

ΤΕΙ ΠΕΛΟΠΟΝΝΗΣΟΥ**ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ Τ.Ε.****ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ**

Πτυχιακή εργασία

ΘΕΜΑ: Μελέτη και ανάλυση της απόδοσης ενός ενισχυτή ίνας εμπλουτισμένης με έρβιο (EDFA) μέσω προσομοίωσης με το λογισμικό Optisystem.

Παπακωνσταντίνου Δημήτρης

Α.Μ: 2009107

Επιβλέπων Καθηγητής:

Τσαρούχας Ανδρέας

ΣΥΝΟΠΤΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ

Οι ενισχυτές οπτικών ινών εμπλουτισμένων με έρβιο προσέλκυσαν τη μεγαλύτερη προσοχή επειδή λειτουργούν γύρω στα 1.55 μm, η περιοχή μήκους κύματος στην οποία έχουμε ελάχιστη απώλεια οπτικών ινών. Η ανάπτυξη τους έφερε επανάσταση στη σχεδίαση των οπτικών συστημάτων. Στην πτυχιακή θα μελετηθεί η απόδοση του EDFA ενισχυτή μελετώντας το κέρδος και τον θόρυβο.

ABSTRACT

The amplifiers optical fibers to enrichment with erbium to attract the larger attention because they operation about 1.55μm, the area length wave that we have the least lost optical fibers. The development of them brought the revolution to the desigh of the optical system. To the dissertation it will study the efficiency of EDFA amplifier to study the profit and the noise.

Περιεχόμενα

Πρώτο Κεφάλαιο – Εισαγωγή

1.1	Ιστορική Αναδρομή.....	18
1.1.1	Ανάγκη για επικοινωνίες οπτικών ινών.....	18
1.1.2	Πέντε γενιές οπτικών συστημάτων.....	20
1.2	Βασικές Έννοιες.....	24
1.2.1	Αναλογικά και Ψηφιακά Σήματα.....	24
1.2.2	Πολυπλεξία καναλιού.....	28
1.2.3	Τύποι διαμόρφωσης.....	31
1.3	Συστήματα Οπτικών Επικοινωνιών.....	32
1.4	Εξαρτήματα Συστήματος Οπτικών Επικοινωνιών.....	35
1.4.1	Οι οπτικές ίνες ως ένα τηλεπικοινωνιακό κανάλι.....	35
1.4.2	Οπτικοί παλμοί.....	35
1.4.3	Οπτικοί δέκτες.....	37
1.5	Χωρητικότητα καναλιού.....	38

Δεύτερο Κεφάλαιο – Οπτικές Ίνες

2.1	Περιγραφή Γεωμετρικής Οπτικής.....	44
2.1.1	Ίνες Βηματικού Δείκτη Διάθλασης.....	44
2.1.2	Ίνες Διαβαθμισμένου Δείκτη Διάθλασης.....	47
2.2	Μετάδοση Κυμάτων.....	50
2.2.1	Οι Εξισώσεις του Maxwell.....	50

2.2.2 Τρόποι μετάδοσης στην ίνα.....	53
2.2.3 Μονότροπες Ίνες.....	57
2.3 Διασπορά στις Μονότροπες Ίνες.....	63
2.3.1 Διασπορά Ταχύτητας Ομάδας (GVD).....	63
2.3.2 Διασπορά Υλικού.....	64
2.3.3 Διασπορά Κυματοδήγησης.....	66
2.3.4 Διασπορά Ανώτερης Τάξης.....	68
2.3.5 Διασπορά Πόλωσης – Τρόπου Μετάδοσης.....	68
2.4 Περιορισμοί λόγω διασποράς.....	70
2.4.1 Βασική Εξίσωση Μετάδοσης.....	71
2.4.2 Γκαουσιανοί Παλμοί Μεταβαλλόμενης Συχνότητας.....	72
2.4.3 Περιορισμοί του Ρυθμού Μετάδοσης bit.....	76
2.4.4 Εύρος Ζώνης Λειτουργίας της οπτικής ίνας.....	81
2.5 Οι Απώλειες στην Οπτική Ίνα.....	82
2.5.1 Συντελεστής Εξασθένισης.....	82
2.5.2 Απορρόφηση Υλικού.....	84
2.5.3 Σκέδαση Rayleigh.....	85
2.5.4 Ατέλειες του Κυματοδηγού.....	87
2.6 Μη – Γραμμικά Οπτικά Φαινόμενα.....	88
2.6.1 Διεγερόμενη Σκέδαση Φωτός.....	88
2.6.2 Μη – Γραμμική Διάθλαση.....	89

2.6.3	Μείξη Τεσσάρων Κυμάτων.....	91
2.7	Κατασκευή των Οπτικών Ινών.....	92
2.7.1	Ζητήματα Σχεδίασης.....	92
2.7.2	Μέθοδοι Κατασκευής.....	95
2.7.3	Καλώδια και Συνδετήρες.....	96

Τρίτο Κεφάλαιο – Οπτικοί Ενισχυτές

3.1	Βασικές Έννοιες.....	100
3.1.1	Φάσμα απολαβής και εύρος ζώνης.....	102
3.1.2	Κόρος Απολαβής.....	104
3.1.3	Θόρυβος Ενισχυτή.....	107
3.1.4	Εφαρμογές Ενισχυτών.....	108
3.5	Ενισχυτές Οπτικών Ινών με Προσμίξεις.....	110
3.5.1	Απαιτήσεις Άντλησης.....	110
3.5.2	Φάσμα Απολαβής.....	112
3.5.3	Χαρακτηριστικά Απολαβής.....	114
3.5.4	Θόρυβος Ενισχυτή.....	115
3.5.5	Πολυκαναλική Ενίσχυση.....	117

Τέταρτο Κεφάλαιο – Εργαστηριακό μέρος

4.1 Προσομοίωση, αποτελέσματα.....118

Βιβλιογραφία.....120

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Κεφάλαιο 1^ο: Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια εισαγωγή στις οπτικές ίνες προκειμένου να εξοικειωθεί ο αναγνώστης στη θεωρία των οπτικών επικοινωνιών. Πιο συγκεκριμένα, γίνεται εκτενή ανάλυση των οπτικών ινών και όλων των χαρακτηριστικών τους.

Κεφάλαιο 2^ο: Στο δεύτερο κεφάλαιο γίνεται μια γενική αναφορά στον ρόλο των οπτικών ινών ως επικοινωνιακό κανάλι στην λειτουργία των οπτικών συστημάτων.

Κεφάλαιο 3^ο: Στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται μια αναφορά στους οπτικούς ενισχυτές. Ακόμη γίνεται μια αναφορά στους ενισχυτές ινών Ερβίου EDFA καθώς είναι ο ενισχυτής που θα χρησιμοποιηθεί στο πειραματικό μέρος της εργασίας και των προσομοιώσεων για την κατάλληλη μελέτη.

Κεφάλαιο 4^ο: Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζεται πειραματικά το εργαστηριακό μέρος της μελέτης, χρησιμοποιώντας το λογισμικό Optisystem Optiwave.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ένα σύστημα επικοινωνίας μεταδίδει πληροφορίες από μία θέση σε μία άλλη, που απέχει απόσταση μερικών χιλιομέτρων ή χιλιάδων χιλιομέτρων.

Η πληροφορία συχνά μεταφέρεται από ένα ηλεκτρομαγνητικό φέρον κύμα, του οποίου η συχνότητα μπορεί να κυμαίνεται από μερικά MHz μέχρι αρκετές εκατοντάδες THz. Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών χρησιμοποιούν υψηλές συχνότητες φέροντος(100THz)στην περιοχή του ορατού ή του εγγύς υπέρυθρου ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Αυτά μερικές φορές ονομάζονται και συστήματα οπτικών κυμάτων για να διακρίνονται από τα μικροκυματικά συστήματα, στα οποία η συχνότητα του φέροντος είναι τυπικά πέντε τάξεις μεγέθους μικρότερη (1 GHz).

Τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών είναι συστήματα οπτικών κυμάτων που χρησιμοποιούν οπτικές ίνες για μετάδοση της πληροφορίας. Τέτοια συστήματα έχουν αναπτυχθεί ευρύτατα από το 1980 και έχουν φέρει επανάσταση στην τεχνολογία των επικοινωνιών. Πράγματι, η τεχνολογία των οπτικών σημάτων, μαζί με την Μικροηλεκτρονική είναι οι μεγαλύτεροι παράγοντες στην άφιξη της εποχής της πληροφορίας.

Το αντικείμενο αυτού του βιβλίου είναι να περιγράψει τα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών με ένα περιεκτικό τρόπο. Δίνεται έμφαση θεμελιώδεις έννοιες και συζητούνται επίσης θέματα μηχανικά και κατασκευαστικά. Ο σκοπός αυτού του εισαγωγικού κεφαλαίου είναι να παρουσιάσει τις βασικές έννοιες και να δώσει το κατάλληλο υπόβαθρο γνώσεων. Η Ενότητα 1.1 δίνει μια ιστορική άποψη για την ανάπτυξη των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας. Στην Ενότητα 1.2 καλύπτονται έννοιες, όπως αναλογικά και ψηφιακά σήματα, πολυπλεξία καναλιών και τύποι διαμόρφωσης. Στην Ενότητα 1.3 συζητούνται τα σχετικά πλεονεκτήματα των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας με κυματοδήγηση και χωρίς κυματοδήγηση. Στην Ενότητα 1.4 περιγράφονται τα εξαρτήματα ενός συστήματος επικοινωνίας οπτικών ινών και η έννοια της χωρητικότητας καναλιού εισάγεται στην Ενότητα 1.5.

1.1 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΠΟΨΗ

Η χρησιμοποίηση του φωτός για σκοπούς επικοινωνίας χρονολογείται από την αρχαιότητα, αν ερμηνεύσουμε τις οπτικές επικοινωνίες με την ευρεία έννοια. Οι περισσότεροι πολιτισμοί χρησιμοποίησαν σήματα φωτιάς και καπνού για να μεταβιβάσουν μια πληροφορία (όπως π.χ. μία νίκη σε ένα πόλεμο).Βασικά, η ίδια ιδέα χρησιμοποιήθηκε μέχρι το τέλος του18^{ου} αιώνα με σήματα από λάμπες, σήματα με σημαίες και άλλες συσκευές σηματοδότησης. Η ιδέα επεκτάθηκε, ακολουθώντας μια πρόταση του Claude Charpe το 1792, για να μεταδώσουν με μηχανικό τρόπο κωδικοποιημένα μηνύματα σε μεγάλες αποστάσεις(100Km) χρησιμοποιώντας ενδιάμεσους σταθμούς αναμετάδοσης που ενεργούσαν σαν αναγεννητές ή επαναλήπτες. Ο ρόλος του φωτός ήταν απλώς να κάνει ορατά τα κωδικοποιημένα μηνύματα ώστε να ανιχνεύονται από τους σταθμούς αναμετάδοσης. Τέτοια οπτικά συστήματα επικοινωνιών ήταν αργά. Πράγματι, με την μοντέρνα ορολογία, ο ρυθμός μετάδοσης των bit ήταν μικρότερος από 1 bit το δευτερόλεπτο ($B < 1 \text{ b/s}$).

1.1.1 Ανάγκη για επικοινωνίες οπτικών ινών

Με την έλευση του τηλεγράφου στη δεκαετία του 1830, το φως αντικαταστάθηκε από ηλεκτρισμό και άρχισε η εποχή των ηλεκτρικών επικοινωνιών. Ο ρυθμός μετάδοσης των bit μπορούσε να αυξηθεί μέχρι 10b/s με τη χρήση νέων τεχνικών κωδικοποίησης όπως ο κώδικας Morse. Η χρησιμοποίηση ενδιάμεσων σταθμών αναμετάδοσης επέτρεψε επικοινωνίες μεγάλων αποστάσεων (1000 Km). Πράγματι, το πρώτο επιτυχημένο τηλεγραφικό υπερατλαντικό καλώδιο μπήκε σε λειτουργία το 1866. Είναι αρκετά ενδιαφέρον, ότι ο τηλεγράφος χρησιμοποίησε ουσιαστικά ένα ψηφιακό σχήμα μέσω δύο ηλεκτρικών παλμών διαφορετικής διάρκειας (τελείες και παύλες του κώδικα Morse). Η εφεύρεση του τηλεφώνου [2] το 1876 έφερε μία μεγάλη αλλαγή, αφού ηλεκτρικά σήματα μεταδίδονταν με αναλογικό τρόπο μέσω ενός συνεχώς μεταβαλλόμενου ηλεκτρικού ρεύματος. Τα συστήματα επικοινωνίας με αναλογικές τεχνικές κυριάρχησαν περίπου ένα αιώνα.

Η ανάπτυξη παγκόσμιων τηλεφωνικών δικτύων κατά τη διάρκεια του εικοστού αιώνα οδήγησε σε πολλές εφαρμογές σχεδίασης ηλεκτρικών συστημάτων επικοινωνίας. Τα ζεύγη συρμάτων αντικαταστάθηκαν από ομοαξονικά καλώδια και αυξήθηκε σημαντικά η χωρητικότητα του συστήματος. Το πρώτο σύστημα ομοαξονικών καλωδίων τοποθετήθηκε το 1940 και ήταν ένα σύστημα 3MHz ικανό να μεταδώσει 300 κανάλια φωνής ή ένα απλό τηλεοπτικό κανάλι. Το εύρος ζώνης τέτοιων συστημάτων περιορίζεται από τις απώλειες των καλωδίων που εξαρτώνται από τη συχνότητα, οι οποίες αυξάνουν πάρα πολύ για συχνότητες πάνω από 10 MHz. Αυτός ο περιορισμός οδήγησε στην ανάπτυξη μικροκυματικών συστημάτων επικοινωνίας, στα οποία χρησιμοποιήθηκε ένα ηλεκτρομαγνητικό φέρον κύμα με συχνότητες 1 έως 10GHz, για να μεταδώσει τα σήματα χρησιμοποιώντας κατάλληλες τεχνικές διαμόρφωσης. Το πρώτο μικροκυματικό σύστημα, που λειτουργούσε με συχνότητα φέροντος 4 GHz, τέθηκε σε εφαρμογή το 1948.

Από τότε, αναπτύχθηκαν σημαντικά και τα ομοαξονικά και τα μικροκυματικά συστήματα και είναι ικανά να λειτουργήσουν με ρυθμούς bit 100Mb/s. Το πιο εξελιγμένο ομοαξονικό σύστημα τοποθετήθηκε το 1975 και λειτουργεί με ρυθμό bit 274 Mb/s. Ένα μεγάλο μειονέκτημα αυτών των ομοαξονικών συστημάτων υψηλής συχνότητας είναι η μικρή απόσταση μεταξύ επαναληπτών (1Km), η οποία καθιστά το σύστημα σχετικά ακριβό στη λειτουργία του.

Τα μικροκυματικά συστήματα επικοινωνίας επιτρέπουν γενικά μεγαλύτερες αποστάσεις μεταξύ επαναληπτών, αλλά ο ρυθμός μετάδοσης των bit περιορίζεται επίσης από τη συχνότητα του φέροντος κύματος.

Ένα προσόν αξιολόγησης που συχνά χρησιμοποιείται για τηλεπικοινωνιακά συστήματα είναι το γινόμενο ρυθμού των bit επί την απόσταση, BL, όπου B είναι ο ρυθμός μετάδοσης των bit και L είναι η απόσταση του επαναλήπτη. Το Σχήμα 1.1 μας δείχνει πως έχει αυξηθεί το γινόμενο BL μέσω τεχνολογικών εξελίξεων του τελευταίου αιώνα και ειδικά το τελευταίο ήμισυ του αιώνα. Τηλεπικοινωνιακά συστήματα με BL 100(Mb/s)Km διατίθεντο μέχρι το 1970 και περιορίζονταν σε τέτοιες τιμές λόγω θεμελιωδών περιορισμών.

Κατά την διάρκεια του δεύτερου μισού του εικοστού αιώνα συνειδητοποιήθηκε ότι ήταν δυνατόν να γίνει μια αύξηση του BL κατά αρκετές τάξεις μεγέθους αν χρησιμοποιείτε σαν φέρον κύμα, το οπτικό κύμα. Όμως, ούτε σύμφωνη οπτική πηγή ούτε κατάλληλο μέσο μετάδοσης ήταν διαθέσιμο κατά την

διάρκεια του 1950. Η εφεύρεση του laser και η επίδειξή του το 1960 έλυσε το πρώτο πρόβλημα. Η προσοχή τότε εστιάστηκε στο να βρεθούν τρόποι για τη χρησιμοποίηση του φωτός του laser για οπτικές επικοινωνίες.

