{E_z, E_\phi, H_z, H_\phi\}$ κατά τη μετάβαση από το πυρήνα στο περίβλημα. Παρακάτω παρουσιάζεται το σύστημα των τεσσάρων εξισώσεων με τους τέσσερις αγνώστους, τις σταθερές $\{A, B, C, D\}$. Από τη γραμμική άλγεβρα, είναι γνωστό ότι ένα τέτοιο σύστημα θα έχει μη τετριμμένη λύση, μόνο εάν μηδενίζεται η ορίζουσα των συντελεστών. Πιο αναλυτικά, έχουμε:

$$E_z : \quad J_m A \quad - K_m B \quad + 0 \cdot C \quad + 0 \cdot D \quad = 0 \quad (2.55)$$

$$H_z : \quad 0 \cdot A \quad + 0 \cdot B \quad + J_m C \quad - K_m D \quad = 0 \quad (2.56)$$

$$E_\phi : \quad \frac{\lambda}{q^2} J_m A + \frac{\lambda}{p^2} K_m B - \frac{\nu}{q^2} J_m' C - \frac{\nu}{p^2} K_m' D = 0 \quad (2.57)$$

$$H_\phi : \quad \frac{\kappa_1}{q^2} J_m' A + \frac{\kappa_2}{p^2} K_m' B + \frac{\lambda}{q^2} J_m C - \frac{\lambda}{p^2} K_m D = 0 \quad (2.58)$$

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} J_m & -K_m & 0 & 0 \\ 0 & 0 & J_m & -K_m \\ \frac{\lambda}{q^2} J_m & \frac{\lambda}{p^2} K_m & -\frac{\nu}{q^2} J_m' & -\frac{\nu}{p^2} K_m' \\ \frac{\lambda}{q^2} J_m' & \frac{\lambda}{p^2} K_m' & \frac{\lambda}{q^2} J_m & -\frac{\lambda}{p^2} K_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

$$\Rightarrow a_{ij} A_j = 0, \quad i, j = 1, \dots, 4$$

$$\Rightarrow A_j \neq 0 \Leftrightarrow \det(a_{ij}) = 0 \quad (2.60)$$

όπου τα λ, ν, κ_i ορίζονται ως εξής:

$$\lambda \equiv \frac{k_z k_\phi}{\alpha}$$

$$\nu \equiv \mu_0 \omega$$

$$\kappa_i \equiv \epsilon_0 n_i^2 \omega$$

Λύνοντας την ορίζουσα, εμφανίζεται η παρακάτω εξίσωση ιδιοτιμών:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J_m'(q\alpha)}{qJ_m(q\alpha)} + \frac{K_m'(p\alpha)}{pK_m(p\alpha)} \right) \left(\frac{J_m'(q\alpha)}{qJ_m(q\alpha)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K_m'(p\alpha)}{pK_m(p\alpha)} \right) = \\ & = \frac{k_\phi^2}{\alpha^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \left(\frac{1}{q^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{p^2} \right) \quad (2.61) \end{aligned}$$

Για δεδομένες τιμές των παραμέτρων $\{\alpha, n_1, n_2, k_0\}$, μπορεί να επιλυθεί αριθμητικά με την εξίσωση (2.61) με σκοπό να προσδιοριστεί η σταθερά k_z . Λόγω της ύπαρξης των συναρτήσεων Bessel, η σταθερά k_z , δύναται να πάρει διαφορετικές τιμές για διαφορετικά m . Οι λύσεις αυτές τις συμβολίζονται ως εξής:

$$k_{z, m\kappa} \equiv \beta_{m\kappa}$$

και για δεδομένο m ο δείκτης κ παίρνει τιμές από 1 έως θεωρητικά το άπειρο. Κάθε τιμή της $\beta_{m\kappa}$ αντιστοιχεί και σε ένα δυνατό τρόπο μετάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, του οποίου η χωρική κατανομή φαίνεται στις εξισώσεις (2.43) έως (2.54).

Αφού η παραπάνω χωρική κατανομή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου δεν μεταβάλλεται κατά την μετάδοση στην οπτική ίνα, εκτός από έναν συντελεστή φάσης και ικανοποιεί τις απαραίτητες οριακές συνθήκες, αποτελεί οπτικό τρόπο μετάδοσης στην ίνα. Τόσο η E_z όσο και η H_z είναι μη μηδενικές, εκτός από τη περίπτωση όπου $m=0$ ³. Αυτός είναι και ο λόγος που αποκαλούνται οι τρόποι μετάδοσης στις οπτικές ίνες, υβριδικοί και τους συμβολίζονται ως HE_{mn} στη περίπτωση που επικρατεί το πεδίο H_z και EH_{mn} στη περίπτωση που επικρατεί το πεδίο E_z . Τέλος για την ακραία περίπτωση που τα πεδία E_z και H_z δεν είναι μηδενικά, αλλά παρόλα αυτά αρκετά ασθενή, χρησιμοποιείται στη βιβλιογραφία ο συμβολισμός LP_{mn} και σημαίνει γραμμικά πολωμένοι τρόποι μετάδοσης (Linear Polarization modes).

³ Για $m=0$, οι τρόποι μετάδοσης HE_{0n} και EH_{0n} ακριβώς επειδή οι συνιστώσες κατά τη κατεύθυνση μετάδοσης μηδενίζονται, $E_z=H_z=0$, τους συμβολίζουμε ως TE_{0n} ($E_z=0$) και TH_{0n} ($H_z=0$).

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΟΠΤΙΚΕΣ ΎΓΝΕΣ ΚΑΙ ΕΞΑΣΘΕΝΗΣΗ ΟΠΤΙΚΟΥ ΣΗΜΑΤΟΣ

3.1 Οι Απώλειες Κατά Τη Μετάδοση Στις Οπτικές Ύγνες

Στο ηλεκτρομαγνητικό σήμα, κατά τη διάδοση του μέσα στην οπτική ίνα, μειώνεται η μέση ισχύς του από διάφορους παράγοντες. Αυτό ονομάζεται οπτική απώλεια των ινών και αποτελεί βασικό στοιχείο τους. Στους οπτικούς δέκτες, εφ' όσων υπάρχει μια ελάχιστη τιμή της ισχύος του σήματος που μπορούν να δεχτούν έτσι ώστε να μπορέσουν να αποκαταστήσουν το σήμα στην αρχική του μορφή, αυτό που στη πραγματικότητα επηρεάζουν οι όποιες απώλειες της ίνας, είναι το μήκος της απόστασης μετάδοσης (Agrawal, 2002).

Στο κεφάλαιο παρουσιάζονται οι διάφοροι μηχανισμοί, μέσω των οποίων χάνει το σήμα ισχύ και πιο συγκεκριμένα, θα παρουσιαστούν οι τρεις σημαντικότεροι, οι οποίοι είναι [8] :

- Απορρόφηση από το υλικό (υπέρυθρη, υπεριώδης)
- Σκέδαση Rayleigh
- Απώλειες κυματοδηγού

3.1.1 Συντελεστής Εξασθένησης

Η εξασθένηση της μέσης ισχύος ενός σήματος κατά τη διάδοση του στο εσωτερικό μιας οπτικής ίνας, δίνεται από το Νόμο του Beer:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P \quad (3.1)$$

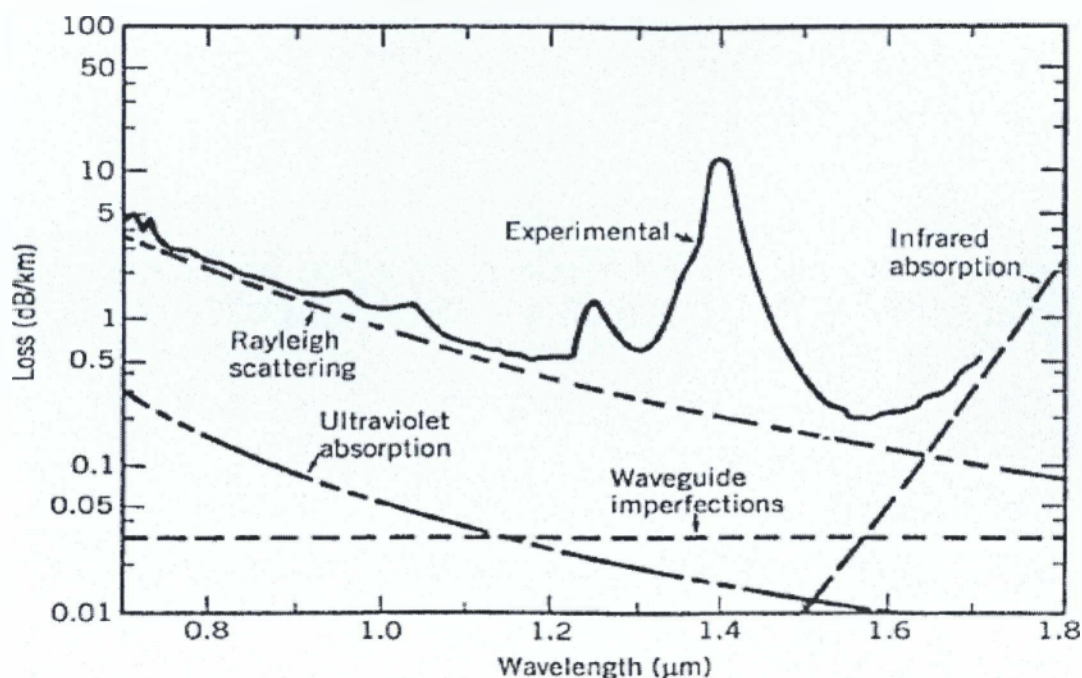
όπου με α , συμβολίζεται ο συντελεστής εξασθένησης και P η μέση οπτική ισχύ. Ο α όπως εμφανίζεται στην εξίσωση (3.1) συμπεριλαμβάνει την απορρόφηση από το υλικό της ίνας καθώς και από άλλες πηγές εξασθένησης. Αν με P_{in} συμβολίσουμε τη μέση ισχύ που εισάγεται στην είσοδο μιας οπτικής ίνας μήκους L , τότε η μέση ισχύς εξόδου P_{out} λόγω της παραπάνω εξίσωσης ισούται με:

$$P_{out} = P_{in} e^{-\alpha L} \quad (3.2)$$

Συνηθίζεται η παράμετρος α , να εκφράζεται σε μονάδες dB/km μέσω της σχέσης:

$$\alpha \text{ (dB / km)} = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \approx 4.343 \alpha \quad (3.3)$$

και είναι γνωστή ως απώλεια της ίνας και εξαρτάται από το μήκος κύματος του μεταδιδόμενου φωτεινού σήματος. Η οπτική ίνα με τα στοιχεία που παρουσιάζονται στην Εικόνα 3.1, έχει απώλειες της τάξης περίπου των 0.2dB/km σε μήκος κύματος οπτικού σήματος, κοντά στα 1.55 μm , κάτι που επιτεύχθηκε για πρώτη φορά το 1979. Η τιμή αυτή είναι αρκετά κοντά στο βασικό όριο των 0.15 dB/km για τις ίνες πυριτίου. Ένα κύριο χαρακτηριστικό αυτών των ινών είναι ότι το φάσμα απώλειας τους παρουσιάζει μία έντονη κορυφή στα 1.39 μm ταυτόχρονα με μία σειρά άλλων μικρότερων. Ένα δευτερεύον ελάχιστο υπάρχει στη περιοχή των 1.3 μm , όπου η απώλεια της ίνας είναι μικρότερη από 0.5 dB/km. Δεδομένου ότι και η διασπορά της ίνας είναι επίσης αρκετά μικρή στη περιοχή των 1.3 μm , εμφανίστηκε ένα παράθυρο χαμηλής συνολικής απώλειας το οποίο χρησιμοποιείται ευρέως στα οπτικά συστήματα επικοινωνιών. Σε μικρότερα μήκη κύματος από την άλλη, η απώλεια είναι πολύ μεγαλύτερη και για στη περιοχή του ορατού ξεπερνάει τα 5 dB/km. Τέλος, στην Εικόνα 3.1, φαίνονται οι διαφορετικοί παράγοντες, οι οποίοι ευθύνονται για τις απώλειες στις οπτικές ίνες, με τις σχετικές συνεισφορές τους. Όπως είναι φανερό και από τη παρακάτω εικόνα, οι δύο πιο σημαντικοί παράγοντες είναι η απώλεια λόγω απορρόφησης υλικού, υπέρυθρη και υπεριώδης, καθώς και η απώλεια λόγω σκέδασης Rayleigh. Στις παρακάτω υποενότητες θα μελετηθούν οι δύο παραπάνω κυριότεροι λόγους καθώς και τις απώλειες λόγω ατελειών του κυματοδηγού (Agrawal, 2002).