Πολλές ιδέες αναπτύχθηκαν κατά τη δεκαετία του 1960 η πιο αξιοπρόσεκτη όμως είναι η ιδέα του περιορισμού του φωτός χρησιμοποιώντας μία ακολουθία φακών αερίου. Το 1966 προτάθηκε, ότι οι οπτικές ίνες θα μπορούσαν να είναι η καλύτερη επιλογή, καθώς αυτές μπορούσαν να κυματοδηγήσουν το φως με ένα τρόπο παρόμοιο με εκείνο της κυματοδηγησης των ηλεκτρονίων σε χάλκινα σύρματα. Το κύριο πρόβλημα ήταν οι μεγάλες απώλειες των οπτικών ινών. Ίνες που χρησιμοποιούνταν κατά τη δεκαετία του 1960 είχαν απώλειες πάνω από 1000db/Km. Μια ξαφνική ανακάλυψη έγινε το 1970, όταν οι απώλειες οπτικής ίνας μπορούσαν να μειωθούν περίπου σε 20 db/Km σε μήκη κύματος κοντά στην περιοχή του 1μm. Τον ίδιο χρόνο περίπου, επιδείχθηκαν lasers ημιαγωγού GaAs, που λειτουργούσαν συνέχεια σε θερμοκρασία δωματίου. Η ταυτόχρονη ύπαρξη μιας συμπαγούς οπτικής πηγής και μιας οπτικής ίνας χαμηλών απωλειών οδήγησαν σε παγκόσμια προσπάθεια για την ανάπτυξη συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες. Η πρόοδος είναι πράγματι ραγδαία από την αύξηση πολλών τάξεων μεγέθους στο γινόμενο ρυθμού bit-απόστασης σε μια περίοδο μικρότερη από 25 χρόνια.

1.1.2 Πέντε γενιές οπτικών συστημάτων

Η εμπορική ανάπτυξη των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας ακολούθησε η έρευνα. Μετά από πολλές δοκιμές, η πρώτη γενιά οπτικών συστημάτων που λειτουργούσε κοντά στα 0.8 μm έγινε εμπορικά διαθέσιμη το 1980.

Τα συστήματα αυτά λειτούργησαν σε ρυθμό bit 45 Mb/s και επέτρεψαν απόσταση μεταξύ επαναληπτών γύρω στα 10 Km.

Η μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ επαναληπτών συγκρινόμενη με εκείνη ενός ομοαξονικού συστήματος ήταν ένα σπουδαίο κίνητρο για σχεδιαστές συστημάτων. Έτσι μειώθηκε το κόστος εγκατάστασης που σχετίζεται με κάθε επαναλήπτη.

Έγινε ξεκάθαρο κατά τη διάρκεια του 1970, ότι η απόσταση μεταξύ επαναληπτών μπορούσε να αυξηθεί σημαντικά για λειτουργία των οπτικών συστημάτων σε μήκη κύματος στην περιοχή του 1.3μm, όπου οι απώλειες των οπτικών ινών ήταν κάτω από 1 db/Km.

Επιπλέον, οι οπτικές ίνες παρουσιάζουν ελάχιστη διασπορά σε αυτή την περιοχή μηκών κύματος. Αυτό το γεγονός οδήγησε σε μεγάλη προσπάθεια για την ανάπτυξη laser και ανιχνευτών από ημιαγωγούς InGaAsP, που λειτουργούν κοντά στα 1.3μm. Η δεύτερη γενιά συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες εμφανίστηκε πριν το 1980, αλλά ο ρυθμός μετάδοσης των συστημάτων αυτών περιορίστηκε κάτω από 100 Mb/s λόγω διασποράς σε πολύτροπες οπτικές ίνες. Αυτός ο περιορισμός ξεπεράστηκε με τη χρήση μονότροπων οπτικών ινών. Ένα εργαστηριακό πείραμα το 1981 απέδειξε μετάδοση με ρυθμό 2Gb/s σε μονότροπη οπτική ίνα. Ακολούθησε σύντομα η εμπορική παραγωγή αυτών των συστημάτων. Από το 1987 έγινε διαθέσιμη και εμπορικά η δεύτερη γενιά των οπτικών συστημάτων στα 1.3μm, που λειτουργούσε με ρυθμούς μετάδοσης 1.7Gb/s με απόσταση μεταξύ επαναληπτών περίπου 50 Km.

Η απόσταση μεταξύ επαναληπτών των οπτικών συστημάτων δεύτερης γενιάς περιορίστηκε από τις απώλειες της οπτικής ίνας σε λειτουργία στα 1.3μm (τυπικά 0.5 db/Km). Οι απώλειες στις γυάλινες οπτικές ίνες είναι ελάχιστες κοντά στα 1.55 μm. Πράγματι, απώλειες των 0.2 db/Km διαπιστώθηκαν σε αυτή την περιοχή του φάσματος, το 1979. Όμως, η εισαγωγή των οπτικών συστημάτων τρίτης γενιάς, που λειτουργούσαν στα 1.55 μm καθυστέρησε σημαντικά από μεγάλες διασπορές της ίνας κοντά στα 1.55 μm. Συμβατικά lasers ημιαγωγού InGaAsP δεν μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν εξαιτίας του απλώματος του παλμού που συνέβαινε, σαν αποτέλεσμα ταυτόχρονης ταλάντωσης πολλών διαμηκών τρόπων μετάδοσης. Το πρόβλημα της διασποράς μπορούσε να ξεπεραστεί είτε χρησιμοποιώντας ίνες με ολίσθηση στη διασπορά, σχεδιασμένες να έχουν ελάχιστη διασπορά κοντά στα 1.55μm ή περιορίζοντας το φάσμα του laser σε ένα απλό διαμήκη τρόπο ταλάντωσης. Και οι δύο προσεγγίσεις πραγματοποιήθηκαν τη δεκαετία του 1980. Από το 1985 εργαστηριακά πειράματα έδειξαν τη δυνατότητα μετάδοσης της πληροφορίας σε ρυθμούς μετάδοσης bit μέχρι 4 Gb/s σε αποστάσεις που υπερβαίνουν τα 100 Km.

Η τρίτη γενιά συστημάτων στα 1.55 μm, που λειτουργούσε στα 2.5 Gb/s, εμφανίστηκε στο εμπόριο το 1990. Τέτοια συστήματα είναι ικανά να λειτουργούν σε ρυθμούς bit μέχρι 10Gb/s. Η καλύτερη απόδοση επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες με ολίσθηση στη διασπορά μαζί με laser διαμήκους τρόπου μετάδοσης.

Ένα μειονέκτημα των συστημάτων τρίτης γενιάς στα 1.55μm είναι ότι το σήμα αναγεννιέται περιοδικά με τη χρήση ηλεκτρονικών επαναληπτών που απέχουν μεταξύ τους αποστάσεις τυπικά περίπου 60έως 80Km. Η απόσταση μεταξύ επαναληπτών μπορεί να αυξηθεί χρησιμοποιώντας ομόδυνη ή ετερόδυνη τεχνική φώρασης, αφού η χρήση της βελτιώνει την ευαισθησία του δέκτη. Τέτοια συστήματα αναφέρονται σαν σύμφωνα συστήματα οπτικών επικοινωνιών.

Τα σύμφωνα συστήματα ήταν υπό ανάπτυξη παγκοσμίως κατά την διάρκεια της δεκαετίας του 1980 και τα δυναμικά τους πλεονεκτήματα αποδείχτηκαν σε πολλά πειράματα συστημάτων.

Όμως, η εμπορική εισαγωγή αυτών των συστημάτων είχε καθυστερήσει λόγω της εμφάνισης των ενισχυτών οπτικών ινών το 1989.

Η τέταρτη γενιά οπτικών συστημάτων χρησιμοποιεί την οπτική ενίσχυση για αύξηση της απόστασης μεταξύ επαναληπτών και πολυπλεξία με διαίρεση του μήκους κύματος (WDM) για αύξηση του ρυθμού μετάδοσης bit.

Σε τέτοια συστήματα, οι απώλειες οπτικών ινών αντισταθμίζονται περιοδικά με τη χρήση ενισχυτών οπτικών ινών με εμπλουτισμό με έρβιο, οι οποίοι τοποθετούνται σε αποστάσεις 60 – 100 Km.

Τέτοιοι ενισχυτές αναπτύχθηκαν κατά τη δεκαετία του 1980 και διατέθηκαν στο εμπόριο το 1990. Το 1991, ένα πείραμα έδειξε τη δυνατότητα μετάδοσης δεδομένων (data) σε αποστάσεις πάνω από 21.000 Km με ρυθμούς 2.5 Gb/s και σε αποστάσεις πάνω από 14.300 Km με ρυθμούς 5 Gb/s χρησιμοποιώντας μια διάταξη ανακυκλωμένου βρόχου. Αυτή η απόδοση έδειξε ότι ένα υποθαλάσσιο σύστημα μετάδοσης, εξ' ολοκλήρου οπτικό και με ενισχυτές πάνω σε ένα οπτικό υποθαλάσσιο σύστημα μετάδοσης μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για διηπειρωτικές επικοινωνίες.

Το 1996, όχι μόνο μετάδοση πάνω από 11.300Km με ρυθμό 5Gb/s είχε γίνει με τη χρήση υποθαλάσσιων καλωδίων, αλλά λειτούργησε και ένα εμπορικό υπερωκεάνιο καλώδιο (TPC-5).

Το Σχήμα 1.3 δείχνει ένα διεθνές δίκτυο υποθαλάσσιων οπτικών συστημάτων [19] που λειτούργησε το 1996. Έχουν σχεδιασθεί πολλά άλλα υπερωκεάνια οπτικά συστήματα. Η ζεύξη των 27.300 Km οπτικών ιών ανά τον κόσμο (γνωστή σαν FLAG) άρχισε να λειτουργεί το 1997, συνδέοντας χώρες της Ασίας και της Ευρώπης σε 5 Gb/s, με αρκετά τμήματα να λειτουργούν στα 10 Gb/s.

Ένα άλλο δίκτυο οπτικών ιών, γνωστό σαν Africa One, θα κυκλώσει την Αφρικανική ήπειρο και θα καλύψει μία συνολική απόσταση μετάδοσης περίπου 35.000 Km. Ξεκάθαρα πλέον, η τέταρτη γενιά συστημάτων έχει προκαλέσει επανάσταση στην Τεχνική των οπτικών συστημάτων. Το χαρακτηριστικό γνώρισμα των οπτικών συστημάτων της τέταρτης γενιάς είναι η αύξηση της χωρητικότητας του συστήματος με τη μετάδοση πολλών καναλιών μέσω της τεχνικής WDM.

Οι οπτικοί ενισχυτές είναι ιδανικοί για πολυκαναλικά συστήματα οπτικών επικοινωνιών αφού όλα τα κανάλια μπορούν να ενισχυθούν ταυτόχρονα χωρίς να απαιτείται αποπολυπλεξία ξεχωριστών καναλιών.

Σε μια επίδειξη το 1996, είκοσι κανάλια 5 Gb/s μεταδόθηκαν σε απόσταση πάνω από 9100 Km σε μια διάταξη ανακυκλωμένου βρόχου, με αποτέλεσμα ένα ολικό ρυθμό μετάδοσης 100 Gb/s, ενώ το γινόμενο BL ήταν 910 (Tb/s)-Km. Σε μια άλλη πειραματική καταχώρηση, επιτεύχθηκε συνολικός ρυθμός bit 1.1 Tb/s με πολυπλεξία 55 καναλιών που το καθένα λειτουργούσε με 20Gb/s. Παρά τη χρήση τεχνικών αποφυγής της διασποράς, τα φαινόμενα διασποράς περιόρισαν την ολική απόσταση μετάδοσης σε 150 Km. Εμπορικά συστήματα WDM που λειτουργούσαν με ρυθμό μετάδοσης μέχρι 40 Gb/s διατέθηκαν στο τέλος του 1996. Ένα μεγάλο σύστημα που διέσχισε τον Ειρηνικό (TPC-6) και λειτουργούσε στα 100 Gb/s σχεδιάστηκε για να αρχίσει να λειτουργεί το έτος 2000.

Το γινόμενο ρυθμού μετάδοσης bit-απόσταση για ένα τέτοιο σύστημα υπερβαίνει τα 900(Tb/s)-Km, δείχνοντας την πρόοδο που πραγματοποιήθηκε μέσα σε μια περίοδο 20 ετών. Η πέμπτη γενιά συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες ασχολείται με την εύρεση μιας λύσης στο πρόβλημα της διασποράς των οπτικών ιών. Οι οπτικοί ενισχυτές λύνουν το πρόβλημα των απωλειών, αλλά ταυτόχρονα κάνουν το πρόβλημα της διασποράς χειρότερο, αφού τα φαινόμενα διασποράς συσσωρεύονται λόγω πολλαπλών σταδίων ενίσχυσης. Αρκετές τεχνικές αντιστάθμισης της διασποράς έχουν αναπτυχθεί.

Μια τελική λύση βασίζεται στην πρωτότυπη ιδέα των οπτικών σολιτονίων, οπτικών παλμών που συντηρούν το σχήμα τους κατά τη διάρκεια της μετάδοσης σε μια οπτική ίνα με απώλειες αντισταθμίζοντας την επίδραση της διασποράς μέσω της μη γραμμικότητας της οπτικής ίνας. Παρόλο που η βασική ιδέα προτάθηκε αρκετά νωρίς το 1973, μόνο το 1988 ένα εργαστηριακό πείραμα απέδειξε τη δυνατότητα μετάδοσης δεδομένων (data) σε απόσταση πάνω από 4.000Km αντισταθμίζοντας τις απώλειες της οπτικής ίνας λόγω εξαναγκασμένης σκέδασης Raman.

Για την ενίσχυση των σολιτονίων, χρησιμοποιήθηκαν ενισχυτές οπτικών ιών εμπλουτισμένοι με έρβιο μετά το 1989. Από τότε, πολλά πειράματα συστημάτων έχουν αποδείξει την προφανή δυναμική των συστημάτων επικοινωνίας με σολιτόνια.

Από το 1994, σολιτόνια μεταδόθηκαν σε αποστάσεις πάνω από 35.000 Km με ρυθμό 10 Gb/s και πάνω από 24.000 Km με ρυθμό 15 Gb/s.

Το 1996, σε ένα πείραμα ανακυκλωμένου βρόχου, η μετάδοση σολιτονίου έγινε σε απόσταση 9.400 Km με ρυθμό 70 Gb/s πολυπλέκοντας επτά κανάλια των 10 Gb/s το καθένα.

Παρόλο που η τεχνολογία της επικοινωνίας με οπτικές ίνες καλύπτει μόνο δύο δεκαετίες, έχει εξελιχθεί ραγδαία και έχει φθάσει σε ένα συγκεκριμένο στάδιο

ωρίμανσης. Αυτό είναι επίσης προφανές από την έκδοση μεγάλου αριθμού βιβλίων σε οπτικές επικοινωνίες από το 1991.

Αυτό το βιβλίο, που πρωτοεκδόθηκε το 1992, έχει σκοπό να αποτελέσει μία σύγχρονη παρουσίαση των συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες, με έμφαση σε πρόσφατες εξελίξεις.

1.2 ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

Αυτή η Ενότητα μας εισάγει μερικές βασικές έννοιες κοινές με άλλα τηλεπικοινωνιακά συστήματα. Ξεκινάμε με μία περιγραφή των αναλογικών και ψηφιακών συστημάτων και περιγράφουμε πως ένα αναλογικό σήμα μπορεί να μετατραπεί σε ψηφιακή μορφή. Κατόπιν, εξετάζουμε την πολυπλεξία με διαίρεση χρόνου και συχνότητας για τα σήματα εισόδου, και ολοκληρώνουμε με μια συζήτηση τους διάφορους τύπους διαμόρφωσης.

1.2.1 Αναλογικά και Ψηφιακά Σήματα

Σε κάθε τηλεπικοινωνιακό σύστημα, η πληροφορία που εκπέμπεται πρέπει να είναι διαθέσιμη σαν ηλεκτρικό σήμα, που μπορεί να πάρει αναλογική ή ψηφιακή μορφή. Στην αναλογική περίπτωση, το σήμα(π.χ. ηλεκτρικό ρεύμα) μεταβάλλεται συνέχεια με το χρόνο. Γνωστά παραδείγματα περιλαμβάνουν τα ακουστικά σήματα και σήματα video, όταν ένα μικρόφωνο μετατρέπει τη φωνή σε ηλεκτρικό σήμα ή μια κάμερα video μετατρέπει μια εικόνα σε ένα ηλεκτρικό σήμα. Αντιθέτως, το ψηφιακό σήμα παίρνει μόνο μερικές διακριτές τιμές. Στη δυαδική αναπαράσταση ενός ψηφιακού σήματος είναι δυνατές μόνο δύο τιμές. Η απλούστερη περίπτωση ενός δυαδικού ψηφιακού σήματος είναι εκείνη ενός ηλεκτρικού ρεύματος που είναι είτε ON ή OFF.

Αυτές οι δύο δυνατότητες ονομάζονται "bit 1 και bit 0" (bit είναι συντομογραφία των λέξεων binary digit). Κάθε bit διαρκεί ένα συγκεκριμένο χρόνο T_B , που είναι γνωστός σαν περίοδος του bit ή bit slot.

Αφού ένα bit πληροφορίας μεταφέρεται σ' ένα χρόνο T_B , ο ρυθμός μετάδοσης bit B , που καθορίζεται σαν αριθμός των bit ανά δευτερόλεπτο, είναι απλά $B = T_B^{-1}$. Ένα πολύ γνωστό παράδειγμα ψηφιακών σημάτων είναι τα δεδομένα ηλεκτρονικού υπολογιστή. Κάθε γράμμα του αλφαβήτου μαζί με άλλα κοινά σύμβολα (δεκαδικά ψηφία, σημεία στίξης), προσδιορίζεται με ένα κωδικό αριθμό (κώδικας ASCII) στο διάστημα 0-127, του οποίου η δυαδική αναπαράσταση αντιστοιχεί σε ένα ψηφιακό σήμα των 7 bit.

Ο αρχικός κώδικας ASCII έχει επεκταθεί για να αναπαριστά 256 χαρακτήρες που εκπέμπονται με 8 bit σε ένα byte. Τα αναλογικά και τα ψηφιακά σήματα χαρακτηρίζονται από το εύρος ζώνης τους, που είναι μία μέτρηση του φασματικού περιεχομένου του σήματος.

Το εύρος ζώνης σήματος αναπαριστά την περιοχή συχνοτήτων του σήματος και καθορίζεται μαθηματικά από το μετασχηματισμό Fourier του σήματος.

Ένα αναλογικό σήμα μπορεί να μετατραπεί σε ψηφιακή μορφή δειγματοληπτώντας το σε κανονικά διαστήματα χρόνου.

Ο ρυθμός (ή ταχύτητα) δειγματοληψίας καθορίζεται από το εύρος ζώνης Δf του αναλογικού σήματος. Σύμφωνα με το θεώρημα της δειγματοληψίας,

ένα περιορισμένο εύρος ζώνης σήματος μπορεί να αναπαρασταθεί πλήρως από διακριτά δείγματα, χωρίς απώλεια πληροφορίας, όταν η συχνότητα δειγματοληψίας f_s ικανοποιεί το κριτήριο Nyquist, $f_s \geq 2\Delta f$. Το πρώτο βήμα είναι η δειγματοληψία του αναλογικού σήματος με τη σωστή συχνότητα.

Οι τιμές από δειγματοληψία μπορούν να πάρουν οποιαδήποτε τιμή στην περιοχή $0 \leq A \leq A_{\max}$ όπου A_{\max} είναι το μέγιστο πλάτος του δεδομένου αναλογικού σήματος. Ας υποθέσουμε ότι το A_{\max} διαιρείται σε M διακριτά (όχι απαραίτητως ίσα) διαστήματα. Κάθε τιμή από δειγματοληψία κβαντοποιείται ώστε να αντιστοιχεί σε μια από αυτές τις διακριτές τιμές.

Σαφώς, αυτή η διαδικασία οδηγεί σε επιπλέον θόρυβο, γνωστό σαν θόρυβο κβαντοποίησης, που προστίθενται στον υπάρχοντα θόρυβο του αναλογικού σήματος. Η επίδραση του θορύβου κβαντοποίησης μπορεί να ελαχιστοποιηθεί επιλέγοντας τον αριθμό των διακριτών επιπέδων έτσι ώστε $M > A_{\max}/A_N$, όπου A_N είναι η τετραγωνική ρίζα της μέσης αριθμητικής τιμής των πλατών θορύβου του αναλογικού σήματος.

Ο λόγος A_{\max}/A_N λέγεται δυναμική περιοχή και σχετίζεται με το λόγο σήματος προς θόρυβο (SNR) με τη σχέση

$$\text{SNR} = 20 \log_{10} (A_{\max}/A_N)$$

όπου το SNR εκφράζεται σε μονάδες ντεσιμπέλ (db). Οποιοσδήποτε λόγος R , μπορεί να μετατραπεί σε ντεσιμπέλ χρησιμοποιώντας το γενικό ορισμό $10 \log_{10} R$.

Η εξίσωση (1.2.1) περιέχει ένα συντελεστή 20 στη θέση του 10 αλλά διότι ο SNR για ηλεκτρικά σήματα ορίζεται σε σχέση με την ηλεκτρική ισχύ, όπου το A σχετίζεται με το ηλεκτρικό ρεύμα (ή τάση).

Οι κβαντοποιημένες τιμές από δειγματοληψία μπορούν να μετατραπούν σε ψηφιακή μορφή χρησιμοποιώντας κατάλληλη τεχνική μετατροπής. Σε μια τεχνική, γνωστή σαν διαμόρφωση θέσης του παλμού (pulse-position modulation), η θέση του παλμού μέσα στη χρονική περίοδο του bit αναπαριστά μια εκτίμηση της τιμής από δειγματοληψία. Σε μία άλλη διαμόρφωση, γνωστή σαν διαμόρφωση διάρκειας παλμού (pulse-duration modulation) το εύρος του παλμού μεταβάλλεται από bit σε bit σύμφωνα με την τιμή από δειγματοληψία. Αυτές οι τεχνικές σπάνια χρησιμοποιούνται σε πρακτικά οπτικά συστήματα επικοινωνιών, αφού είναι δύσκολο να διατηρηθεί η θέση του παλμού ή η διάρκεια του παλμού με υψηλή ακρίβεια κατά τη διάρκεια της μετάδοσης μέσω της οπτικής ίνας. Η σχεδόν καθολικά χρησιμοποιούμενη τεχνική, γνωστή σαν παλμοκωδική διαμόρφωση (pulse-code modulation) (PCM), βασίζεται σε μία δυαδική τεχνική στην οποία η πληροφορία μεταφέρεται με απουσία ή παρουσία παλμών, που είναι όλοι πανομοιότυποι. Ένας δυαδικός κώδικας χρησιμοποιείται για να μετατρέψει κάθε δειγματοληπτική τιμή σε μια σειρά bit "1" και "0".

Ο αριθμός m των bit που χρειάζονται για να κωδικοποιήσουν κάθε δείγμα σχετίζεται με τον αριθμό των επιπέδων κβαντισμένου σήματος M , μέσω της σχέσης:

$$M = 2^m \quad \text{ή} \quad m = \log_2 M$$

Ο ρυθμός μετάδοσης των bit που σχετίζεται με το σήμα PCM δίνεται από τη σχέση

$$B = mf_s \geq (2\Delta f) \log_2 M$$

όπου χρησιμοποιήθηκε το κριτήριο του Nyquist, $f_s \geq 2\Delta f$.

Σημειώνοντας ότι $M > A_{\max}/A_N$ και χρησιμοποιώντας την εξίσωση μαζί με τη σχέση $\log_2 10 = 3.33$ παίρνουμε,

$$B > (\Delta f/3) \text{SNR},$$

όπου ο λόγος SNR εκφράζεται σε μονάδες ντεσιμπέλ (db).

Η εξίσωση μας δίνει τον ελάχιστο ρυθμό μετάδοσης bit που απαιτείται για την ψηφιακή αναπαράσταση ενός αναλογικού σήματος εύρους ζώνης Δf και ενός συγκεκριμένου SNR. Για $\text{SNR} > 30\text{db}$ ο απαιτούμενος ρυθμός μετάδοσης bit υπερβαίνει το $10 \Delta f$, δείχνοντας μια αξιοσημείωτη αύξηση στις απαιτήσεις εύρους ζώνης των ψηφιακών σημάτων. Παρά την αύξηση αυτή, σχεδόν πάντοτε χρησιμοποιείται ψηφιακή διαμόρφωση για οπτικά συστήματα επικοινωνίας.

Αυτή η προτίμηση γίνεται εξαιτίας της ανώτερης απόδοσης των συστημάτων ψηφιακής μετάδοσης. Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών προσφέρουν τόσο τεράστια αύξηση στη χωρητικότητα του συστήματος (κατά ένα παράγοντα) συγκρινόμενα με τα μικροκυματικά συστήματα, ώστε μπορεί να θυσιαστεί η οικονομία εύρους ζώνης προς χάρη της αυξανόμενης απόδοσης.

Σαν επεξήγηση της εξίσωσης, θεωρείται την ψηφιακή μετατροπή ενός ακουστικού σήματος που δημιουργείται σ' ένα τηλέφωνο. Το αναλογικό ακουστικό σήμα περιέχει συχνότητες στην περιοχή 0.3-3.4 KHz με εύρος ζώνης $\Delta f = 3.1\text{KHz}$ και έχει SNR περίπου 30 db. Η εξίσωση δείχνει ότι $B > 31 \text{Kb/s}$. Στην πράξη, ένα ψηφιακό ακουστικό κανάλι, λειτουργεί στα 64 Kb/s. Το αναλογικό σήμα δειγματοληπτείται σε διαστήματα των 125 μs (ρυθμός δειγματοληψίας $f_s = 8 \text{KHz}$), και κάθε δείγμα αναπαρίσταται με 8 bit. Ο απαιτούμενος ρυθμός μετάδοσης των bit για ένα ψηφιακό σήμα video είναι μεγαλύτερος κατά ένα παράγοντα 1000.

Το αναλογικό τηλεοπτικό σήμα έχει ένα εύρος ζώνης 4 MHz με SNR περίπου 50 db. Ο ελάχιστος ρυθμός μετάδοσης των bit από την εξίσωση είναι 66 Mb/s. Στην πράξη, ένα ψηφιακό σήμα video απαιτεί ένα ρυθμό μετάδοσης των bit 100 Mb/s ή μεγαλύτερο εκτός αν συμπιέζεται χρησιμοποιώντας μία πρότυπη μορφοποίηση (όπως π.χ η MPEG-2).

1.2.2 Πολυπλεξία καναλιού

Ένα ψηφιακό κανάλι φωνής λειτουργεί στα 64Kb/s. Τα περισσότερα συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών είναι ικανά για μετάδοση σε ρυθμούς πάνω από 100 Mb/s. Για να αξιοποιηθεί πλήρως η χωρητικότητα του συστήματος, είναι τηλεπικοινωνιακά απαραίτητο να μεταδοθούν πολλά κανάλια ταυτόχρονα με πολυπλεξία. Υπάρχουν δύο κύριοι τρόποι για να πετύχουμε κάτι τέτοιο: πολυπλεξία με διαίρεση χρόνου (TDM) και πολυπλεξία με διαίρεση συχνότητας (FDM).

Στην περίπτωση του TDM, τα bit από διάφορα κανάλια περιλαμβάνονται για να σχηματίσουν μία σύνθετη ροή από bit.

Για παράδειγμα, η περίοδος του bit είναι 15 μs για ένα απλό κανάλι φωνής που λειτουργεί στα 64 Kb/s.

Πέντε τέτοια κανάλια μπορούν να πολυπλεχθούν μέσω TDM αν οι ροές των bit των διαδοχικών καναλιών καθυστερούν κατά 3μs.

Στην περίπτωση της FDM τα κανάλια απέχουν μεταξύ τους στο πεδίο των συχνοτήτων. Κάθε κανάλι μεταφέρεται με το δικό του φέρον κύμα. Οι συχνότητες των φερόντων απέχουν μεταξύ τους περισσότερο από το εύρος ζώνης του καναλιού ώστε τα φάσματα των καναλιών να μην επικαλύπτονται.

Το σύστημα FDM είναι κατάλληλο και για αναλογικά και για ψηφιακά σήματα και χρησιμοποιείται στη μετάδοση ραδιοφωνικών και τηλεοπτικών καναλιών. Το σύστημα TDM υλοποιείται εύκολα για ψηφιακά σήματα και χρησιμοποιείται κυρίως για τηλεπικοινωνιακά δίκτυα.

Είναι σημαντικό να συνειδητοποιήσουμε ότι η πολύπλεξη TDM και FDM μπορεί να υλοποιηθεί και για ηλεκτρικά και για οπτικά δίκτυα. Το οπτικό FDM συχνά αναφέρεται σαν WDM.

Αυτή η ενότητα καλύπτει την πολυπλεξία TDM για ηλεκτρικά σήματα αφού αυτή γενικά χρησιμοποιείται για την πολύπλεξη μεγάλου αριθμού καναλιών φωνής σε μία απλή ροή ηλεκτρικών bit.

Η έννοια της TDM έχει χρησιμοποιηθεί για να σχηματίσει εμπορικές ψηφιακές ιεραρχίες. Στη Βόρειο Αμερική και την Ιαπωνία, το πρώτο επίπεδο αντιστοιχεί σε πολυπλεξία 24 καναλιών φωνής με ένα σύνθετο ρυθμό μετάδοσης bit 1.544 Mb/s (ιεραρχία DS-1), ενώ στην Ευρώπη πολυπλέκονται 30 κανάλια φωνής, με αποτέλεσμα ένα σύνθετο ρυθμό μετάδοσης bit 2.048 Mb/s.

Ο ρυθμός μετάδοσης των bit του πολυπλεγμένου σήματος είναι λίγο μεγαλύτερος από το απλό γινόμενο των 64 Kb/s με τον αριθμό των καναλιών εξαιτίας των επιπλέον bit ελέγχου που προστίθενται για διαχωρισμό(αποπολυπλεξία) των καναλιών στο τέλος του δέκτη. Η δεύτερη στάθμη ιεραρχίας λαμβάνεται με πολυπλεξία 4 καναλιών DS-1 TDM.

Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ρυθμό μετάδοσης bit 6.312 Mb/s (ιεραρχία DS-2) για Βόρειο Αμερική ή Ιαπωνία και 8.448 Mb/s για την Ευρώπη. Αυτή η διαδικασία συνεχίζεται για να πάρουμε υψηλότερα επίπεδα ιεραρχίας. Για παράδειγμα στο πέμπτο επίπεδο ιεραρχίας, ο ρυθμός μετάδοσης των bit γίνεται 565 Mb/s για την Ευρώπη και 396 Mb/s για την Ιαπωνία.

Η έλλειψη ενός διεθνούς προτύπου στη βιομηχανία των τηλεπικοινωνιών κατά τη διάρκεια της δεκαετίας του 1980 οδήγησε στην είσοδο ενός νέου προτύπου, που αρχικά ονομάστηκε "σύγχρονο οπτικό δίκτυο" (synchronous optical network, SONET) και μετέπειτα καθιερώθηκε με τον όρο "σύγχρονη ψηφιακή ιεραρχία" (synchronous digital hierarchy, SDH).

Αυτή καθορίζει μια σύγχρονη δομή πλαισίου για τη μετάδοση ψηφιακών σημάτων TDM. Το βασικό δομικό μπλοκ του SONET έχει ρυθμό μετάδοσης bit 51.84 Mb/s. Το αντίστοιχο οπτικό σήμα αναφέρεται σαν OC-1, όπου OC σημαίνει "οπτικό φέρον". Το βασικό δομικό μπλοκ της SDH έχει ρυθμό μετάδοσης bit 155.52Mb/s και αναφέρεται σαν STM-1, όπου STM σημαίνει "υπό μονάδα σύγχρονης μετάδοσης". Ένα χρήσιμο σημείο του SONET και της SDH είναι ότι τα ανώτερα επίπεδα έχουν ρυθμό μετάδοσης bit που είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του βασικού ρυθμού μετάδοσης των bit. Η SDH μας παρέχει ένα διεθνές πρότυπο που φαίνεται ότι είναι καλά αποδεκτό. Πράγματι, τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών που λειτουργούν στο επίπεδο STM-16(B = 2.488 Gb/s) είναι διαθέσιμα στο εμπόριο από το 1990. Τα συστήματα STM-64 που λειτουργούν κοντά στα 10 Gb/s. Επίσης, η τεχνολογία των οπτικών συστημάτων

πιθανόν να επηρεαστεί σημαντικά από την πρόοδο των δικτύων ασύγχρονης μετάδοσης ATM(asynchronous-transfer-mode).

1.2.3 Τύποι διαμόρφωσης

Το πρώτο βήμα στη σχεδίαση ενός οπτικού συστήματος επικοινωνιών είναι να αποφασίσουμε τον τρόπο με τον οποίο το ηλεκτρικό σήμα θα μετατραπεί σε μία ροή οπτικών bit. Κανονικά, η έξοδος μιας οπτικής πηγής, όπως ενός ημιαγωγικού laser, διαμορφώνεται εφαρμόζοντας το ηλεκτρικό σήμα είτε κατευθείαν στην οπτική πηγή ή σε ένα ξεχωριστό διαμορφωτή.

Υπάρχουν δύο επιλογές για τον τύπο της διαμόρφωσης που θα δώσει σαν αποτέλεσμα μία ροή οπτικών bit.

Στην RZ τεχνική διαμόρφωσης, κάθε οπτικός παλμός που αναπαριστά το bit "1" είναι βραχύτερος από την περίοδο του bit και το πλάτος του επιστρέφει στο μηδέν (μηδενίζεται) πριν τελειώσει η διάρκεια του bit. Στην NRZ τεχνικής διαμόρφωσης, ο οπτικός παλμός παραμένει σε όλη τη διάρκεια της περιόδου του bit και το πλάτος του δεν πέφτει στο μηδέν μεταξύ δύο ή περισσότερων bit "1". Έτσι το αποτέλεσμα είναι το εύρος του παλμού να μεταβάλλεται και να εξαρτάται από τη μορφή του bit, ενώ παραμένει το ίδιο στην περίπτωση της διαμόρφωσης RZ. Ένα πλεονέκτημα της τεχνικής NRZ είναι ότι το εύρος ζώνης που σχετίζεται με τη ροή των bit είναι μικρότερο από ότι εκείνο της διαμόρφωσης RZ κατά ένα παράγοντα περίπου 2, διότι οι μεταβάσεις ON-OFF γίνονται λιγότερες φορές.

Όμως η χρησιμοποίηση της NRZ απαιτεί πιο αυστηρό έλεγχο του εύρους του παλμού και μπορεί να οδηγήσει σε φαινόμενα, που εξαρτώνται από τη μορφή των bit, αν οι οπτικοί παλμοί "απλώνουν" κατά τη διάρκεια της μετάδοσης.

Η τεχνική NRZ χρησιμοποιείται συχνά στην πράξη, επειδή απαιτεί μικρότερο εύρος ζώνης σήματος. Η τεχνική RZ χρειάζεται για συστήματα επικοινωνιών με σολιτόνια. Ένα σημαντικό θέμα σχετίζεται με το πως θα επιλέξουμε τη φυσική μεταβλητή που διαμορφώνεται για να κωδικοποιήσουμε τα δεδομένα σε ένα οπτικό φέρον.