Εικόνα 3.1 Το προφίλ της φασματικής απώλειας $\alpha(\lambda)$ μίας μονότροπης ίνας με διάμετρο πυρήνα $9.4\mu\text{m}$, $\Delta = 1.9 \times 10^{-3}$ και μήκος κύματος αποκοπής $1.1\mu\text{m}$.

Στην ανωτέρω Εικόνα 3.1, βλέπουμε την εξάρτηση της απώλειας της οπτικής ίνας από το μήκος κύματος για διάφορους βασικούς μηχανισμούς απώλειας.

3.1.2 Απορρόφηση

Η δομή κάθε υλικού, είναι το πλέγμα του στις κορυφές του οποίου είναι τοποθετημένα τα άτομα ή μόρια του εκάστοτε υλικού. Υπάρχουν λοιπόν τρόποι ταλάντωσης, ηλεκτρονικοί ή δονητικοί, αυτών των μορίων. Στις συχνότητες αυτών των ταλαντώσεων μπορεί να συμβεί η λεγόμενη απορρόφηση. Στις οπτικές ίνες, ο τρόπος απορροφήσεως μπορεί να διακριθεί σε δύο διαφορετικές κατηγορίες:

- *Εσωτερικές απώλειες απορρόφησης υλικού*
- *Εξωτερικές απώλειες απορρόφησης υλικού*

και αυτό διότι οι οπτικές ίνες αποτελούν μίξη τηγμένου πυριτίου με κάποιες αναπόφευκτες εξωγενείς προσμίξεις. Στη πρώτη κατηγορία ανήκουν οι απώλειες

λόγω απορρόφησης από το πυρίτιο ενώ στη δεύτερη έχουμε απομονώσει τις όποιες απορροφήσεις λόγω των προσμίξεων (Griffiths, 1997).

Εσωτερικές απώλειες απορρόφησης υλικού

Οι εσωτερικές απώλειες απορρόφησης στις οπτικές ίνες, οφείλονται στα μόρια πυριτίου, τα οποία έχουν δονητικό συντονισμό στην υπέρυθη περιοχή όπου $\lambda > 7\mu\text{m}$ ενώ ηλεκτρονικό συντονισμό στην υπεριώδη περιοχή, $\lambda < 0.4\mu\text{m}$. Το τηγμένο πυρίτιο συναντάμε συντονισμούς με τη μορφή ζωνών απορρόφησης, οι οποίες κάποιες φορές καταλήγουν μέχρι και την ορατή περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Εξωτερικές απώλειες απορρόφησης υλικού

Οι εσωτερικές απώλειες απορρόφησης στις οπτικές ίνες, προκαλούνται λόγω της παρουσίας προσμίξεων, όπως προαναφέρθηκε.

Μια πρώτη κατηγορία τέτοιων προσμίξεων είναι τα μέταλλα μετάβασης όπως το χρώμιο ^{24}Cr , το μαγγάνιο ^{25}Mn , ο σίδηρος ^{26}Fe , το κοβάλτιο ^{27}Co , το νικέλιο ^{28}Ni και ο χαλκός ^{29}Cu . Αυτή η κατηγορία παρουσιάζει έντονη απορρόφηση σε μήκη κύματος από $0.6\mu\text{m}$ έως $1.6\mu\text{m}$. Για να επιτευχθούν απώλειες κάτω από 1dB/km , θα πρέπει το ποσοστό των προσμίξεων να είναι το ανώτερο 10^{-9} .

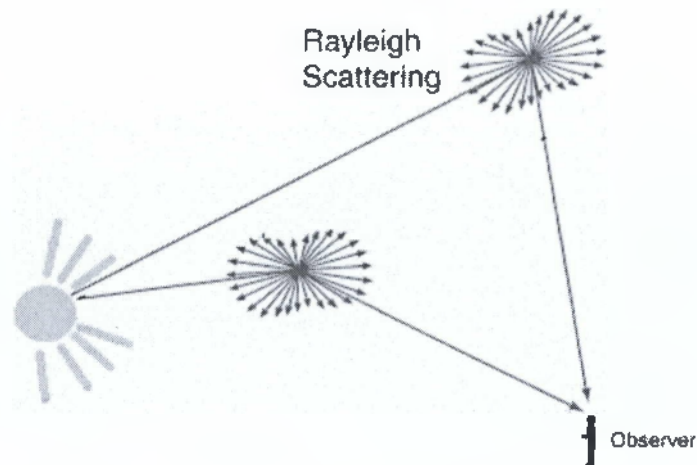
Στη σημερινή εποχή έχει επιτευχθεί ο περιορισμός σε μεγάλο βαθμό προσμίξεων μετάλλων μετάβασης. Όμως υπάρχει άλλο ένα είδος προσμίξεων που στις τεχνικά εξελιγμένες οπτικές ίνες αποτελεί τη κύρια πηγή εξωτερικών απωλειών απορρόφησης και αυτό είναι οι ύπαρξη υδρατμών. Το ιόν OH παρουσιάζει δονητικό συντονισμό στο μήκος κύματος $2.73\mu\text{m}$. Οι υψηλότερες αρμονικές καθώς και οι όποιοι συνδυασμοί με τις δονητικές συχνότητες του πυριτίου, προκαλούν απορρόφηση στα μήκη κύματος $0.95\mu\text{m}$, $1.24\mu\text{m}$ και $1.39\mu\text{m}$.

Αυτοί οι τρεις συντονισμοί είναι που παρουσιάζονται στην Εικόνα 3.1 και οφείλονται στα υπολείμματα υδρατμών. Ακόμα και να περιοριστούν αυτές οι συγκεντρώσεις σε ποσοστά 10^{-6} θα υπάρχουν απώλειες που μπορούν να φτάσουν τα 50dB/km για μήκη κύματος κοντά στα $1.39\mu\text{m}$. Για το τυπικό φάσμα απώλειας της Εικόνας 3.1, θα πρέπει να επιτευχθούν ίνες με ποσοστιαίες προσμίξεις ιόντων OH χαμηλότερες των 10^{-8} (Griffiths, 1997).

3.1.3 Σκέδαση Rayleigh

Τι κοινό έχουν το μπλέ χρώμα του ουρανού και το κόκκινο κατά την δύση ή την ανατολή; Η απάντηση είναι στο τρόπο με τον οποίο σκεδάζεται το φως από τα σωματίδια του αέρα. Η σκέδαση αυτή ονομάζεται Rayleigh, λόγω του φυσικού Λόρδου Rayleigh ο οποίος τιμήθηκε με το Νόμπελ Φυσικής το 1904. Η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός I , εξαρτάται αντιστρόφως ανάλογα από τη τέταρτη δύναμη του μήκους κύματος λ :

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.4)$$



Εικόνα 3.2 Σκέδαση Rayleigh

Κατά τη σκέδαση Rayleigh, τα διάφορα μήκη κύματος σκεδάζονται με διαφορετική ένταση στις διάφορες γωνίες, για αυτό και η συγκεκριμένη διαδικασία αποτελεί σημαντικό κριτήριο για την επιλογή του κατάλληλου μήκους κύματος στις οπτικές ίνες των επικοινωνιών. Ο λόγος για τον οποίο η σκέδαση Rayleigh είναι ένας από τους βασικότερους τρόπους που χάνει ισχύ το σήμα μέσα στις οπτικές ίνες και μέσα στις ίνες προκαλείται από ελάχιστες διακυμάνσεις της πυκνότητας του πυριτίου οι οποίες ή προϋπάρχουν ή/και δημιουργούνται από τη στιγμή της τήξης μέχρι τη κατασκευή της ίνας. Αυτές οι διακυμάνσεις της πυκνότητας, επηρεάζουν κατά ανάλογο τρόπο το δείκτη διάθλασης αλλά αυτή τη φορά για μήκη κύματος μικρότερα

από αυτά του οπτικού φάσματος (Griffiths, 1997). Τις απώλειες της οπτική ίνας λόγω σκέδασης Rayleigh ισούται με:

$$\alpha_{RS} = \frac{C}{\lambda^4} \quad (3.5)$$

όπου

$$C \in [0.7, 0.9] \frac{\text{dB } \mu\text{m}^4}{\text{km}}$$

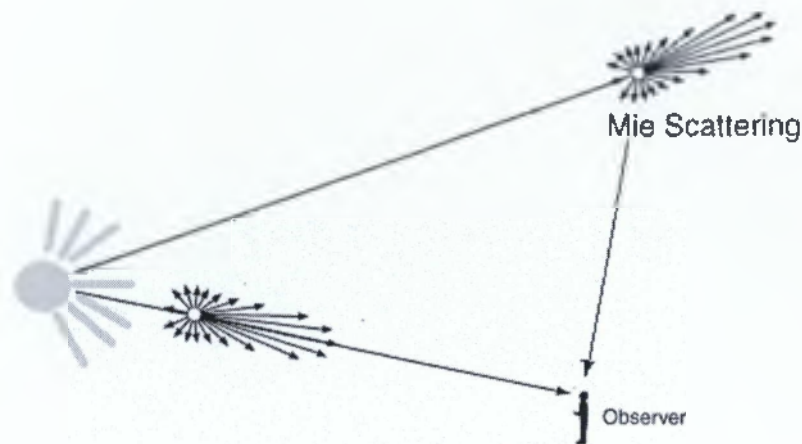
Π.χ. για μήκος κύματος $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, υπάρχουν απώλειες:

$$\alpha_{RS} \in [0.12, 0.16] \frac{\text{dB}}{\text{km}}$$

κάτι που σημαίνει ότι στις απώλειες της Εικόνα 3.1 για το δεδομένο μήκος κύματος, η σκέδαση Rayleigh παρατηρείται ότι κυριαρχεί. Οι απώλειες λόγω σκέδασης Rayleigh δε θα μπορέσουν ποτέ να απαλειφθούν εντελώς διότι πάντα τα υλικά θα έχουν ανομοιογενή χωρικές κατανομές πυκνότητας.

3.1.4 Ατέλειες Στους Κυματοδηγούς

Οι οποίες ατέλειες του κυματοδηγού μπορούν να προκαλέσουν επιπλέον απώλειες. Τέτοιες ατέλειες π.χ. μπορεί να είναι διακυμάνσεις της ακτίνας του πυρήνα στο σημείο επαφής με το περίβλημα. Τέτοιες απώλειες οφείλονται στη σκέδαση Mie, όπως εικονίζεται παρακάτω:



Εικόνα 3.3 Σκέδαση Mie

Η Σκέδαση Mie εμφανίζεται λόγω των ανομοιογενειών στο δείκτη διάθλασης συγκριτικά με το οπτικό μήκος κύματος. Στις σημερινές οπτικές ίνες, τέτοιες διακυμάνσεις δεν υπερβαίνουν το 1%, κάτι που δίνει απώλειες λόγω Mie σκέδασης λιγότερο από 0.03 dB/km (Griffiths, 1997).

Επίσης, μπορεί να υπάρχουν απώλειες λόγω σκέδασης από τα όπια λυγίσματα της οπτικής ίνας. Μια ακτίνα μέσα στις οπτικές ίνες, προσκρούει συνήθως στην διαχωριστική επιφάνεια πυρήνα-περιβλήματος με γωνία μεγαλύτερη από την κρίσιμη γωνία, με αποτέλεσμα να υπόκεινται σε ολική εσωτερική ανάκλαση. Όσο μεγαλύτερο το λύγισμα όμως τόσο μικρότερη και η γωνία πρόσπτωσης, με αποτέλεσμα από ένα σημείο και μετά η γωνία πρόσπτωσης να είναι μικρότερη από τη κρίσιμη γωνία ολικής ανάκλασης με αποτέλεσμα η ακτίνα να διαφεύγει έξω από την οπτική ίνα. Η απώλεια λόγω κάμψης είναι ανάλογη προς το:

$$\alpha_{\text{bend}} \sim e^{-\frac{R}{R_c}}$$

όπου με R συμβολίσαμε την ακτίνα της καμπύλης κάμψης της ίνας και

$$R_c \equiv \frac{\alpha}{n_1^2 - n_2^2}$$

Στις μονότροπες οπτικές ίνες ισχύει:

$$R_c \in [0.2, 0.4] \mu\text{m}$$

και η απώλεια λόγω κάμψης είναι αμελητέα:

$$\alpha_{\text{bend}} \ll 1 \frac{\text{dB}}{\text{km}}, \quad \forall R > 5 \text{ mm}$$

Μια τελευταία κατηγορία απωλειών στις οπτικές ίνες, είναι οι απώλειες μικροκάμψης. Τέτοιες απώλειες συμβαίνουν λόγω τυχαίων αξονικών παραμορφώσεων οι οποίες δημιουργούνται κατά τη διάρκεια κατασκευής της ίνας. Οι απώλειες σε αυτές τις περιπτώσεις, μπορούν να φτάσουν μέχρι και τα 100 dB/km και για τα δύο είδη οπτικών ινών.