Το οπτικό φέρον κύμα πριν τη διαμόρφωση είναι

$$E(t)=eA \cos(\omega_0 t+\varphi)$$

όπου E είναι το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου, e είναι το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης, A είναι το πλάτος, ω_0 είναι η συχνότητα του φέροντος και φ είναι η φάση του. Η χωρική εξάρτηση του E παραλείπεται για λόγους απλότητας στη γραφή.

Κάποιος μπορεί να επιλέξει να διαμορφώσει το πλάτος A, τη συχνότητα ω_0 , ή τη φάση φ . Στην περίπτωση αναλογικής διαμόρφωσης, οι τρεις επιλογές διαμόρφωσης είναι γνωστές σαν διαμόρφωση πλάτους(AM), διαμόρφωση συχνότητας (FM) και διαμόρφωση φάσης (PM).

Οι ίδιες τεχνικές διαμόρφωσης μπορούν να εφαρμοσθούν στην ψηφιακή περίπτωση και ονομάζονται "ψηφιακή διαμόρφωση κατά πλάτος" (ASK), "ψηφιακή διαμόρφωση συχνότητας"(FSK) και "ψηφιακή διαμόρφωση φάσης"(PSK), που εξαρτώνται αν το πλάτος, η συχνότητα ή η φάση του φέροντος κύματος μεταβάλλονται μεταξύ των δύο τιμών ενός δυαδικού ψηφιακού

σήματος. Η απλούστερη τεχνική είναι να αλλάζει απλά η ένταση του σήματος μεταξύ των δύο επιπέδων, η μία εκ των οποίων είναι μηδέν. Συνήθως αυτή ονομάζεται “διαμόρφωση άνοιγμα-κλείσιμο” (on-off keying, OOK), που αντανακλά την on-off κατάσταση στο οπτικό σήμα.

Τα περισσότερα ψηφιακά συστήματα οπτικών επικοινωνιών χρησιμοποιούν τη διαμόρφωση OOK σε συνδυασμό με την PCM.

1.3 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΟΠΤΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών διαφέρουν βασικά από τα μικροκυματικά συστήματα μόνο στην περιοχή συχνοτήτων του φέροντος κύματος που χρησιμοποιείται για να μεταφέρει την πληροφορία.

Η συχνότητα του οπτικού φέροντος είναι 100 THz, σε αντίθεση με τις συχνότητες του μικροκυματικού φέροντος 1-10 GHz.

Αναμένεται επίσης μία αύξηση στη χωρητικότητα πληροφορίας των συστημάτων οπτικών επικοινωνιών κατά ένα παράγοντα 10.000 λόγω τόσο μεγάλων συχνοτήτων φέροντος που χρησιμοποιούνται για συστήματα οπτικών επικοινωνιών. Αυτή η αύξηση μπορεί να γίνει κατανοητή σημειώνοντας ότι το εύρος ζώνης του διαμορφωμένου φέροντος μπορεί να είναι μέχρι μερικά εκατοστά της συχνότητας του φέροντος. Παίρνοντας για παράδειγμα το 1% σαν οριακή τιμή, τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών έχουν τη δυναμική μεταφοράς της πληροφορίας με ταχύτητες bit 1 Tb/s. Είναι αυτό το τεράστιο δυναμικό εύρους ζώνης των συστημάτων οπτικών επικοινωνιών που αποτελεί την κινητήρια δύναμη για παγκόσμια ανάπτυξη και εφαρμογή των οπτικών συστημάτων. Τα πιο σύγχρονα συστήματα λειτουργούν με ταχύτητα 10Gb/s, δείχνοντας ότι υπάρχει σημαντικός χώρος για βελτίωση.

Ένα διάγραμμα ενός συστήματος οπτικών επικοινωνιών αποτελείται από ένα πομπό, ένα τηλεπικοινωνιακό κανάλι και ένα δέκτη, τα τρία κοινά στοιχεία για όλα τα τηλεπικοινωνιακά συστήματα.

Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο βασικές κατηγορίες: κυματοδηγούμενα και μη κυματοδηγούμενα. Όπως το λέει το και το όνομα, στην περίπτωση του κυματοδηγούμενου συστήματος φωτός, η οπτική δέσμη που εκπέμπεται από τον πομπό παραμένει χωρικά περιορισμένη.

Αυτό επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες που συζητούνται στο Κεφάλαιο 2. Αφού όλα τα κυματοδηγούμενα συστήματα οπτικών επικοινωνιών χρησιμοποιούν οπτικές ίνες, ο συνηθέστερος όρος που χρησιμοποιείται γι' αυτά είναι συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών. Ο όρος συστήματα οπτικών επικοινωνιών ή συστήματα φωτεινών κυμάτων χρησιμοποιείται επίσης αρκετές φορές για τα συστήματα επικοινωνίας με οπτικές ίνες, παρόλο που θα έπρεπε γενικά να συμπεριλάβει και τα δύο, δηλ. κυματοδηγούμενα και μη κυματοδηγούμενα συστήματα.

Στην περίπτωση των μη κυματοδηγούμενων συστημάτων επικοινωνίας, η οπτική δέσμη που εκπέμπεται από τον πομπό μεταδίδεται στο χώρο, παρόμοια με τη μετάδοση των μικροκυμάτων. Όμως, τα μη κυματοδηγούμενα οπτικά συστήματα είναι λιγότερο κατάλληλα για εφαρμογές εκπομπής απ' ό,τι τα μικροκυματικά συστήματα, διότι οι οπτικές δέσμες μεταδίδονται κυρίως προς τα εμπρός (σαν αποτέλεσμα του μικρού μήκους κύματός τους).

Η χρήση τους γενικά απαιτεί ακριβή σκόπευση (ευθυγράμμιση) μεταξύ του πομπού και του δέκτη. Στην περίπτωση επίγειας μετάδοσης, το σήμα στα μη κυματοδηγούμενα συστήματα μπορεί να υποβαθμιστεί σημαντικά λόγω σκέδασης μέσα στην ατμόσφαιρα. Αυτό το πρόβλημα, φυσικά, δεν υπάρχει σε επικοινωνίες ελεύθερου χώρου πάνω από τη γήινη ατμόσφαιρα (π.χ επικοινωνίες μεταξύ δορυφόρων).

Τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών ελεύθερου χώρου χρειάζονται για συγκεκριμένες εφαρμογές και έχουν μελετηθεί εκτεταμένα, οι περισσότερες επίγειες εφαρμογές χρησιμοποιούν συστήματα επικοινωνίας με οπτικές ίνες.

Η εφαρμογή των επικοινωνιών με οπτικές ίνες είναι εν γένει δυνατή σε κάθε περίπτωση που απαιτείται μεταφορά πληροφορίας από μία θέση σε μία άλλη. Όμως, τα συστήματα οπτικών επικοινωνιών έχουν αναπτυχθεί ως επί το πλείστον για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές. Αυτό είναι κατανοητό αν σκεφτούμε τα υπάρχοντα τηλεφωνικά δίκτυα παγκοσμίως, που χρησιμοποιούνται για να μεταδώσουν όχι μόνο σήματα φωνής, αλλά επίσης δεδομένα υπολογιστών και μηνύματα fax.

Οι τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες, μεγάλης απόστασης μεταφοράς (long-haul) και μικρής απόστασης μεταφοράς (short-haul), ανάλογα με το αν το οπτικό σήμα μεταδίδεται σε σχετικά μεγάλη ή μικρή απόσταση συγκρινόμενη με την τυπική απόσταση των 100 km.

Τα τηλεπικοινωνιακά συστήματα μεγάλης απόστασης απαιτούν κεντρικούς αγωγούς υψηλής χωρητικότητας και τα περισσότερα είναι συστήματα οπτικών κυμάτων με χρήση οπτικών ινών. Πράγματι, η τεχνολογία των συστημάτων επικοινωνίας με οπτικές ίνες έχει συχνά ως κινητήριο δύναμη τις εφαρμογές μεγάλης απόστασης. Όλες οι πετυχημένες ζεύξεις με οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα μπορούν να λειτουργήσουν με υψηλές ταχύτητες μετάδοσης bit και να καλύψουν μεγάλες αποστάσεις. Γι' αυτά τα συστήματα μεγάλων αποστάσεων απαιτείται ακόμη η χρησιμοποίηση επαναληπτών (ή αναμεταδοτών, repeaters) για την περιοδική αναγέννηση του οπτικού σήματος. Η χρησιμοποίηση των οπτικών τηλεπικοινωνιακών συστημάτων έχει γίνει πολύ ελκυστική για εφαρμογές μεγάλων αποστάσεων, διότι και η αύξηση της απόστασης μεταξύ επαναληπτών και ο ρυθμός μετάδοσης των bit είναι μεγαλύτερος απ' ό τι στα κοινά ομοαξονικά συστήματα. Επιπλέον, με τη χρησιμοποίηση οπτικών ενισχυτών μπορούν να καλυφθούν αποστάσεις μετάδοσης πολλών χιλιάδων χιλιομέτρων.

Οι εφαρμογές τηλεπικοινωνιακών συστημάτων μικρής απόστασης καλύπτουν ανάγκες μιας πόλεως ή τοπικούς βρόχους τηλεπικοινωνιών. Τέτοια συστήματα λειτουργούν τυπικά με χαμηλές ταχύτητες μετάδοσης bit και σε αποστάσεις μικρότερες από 10 Km. Η χρησιμοποίηση οπτικών τηλεπικοινωνιακών συστημάτων απλού καναλιού για τέτοιες εφαρμογές δεν είναι πολύ ακριβή και αυτά θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν και για πολύ εξυπηρετήσεις. Η έννοια ενός ευρείας ζώνης ψηφιακού δικτύου ολοκληρωμένων υπηρεσιών απαιτεί τηλεπικοινωνιακό σύστημα υψηλής χωρητικότητας, ικανό να φέρει πολλαπλές υπηρεσίες.

Η τεχνολογία ATM επίσης χρειάζεται μεγάλα εύρη ζώνης. Μόνο τα τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών είναι αρκετά καλά για να εξυπηρετήσουν τέτοιες απαιτήσεις κατανομής εύρους ζώνης.

1.4 ΕΞΑΡΤΗΜΑΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Το γενικό λειτουργικό (block) διάγραμμα είναι ένα σύστημα επικοινωνίας οπτικών ινών με τη μόνη διαφορά ότι το τηλεπικοινωνιακό κανάλι είναι ένα οπτικό καλώδιο. Τα άλλα δύο εξαρτήματα, ο οπτικός πομπός και ο οπτικός δέκτης σχεδιάζονται για τις ανάγκες ενός τέτοιου ειδικού τηλεπικοινωνιακού καναλιού. Σ' αυτήν την Ενότητα συζητείται το γενικό θέμα που σχετίζεται με το ρόλο των οπτικών ινών σαν τηλεπικοινωνιακό κανάλι και με τη σχεδίαση πομπών και δεκτών.

1.4.1 Οι οπτικές ίνες ως ένα τηλεπικοινωνιακό κανάλι

Ο ρόλος του τηλεπικοινωνιακού καναλιού είναι να μεταφέρει το οπτικό σήμα από τον πομπό στο δέκτη χωρίς να το παραμορφώνει. Τα περισσότερα συστήματα οπτικών κυμάτων χρησιμοποιούν οπτικές ίνες σαν τηλεπικοινωνιακό κανάλι επειδή οι οπτικές ίνες μπορούν να μεταδώσουν το φως με σχετικά μικρές απώλειες ισχύος.

Στο Κεφάλαιο 2 εξετάζονται οι ιδιότητες των οπτικών ινών με λεπτομέρεια. Οι απώλειες οπτικής ίνας είναι φυσικά ένα σπουδαίο θέμα για τη σχεδίαση, επειδή αυτές καθορίζουν και την απόσταση μεταξύ επαναληπτών για ένα σύστημα επικοινωνίας μεγάλης απόστασης με οπτικές ίνες. Ένα άλλο σπουδαίο θέμα στη σχεδίαση είναι η διασπορά στις οπτικές ίνες, που οδηγεί στο άπλωμα των οπτικών παλμών μέσα στην οπτική ίνα. Αν οι οπτικοί παλμοί εξαπλωθούν σημαντικά έξω από την περίοδο του bit που αντιπροσωπεύουν, το εκπεμπόμενο σήμα είναι αρκετά υποβαθμισμένο. Τελικά, είναι αδύνατο να ξαναπάρουμε το αρχικό σήμα με μεγάλη ακρίβεια. Το πρόβλημα είναι περισσότερο έντονο στην περίπτωση των πολύτροπων οπτικών ινών, αφού οι παλμοί απλώνουν γρήγορα (τυπικά με ένα ρυθμό 10ns/Km) λόγω διαφορετικών ταχυτήτων που σχετίζονται με τους διαφορετικούς τρόπους μετάδοσης (modes) μέσα στην οπτική ίνα. Αυτός είναι και ο λόγος που στα περισσότερα τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών χρησιμοποιούμε μονότροπες οπτικές ίνες. Η διασπορά στο υλικό (που σχετίζεται με την εξάρτηση της συχνότητας από το δείκτη διάθλασης) οδηγεί επίσης σε άπλωμα των παλμών (τυπικά $<0.1 \text{ ns/Km}$).

Αυτή η διασπορά είναι αρκετά μικρή για να γίνει αποδεκτή στις περισσότερες εφαρμογές και μπορεί να μειωθεί περισσότερο ελέγχοντας το φασματικό εύρος της οπτικής πηγής.

Παρόλα αυτά, όπως θα συζητηθεί και στο Κεφάλαιο 2, η διασπορά λόγω του υλικού της ίνας θέτει το τελικό όριο στο ρυθμό μετάδοσης bit και επομένως στην απόσταση μετάδοσης των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων οπτικών ινών.

1.4.2 Οπτικοί πομποί

Ο ρόλος ενός οπτικού πομπού είναι να μετατρέπει το ηλεκτρικό σήμα σε μία οπτική μορφή και να εισάγει το τελικό οπτικό σήμα μέσα στην οπτική ίνα.

Το λειτουργικό διάγραμμα ενός οπτικού πομπού αποτελείται από μία οπτική πηγή, ένα διαμορφωτή, και ένα ζεύκτη με το τηλεπικοινωνιακό κανάλι.

Σαν οπτικές πηγές χρησιμοποιούνται lasers ημιαγωγού ή LED λόγω συμβατότητας τους με το κανάλι (δηλ. την οπτική ίνα) του οπτικού τηλεπικοινωνιακού συστήματος. Το οπτικό σήμα δημιουργείται με διαμόρφωση του οπτικού φέροντος κύματος. Παρόλο που μερικές φορές χρησιμοποιείται ένας εξωτερικός διαμορφωτής, στις περισσότερες περιπτώσεις παραλείπεται, αφού η έξοδος μιας οπτικής πηγής από ημιαγωγό μπορεί να διαμορφωθεί κατευθείαν αλλάζοντας το ρεύμα που τη διαρρέει. Μία τέτοια τεχνική απλοποιεί τη σχεδίαση του πομπού και είναι γενικά αποδοτική ως προς το κόστος. Ο ζεύκτης είναι τυπικά ένας μικροφακός που εστιάζει το οπτικό σήμα στο επίπεδο εισόδου της οπτικής ίνας με τη μέγιστη δυνατή απόδοση.

Η εκπεμπόμενη ισχύς είναι μία σπουδαία παράμετρος σχεδίασης, διότι μας δείχνει την απώλεια ισχύος που μπορούμε να ανεχθούμε. Αυτή συχνά εκφράζεται σε μονάδες dbm με στάθμη αναφοράς το 1 mW.

Ο γενικός ορισμός είναι

$$\text{ισχύς(dBm)}=10\log_{10}(\text{ισχύς}/1\text{ mW})$$

Έτσι, 1 mW είναι 0dbm, αλλά το 1μm αντιστοιχεί σε -30 dbm. Η εκπεμπόμενη ισχύς είναι μάλλον χαμηλή (<-10 dbm) στην περίπτωση των διόδων LED, ενώ τα LASERS ημιαγωγού μπορούν να εκπέμπουν ισχύ 10 dbm. Αφού οι LED έχουν περιορισμένες δυνατότητες διαμόρφωσης, τα περισσότερα σήματα οπτικών κυμάτων υψηλής απόδοσης χρησιμοποιούν LASER ημιαγωγού σαν οπτικές πηγές.

Ο ρυθμός μετάδοσης bit των οπτικών πομπών περιορίζεται μάλλον από τα ηλεκτρονικά μέρη παρά από το ίδιο το LASER του ημιαγωγού. Με κατάλληλη σχεδίαση μπορεί να κατασκευασθούν οπτικοί πομποί που να λειτουργούν με ρυθμό μετάδοσης bit μέχρι 20 Gb/s.

1.4.3 Οπτικοί δέκτες

Ένας οπτικός δέκτης μετατρέπει το λαμβανόμενο οπτικό σήμα στο άκρο της εξόδου της οπτικής ίνας σε ηλεκτρικό σήμα. Το λειτουργικό διάγραμμα ενός οπτικού δέκτη αποτελείται από ένα ζεύκτη, ένα φωτοανιχνευτή και ένα αποδιαμορφωτή. Ο ζεύκτης εστιάζει το λαμβανόμενο οπτικό σήμα πάνω στο φωτοανιχνευτή. Σαν φωτοανιχνευτές χρησιμοποιούνται φωτοδίοδοι ημιαγωγών λόγω της συμβατότητάς τους με το συνολικό σύστημα.

Η σχεδίαση του από διαμορφωτή εξαρτάται από τον τύπο της διαμόρφωσης που χρησιμοποιείται από το σύστημα των οπτικών ινών. Η χρήση διαμορφώσεων FSK και PSK, που γενικά είναι κατάλληλες για σύμφωνα τηλεπικοινωνιακά συστήματα, απαιτεί ετερόδυνη ή ομόδυνη τεχνική αποδιαμόρφωσης.

Τέτοιοι σύμφωνοι δέκτες έχουν πολλά εξαρτήματα και είναι σχετικά ακριβοί. Συχνά το λαμβανόμενο σήμα είναι υπό μορφή οπτικών παλμών που αναπαριστούν το bit "1" ή το bit "0" και μετατρέπονται κατευθείαν σε ένα ηλεκτρικό ρεύμα. Μία τέτοια τεχνική αναφέρεται σαν "διαμόρφωση έντασης με απευθείας φάραση"(IM/DD), σε αντίθεση με την σύμφωνη φάραση.

Η αποδιαμόρφωση γίνεται από ένα κύκλωμα λογικής επιλογής που αναγνωρίζει τα bit σαν "1" ή σαν "0" ανάλογα με το πλάτος του ηλεκτρικού ρεύματος. Η ακρίβεια του κυκλώματος λογικής επιλογής εξαρτάται από το λόγο σήματος προς θόρυβο SNR, του ηλεκτρικού ρεύματος που παράγεται στο φωτοανιχνευτή. Η απόδοση ενός ψηφιακού οπτικού συστήματος χαρακτηρίζεται από το ρυθμό εσφαλμένων (λανθασμένων) bit (bit-error rate, BER). Μολονότι ο BER μπορεί να καθορισθεί σαν ο αριθμός των σφαλμάτων που γίνονται ανά δευτερόλεπτο, ένας τέτοιος ορισμός κάνει τον BER να εξαρτάται από το ρυθμό μετάδοσης των bit. Είναι συνηθισμένο να ορίζεται ο BER σαν η μέση τιμή της πιθανότητας αναγνώρισης των εσφαλμένων bit.

Έτσι ένα BER ίσο με 10^{-9} αντιστοιχεί σε μία μέση τιμή ενός εσφαλμένου bit σε 1.000.000 bit. Τα περισσότερα συστήματα οπτικών ακτινών καθορίζουν ένα BER ίσο με 10^{-9} σαν απαίτηση λειτουργίας. Μερικά απαιτούν BER μικρότερο ακόμη και από 10^{-14} .

Μία σπουδαία παράμετρος που είναι ενδεικτική της λειτουργίας του δέκτη ονομάζεται ευαισθησία δέκτη. Αυτή συνήθως καθορίζεται σαν η ελάχιστη μέση λαμβανόμενη οπτική ισχύς για την οποία ο BER ισούται με 10^{-9} . Η ευαισθησία του δέκτη εξαρτάται από τον SNR, ο οποίος με τη σειρά του εξαρτάται από διάφορες πηγές θορύβου που αλλοιώνουν το λαμβανόμενο σήμα. Ακόμη και για τέλει δέκτη, κάποιος θόρυβος εισάγεται από την ίδια τη διαδικασία της φωτοανίχνευσης.

Αυτός ονομάζεται κβαντικός θόρυβος ή θόρυβος βολής που οφείλει το όνομά του στη σωματιδιακή φύση των ηλεκτρονίων.

Οι οπτικοί δέκτες που λειτουργούν στο όριο του θορύβου βολής ονομάζονται δέκτες με απόδοση περιορισμένη από τον κβαντικό θόρυβο. Κανένας πρακτικός δέκτης δεν λειτουργεί στο όριο του κβαντικού θορύβου, αφού πολλές άλλες πηγές θορύβου μειώνουν τον SNR σημαντικά κάτω από το όριο του κβαντικού θορύβου. Μερικές από αυτές τις πηγές θορύβου, όπως ο θερμικός θόρυβος και ο θόρυβος του ενισχυτή είναι εσωτερικές για το δέκτη.

Άλλες δημιουργούνται στον πομπό ή κατά τη διάρκεια της μετάδοσης μέσα στην οπτική ίνα. Για παράδειγμα, το σήμα που εκπέμπεται από τον πομπό έχει εγγενείς διακυμάνσεις έντασης και φάσης, που έχουν την προέλευσή τους στη θεμελιώδη διαδικασία της αυθόρμητης εκπομπής. Η χρωματική διασπορά στις οπτικές ίνες μπορεί να προσθέσει επιπλέον θόρυβο με φαινόμενα, όπως ενδοσυμβολική παρεμβολή και θόρυβος από διαχωρισμό τρόπων.

Η ευαισθησία του δέκτη καθορίζεται από μία προσθετική επίδραση όλων των δυνατών μηχανισμών θορύβου που μειώνουν τον SNR στο κύκλωμα απόφασης. Εν γένει, αυτή η ευαισθησία εξαρτάται επίσης από το ρυθμό μετάδοσης bit, αφού η συνεισφορά μερικών πηγών θορύβου(π.χ. ο θόρυβος βολής) αυξάνει ανάλογα με το εύρος ζώνης του σήματος. Στα Κεφάλαια 4 και 6 εξετάζεται ο θόρυβος και η ευαισθησία των δεκτών IM/DD και των σύγχρονων δεκτών αντίστοιχα, εξετάζοντας τον SNR και τον BER σε ψηφιακά συστήματα οπτικών επικοινωνιών.

1.5 ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ ΚΑΝΑΛΙΟΥ

Η λειτουργία οποιουδήποτε τηλεπικοινωνιακού συστήματος περιορίζεται βασικά από το λόγο SNR του λαμβανόμενου σήματος. Αυτός ο περιορισμός μπορεί να δηλωθεί τυπικά χρησιμοποιώντας την έννοια της χωρητικότητας καναλιού που εισήχθη στο πλαίσιο της θεωρίας της πληροφορίας. Έτσι καταλήγουμε ότι υπάρχει ένας μέγιστος δυνατός ρυθμός μετάδοσης bit για μετάδοση χωρίς σφάλματα ενός δυαδικού ψηφιακού σήματος παρουσία και Γκαουσιανού θορύβου. Αυτός ο ρυθμός μετάδοσης ονομάζεται χωρητικότητα καναλιού. Ειδικότερα, η χωρητικότητα καναλιού ενός τηλεπικοινωνιακού συστήματος με θόρυβο δίνεται από τη σχέση:

$$C = \Delta f_{ch} \log_2(1 + S/N)$$

όπου Δf_{ch} είναι το εύρος ζώνης του καναλιού, S είναι η μέση ισχύς του σήματος και N είναι η μέση ισχύς θορύβου.

Μια σημαντική συνέπεια της εξίσωσης είναι ότι η χωρητικότητα του καναλιού δεν μπορεί να αυξηθεί απεριόριστα με την αύξηση του εύρους ζώνης Δf_{ch} .

Αυτό είναι ξεκάθαρο αν σημειώσουμε ότι ο θόρυβος βολής παρουσιάζεται ακόμη και σε ένα τέλειω σύστημα και αυξάνει γραμμικά με το Δf_{ch} . Πράγματι, χρησιμοποιώντας $N = N_o \Delta f_{ch}$, όπου N_o η φασματική πυκνότητα του θορύβου βολής, και παίρνοντας το όριο του Δf_{ch} στο άπειρο, η χωρητικότητα του καναλιού βρίσκεται ότι είναι:

$$C_{\max} = (S/N_o) \log_2 e.$$

Το εύρος ζώνης Δf_{ch} του καναλιού οπτικών τηλεπικοινωνιακών συστημάτων είναι μεγαλύτερο κατά συντελεστή σχεδόν ίσο με 10000 από εκείνο των μικροκυματικών συστημάτων. Όμως η χωρητικότητα του καναλιού δεν αυξάνεται απαραίτητα κατά τον ίδιο συντελεστή λόγω θεμελιωδών περιορισμών που τίθενται από την εξίσωση. Είναι, όμως, σημαντικά υψηλότερη για οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα. Τα μοντέρνα τηλεπικοινωνιακά συστήματα οπτικών ακτινών λειτουργούν αρκετά κάτω από τη χωρητικότητα του καναλιού και οι τυπικοί ρυθμοί μετάδοσης bit είναι κάτω από 10 Gb/s. Σημαντική αύξηση στη χωρητικότητα μετάδοσης των οπτικών συστημάτων αναμένεται να γίνει με πολλαπλά κανάλια που μεταδίδονται μέσω της ίδιας οπτικής ίνας χρησιμοποιώντας την τεχνική WDM. Η σπουδαιότητα της εξίσωσης είναι ότι μας δίνει τη μέγιστη τιμή της δυνατής χωρητικότητας του συστήματος για ένα δεδομένο τηλεπικοινωνιακό κανάλι κάτω από τις καλύτερες συνθήκες λειτουργίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΟΠΤΙΚΕΣ ΙΝΕΣ

Το φαινόμενο της ολικής εσωτερικής ανάκλασης, που ευθύνεται για την καθοδήγηση του φωτός μέσα στις οπτικές ίνες, μας είναι γνωστό από το 1854. Παρόλο που οι γυάλινες ίνες κατασκευάστηκαν τη δεκαετία του 1920, η χρήση τους πρακτικά άρχισε μόλις το 1950, όταν η χρήση ενός στρώματος περιβλήματος οδήγησε σε σημαντικές βελτιώσεις όσον αφορά τα χαρακτηριστικά κυματοδότησης τους.

Πριν το 1970, οι οπτικές ίνες χρησιμοποιούνταν κυρίως για ιατρικούς σκοπούς (ενδοσκοπήσεις) σε μικρές αποστάσεις. Η χρήση τους για επικοινωνιακούς σκοπούς θεωρήθηκε μη πρακτική εξαιτίας της μεγάλης απώλειας τους (1000 dB/km).

Ωστόσο, η κατάσταση άλλαξε δραστικά το 1970 όταν, ακολουθώντας μία προηγούμενη πρόταση, η απώλεια των οπτικών ινών μειώθηκε περίπου στα 20 dB/Km. Περαιτέρω πρόοδος είχε σαν αποτέλεσμα, το 1979, τον περιορισμό της απώλειας μόλις στα 0.2 dB/Km και σε φασματική περιοχή 1.55- μm . Η διαθεσιμότητα οπτικών ινών χαμηλής απώλειας οδήγησε σε επανάσταση στον τομέα της τεχνολογίας των οπτικών συστημάτων κι αποτέλεσε την απαρχή της εποχής της επικοινωνίας των οπτικών ινών. Πολλά βιβλία που έχουν αφιερωθεί εξολοκλήρου στις οπτικές ίνες καλύπτουν τις πολυάριθμες εξελίξεις τόσο στον σχεδιασμό όσο και στην κατανόησή τους.

Το κεφάλαιο αυτό επικεντρώνεται στον ρόλο των οπτικών ινών ως επικοινωνιακό κανάλι των οπτικών συστημάτων. Στην ενότητα 2.1 χρησιμοποιούμε την περιγραφή της γεωμετρικής οπτικής, για να μπορέσουμε να εξηγήσουμε τους μηχανισμούς κυματοδότησης και να εισάγουμε τις σχετικές βασικές έννοιες.

Οι εξισώσεις Maxwell χρησιμοποιούνται στην ενότητα 2.2 για την περιγραφή της μετάδοσης κυμάτων στις οπτικές ίνες. Η προέλευση της διασποράς στις ίνες σχολιάζεται στην ενότητα 2.3 ενώ στην 2.4 εξετάζουμε τους περιορισμούς στον ρυθμό μετάδοσης bit και στην απόσταση μετάδοσης, οι οποίοι τίθενται από αυτή τη διασπορά στις ίνες. Στην ενότητα 2.5 θα σχολιάσουμε τους μηχανισμούς απώλειας των οπτικών ινών και η 2.6 αφιερώνεται στον σχολιασμό μη γραμμικών επιδράσεων. Η τελευταία ενότητα καλύπτει τις λεπτομέρειες της βιομηχανικής παραγωγής και συμπεριλαμβάνει ένα σχολιασμό του σχεδιασμού καλωδίων οπτικών ινών.

2.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ

Στην πιο απλή μορφή της, μία οπτική ίνα αποτελείται από ένα κυλινδρικό πυρήνα από γυαλί πυριτίου, ο οποίος περιβάλλεται από περιβλήμα με δείκτη διάθλασης μικρότερο από εκείνο του πυρήνα. Εξαιτίας της απότομης αλλαγής δείκτη διάθλασης στην επιφάνεια επαφής πυρήνα-περιβλήματος, οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες βηματικού δείκτη. Σ' ένα άλλο είδος ίνας που είναι γνωστή σαν ίνα διαβαθμισμένου δείκτη, ο δείκτης διάθλασης μειώνεται σταδιακά στο εσωτερικό του πυρήνα. Μπορούμε να αποκτήσουμε καλή αντίληψη για τις ιδιότητες κυματοδότησης των οπτικών ινών χρησιμοποιώντας μια εικόνα ακτινών, βασισμένη στην γεωμετρική οπτική. Η περιγραφή της γεωμετρικής οπτικής, παρόλο που γίνεται κατά προσέγγιση, ισχύει όταν η ακτίνα του πυρήνα a είναι πολύ

μεγαλύτερη από το μήκος κύματος του φωτός λ . Όταν οι δύο αυτές παράμετροι γίνονται συγκρίσιμες, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε τη θεωρία της μετάδοσης κυμάτων της παραγράφου 2.2.

2.1.1 Ίνες Βηματικού Δείκτη Διάθλασης

Μία ακτίνα δημιουργεί γωνία θ_i με τον άξονα της ίνας που συμπίπτει με το κέντρο του πυρήνα. Εξαιτίας της διάθλασης στην επαφή ίνας-αέρα, η ακτίνα κάμπτεται προς την κάθετο.

Η γωνία θ της διαθλώμενης ακτίνας δίνεται από τη σχέση

$$n_o \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r,$$

όπου n_1 και n_o είναι οι δείκτες διάθλασης του πυρήνα της ίνας και του αέρα, αντίστοιχα. Η ακτίνα αυτοδιάθλασης προσκρούει στην επαφή πυρήνα- περιβλήματος και διαθλάται εκ νέου. Ωστόσο, η διάθλαση είναι δυνατή μόνο για μια γωνία πρόσπτωσης φ τέτοια ώστε $\sin \varphi < n_2/n_1$. Για γωνίες μεγαλύτερες από μια κρίσιμη γωνία φ_c που καθορίζεται από τη σχέση

$$\sin \varphi_c = n_2/n_1,$$

όπου n_2 είναι ο δείκτης διάθλασης του περιβλήματος, η ακτίνα υφίσταται ολική εσωτερική ανάκλαση στην επιφάνεια επαφής πυρήνα-περιβλήματος. Από τη στιγμή που τέτοιου είδους ανακλάσεις εμφανίζονται κατά μήκος ολόκληρης της ίνας, όλες οι ακτίνες με γωνία $\varphi > \varphi_c$ περιορίζονται στον πυρήνα της ίνας. Αυτός είναι ο βασικός μηχανισμός πίσω από τον περιορισμό του φωτός μέσα στις οπτικές ίνες.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις για να βρούμε τη μέγιστη γωνία, που θα έπρεπε η προσπίπτουσα ακτίνα να σχηματίζει με τον άξονα της ίνας, έτσι ώστε να περιοριστεί η ακτίνα μέσα στην ίνα. Έχοντας υπόψη ότι $\theta_r = \pi/2 - \varphi_c$ για μια τέτοια ακτίνα και αντικαθιστώντας την στην εξίσωση παίρνουμε

$$n_o \sin \theta_i = n_1 \cos \varphi_c = n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

Σε αναλογία με τους φακούς, η $n_o \sin \theta_i$ είναι γνωστή σαν αριθμητικό άνοιγμα (NA) της ίνας. Αντιπροσωπεύει τη χωρητικότητα φωτός σε μία οπτική ίνα.

Για $n_1 = n_2$ μπορούμε να εκτιμήσουμε προσεγγιστικά το NA μέσω της σχέσης:

$$NA = n_1(2\Delta)^{1/2}, \quad \Delta = (n_1 - n_2)/n_1,$$

όπου Δ είναι η κλασματική μεταβολή του δείκτη διάθλασης στην επαφή επιφάνειας πυρήνα-περιβλήματος. Είναι ευνόητο ότι η Δ θα πρέπει να γίνει όσο το δυνατόν μεγαλύτερη για να συζευξουμε τη μεγαλύτερη δυνατή ποσότητα φωτός στην ίνα.

Ωστόσο, αυτές οι ίνες δεν χρησιμεύουν στις οπτικές επικοινωνίες εξαιτίας ενός φαινομένου γνωστού σαν διασπορά πολλαπλών διαδρομών, που ονομάζεται

και διατροπική διασπορά (modes) (η έννοια των τρόπων μετάδοσης στην ίνα εισάγεται στην Ενότητα 2.2).

Μπορούμε να κατανοήσουμε τη διασπορά πολλαπλών διαδρομών όπου διάφορες ακτίνες μετακινούνται σε διαδρομές διαφορετικού μήκους.

Σαν αποτέλεσμα, οι ακτίνες αυτές κάποια στιγμή θα διασκορπιστούν στην έξοδο της ίνας, ακόμη και αν συνέπιπταν στην είσοδο και μετακινούνταν με την ίδια ταχύτητα στο εσωτερικό της ίνας. Ένας σύντομος παλμός (που ονομάζεται κρουστικός παλμός) θα διευρυνθεί σημαντικά λόγω των διαφορετικών μηκών διαδρομής. Μπορούμε να υπολογίσουμε την έκταση διεύρυνσης του παλμού αν πάρουμε τη συντομότερη και τη μακρύτερη διαδρομή του.