Στη περίπτωση των μονότροπων ινών μπορούν να περιοριστούν τέτοιου είδους απώλειες επιλέγοντας κατάλληλα τη παράμετρο V , έτσι ώστε να περιοριστεί η ενέργεια του τρόπου μετάδοσης όσο το δυνατόν περισσότερο μέσα στο πυρήνα. Αυτό επιτυγχάνεται εάν η παράμετρος V πλησιάσει σε μεγάλο βαθμό τη τιμή αποκοπής, 2.405. Πρακτικά, μια οπτική ίνα σχεδιάζεται κατά τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να διαθέτει στο αντίστοιχο μήκος κύματος λειτουργίας

$$V \in [2.0, 2.4]$$

3.2 Έλεγχος Εξασθένησης Οπτικών Ινών Και Εξαρτημάτων

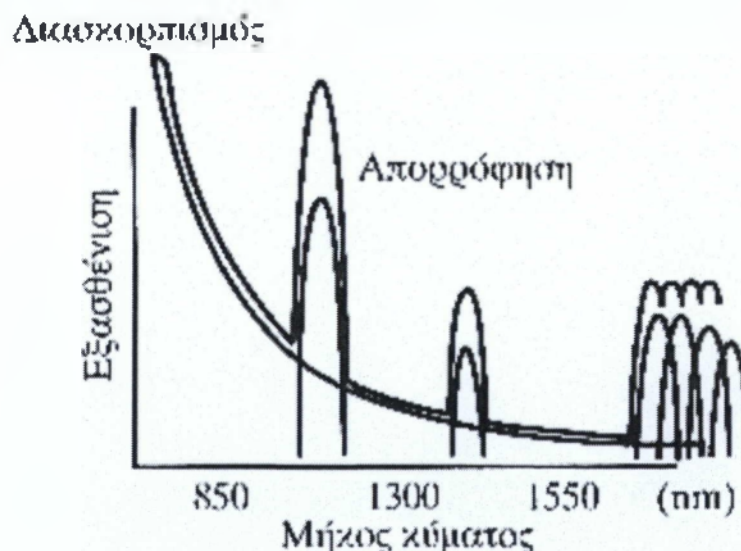
3.2.1 Έλεγχος Εξασθένησης Οπτικών Ινών

Η εξασθένηση στις οπτικές ίνες ευθύνεται κυρίως σε δύο παράγοντες:

- την απορρόφηση
- το διασκορπισμό

Στη πρώτη περίπτωση, το φως μετατρέπεται σε θερμότητα από τα μόρια του πυρήνα. Τα βασικότερα στοιχεία που προκαλούν αυτό το φαινόμενο είναι το κατιόν OH^+ , το οποίο απορροφά πολύ έντονα στα μήκη κύματος 1 μm , 1.4 μm και 1.6 μm , καθώς και οι όποιες νοθείες του υλικού που βοηθούν στην απαραίτητα τροποποίηση του δείκτη διάθλασης.

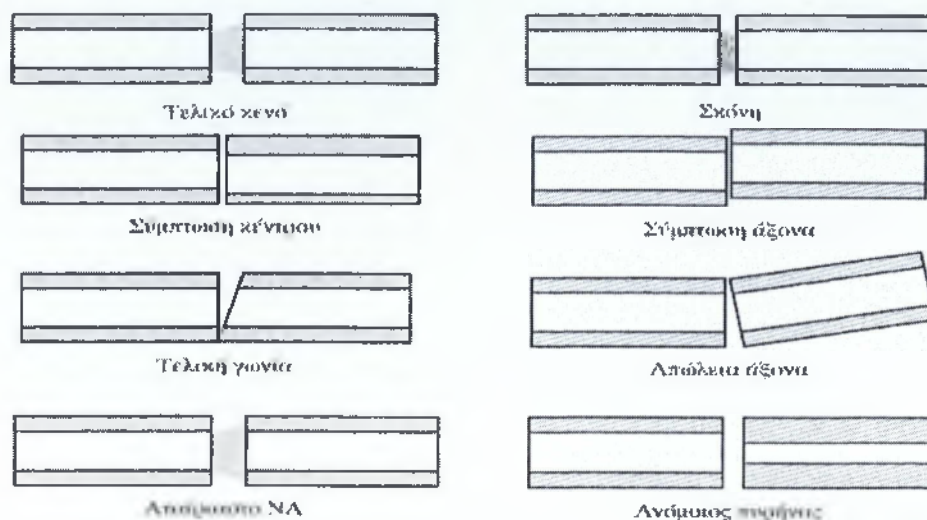
Από την άλλη, ο διασκορπισμός, φέρει τη μεγαλύτερη ευθύνη για την εξασθένηση των οπτικών ινών. Διασκορπισμό έχουμε πολύ απλά όταν το φως σκεδάζεται από μεμονωμένα άτομα ή μόρια στο εσωτερικό του πυρήνα της ίνας. Στην Εικόνα 3.4, καταγράφεται μια τυπική καμπύλη εξασθένησης.



Εικόνα 3.4 Καμπύλη εξασθένησης γυάλινης οπτικής ίνας

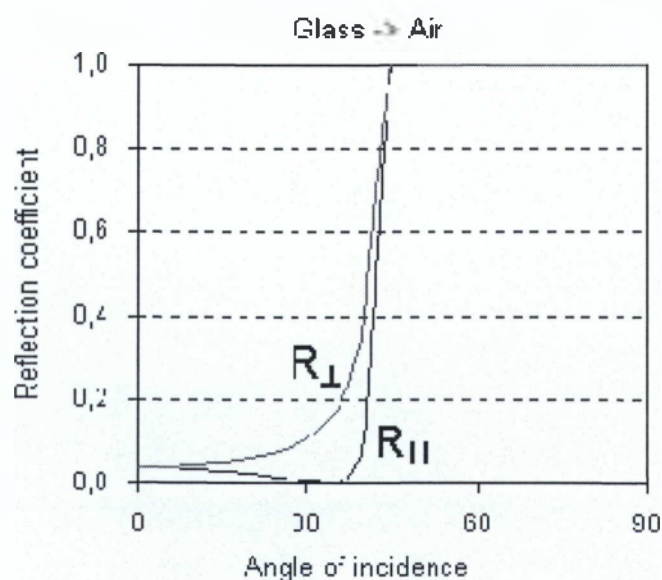
3.2.2 Έλεγχος Εξαρτημάτων

Πέρα των προαναφερομένων, μπορεί να υπάρξουν απώλειες από τις επαφές σύνδεσης όπως γίνεται φανερό από την Εικόνα 3.5.



Εικόνα 3.5 Απώλειες στις επαφές σύνδεσης

Η ύπαρξη του κενού αέρος μεταξύ των οπτικών ινών ανακλάει το φως, το οποίο έρχεται αντιμέτωπο με την αλλαγή του δείκτη διάθλασης από την γυάλινη ίνα στον αέρα. Η ανάκλαση αυτή ονομάζεται ανάκλαση Fresnel (Εικόνα 3.6).



Εικόνα 3.6 Ανάκλαση Fresnel (διεπαφή γυαλιού - > αέρα)

Στην Εικόνα 3.6, φαίνεται ότι για διεπαφή γυαλιού – > αέρα (Glass -> Air) και για γωνία πρόσπτωσης άνω των 42 μοιρών, η ακτίνα ανακλάται πλήρως και δεν περνά στον αέρα. Αυτό το δεδομένο χρησιμοποιείται για τη μετάδοση σημάτων φωτός μέσω γυάλινης ίνας για μεγάλη απόσταση χωρίς σημαντική εξασθένηση.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

4.1 Σκοπός Πειράματος

Σκοπός της παρούσας εργαστηριακής άσκησης είναι η μελέτη της επίδρασης του φαινομένου της εξασθένησης στην ποιότητα μετάδοσης του οπτικού σήματος.

4.2 Έλεγχος Ποιότητας Μετάδοσης Οπτικού Σήματος

Για τον έλεγχο της ποιότητας μετάδοσης του οπτικού σήματος, χρησιμοποιούνται ελεγκτές ρυθμού σφάλματος (BER Analyzer). Ένα τέτοιο όργανο συγκρίνει το μεταδιδόμενο σήμα με το εκπεμπόμενο. Οποιαδήποτε μετρήσιμη διαφορά καταγράφεται ως σφάλμα. Ένας BER Analyzer δίνει πληροφορίες για την ποιότητα μετάδοσης του σήματος μέσω του διαγράμματος οφθαλμού και των μεγεθών BER και Q factor, τα οποία παρουσιάζονται εν συντομία στη συνέχεια.

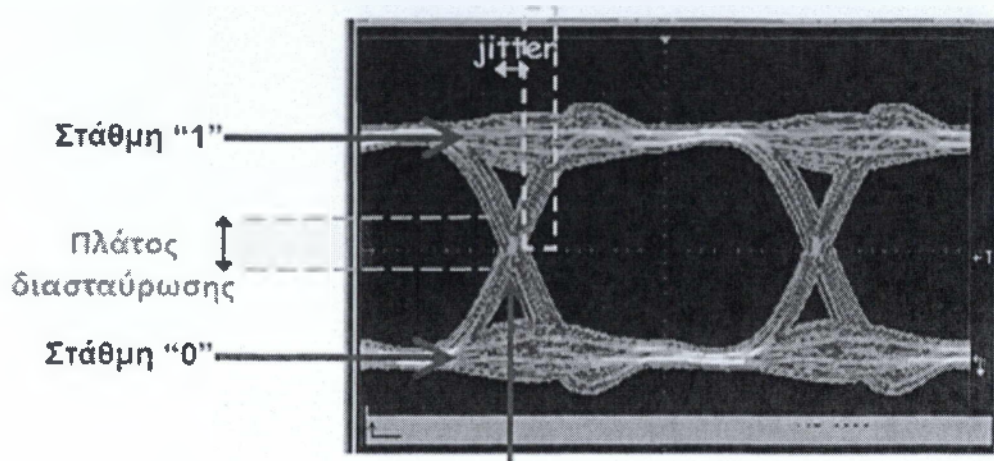
4.3 Το Διάγραμμα Οφθαλμού

Το διάγραμμα οφθαλμού (eye diagram) χρησιμοποιείται για την ποιοτική ανάλυση του οπτικού σήματος και τον άμεσο έλεγχο της ποιότητας της ζεύξης. Το διάγραμμα οφθαλμού προκύπτει από την υπέρθεση πολλών τμημάτων του σήματος προκαθορισμένης διάρκειας σε ένα κοινό χρονικό παράθυρο. Στην εικόνα που ακολουθεί φαίνεται το διάγραμμα οφθαλμού, όπου απεικονίζεται όλη η παλμοσειρά σε ένα παράθυρο δύο περιόδων.