Η συντομότερη διαδρομή εμφανίζεται για $\theta_i = 0$ και απλώς ισούται με το μήκος της ίνας L . Η μακρύτερη διαδρομή εμφανίζεται για θ_i και δίνεται από την εξίσωση με μήκος $L/\sin \phi$.

Αν γνωρίζουμε την ταχύτητα μετάδοσης $u = c/n_1$, η χρονική καθυστέρηση δίνεται από

$$\Delta T = n_1/c(L/\sin \phi_c - L) = L/c \left(n_1^2/n_2^2 - 1 \right) \Delta.$$

Η χρονική καθυστέρηση μεταξύ δύο ακτινών, που ακολουθούν τη συντομότερη και τη μακρύτερη διαδρομή, αποτελεί το μέτρο εκτίμησης της διεύρυνσης που υφίσταται ένας παλμός που εκπέμπεται στην είσοδο της οπτικής ίνας.

Μπορούμε να σχετίσουμε την ΔT με την χωρητικότητα μεταφοράς πληροφορίας της ίνας, η οποία υπολογίστηκε μέσω του ρυθμού μετάδοσης τη bit B . Παρόλο που η ακριβής σχέση μεταξύ B και ΔT εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, όπως η μορφή του παλμού, γίνεται αντιληπτό πως η ΔT θα πρέπει να είναι μικρότερη από τη δεδομένη είσοδο τροφοδότησης των bit ($T_B = 1/B$). Έτσι υπολογίσουμε μία τάξη μεγέθους του ρυθμού μετάδοσης bit από τη συνθήκη $B\Delta T < 1$. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση παίρνουμε

$$BL < n_2/n_1^2 \cdot c/\Delta.$$

Η συνθήκη αυτή παρέχει μια χονδρική εκτίμηση ενός βασικού περιορισμού των ινών βηματικού δείκτη διάθλασης. Για παράδειγμα, ας θεωρήσουμε μία γυμνή οπτική ίνα (χωρίς περίβλημα) με $n_1 = 1.5$ και $n_2 = 1$. Το γινόμενο του ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση για μια τέτοια ίνα περιορίζεται σε αρκετά μικρές τιμές αφού είναι $BL < 0.4(\text{Mb/s})\text{-km}$. Σημαντική βελτίωση έχουμε στις επενδυμένες ίνες με μικρό βήμα δείκτη διάθλασης. Οι περισσότερες ίνες που εφαρμόζονται στις επικοινωνίες σχεδιάζονται με $\Delta < 0.01$.

Για παράδειγμα η $BL < 100(\text{Mb/s})\text{-km}$ για $\Delta = 2 \times 10^{-3}$. Τέτοιου είδους ίνες μπορούν να μεταφέρουν δεδομένα με ρυθμό μετάδοσης bit της τάξης των 10 Mb/s για αποστάσεις μέχρι και 10 km και μπορεί να αποδειχθούν κατάλληλες για ορισμένα τοπικά δίκτυα.

Μπορούμε να κάνουμε δύο σχόλια όσον αφορά στην εγκυρότητα της εξίσωσης.

Πρώτον, θα πρέπει να θεωρήσουμε μόνο τις ακτίνες που περνούν μέσα από τον άξονα της ίνας μετά από κάθε ολική εσωτερική ανάκλαση. Αυτές οι ακτίνες

ονομάζονται μεσημβρινές ακτίνες. Γενικά, η ίνα υποστηρίζει επίσης και λοξές ακτίνες, οι οποίες μεταδίδονται σε γωνίες πλάγιες ως προς τον άξονα της ίνας.

Οι ακτίνες αυτές διασκορπίζονται εκτός του πυρήνα σε σημεία κύρτωσης και σε ανωμαλίες της ίνας, γι' αυτό και δεν θα πρέπει να περιμένουμε αξιοσημείωτη συνεισφορά τους στην εξίσωση.

Δεύτερον, ακόμη και οι πλάγιες μεσημβρινές ακτίνες υφίσταται μεγαλύτερη απώλεια από τις παραξονικές εξαιτίας της σκέδασης. Η εξίσωση παρέχει μάλλον έναν συντηρητικό υπολογισμό, αφού όλες οι ακτίνες αντιμετωπίζονται με τον ίδιο τρόπο. Η επίδραση της διασποράς στους διάφορους τρόπους μετάδοσης μπορεί να μειωθεί σημαντικά χρησιμοποιώντας ίνες διαβαθμισμένου δείκτη, οι οποίες θα σχολιαστούν στην επόμενη υποενότητα.

Η επίδραση αυτή μπορεί να εξαλειφθεί εντελώς χρησιμοποιώντας μονότροπες ίνες, που σχολιάζονται στην Ενότητα 2.2.

2.1.2 Ίνες Διαβαθμισμένου Δείκτη Διάθλασης

Ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα στις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη δεν είναι σταθερός, αλλά μειώνεται σταδιακά από τη μέγιστη τιμή του n_1 στο κέντρο του πυρήνα, ως την ελάχιστη n_2 στην επαφή πυρήνα-περιβλήματος. Οι περισσότερες ίνες διαβαθμισμένου δείκτη έχουν σχεδιαστεί ώστε να έχουν σχεδόν τετραγωνική μείωση και αναλύονται χρησιμοποιώντας το προφίλ του a , που δίνεται από την σχέση:

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1 [1 - \Delta (\rho/a)^a] & : \rho < a, \\ n_1(1 - \Delta) = n_2 & : \rho \geq a, \end{cases}$$

όπου a είναι η ακτίνα του πυρήνα. Η παράμετρος a καθορίζει το προφίλ του δείκτη διάθλασης. Ένα προφίλ βηματικού δείκτη προσεγγίζεται στο όριο μεγάλης τιμής a . Μία ίνα παραβολικού αντιστοιχεί σε $a=2$.

Είναι εύκολο να κατανοήσουμε ποιοτικά γιατί η διασπορά πολλαπλών διαδρομών ή η διατροπική διασπορά μειώνεται για τις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη. Στην περίπτωση των ινών βηματικού δείκτη, η διαδρομή είναι μεγαλύτερη για τις πιο πλάγιες ακτίνες.

Ωστόσο, η ταχύτητα της ακτίνας μεταβάλλεται κατά την διάρκεια της διαδρομής εξαιτίας διακυμάνσεων του δείκτη διάθλασης.

Πιο συγκεκριμένα, η ακτίνα που μεταδίδεται κατά μήκος του άξονα της ίνας ακολουθεί τη συντομότερη διαδρομή, αλλά ταξιδεύει πιο αργά, αφού ο δείκτης διάθλασης μεγιστοποιείται κατά μήκος της διαδρομής.

Οι πλάγιες ακτίνες έχουν ένα μεγάλο μέρος της διαδρομής τους σε μέσο χαμηλού δείκτη διάθλασης, όπου και ταξιδεύουν γρηγορότερα. Γι' αυτό είναι δυνατόν όλες οι ακτίνες να φτάσουν μαζί στην έξοδο της ίνας, με την κατάλληλη επιλογή του προφίλ του δείκτη διάθλασης.

Η γεωμετρική οπτική μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μας δείξει ότι ένα προφίλ παραβολικού δείκτη $a=2$ οδηγεί σε μη σκεδαστική μετάδοση παλμών

στα πλαίσια της παραξονικής προσέγγισης. Μπορούμε να πάρουμε την τροχιά μιας παραξονικής ακτίνας λύνοντας την εξίσωση:

$$d^2 \rho / dz^2 = 1/n \, dn/d\rho,$$

όπου ρ είναι η ακτινική απόσταση της ακτίνας από τον άξονα. Με την εξίσωση για $\rho < a$, με $a=2$ και υποβαθμίζεται σε εξίσωση αρμονικού ταλαντωτή κι έχει την γενική λύση

$$\rho = \rho_0 \cos(pz) + (\rho'_0/p) \sin(pz)$$

όπου $\rho = (2\Delta/a^2)^{1/2}$ και ρ_0 και ρ'_0 είναι η θέση και η διεύθυνση της ακτίνας εισόδου, αντίστοιχα. Η εξίσωση δείχνει ότι όλες οι ακτίνες ανακτούν τις αρχικές τους θέσεις και διευθύνσεις σε αποστάσεις $z = 2m\pi/p$, όπου m είναι ακέραιος αριθμός. Μία τέτοια πλήρης αποκατάσταση της εισόδου υπονοεί ότι μια ίνα παραβολικού δείκτη δεν παρουσιάζει διατροπική διασπορά.

Το παραπάνω συμπέρασμα ισχύει μόνο για τις παραξονικές προσεγγίσεις, καθώς και για τις προσεγγίσεις γεωμετρικής οπτικής, και οι δύο εκ των οποίων θα πρέπει να είναι πιο χαλαρές και για τις πρακτικές εφαρμογές των ινών. Η διασπορά μεταξύ διαφορετικών τρόπων μετάδοσης στις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη έχει μελετηθεί σε μεγάλη έκταση χρησιμοποιώντας τεχνικές μετάδοσης κυμάτων.

Το μέγεθος $\Delta T/L$, όπου ΔT είναι η μέγιστη καθυστέρηση πολλαπλών διαδρομών σε ίνα διαβαθμισμένου δείκτη μήκους L , βρήκαμε ότι ποικίλει σημαντικά σε σχέση με το a . Η ελάχιστη διασπορά εμφανίζεται για $a = 2(1 - \Delta)$ και εξαρτάται από τη Δ ως εξής:

$$\Delta T/L = n_1 \Delta^2 / 8c.$$

Ο περιορισμός του γινομένου του ρυθμού επί την απόσταση βρίσκεται χρησιμοποιώντας το κριτήριο $\Delta T < 1/B$ και δίνεται από τη σχέση:

$$BL < 8c/n_1 \Delta^2$$

Οι ίνες διαβαθμισμένου δείκτη με προφίλ δείκτη βελτιωμένο κατάλληλα μπορεί να μεταφέρουν δεδομένα με ρυθμό μετάδοσης bit της τάξης των 100Mb/s για αποστάσεις μέχρι 100Km. Το γινόμενο BL τέτοιου είδους ινών βελτιώνεται με σχεδόν τρεις τάξεις μεγέθους πάνω από εκείνο της ίνας βηματικού δείκτη.

Πράγματι, η πρώτη γενιά των οπτικών συστημάτων χρησιμοποίησε ίνες διαβαθμισμένου δείκτη.

Είναι δυνατόν να γίνει περαιτέρω βελτίωση μόνο χρησιμοποιώντας μονότροπες ίνες, των οποίων η ακτίνα πυρήνα είναι συγκρίσιμη με το μήκος κύματος του φωτός. Η γεωμετρική οπτική δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε τέτοιου είδους ίνες. Παρόλο που οι ίνες διαβαθμισμένου δείκτη σπάνια χρησιμοποιούνται για ζεύξεις μεγάλων αποστάσεων, η χρήση πλαστικών οπτικών ινών διαβαθμισμένου δείκτη για εφαρμογές ζεύξης δεδομένων έχει προσελκύσει αρκετά την προσοχή κατά την δεκαετία του 1990.

Τέτοιες ίνες έχουν σχετικά μεγάλο πυρήνα (με διάμετρο μέχρι 1mm), με αποτέλεσμα μεγάλο αριθμητικό άνοιγμα και υψηλή απόδοση

σύζευξης. Παρουσιάζουν επίσης και μεγάλη απώλεια, η οποία τυπικά υπερβαίνει τα 50 dB/Km. Το γινόμενο BL των πλαστικών ινών, ωστόσο υπερβαίνει τα 2(Gb/s)-Km εξαιτίας ενός προφίλ διαβαθμισμένου δείκτη. Σαν αποτέλεσμα, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την μεταφορά δεδομένων σε ρυθμό μετάδοσης bit > 1 GB/s για μικρές αποστάσεις κάτω του 1 Km. Σε μια επίδειξη του 1996, ένα σήμα των 10-GB/s μεταδόθηκε σε απόσταση 0.5 Km με ρυθμό εμφάνισης εσφαλμένου bit μικρότερο των 10^{-11} . Οι πλαστικές οπτικές ίνες διαβαθμισμένου δείκτη αποτελούν ιδανική λύση για την μεταφορά δεδομένων μεταξύ υπολογιστών σε τοπικά δίκτυα.

2.2 ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΚΥΜΑΤΩΝ

Στην ενότητα αυτή θα ασχοληθούμε με τη μετάδοση του φωτός στις ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης κάνοντας χρήση των εξισώσεων του Maxwell για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Η εισαγωγή των εξισώσεων αυτών γίνεται στην Ενότητα 2.2.1. Η έννοια των τρόπων μετάδοσης στην ίνα θα σχολιαστεί στην Ενότητα 2.2.2, όπου η ίνα εμφανίζεται να υποστηρίζει ένα πεπερασμένο αριθμό κυματοδηγούμενων τρόπων μετάδοσης. Η Ενότητα 2.2.3 επικεντρώνεται στο πως η οπτική ίνα βηματικού δείκτη μπορεί να σχεδιαστεί για να υποστηρίζει μόνο μονότροπη κατάσταση και σχολιάζει τις ιδιότητες των μονότροπων οπτικών ινών.

2.2.1 Οι Εξισώσεις του Maxwell

Όπως όλα τα ηλεκτρομαγνητικά φαινόμενα, η μετάδοση των οπτικών πεδίων στις ίνες διέπεται από τις εξισώσεις Maxwell. Για μη αγώγιμο μέσο χωρίς ελεύθερα φορτία, οι εξισώσεις αυτές παίρνουν τη μορφή [27] (σε μονάδες διεθνούς συστήματος SI, βλέπε παράρτημα A)

Οι πυκνότητες αυτές σχετίζονται με τα διανύσματα των πεδίων από τις καταστατικές σχέσεις.

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \end{aligned}$$

όπου ϵ_0 είναι η διηλεκτρικότητα (ή διηλεκτρική σταθερά) του κενού, μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού και \mathbf{P} και \mathbf{M} είναι η επαγόμενη ηλεκτρική και μαγνητική πόλωση, αντίστοιχα. Για τις οπτικές ίνες είναι $\mathbf{M} = 0$ λόγω της μη μαγνητικής φύσης του γυαλιού από πυρίτιο.

Η εκτίμηση της ηλεκτρικής πόλωσης P απαιτεί μία μικροσκοπική κβαντομηχανική προσέγγιση. Παρόλο που μια τέτοια προσέγγιση είναι ουσιαστική όταν η οπτική συχνότητα πλησιάζει τον συντονισμό του μέσου, μια φαινομενολογική σχέση μεταξύ P και E μπορεί να χρησιμοποιηθεί πέρα από τον συντονισμό του μέσου. Έτσι συμβαίνει με τις οπτικές ίνες σε μήκος κύματος $0.5 - 2 \mu\text{m}$, εμβέλεια που καλύπτει την περιοχή χαμηλής απώλειας των οπτικών ινών, που μας ενδιαφέρουν για επικοινωνιακά συστήματα οπτικών ινών. Γενικά, η σχέση μεταξύ P και E μπορεί να είναι μη γραμμική. Παρόλο που τα μη γραμμικά φαινόμενα στις οπτικές ίνες είναι αρκετά ενδιαφέροντα και καλύπτονται στην Ενότητα 2.6, μπορούμε να τα αγνοήσουμε στον σχολιασμό των διάφορων τρόπων μετάδοσης στις ίνες. Τότε, το P σχετίζεται με το E μέσω της σχέσης:

$$P(r, t) = \epsilon_0 \chi(r, t - t') E(r, t') dt'$$

Η γραμμική επιδεκτικότητα χ αποτελεί, σε γενικές γραμμές, δεύτερης τάξης, αλλά υποβιβάζεται σε βαθμωτό για κάποιο ισοτροπικό μέσο όπως το γυαλί πυριτίου. Οι οπτικές ίνες γίνονται ελαφρώς διπλοθλαστικές εξαιτίας ανεπιθύμητων διακυμάνσεων στη μορφή του πυρήνα ή στις κατά τόπους καμπές.

Θα εξετάσουμε τις διπλοθλαστικές αυτές επιδράσεις στην Ενότητα 2.2.3.

Η εξίσωση υποθέτει μία χωρικά τοπική απόκριση. Ωστόσο, αυτή συμπεριλαμβάνει την φυσική καθυστέρηση της προσωρινής απόκρισης, χαρακτηριστικό με σημαντικές επιδράσεις στις επικοινωνίες οπτικών ινών μέσω χρωματικής διασποράς. Οι Εξισώσεις παρέχουν ένα γενικό τυπολόγιο για τη μελέτη της μετάδοσης κυμάτων στις οπτικές ίνες. Στην πράξη, είναι βολικό να χρησιμοποιήσουμε μία μεταβλητή E απλού πεδίου. Παίρνοντας τον στροβιλισμό της Εξίσωσης και χρησιμοποιώντας τις Εξισώσεις παίρνουμε την κυματική εξίσωση

$$\Delta \times \Delta \times E = -1/c^2 \partial^2 E / \partial t^2 - \mu_0 \partial^2 P / \partial t^2$$

όπου η ταχύτητα του φωτός στο κενό καθορίζεται ως συνήθως από $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2}$.

Εισάγοντας τον μετασχηματισμό Fourier του $E(r, t)$ μέσω της σχέσης

$$E(r, \omega) = \int E(r, t) \exp(i\omega t) dt$$

καθώς και μία παρόμοια σχέση για το $P(r, t)$ μπορεί να γραφεί στο πεδίο συχνοτήτων ως:

$$\Delta \times \Delta \times E = -\epsilon(r, \omega) (\omega^2 / c^2) E,$$

όπου η διηλεκτρική σταθερά που εξαρτάται από τη συχνότητα ορίζεται σαν

$$\epsilon(r, \omega) = 1 + \chi(r, \omega),$$

και $\chi(r, \omega)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $\chi(r, t)$. Γενικά η $\varepsilon(r, \omega)$ είναι μιγαδική. Τόσο το πραγματικό όσο και το φανταστικό μέρος της σχετίζονται με τον δείκτη διάθλασης n και με τον συντελεστή απορρόφησης α με τον τύπο

$$\varepsilon = (n + i\alpha c/2\omega)^2$$

Η εξάρτηση αυτή του n αναφέρεται σαν χρωματική διασπορά ή απλώς σαν διασπορά υλικού.

Στην ενότητα 2.3, η διασπορά της ίνας φαίνεται να περιορίζει την λειτουργικότητα των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών με τρόπο καταλυτικό.

Ακόμη μπορούμε να λάβουμε την ε σαν πραγματική και να την αντικαταστήσουμε με την n^2 , εξαιτίας της χαμηλής απώλειας στις ίνες πυριτίου. Επίσης αφού η $n(r, \omega)$ είναι ανεξάρτητη από τη συντεταγμένη του χώρου r τόσο στον πυρήνα όσο και στο περίβλημα της ίνας βηματικού δείκτη, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ταυτότητα

$$\Delta \times \Delta \times E = \Delta(\Delta \cdot E) - \Delta^2 E = -\Delta^2 E$$

όπου χρησιμοποιούμε την σχέση $D = \varepsilon E$ για τον καθορισμό $\Delta \cdot E = 0$.

Η απλοποίηση αυτή έχει γίνει και για τις ίνες διαβαθμισμένου δείκτη. Η εξίσωση ισχύει προσεγγιστικά για όσο διάστημα διαρκούν οι αλλαγές του δείκτη διάθλασης για κλίμακα μήκους μεγαλύτερη από το μήκος κύματος.

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση παίρνουμε

$$\Delta^2 E + n^2(\omega)k_0^2 E = 0$$

όπου ο κυματαριθμός ελεύθερου χώρου k_0 ορίζεται σαν

$$k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$$

και λ είναι το μήκος κύματος κενού του οπτικού πεδίου που ταλαντώνεται σε συχνότητα ω . Η εξίσωση λύνεται παρακάτω για να μας δώσει τους οπτικούς τρόπους μετάδοσης στις ίνες βηματικού δείκτη διάθλασης.

2.2.2 Τρόποι μετάδοσης στην ίνα

Η έννοια των τρόπων μετάδοσης αποτελεί γενική έννοια της οπτικής που εμφανίζεται για παράδειγμα και στη θεωρία των lasers. Ο όρος οπτικός τρόπος μετάδοσης αναφέρεται σε μια συγκεκριμένη λύση της κυματικής εξίσωσης που ικανοποιεί τις κατάλληλες οριακές συνθήκες κι έχει την ιδιότητα η χωρική κατανομή της να μην μεταβάλλεται ανάλογα κατά την μετάδοση. Οι τρόποι μετάδοσης στην ίνα μπορούν να ταξινομηθούν σε κυματοδηγούμενους, διαρρέοντες και ακτινοβολίας.

Όπως θα περίμενε κανείς, η μετάδοση του σήματος σε συστήματα επικοινωνίας οπτικών ινών γίνεται μόνο μέσω κυματοδηγούμενων τρόπων μετάδοσης. Ο σχολιασμός που ακολουθεί επικεντρώνεται αποκλειστικά στους κυματοδηγούμενους τρόπους μετάδοσης μίας ίνας βηματικού δείκτη.

Για να εκμεταλλευτούμε την κυλινδρική συμμετρία, η εξίσωση έχει γραφεί με τις κυλινδρικές συντεταγμένες ρ, φ και z ως εξής

$$\theta^2 E_z / \theta \rho^2 + 1 / \rho \theta E_z / \theta \rho + 1 / \rho^2 \theta^2 E_z / \theta \varphi^2 + \theta^2 E_z / \theta^2 E_z / \theta z^2 + n^2 k_0 E_z = 0$$

όπου μια ίνα βηματικού δείκτη με ακτίνα πυρήνα a , ο δείκτης διάθλασης n έχει τη μορφή

$$n = \begin{cases} n_1 & : \rho \leq a \\ n_2 & : \rho > a \end{cases}$$

Για λόγους απλοποίησης, αφαιρέθηκε η περισπωμένη πάνω από το E και υπονοείται η εξάρτηση όλων των μεταβλητών από τη συχνότητα. Η εξίσωση έχει γραφεί για αξονική συνιστώσα E_z του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου.

Παρόμοιες εξισώσεις μπορούν να γραφούν και για τις πέντε υπόλοιπες συνιστώσες των E και H . Ωστόσο, δεν είναι απαραίτητο να λύσουμε και τις έξι αυτές εξισώσεις, αφού μόνο δύο από τις έξι συνιστώσες είναι ανεξάρτητες.

Συνήθως επιλέγουμε τις E_z και H_z σαν ανεξάρτητες συνιστώσες και παίρνουμε τις $E_\rho, E_\varphi, H_\rho$ και H_φ .

Η εξίσωση λύνεται πολύ εύκολα αν χρησιμοποιήσουμε τη μέθοδο διαχωρισμού των μεταβλητών και γράψουμε την E_z ως

$$E_z(\rho, \varphi, z) = F(\rho)\Phi(\varphi)Z(z).$$

Ακόμη έχουμε

$$\begin{aligned} d^2 Z / dz^2 + \beta^2 Z &= 0 \\ d^2 \Phi / d\varphi^2 + m^2 \Phi &= 0 \\ d^2 F / d\rho^2 + 1 / \rho dF / d\rho + (n^2 k_0^2 - \beta^2 - m^2 / \rho^2) F &= 0 \end{aligned}$$

Η λύση της εξίσωσης έχει τη μορφή $Z=\exp(i\beta z)$, όπου το β έχει τη φυσική σημασία της σταθεράς μετάδοσης. Με τον ίδιο τρόπο η εξίσωση έχει λύση $\Phi=\exp(im\varphi)$, αλλά η σταθερά m έχει τον περιορισμό να παίρνει μόνο ακέραιες τιμές, αφού το πεδίο θα πρέπει να είναι περιοδικό στο φ με περίοδο 2π .

Η Εξίσωση είναι η πασίγνωστη διαφορική εξίσωση για τις συναρτήσεις Bessel. Η γενική λύση στις περιοχές πυρήνα και περιβλήματος δίνεται από τη σχέση

$$F(\rho) = \begin{cases} AJ_m(\kappa\rho) + A' Y_m(\kappa\rho) & : \rho \leq \alpha \\ CK_m(\gamma\rho) + C' I_m(\gamma\rho) & : \rho > \alpha \end{cases}$$

όπου A, A', C και C' είναι σταθερές και J_m, Y_m, K_m, I_m είναι διαφορετικά είδη συναρτήσεων Bessel. Οι παράμετροι κ και γ ορίζονται από τις σχέσεις

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \\ \gamma^2 &= \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \end{aligned}$$

Έχουμε σημαντική απλοποίηση αν χρησιμοποιήσουμε την οριακή συνθήκη κατά την οποία το οπτικό πεδίο, για κυματοδηγούμενο τρόπο μετάδοσης, θα πρέπει να είναι πεπερασμένο όταν $\rho=0$ και να φθίνει μέχρι το μηδέν όταν $\rho \rightarrow \infty$. Αφού το $Y_m(\kappa\rho)$ έχει ιδιόζουσα λύση όταν $\rho=0$, η $F(0)$ μπορεί να παραμείνει πεπερασμένη μόνο αν $A'=0$. Με τον ίδιο τρόπο, η $F(\rho)$ εξαφανίζεται στο άπειρο μόνο αν $C'=0$.

Η γενική λύση έχει την ακόλουθη μορφή

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(\kappa\rho)\exp(im\varphi)\exp(i\beta z) & : \rho \leq \alpha \\ CK_m(\gamma\rho)\exp(im\varphi)\exp(i\beta z) & : \rho > \alpha \end{cases}$$

Η ίδια μέθοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να πάρουμε την H_z , που επίσης ικανοποιεί την εξίσωση. Πράγματι, η λύση είναι η ίδια, αλλά με διαφορετικές σταθερές B και D , δηλαδή,

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(\kappa\rho)\exp(im\varphi)\exp(i\beta z) & : \rho \leq \alpha \\ DK_m(\gamma\rho)\exp(im\varphi)\exp(i\beta z) & : \rho > \alpha \end{cases}$$

Οι άλλες τέσσερις συνιστώσες $E_\rho, E_\varphi, H_\rho$ και H_φ μπορούν να εκφραστούν μέσω των E_z και H_z χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις Maxwell. Στην περιοχή του πυρήνα παίρνουμε τις σχέσεις:

$$E_\rho = i/\kappa^2 (\beta \theta E_z / \theta\rho + \mu_0 \omega / \rho \theta H_z / \theta\varphi)$$

$$E_\varphi = i/\kappa^2 (\beta / \rho \theta E_z / \theta\varphi - \mu_0 \omega \theta H_z)$$

$$H_\rho = i/\kappa^2 (\beta \theta H_z / \theta\rho - \epsilon_0 \omega^2 / \rho \theta E_z / \theta\varphi)$$

$$H_\phi = i/\kappa^2(\beta/\rho \theta H_z/\theta\phi + \epsilon\omega n^2 \omega \theta E_z/\theta\rho)$$

Οι Εξισώσεις αυτές μπορούν να χρησιμοποιηθούν στην περιοχή του περιβλήματος αφού αντικαταστήσουμε το κ^2 με το $-\gamma^2$.

Οι εξισώσεις εκφράζουν το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο στον πυρήνα και στις περιοχές περιβλήματος μίας οπτικής ίνας σε συνάρτηση των τεσσάρων σταθερών A, B, C, και D. Καθορίζουμε τις σταθερές αυτές εφαρμόζοντας την οριακή συνθήκη, όπου οι επαπτόμενες συνιστώσες των E και H είναι συνεχείς στο σημείο επαφής πυρήνα-περιβλήματος. Αν θέσουμε σαν απαραίτητη προϋπόθεση τη συνέχεια των E_z , H_z , E_ϕ , και H_ϕ όταν $\rho = a$, παίρνουμε ένα σύνολο τεσσάρων ομογενών εξισώσεων που ικανοποιούνται από τις A, B, C και D. Οι εξισώσεις αυτές έχουν μη μηδενική λύση μόνο αν μηδενίζεται η ορίζουσα των συντελεστών του πίνακα.

Μετά από εκτεταμένες αλγεβρικές πράξεις, η συνθήκη αυτή μας οδηγεί στην ακόλουθη εξίσωση ιδιοτιμών:

$$\frac{[J'_m(\kappa a)/\kappa J_m(\kappa a) + K'_m(\gamma a)/\gamma K_m(\gamma a)]}{[J'_m(\kappa a)/\kappa J_m(\kappa a) + n_2^2/n_1^2 K'_m(\gamma a)]} = [2m\beta(n_1 - n_2)]^2$$

όπου ο τόνος δηλώνει παραγώγιση σε σχέση με το όρισμα.

Για ένα δεδομένο σύνολο των παραμέτρων k_0 , a , n_1 και n_2 , η εξίσωση ιδιοτιμών μπορεί να επιλυθεί αριθμητικά για να καθορίσουμε τη σταθερά μετάδοσης β .

Γενικά, μπορεί να επιδέχεται πολλές λύσεις για κάθε ακέραιη τιμή της m . Συνήθως, αριθμούμε τις λύσεις αυτές με φθίνουσα αρίθμηση και τις συμβολίζουμε σαν β_{mn} με δεδομένο m ($n=1, 2, \dots$).

Κάθε τιμή της β_{mn} αντιστοιχεί σε ένα δυνατό τρόπο μετάδοσης του οπτικού πεδίου, του οποίου η χωρική κατανομή λαμβάνεται από τις εξισώσεις. Αφού η κατανομή πεδίου δεν μεταβάλλεται με την μετάδοση, εκτός από ένα συντελεστή φάσης, και ικανοποιεί κάθε οριακή συνθήκη, αποτελεί οπτικό τρόπο μετάδοσης στην ίνα. Τόσο η E_z όσο και η H_z είναι μη μηδενικές (εκτός όταν $m=0$), σε αντίθεση με τους επίπεδους κυματοδηγούς, για τους οποίους ένας μπορεί να θεωρηθεί ίση με το μηδέν. Γι' αυτό το λόγο και αναφερόμαστε στους τρόπους μετάδοσης στην οπτική ίνα σαν υβριδικοί τρόποι μετάδοσης και συμβολίζονται σαν HE_{mn} και ανάλογα με το αν επικρατεί η H_z ή η E_z .

Στην ειδική περίπτωση όπου $m=0$, οι HE_{0n} και EH_{0n} συμβολίζονται επίσης και σαν TE_{0n} και TM_{0n} αντίστοιχα, αφού αντιστοιχούν στον εγκάρσιο-ηλεκτρικό ($E_z=0$) και στον εγκάρσιο-μαγνητικό ($H_z=0$) τρόπο μετάδοσης.

Χρησιμοποιείται κι ένας ακόμη συμβολισμός LP_{mn} για ίνες με ασθενή κυματοδηγηση για τις οποίες και η E_z και η H_z είναι σχεδόν μηδενικές (LP σημαίνει γραμμικά πολωμένοι τρόποι μετάδοσης).

Ένας τρόπος μετάδοσης καθορίζεται μοναδικά από τη σταθερά μετάδοσης του β . Θα μας φανεί χρήσιμη η εισαγωγή ενός μεγέθους $n = \beta/k_0$, που ονομάζεται και δείκτης διάθλασης τρόπου ή αλλιώς ενεργός δείκτης διάθλασης κι έχει τη φυσική σημασία ότι κάθε ίνα μεταδίδει ένα τρόπο με ενεργό δείκτη διάθλασης n , του οποίου η τιμή εμπεριέχεται στη σχέση $n_1 > n > n_2$.

Ένας τρόπος μετάδοσης παύει να κυματοδηγείται όταν $n < n_2$.

Αυτό γίνεται κατανοητό αν σημειώσουμε ότι το οπτικό πεδίο των κυματοδηγούμενων τρόπων μετάδοσης μειώνεται εκθετικά στο εσωτερικό του στρώματος περιβλήματος αφού είναι

$$K_m(\gamma\rho) = (\pi/2\gamma\rho)^{1/2} \exp(-\gamma\rho) \quad \text{για} \quad \gamma\rho \gg 1.$$

Όταν $n_1 < n_2$ είναι $\gamma^2 < 0$ σύμφωνα με την εξίσωση και δεν εμφανίζεται η εκθετική μείωση. Λέμε ότι ο τρόπος μετάδοσης φτάνει σε επίπεδο αποκοπής όταν $\gamma=0$ ή όταν $n_1=n_2$. Από την εξίσωση $k=k_0(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ όταν $\gamma=0$. Μία παράμετρος που παίζει σημαντικό ρόλο στον καθορισμό της συνθήκης αποκοπής ορίζεται ως εξής

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = (2\pi/\lambda) a n_1 \Delta.$$

Αυτή ονομάζεται κανονικοποιημένη συχνότητα ($V=\omega$) ή απλώς παράμετρος V. Επίσης εδώ έχουμε να εισάγουμε μία κανονικοποιημένη σταθερά μετάδοσης b που ορίζεται από τη σχέση:

$$b = \beta/k_0 - n_2/n_1 - n_2 = n - n_2/n_1 - n_2.$$

Μία ίνα με μεγάλη τιμή V υποστηρίζει οποιονδήποτε τρόπο μετάδοσης. Μπορούμε να υπολογίσουμε χονδρικά τον αριθμό των τρόπων μετάδοσης για τέτοιου είδους πολύτροπες ίνες με τον τύπο $V^2/2$.

Για παράδειγμα, μία τυπική πολύτροπη ίνα με $a=25 \mu\text{m}$ και $\Delta=5 \times 10^{-3}$ έχει $V=18$ με $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ και υποστηρίζει περίπου 162 τρόπους μετάδοσης.

Ωστόσο, ο αριθμός των τρόπων μετάδοσης μειώνεται ραγδαία καθώς μειώνεται η V. Ακόμη μία ίνα με $V=5$ υποστηρίζει επτά τρόπους μετάδοσης. Κάτω από μία συγκεκριμένη τιμή της V όλοι οι τρόποι μετάδοσης εκτός του HE αποκόπτονται. Αυτού του είδους οι ίνες υποστηρίζουν ένα και μοναδικό τρόπο μετάδοσης και γι' αυτό ονομάζονται μονότροπες. Οι ιδιότητες των μονότροπων ινών περιγράφονται παρακάτω.

2.2.3 Μονότροπες Ίνες

Οι μονότροπες ίνες υποστηρίζουν μόνο τον τρόπο HE, που είναι γνωστός και σαν ο βασικός ή θεμελιώδης τρόπος μετάδοσης στην ίνα. Η ίνα έχει σχεδιαστεί έτσι ώστε όλοι οι τρόποι μετάδοσης μεγαλύτερης τάξης να αποκόπτονται στο μήκος κύματος λειτουργίας.