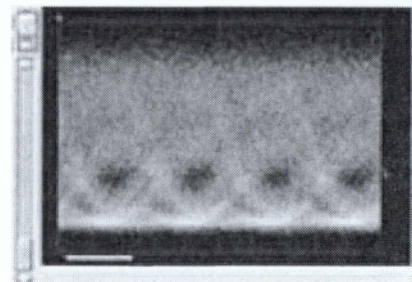
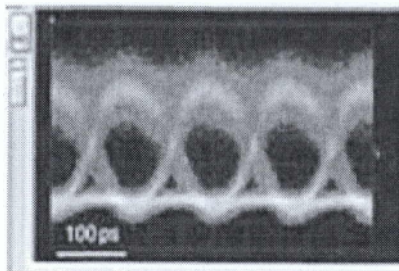
Timing jitter Εύρος πλαϊνών γραμμών "αρχής" και "τέλους" του διαγράμματος ματιού

Θόρυβος στο '0' Εύρος γραμμής της στάθμης του λογικού "0"

Θόρυβος στο '1' Εύρος γραμμής της στάθμης του λογικού "1"

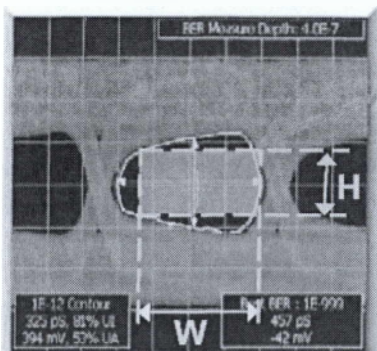


Εικόνα 4.1 Διάφραγμα Οφθαλμού και Μετρήσεις (1)

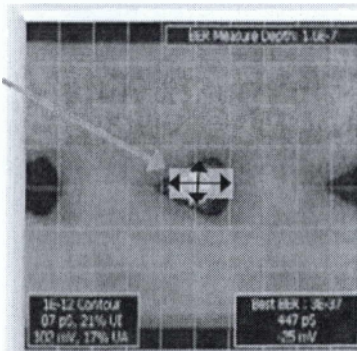


Το jitter αποτυπώνεται στο εύρος των πλαϊνών γραμμών

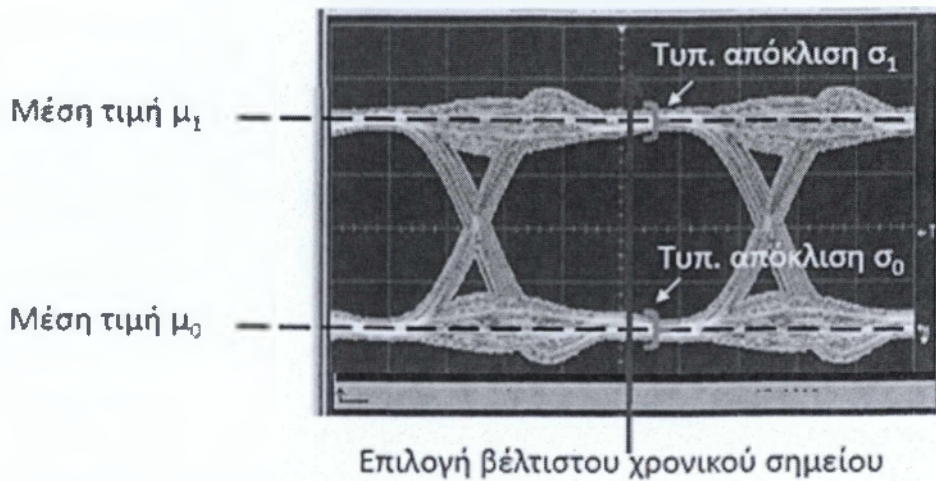
Ο θόρυβος κυρίως στο εύρος των δύο οριζόντιων γραμμών ("0" και "1")



το άνοιγμα "ματιού" ενδεικτικό της ποιότητας σήματος



Εικόνα 4.2 Διάφραγμα Οφθαλμού και Μετρήσεις (2)

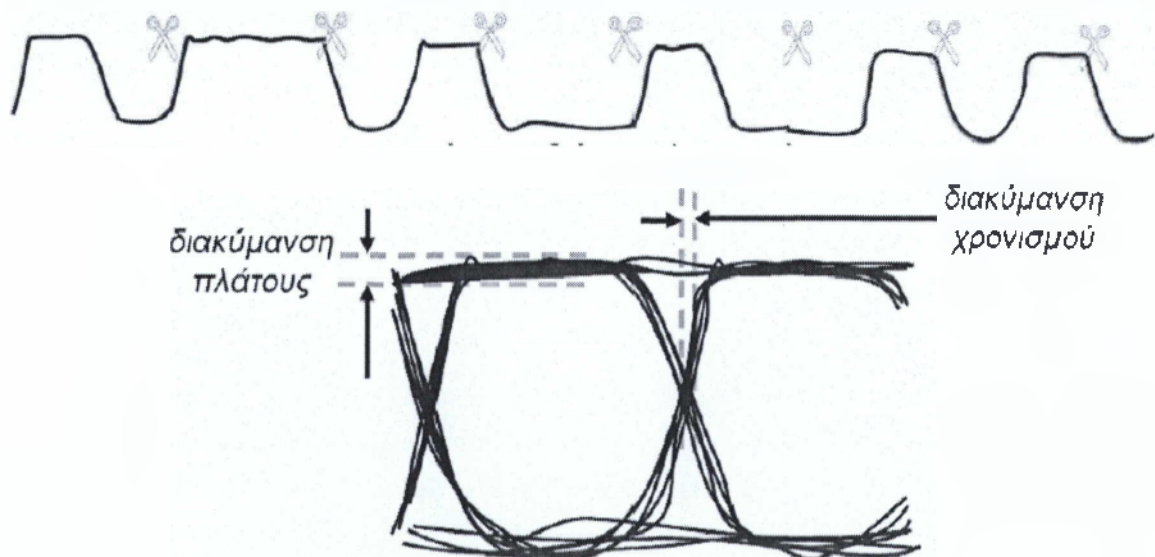


Μελέτη των κατανομών στη στάθμη των '1' και των '0' για το χρονικό σημείο που επιλέχθηκε

Λόγος σβέσης (Extinction Ratio) $EX = 10 \cdot \log \left(\frac{\mu_1}{\mu_0} \right)$

Παράγοντας ποιότητας (Q-factor) $Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_0 + \sigma_1}$

Εικόνα 4.3 Διάγραμμα Οφθαλμού και Μετρήσεις (3)



Εικόνα 4.4 Ακολουθία bits λαμβανομένου σήματος

Υπερτιθέμενα bits και δημιουργία διαγράμματος ματιού

BER

Το μέγεθος BER ορίζεται ως ο ρυθμός με τον οποίο λαμβάνουν χώρα σφάλματα σε ένα σύστημα μετάδοσης. Το BER ισούται με τον λόγο του αριθμού των εσφαλμένων bit προς τον συνολικό αριθμό των μεταδιδόμενων bit. Μία τιμή 10^{-12} σημαίνει ότι από τα 10^{12} bit τα οποία μεταδόθηκαν το ένα ήταν εσφαλμένο. Το επιθυμητό είναι η τιμή του μεγέθους αυτού να είναι όσο το δυνατό μικρότερη. Αυτό βέβαια εξαρτάται και από τις απαιτήσεις του συστήματος. Αποδεκτές τιμές είναι 10^{-9} , 10^{-12} .

Q factor

Ο παράγοντας ποιότητας (Q factor) μετράει την ποιότητα του σήματος και συνδέεται με το BER. $Q > 6 \Rightarrow \text{BER} < 10^{-9}$ και $Q > 7 \Rightarrow \text{BER} < 10^{-12}$. Η τιμή του Q factor είναι επιθυμητό να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερη.

4.4 Πειραματική Διαδικασία

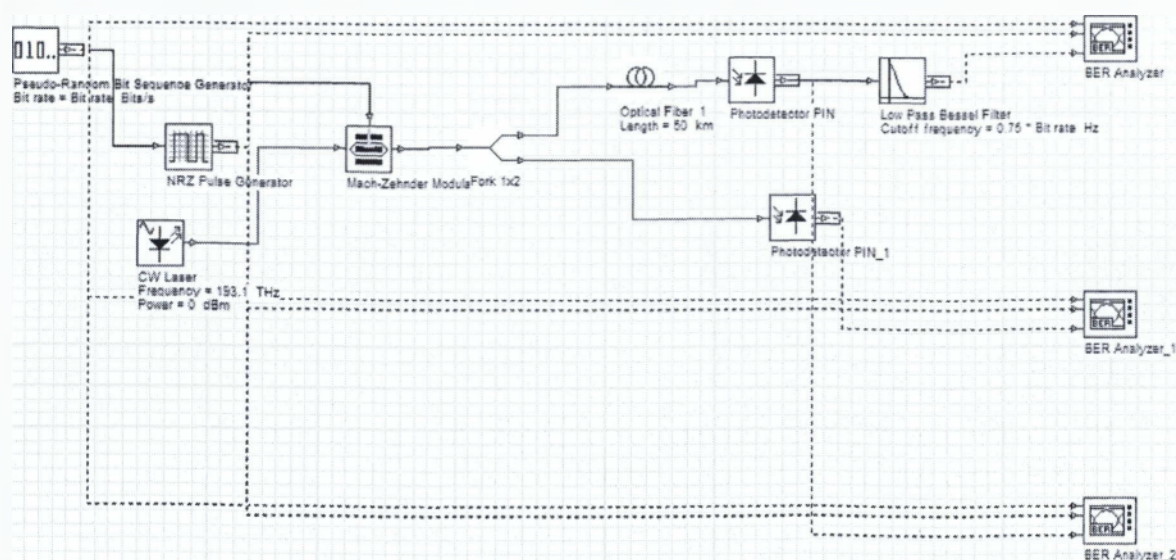
Η πειραματική διαδικασία που ακολουθείται είναι η εξής:

- Δημιουργώ έναν οπτικό πομπό.
- Χρησιμοποιώ γεννήτρια ψευδοτυχαίας ακολουθίας bit (στοιχείο Pseudo random bit sequence generator), γεννήτρια παλμών (στοιχείο NRZ pulse generator), οπτική πηγή laser (στοιχείο CW laser) και οπτικό διαμορφωτή Mach-Zehnder (στοιχείο Mach-Zehnder modulator).
- Οδηγώ το οπτικό και το ηλεκτρικό σήμα στις εισόδους του διαμορφωτή προκειμένου να διαμορφώσω εξωτερικά το οπτικό σήμα.
- Δημιουργώ δύο πανομοιότυπα οπτικά σήματα χρησιμοποιώντας το στοιχείο fork.
- Οδηγώ το ένα οπτικό σήμα σε οπτική ίνα (στοιχείο Optical Fiber) και το άλλο σε φωτοδίοδο PIN (στοιχείο Photodetector PIN).
- Οδηγώ το οπτικό σήμα, στην έξοδο της οπτικής ίνας, σε φωτοδίοδο PIN (στοιχείο Photodetector PIN) και το προκύπτον ηλεκτρικό σήμα σε χαμηλοπερατό φίλτρο (στοιχείο Lowpass Bessel Filter).

- Τοποθετώ στην επιφάνεια εργασίας τρεις ελεγκτές ρυθμού σφάλματος (στοιχείο BER Analyzer).
- Συνδέω τους ελεγκτές έτσι ώστε να ελέγξω την ποιότητα του αρχικού σήματος, του σήματος στην έξοδο του φωτοανιχνευτή και του μεταδιδόμενου σήματος.
- Εμφανίζω τις παραμέτρους του στοιχείου Optical Fiber.
- Θέτω στην παράμετρο length την τιμή 50 έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει μήκος 50Km και στην παράμετρο attenuation την τιμή 0,2dB/Km έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει συντελεστή εξασθένησης 0,2dB/Km.
- Εκτελώ την προσομοίωση.
- Εμφανίζω τις ενδείξεις των στοιχείων BER Analyzer.
- Εμφανίζω το διάγραμμα οφθαλμού σε αυτούς (show eye diagram).
- Παρατηρώ και σχολιάζω τα διαγράμματα οφθαλμού.
- Καταγράφω και σχολιάζω τις τιμές των μεγεθών Max Q factor και Min BER.
- Εμφανίζω τις παραμέτρους του στοιχείου Optical Fiber.
- Θέτω στην παράμετρο length την τιμή 50 έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει μήκος 50Km και στην παράμετρο attenuation την τιμή 0,4dB/Km έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει συντελεστή εξασθένησης 0,4dB/Km.
- Παρατηρώ και σχολιάζω τα διαγράμματα οφθαλμού.
- Καταγράφω και σχολιάζω τις τιμές των μεγεθών Max Q factor και Min BER.
- Εμφανίζω τις παραμέτρους του στοιχείου Optical Fiber.
- Θέτω στην παράμετρο attenuation την τιμή 0,2dB/Km έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει συντελεστή εξασθένησης 0,2dB/Km.
- Επιτρέπω το μήκος της οπτικής ίνας να μεταβάλλεται μεταξύ 0 και 160Km με βήμα 20.
- Εκτελώ την προσομοίωση.
- Δημιουργώ το γράφημα του λογαρίθμου του ελάχιστου BER (Min log of BER) ως συνάρτηση του μήκους της οπτικής ίνας (length).
- Σχολιάζω το διάγραμμα.
- Θεωρώ ότι αποδεκτή τιμή για το BER είναι 10^{-12} .
- Εμφανίζω τις παραμέτρους του στοιχείου Optical Fiber.
- Θέτω στην παράμετρο length την τιμή 40 έτσι ώστε η οπτική ίνα να έχει μήκος 40Km.

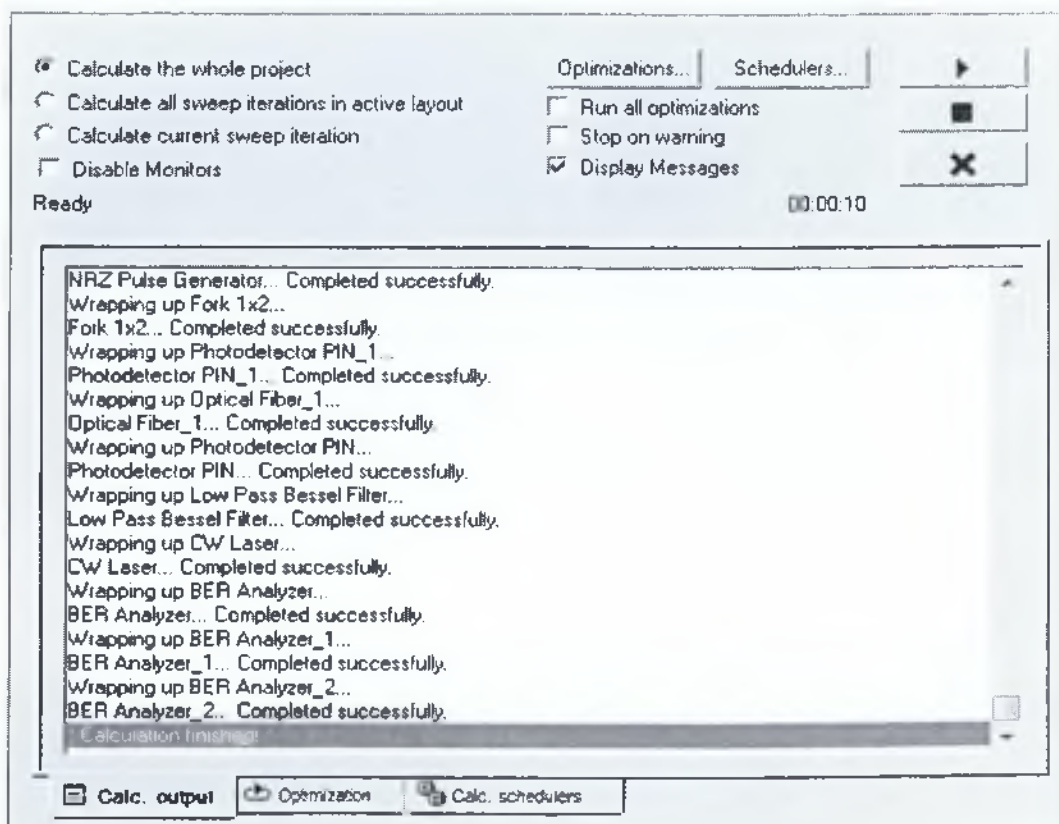
- Επιτρέπω στον συντελεστή εξασθένησης της οπτικής ίνας να παίρνει τιμές μεταξύ 0 και 0,8dB/Km με βήμα 0,2.
- Εκτελώ την προσομοίωση.
- Δημιουργώ το γράφημα του λογαρίθμου του ελάχιστου BER (Min log of BER) ως συνάρτηση του συντελεστή εξασθένησης της οπτικής ίνας (attenuation).
- Σχολιάζω το διάγραμμα.
- Θεωρώ ότι αποδεκτή τιμή για το BER είναι 10^{-12} .

4.5 Εφαρμογή και δημιουργία στοιχείων του φαινομένου της εξασθένησης. 1^η Περίπτωση



Σχήμα 4.5: Δίκτυο προσομοίωσης

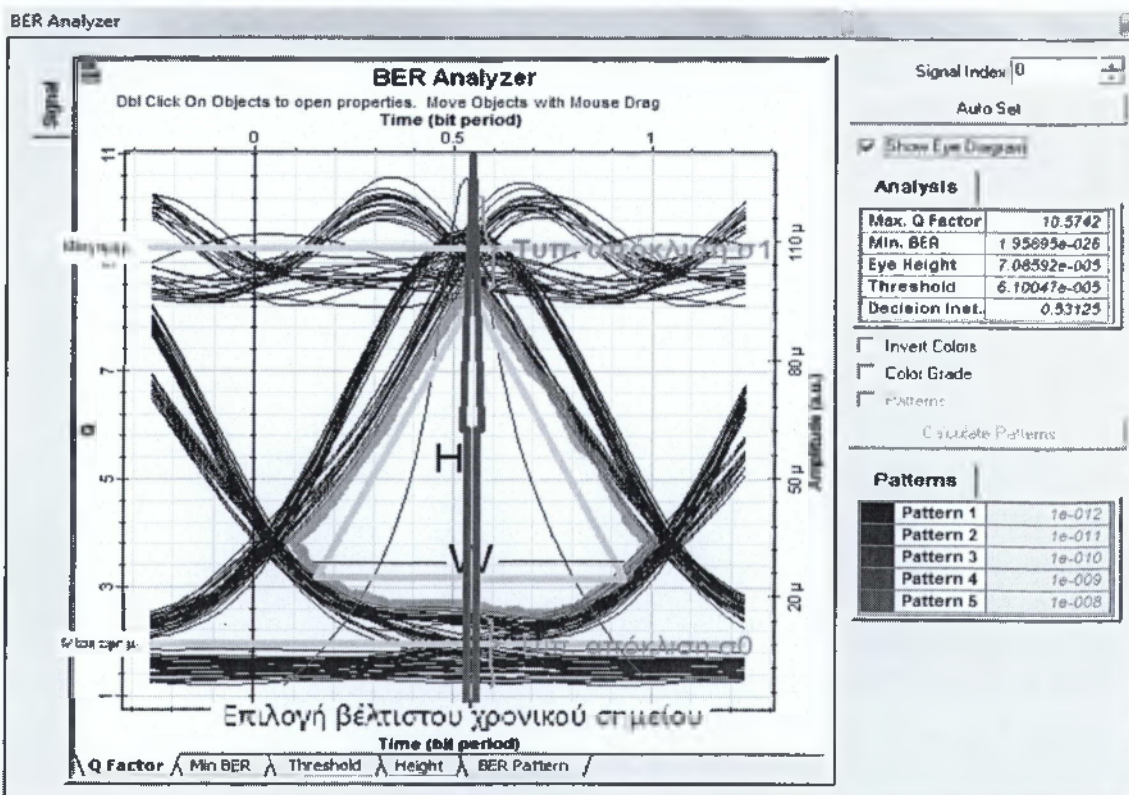
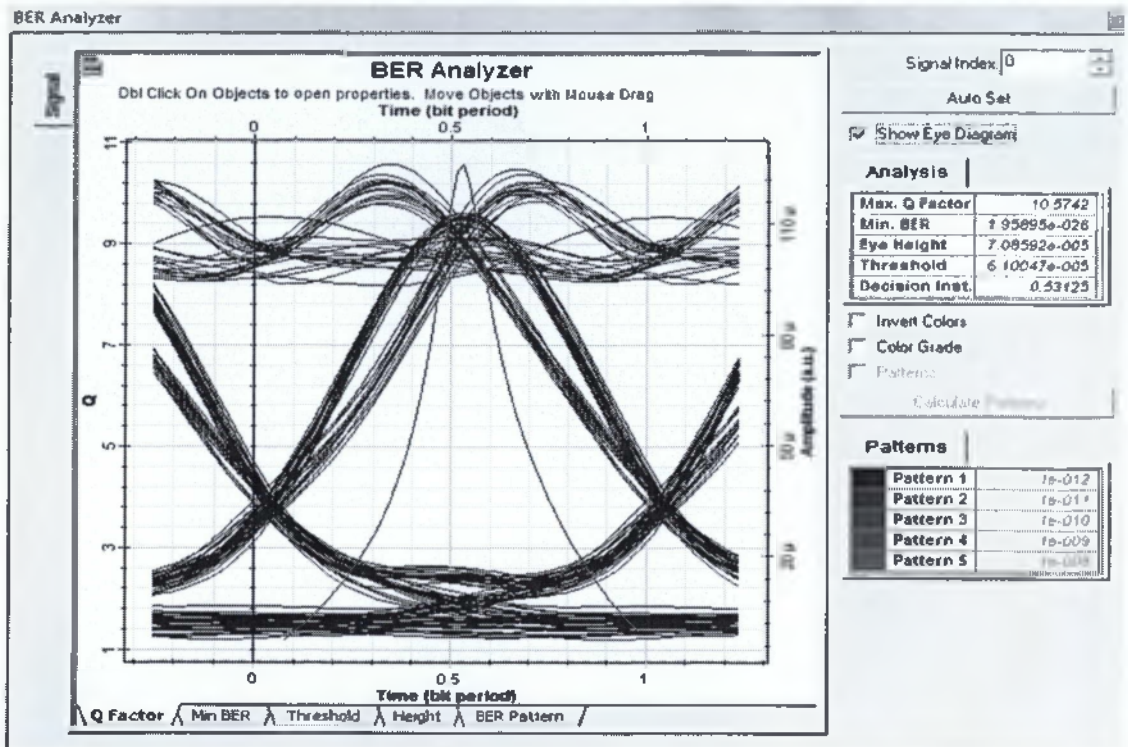
Για μήκος της οπτικής ίνας **50km** και εξασθένηση **0,2 dB/Km**, εκτελώ την προσομοίωση.



Σχήμα 4.6: Υπολογισμός Πειραματικής Διάταξης

BER Analyzer

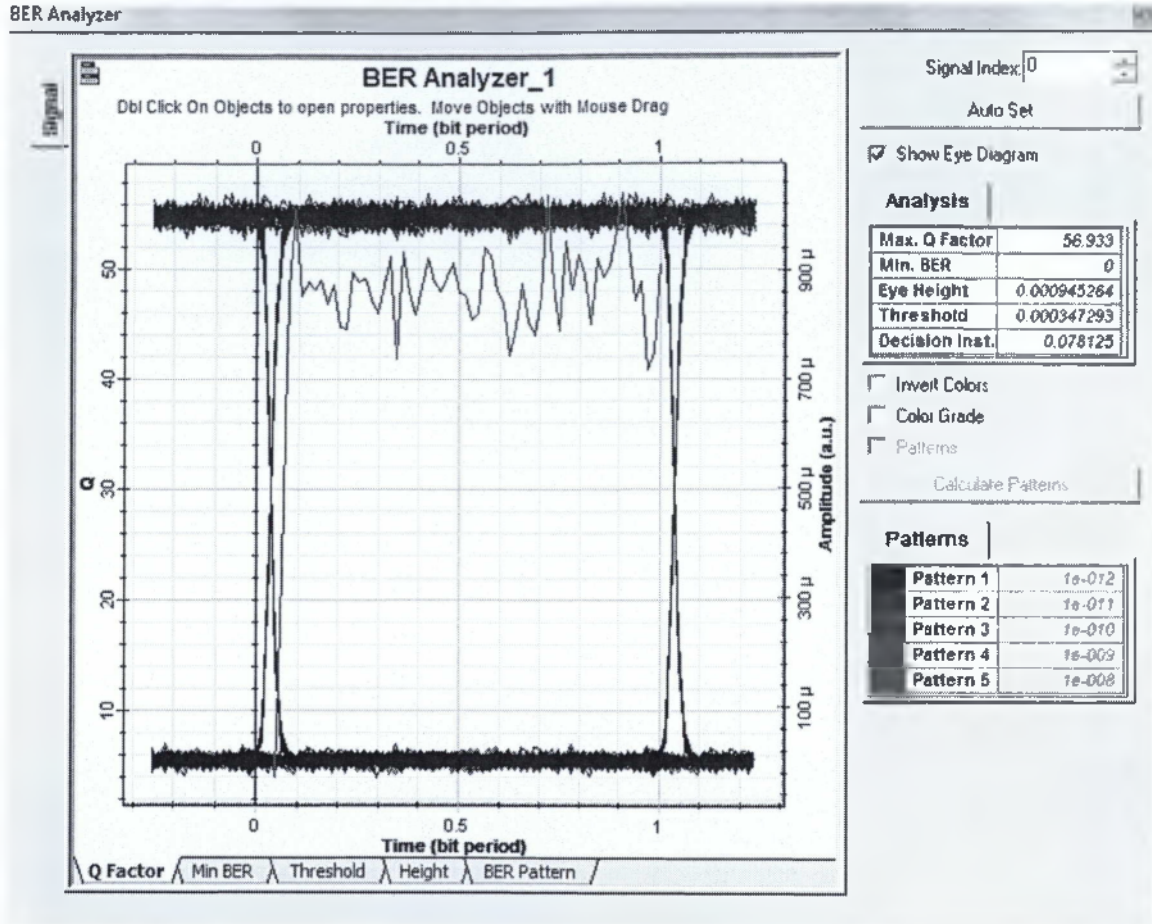
Θέτοντας τις παραπάνω παραμέτρους που μας δόθηκαν και εκτελώντας την προσομοίωση, εμφανίσαμε το **διάγραμμα οφθαλμού** όπου και μας ζητήθηκε:



Σχήμα 4.7: Διάγραμμα Οφθαλμού

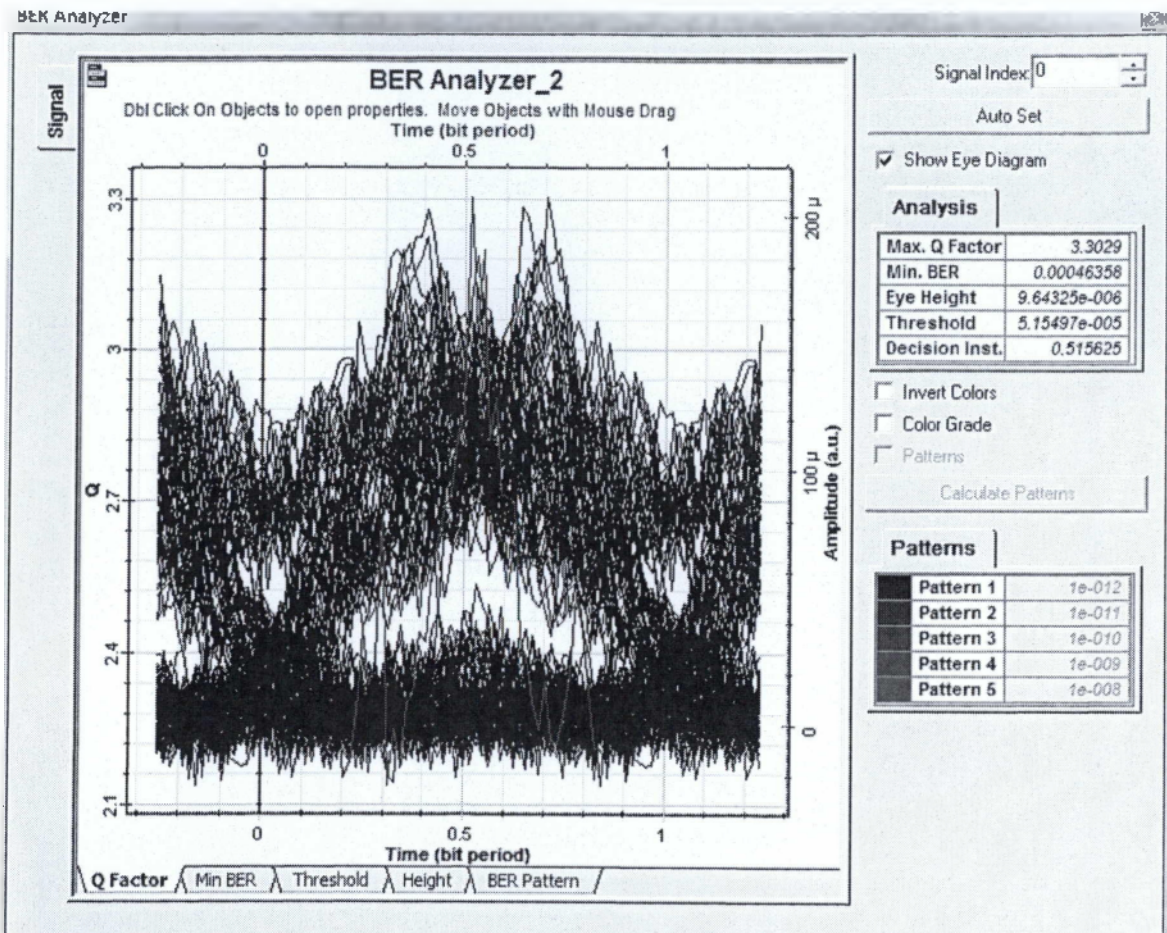
BER Analyzer 1

BER Analyzer



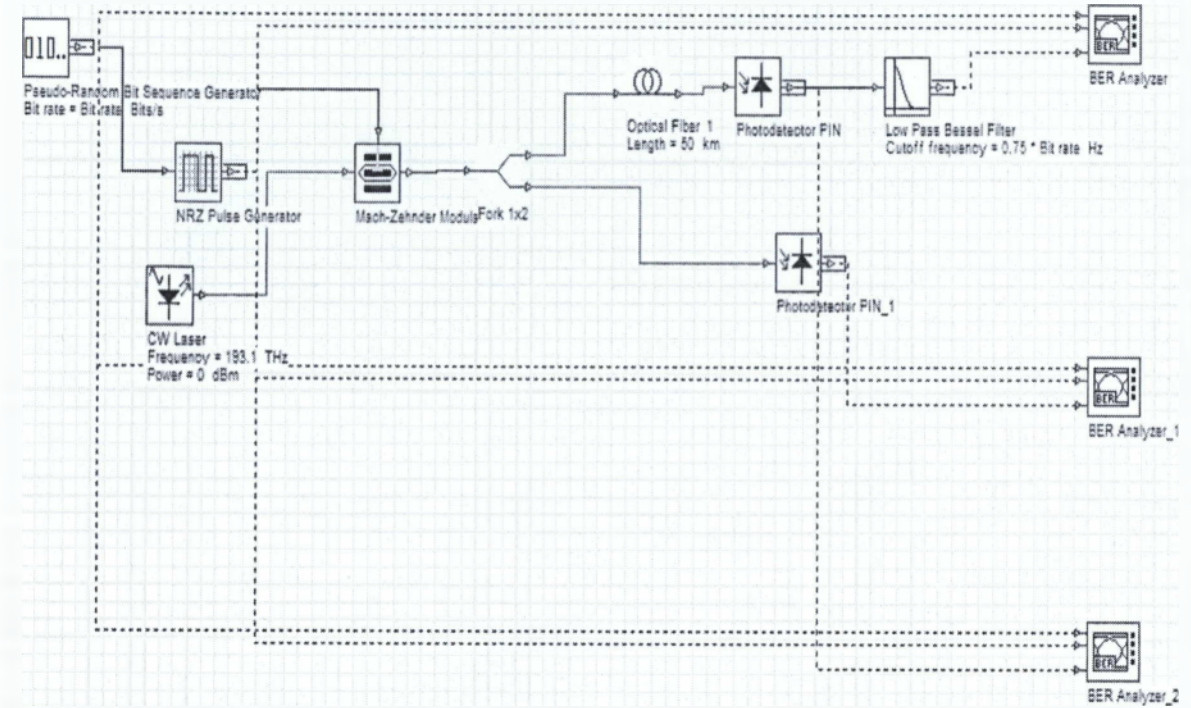
Σχήμα 4.8: BER Analyzer 1

BER Analyzer 2



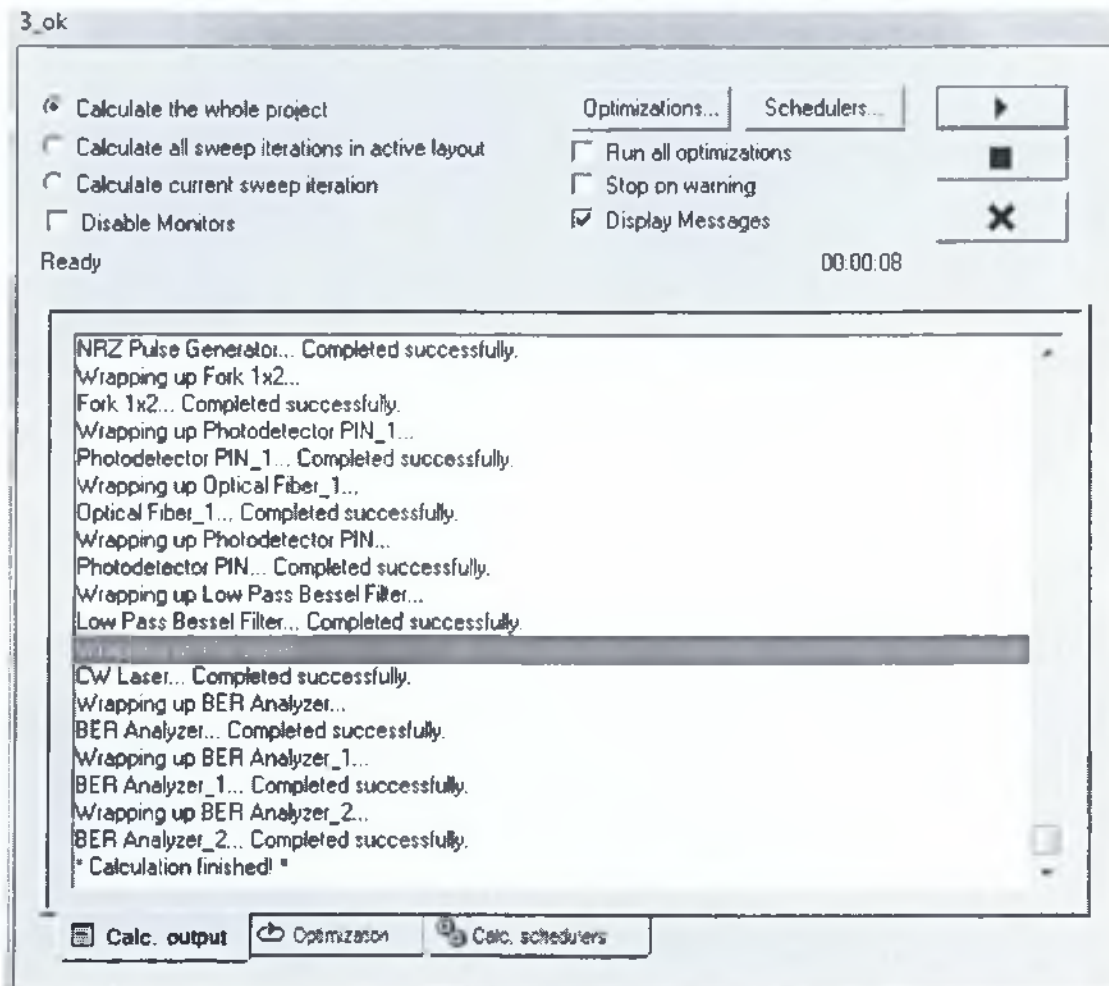
Σχήμα 4.9: BER Analyzer 2

4.6 Εφαρμογή και δημιουργία στοιχείων του φαινομένου της εξασθένησης. 2^η Περίπτωση



Σχήμα 4.10: Δίκτυο προσομοίωσης

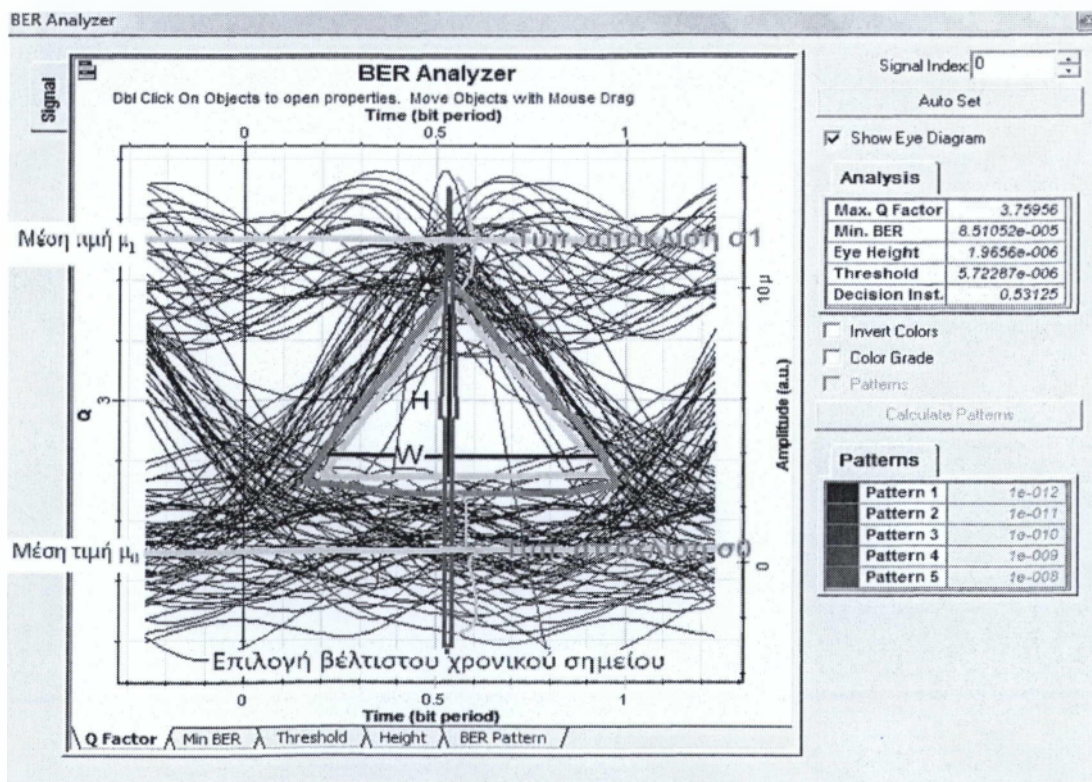
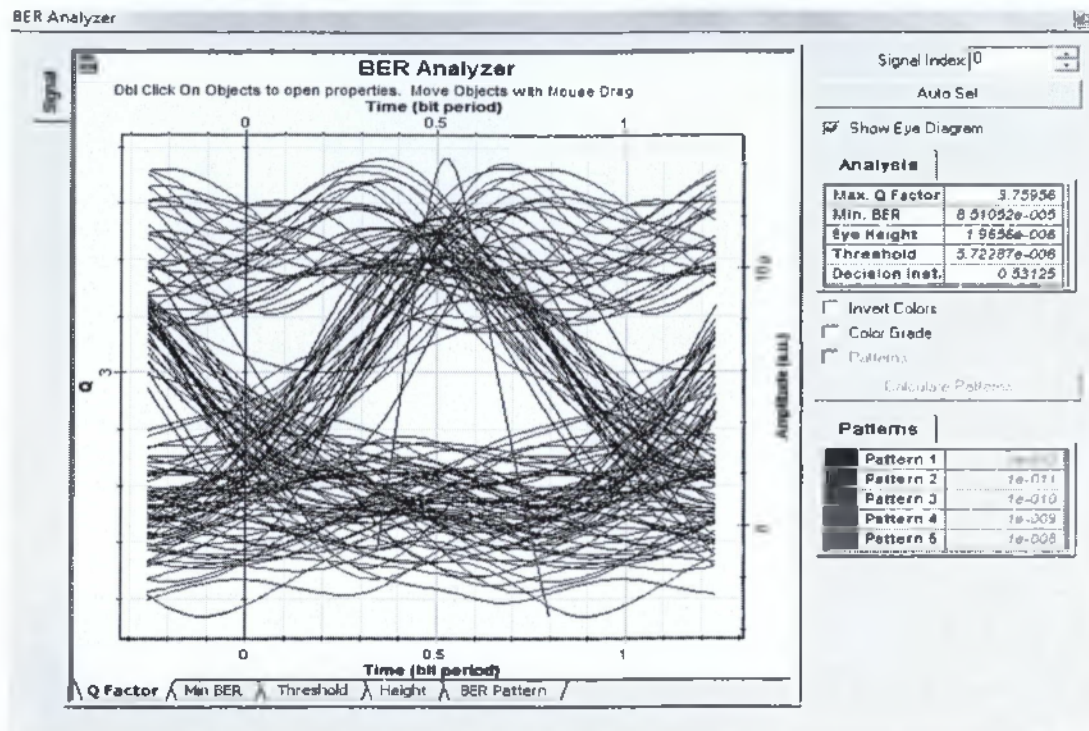
Για μήκος της οπτικής ίνας **50km** και εξασθένιση **0,4 dB/Km**, εκτελώ την προσομοίωση.



Σχήμα 4.11: Υπολογισμός Πειραματικής Διάταξης

BER Analyzer

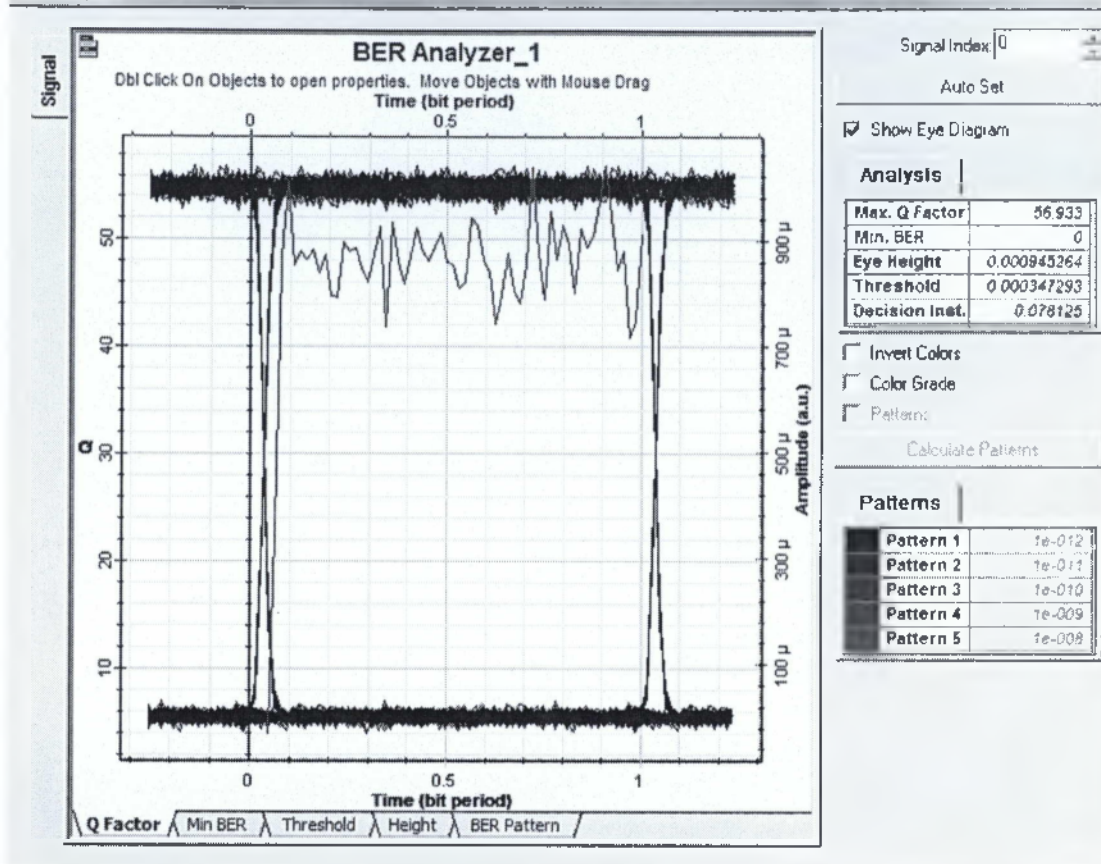
Θέτοντας τις παραπάνω παραμέτρους που μας δόθηκαν και εκτελώντας την προσομοίωση, εμφανίσαμε το **διάγραμμα οφθαλμού** όπου και μας ζητήθηκε.



Σχήμα 4.12: Διάγραμμα Οφθαλμού

BER Analyzer 1

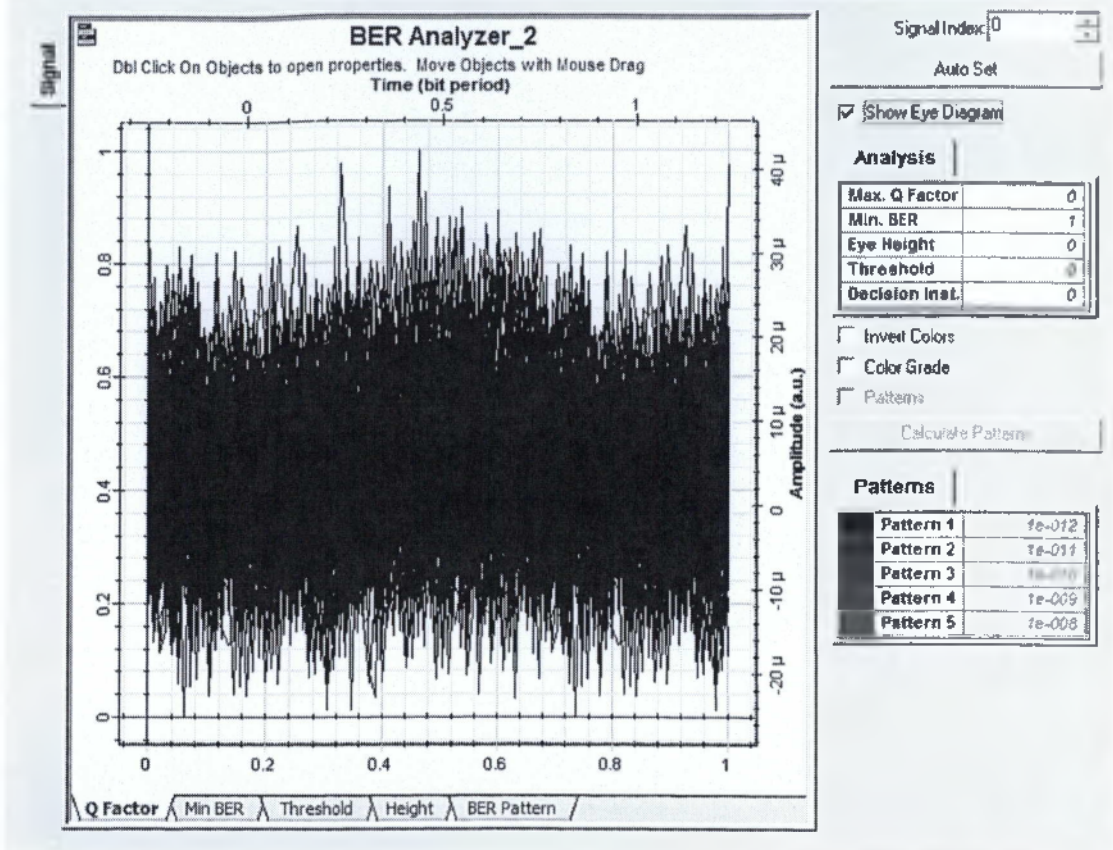
BER Analyzer



Σχήμα 4.13: BER Analyzer 1

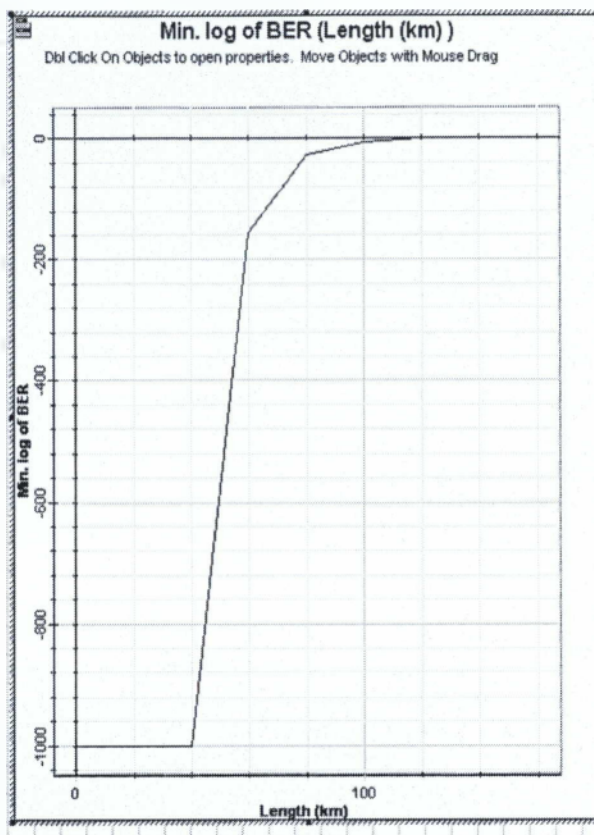
BER Analyzer 2

BER Analyzer



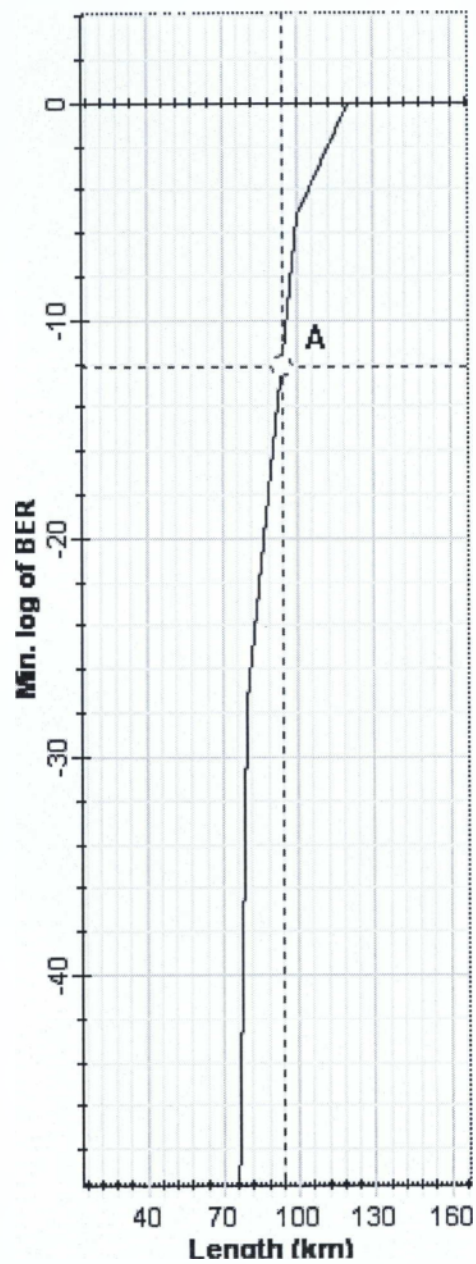
Σχήμα 4.14: BER Analyzer 2

Μήκος της οπτικής ίνας από **0-160km** με βήμα **20** και συντελεστής εξασθένησης **0,2dB/km**.



Σχήμα 4.15: Μήκος Οπτικής Ίνας

Για να μεταφερθεί σωστά η πληροφορία το μέγιστο μήκος που πρέπει να έχει η οπτική ίνα είναι **93km** με BER είναι 10^{-12} .



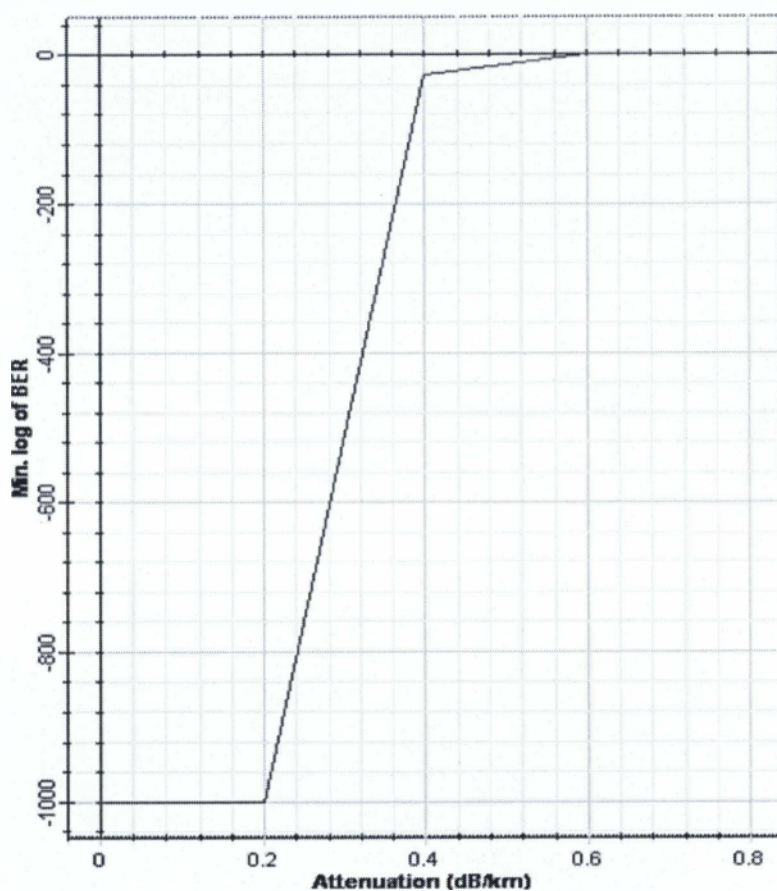
Σχήμα 4.16: Μήκος Οπτικής Ίνας

Μήκος κύματος **40km** και συντελεστής εξασθένησης **0-0,8dB/km** με βήμα **0,2**.



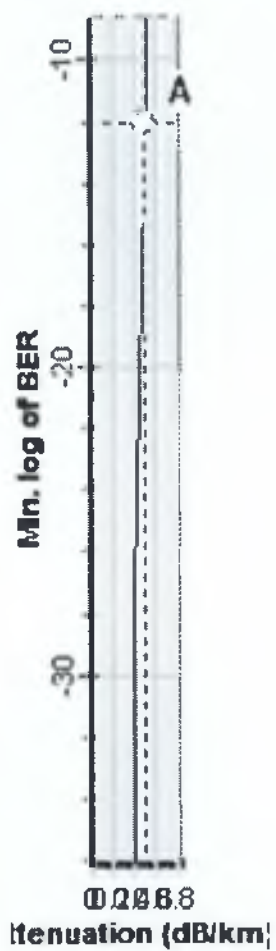
Min. log of BER (Attenuation (dB/km))

Click On Objects to open properties. Move Objects with Mouse Drag



Σχήμα 4.17: Μήκος Οπτικής Ίνας

Ο μέγιστος συντελεστής εξασθένησης που πρέπει να έχει η οπτική ίνα είναι $0,5\text{dB/km}$.



Σχήμα 4.18: Μέγιστος Συντελεστής Εξασθένησης

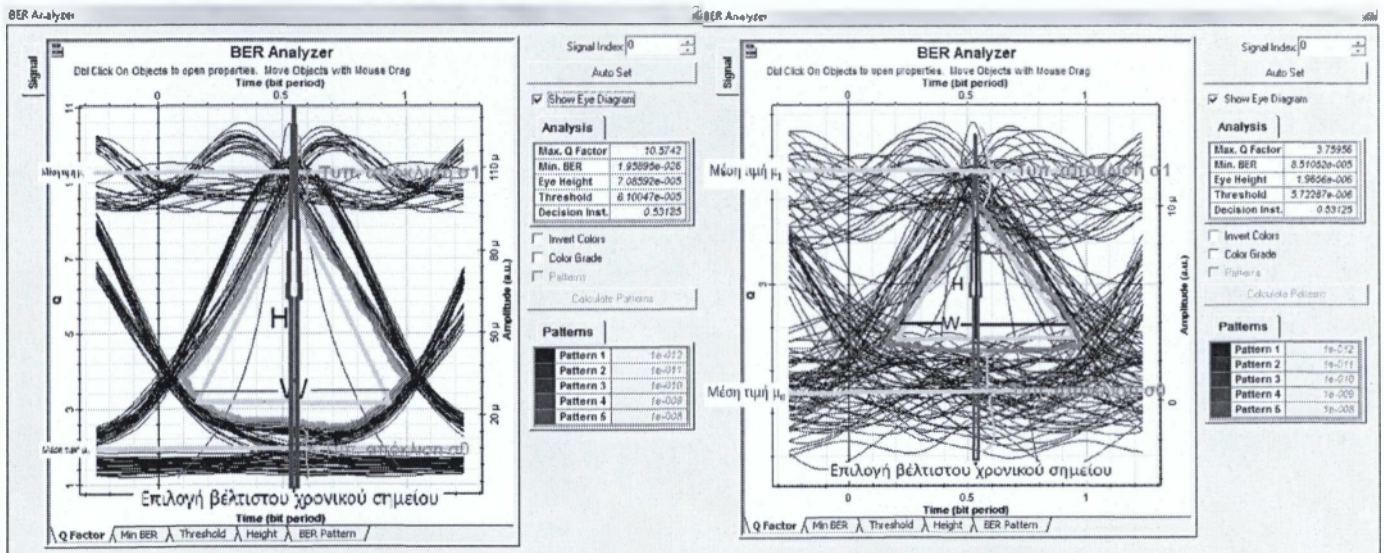
4.7 Συμπεράσματα- Σχόλια

Διάγραμμα οφθαλμού (eye-diagram)

Το σχήμα που προκύπτει από την υπέρθεση των bits σε χρονικό παράθυρο ίσο με την περίοδο του bit «μοιάζει» με το ανθρώπινο μάτι. Το άνοιγμα «ματιού» είναι ενδεικτικό της ποιότητας σήματος.

Το **διάγραμμα οφθαλμού** (Σχήμα 4.7) της πρώτης περίπτωσης υποδηλώνει καλύτερη ποιότητα σήματος (μεγαλύτερο τρίγωνο άνοιγμα – εμβαδόν $= \frac{1}{2} * W * H$, μεγαλύτερο $Q = 10,5742$ και μικρότερο $BER = 1,95 * 10^{-26}$) σε σχέση με την δεύτερη περίπτωση (μικρότερο τρίγωνο άνοιγμα – εμβαδόν, μικρότερο $Q = 3,7596$ και μεγαλύτερο $BER = 8,51 * 10^{-5}$), και είναι πιο καθαρό εξαιτίας του χαμηλοπερατού φίλτρου που προηγείται του BER analyzer στο σύστημα και αποκόπτει χαμηλά τις υψηλές συχνότητες.

Η σύγκριση των δύο σημάτων απεικονίζεται στο ακόλουθο Σχήμα 4.19:



Σχήμα 4.19: Διαγράμματα Οφθαλμού και Σύγκριση Ποιότητας Σημάτων

BER Analyzer 1

Δεν παρατηρείται καμία αλλαγή και στις δύο μετρήσεις (Σχήματα 4.8 και 4.13) παρ'όλο που άλλαξαν οι παράμετροι του συντελεστή εξασθένησης (0,2dB/Km και 0,4 dB/Km) με σταθερό μήκος οπτικής ίνας 50Km, το αποτέλεσμα παραμένει το ίδιο.

Επομένως η πειραματική διαδικασία επιβεβαιώνει την θεωρία της επίδρασης του φαινομένου της εξασθένησης στην ποιότητα μετάδοσης του οπτικού σήματος.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Agrawal, P. Govind (2002). *Fiber-optic communication systems*. New York: Wiley
- Atkins, R. M.; Simpkins, P. G.; Yablon, A. D. (2003). "Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides". *Optics Letters* 28 (12): 974–976.
- Hecht, J. (2002). *Understanding Fiber Optics*, 4th ed., Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ, USA
- Glasesmenn, G. S. (1999). "Advancements in Mechanical Strength and Reliability of Optical Fibers"
- Gowar, John (1993) (2d ed.). Hempstead, UK: Prentice-Hall. p. 209.
- Koji, S.; *et al.* (October 2003). "Evaluation of high-power endurance in optical fiber links". *Furukawa Review* (24): 17–22.
- Griffiths, J. D. (1997). *Εισαγωγή στην ηλεκτροδυναμική*, Τόμος II. Ηράκλειο Κρήτης: Πανεπιστημιακές εκδόσεις
- Kouznetsov, D.; Moloney, J.V. (2003). "Highly efficient, high-gain, short-length, and power-scalable incoherent diode slab-pumped fiber amplifier/laser". *IEEE Journal of Quantum Electronics* 39 (11): 1452–1461.
- Melling, Peter J.; Thomson, Mary (2002). "Fiber-optic probes for mid-infrared spectrometry". *Handbook of Vibrational Spectroscopy*.
- Mirabito, M.A; and Morgenstern, B. L., *The New Communications Technologies: Applications, Policy, and Impact*, 5th. Edition. Focal Press, 2004
- Olzak, T. (2007). "Protect your network against fiber hacks". *Techrepublic*. CNET.
- Ramaswami, R., Sivarajan, K. N.(1998). *Optical Networks: A Practical Perspective*, San Francisco: Morgan Kaufmann Publishers.
- Russell, P. (2003). "Photonic Crystal Fibers". *Science* 299 (5605): 358–62.
- Tran, D., et al. (1984). "Heavy metal fluoride glasses and fibers: A review". *J. Lightwave Technology* 2 (5): 566.

Διαδικτυακές Διευθύνσεις

<http://inventors.about.com/library/weekly/aa980407.htm>

http://en.wikipedia.org/wiki/Optical_fiber

<http://www.timbercon.com/history-of-fiber-optics/>

http://egnatia.ee.auth.gr/~aalexioy/fiber_op.htm

http://www.hep.upatras.gr/class/download/met_pli/optikes_ines.pdf

<http://www.wikipedia.org>

<http://physicsgg.blogspot.gr/2011/04/maxwell.html>

http://physics-animations.com/Physics/English/rays_txt.htm