Μονότροπη συνθήκη

Η μονότροπη συνθήκη καθορίζεται από την τιμή της V όπου οι τρόποι μετάδοσης TE_{01} και TM_{01} φτάνουν σε αποκοπή. Μπορούμε να πάρουμε τις εξισώσεις ιδιοτιμών γι' αυτούς τους δύο τρόπους μετάδοσης αν ορίσουμε $m=0$ στην εξίσωση και δίνονται από τις

$$\begin{aligned} kJ_0(\kappa a)K'_0(\gamma a) + \gamma J'_0(\gamma a)K_0(\gamma a) &= 0 \\ \kappa n_2^2 J_0(\kappa a)K'_0(\gamma a) + \gamma n_1^2 J'_0(\gamma a)K_0(\gamma a) &= 0 \end{aligned}$$

Ένας τρόπος μετάδοσης φτάνει σε αποκοπή όταν $\gamma=0$. Αφού λοιπόν $\kappa a=V$ όταν $\gamma=0$, η συνθήκη αποκοπής και για τους δύο τρόπους μετάδοσης δίνεται απλώς από τον τύπο

$$J_0(V) = 0.$$

Η ελάχιστη τιμή της V , για την οποία $J_0(V)=0$, είναι 2,405. Μία ίνα έχει σχεδιαστεί έτσι ώστε όταν $V < 2,405$ να υποστηρίζει μόνο τον βασικό τρόπο HE_{11} . Αυτή είναι η μονότροπη συνθήκη.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση για να εκτιμήσουμε την ακτίνα του πυρήνα μίας μονότροπης ίνας που χρησιμοποιείται στα οπτικά συστήματα. Για λειτουργικό μήκος κύματος μεταξύ 1.3-1.6 μm , η ίνα έχει γενικά σχεδιαστεί ώστε να γίνει μονότροπη για $\lambda > 1.2 \mu\text{m}$.

Αν έχουμε $\lambda=1.2 \mu\text{m}$, $n_1=1.45$ και $\Delta=5 \times 10^{-3}$ η εξίσωση δείχνει ότι $V < 2.405$ για ακτίνα πυρήνα $a < 3.2 \mu\text{m}$. Η απαραίτητη ακτίνα του πυρήνα μπορεί να αυξηθεί μέχρι περίπου 4 μm μειώνοντας την Δ σε 3×10^{-3} .

Πράγματι, οι περισσότερες οπτικές ίνες τηλεπικοινωνιών έχουν σχεδιαστεί με $a=4 \mu\text{m}$.

Δείκτης διάθλασης του τρόπου μετάδοσης

Μπορούμε να βρούμε τον δείκτη τρόπου μετάδοσης n στο μήκος κύματος λειτουργίας σύμφωνα με την οποία έχουμε:

$$n = n_2 + b(n_1 - n_2) = n_2(1 + b\Delta)$$

που μας παρέχει την b σαν συνάρτηση της V για τον τρόπο HE .

Μία αναλυτική προσέγγιση της b είναι:

$$b(V) = (1.1428 - 0.9960/V)^2$$

και είναι ακριβής κατά 0.2% για V μεταξύ 1.5-2.5.

Κατανομή Πεδίου

Η κατανομή πεδίου του βασικού τρόπου μετάδοσης βρίσκεται χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις. Οι αξονικές συνιστώσες E_z και H_z είναι αρκετά μικρές για $\Delta \ll 1$. Επομένως, ο τρόπος μετάδοσης HE είναι σχεδόν γραμμικά πολωμένος για ίνες ασθενούς κυματοδότησης.

Συμβολίζεται επίσης και σαν LP_{01} , ακολουθώντας μία άλλη ορολογία, όπου όλοι οι τρόποι μετάδοσης στην ίνα θεωρούνται γραμμικά πολωμένοι. Μία από τις εγκάρσιες συνιστώσες μπορεί να θεωρηθεί ίση με μηδέν για ένα τρόπο μετάδοσης γραμμικά πολωμένο.

Αν θέσουμε $E_y=0$, η συνιστώσα E_x του ηλεκτρικού πεδίου για τον τρόπο μετάδοσης HE_{11} δίνεται από την

$$E_z = E_0 \left\{ \begin{array}{ll} [J_0(\kappa\rho)/J_0(\kappa\alpha)] \exp(i\beta z) & : \rho < \alpha \\ [K_0(\gamma\rho)/K_0(\gamma\alpha)] \exp(i\beta z) & : \rho > \alpha \end{array} \right.$$

όπου η E_0 αποτελεί σταθερά σχετική με την ισχύ που μεταφέρεται από τον τρόπο μετάδοσης. Η επικρατέστερη συνιστώσα του αντίστοιχου μαγνητικού πεδίου δίνεται από τον τύπο $H_y = n_2(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} E_x$. Αυτός ο τρόπος μετάδοσης είναι γραμμικά πολωμένος κατά μήκος του άξονα x .

Η οπτική ίνα επίσης υποστηρίζει κι ένα άλλο τρόπο μετάδοσης γραμμικά πολωμένο κατά μήκος του άξονα y . Έτσι, μία μονότροπη ίνα ουσιαστικά υποστηρίζει δύο ορθογώνια πολωμένους τρόπους μετάδοσης που είναι εκφυλισμένοι, αφού έχουν τον ίδιο δείκτη τρόπου μετάδοσης n .

Διπλοθλαστικότητα

Η εκφυλισμένη φύση των ορθογώνια πολωμένων τρόπων μετάδοσης ισχύει μόνο για μία ιδανική μονότροπη ίνα με τέλεια κυλινδρικό πυρήνα ομοιόμορφης διαμέτρου. Οι πραγματικές ίνες παρουσιάζουν σημαντική διαφοροποίηση στη μορφή του πυρήνα σε όλο τους το μήκος. Επίσης, μπορεί να υποστούν ανισομερή πίεση, με αποτέλεσμα να καταστραφεί η κυλινδρική συμμετρία της ίνας.

Ο εκφυλισμός μεταξύ των ορθογώνια πολωμένων τρόπων μετάδοσης στην ίνα εκλείπει λόγω των παραγόντων αυτών κι έτσι η ίνα παρουσιάζει διπλοθλαστικότητα. Ο βαθμός διπλοθλαστικότητας ορίζεται από την

$$B = |n_x - n_y|,$$

όπου n_x και n_y είναι οι δείκτες διάθλασης των ορθογώνια πολωμένων τρόπων μετάδοσης στην ίνα. Η διπλοθλαστικότητα οδηγεί σε περιοδική ανταλλαγή ισχύος ανάμεσα στις δύο συνιστώσες πόλωσης. Η περίοδος, που ονομάζεται μήκος συμβολής δίνεται από την

$$L_B = \lambda/B.$$

Τυπικά, είναι $B \sim 10^{-7}$ και $L_B \sim 10\text{m}$ για $\lambda \sim 1\mu\text{m}$. Από φυσική άποψη, το γραμμικά πολωμένο φως παραμένει ως έχει μόνο όταν πολώνεται κατά μήκος του ενός από τους δύο βασικούς άξονες. Διαφορετικά, η κατάσταση πόλωσης του μεταβάλλεται κατά μήκος της ίνας από γραμμική σε ελλειπτική και ξανά σε γραμμική, με τρόπο περιοδικό σε απόσταση L_B . Στις συμβατικές μονότροπες ίνες, η B δεν είναι σταθερή κατά μήκος της ίνας αλλά μεταβάλλεται τυχαία εξαιτίας των διακυμάνσεων στη μορφή του πυρήνα και της ανισομερούς πίεσης που ασκείται σ' αυτόν.

Σαν αποτέλεσμα, το φως που εισάγεται μέσα στην ίνα με γραμμική πόλωση πολύ σύντομα φτάνει στην κατάσταση αυθαίρετης πόλωσης. Η κατάσταση άγνωστης πόλωσης γενικά δεν αποτελεί πρόβλημα για τα οπτικά συστήματα επικοινωνιών, των οποίων οι δέκτες ανιχνεύουν άμεσα την ολική ένταση. Ωστόσο, δεν συμβαίνει το ίδιο και με τα σύμφωνα συστήματα επικοινωνίας στα οποία είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε σύμφωνους δέκτες χωρίς ευαισθησία στην πόλωση.

Μπορούμε να κατασκευάσουμε ίνες στις οποίες οι τυχαίες διακυμάνσεις της μορφής του πυρήνα και το μέγεθος δεν αποτελούν σημαντικούς παράγοντες στον καθορισμό της κατάστασης πόλωσης. Οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες διατήρησης της πόλωσης. Μία μεγάλη ποσότητα διπλοθλαστικότητας εισάγεται εσκεμμένα σ' αυτές τις ίνες, μέσω τροποποιήσεων στον σχεδιασμό τους, έτσι ώστε οι μικρές αυτές τυχαίες διακυμάνσεις της διπλοθλαστικότητας να μην επηρεάζουν σημαντικά την πόλωση του φωτός. Τυπικά, είναι $B \cdot 10^{-4}$ για τέτοιου είδους ίνες.

Μέγεθος δέσμης

Αφού η κατανομή του πεδίου που δίνεται είναι άβολη για πρακτική χρήση, συνήθως χρησιμοποιούμε την Γκαουσιανή κατανομή του τύπου

$$E_z = A \exp(-p^2/\omega^2) \exp(i\beta z)$$

όπου ω είναι η ακτίνα πεδίου γνωστή και σαν μέγεθος δέσμης. Αυτό καθορίζεται αν προσαρμόσουμε την ακριβή κατανομή στην Γκαουσιανή συνάρτηση ή αλλιώς ακολουθώντας μία μέθοδο μεταβολών. Η ποιότητα της προσαρμογής, σε γενικές γραμμές, είναι αρκετά καλή για τιμές της V γύρω στο 2.

Το μέγεθος της δέσμης w μπορεί να οριστεί με μία αναλυτική προσέγγιση με ακρίβεια 1% για $1.2 < V < 2.4$ που δίνεται από τη σχέση:

$$w/\alpha = 0.65 + 1.619 V^{-3/2} + 2.879 V^{-6}.$$

Μπορούμε να πάρουμε το κλάσμα της ισχύος που περιέχεται στον πυρήνα και δίνεται από τον συντελεστή περιορισμού:

$$\Gamma = P_{\text{core}}/P_{\text{total}} = |E_z|^2 / E_z \rho d\rho / \rho d\rho = 1 - \exp(-2\alpha^2/\omega^2)$$

Οι εξισώσεις καθορίζουν το κλάσμα της ισχύος του τρόπου μετάδοσης που εμπεριέχεται στον πυρήνα για δεδομένη τιμή της V . Παρόλο που το 75% της ισχύος βρίσκεται στον πυρήνα για $V=2$, το ποσοστό αυτό μειώνεται στο 20% για $V=1$. Γι' αυτό, οι περισσότερες μονότροπες ίνες, που χρησιμοποιούνται στις τηλεπικοινωνίες, έχουν σχεδιαστεί ώστε να λειτουργούν στην περιοχή $2 < V < 2.4$.

2.3 ΔΙΑΣΠΟΡΑ ΣΤΙΣ ΜΟΝΟΤΡΟΠΕΣ ΙΝΕΣ

Στην Ενότητα 2.1 είδαμε πως η διασπορά λόγω εσωτερικών τρόπων μετάδοσης στις πολύτροπες ίνες οδηγεί σε σημαντική διεύρυνση των οπτικών παλμών μικρής διάρκειας (~ 10 ns/km). Στην περιγραφή μέσω γεωμετρικής οπτικής, η διεύρυνση αυτή αποδόθηκε στις διαφορετικές διαδρομές που ακολούθησε η κάθε ακτίνα. Στην τροπολογική περιγραφή, σχετίστηκε με τους διαφορετικούς δείκτες διάθλασης των τρόπων μετάδοσης (ή αλλιώς ταχύτητες ομάδας), που αντιστοιχούν σε διαφορετικούς τρόπους μετάδοσης.

Το βασικό πλεονέκτημα των μονότροπων ινών είναι ότι δεν έχουν διασπορά λόγω εσωτερικών τρόπων μετάδοσης, απλώς επειδή η ενέργεια του εκπεμπόμενου παλμού μεταφέρεται μέσω ενός και μόνο τρόπου μετάδοσης.

Ωστόσο, η παλμική διεύρυνση δεν εξαφανίζεται εντελώς. Η ταχύτητα ομάδας, που σχετίζεται με τον βασικό τρόπο μετάδοσης, εξαρτάται από τη συχνότητα εξαιτίας της χρωματικής διασποράς.

Σαν αποτέλεσμα, οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες του παλμού μεταδίδονται με ελαφρώς διαφορετικές ταχύτητες ομάδας, φαινόμενο που ονομάζεται διασπορά ταχύτητας ομάδας (GVD, Group Velocity Dispersion), ενδοτροπική διασπορά, ή απλώς διασπορά στην ίνα. Η ενδοτροπική διασπορά έχει δύο συνιστώσες, την διασπορά υλικού και τη διασπορά κυματοδήγησης.

Θα εξετάσουμε και τις δύο και θα σχολιάσουμε τον τρόπο με τον οποίο η GVD περιορίζει την λειτουργικότητα των οπτικών συστημάτων, που χρησιμοποιούν μονότροπες ίνες.

2.3.1 Διασπορά Ταχύτητας Ομάδας(GVD)

Ας πάρουμε μία μονότροπη ίνα μήκους L . Στην έξοδο της ίνας θα φθάσει συγκεκριμένη φασματική συνιστώσα με συχνότητα ω μετά από χρονική καθυστέρηση $T=L/u_g$, όπου u_g είναι η ταχύτητα ομάδας, που ορίζεται ως εξής

$$u_g = (d\beta/d\omega)^{-1}$$

Χρησιμοποιώντας $\beta = n k_0 = n \omega/c$ στην εξίσωση, μπορούμε να αποδείξουμε ότι $u_g = c/n_g$, όπου n_g είναι ο δείκτης διάθλασης ομάδας που δίνεται από την

$$n_g = n + \omega(dn/d\omega)$$

Η εξάρτηση της ταχύτητας ομάδας από τη συχνότητα οδηγεί σε παλμική διεύρυνση απλώς επειδή οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες του παλμού διασκορπίζονται κατά την διάρκεια της μετάδοσης και δεν φτάνουν ταυτόχρονα στην έξοδο της ίνας. Αν $\Delta\omega$ είναι το φασματικό εύρος του παλμού, η έκταση της διεύρυνσης του παλμού για μια ίνα μήκους L διέπεται από τη σχέση:

$$\Delta T = dT/d\omega \Delta\omega = d/d\omega(L/u_g)\Delta\omega = L d^2 \beta/d\omega^2 \Delta\omega = L\beta_2\Delta\omega,$$

Ακόμη η παράμετρος $\beta_2 = d^2 \beta/d\omega^2$ είναι γνωστή και σαν παράμετρος GVD. Αυτή καθορίζει το πόσο θα διευρυνθεί ένας οπτικός παλμός κατά την μετάδοση του μέσα στην ίνα.

Σε μερικά οπτικά συστήματα επικοινωνιών, η εξάπλωση της συχνότητας $\Delta\omega$ καθορίζεται από την περιοχή των μηκών κύματος $\Delta\lambda$, που εκπέμπονται από μία οπτική πηγή. Συνήθως χρησιμοποιούμε $\Delta\lambda$ αντί για $\Delta\omega$.

Αν $\omega = 2\pi c/\lambda$ και $\Delta\omega = (-2\pi c/\lambda^2)\Delta\lambda$, η εξίσωση μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\Delta T = d/d\lambda (L/u_g)\Delta\omega = DL \Delta\lambda$$

όπου

$$D = d/d\lambda(1/u_g) = -2\pi c/\lambda^2 \beta^2$$

D ονομάζουμε την παράμετρο διασποράς κι εκφράζεται σε μονάδες ps/(km-nm).

Η επίδραση της διασποράς στον ρυθμό μετάδοσης bit B υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το κριτήριο $B\Delta T < 1$ με τρόπο παρόμοιο μ' εκείνον της Ενότητας 2.1. Αν χρησιμοποιήσουμε το ΔT από την εξίσωση η συνθήκη αυτή γίνεται

$$BL|D|\Delta\lambda < 1.$$

Η εξίσωση παρέχει ένα υπολογισμό της τάξης μεγέθους του γινομένου BL για τις μονότροπες ίνες. Η εξάρτηση της D από το μήκος κύματος θα μελετηθεί στις επόμενες δύο υποενότητες.

Στις συνηθισμένες ίνες πυριτίου, η D είναι σχετικά μικρή στην περιοχή μήκους κύματος γύρω στα 1.3 μm [$D \sim 1 \text{ps}/(\text{km-nm})$]. Για ένα ημιαγωγό laser, το φασματικό εύρος $\Delta\lambda$ είναι μεταξύ 2-4nm ακόμη κι όταν το laser λειτουργεί με διάφορους διαμήκεις τρόπους μετάδοσης. Το γινόμενο BL τέτοιου είδους οπτικών συστημάτων μπορεί να υπερβεί τα 100(Gb/s)-km. Πράγματι, τα συστήματα τηλεπικοινωνιών 1.3- μm τυπικά λειτουργούν με ρυθμό μετάδοσης bit 2Gb/s και με απόσταση μεταξύ επαναληπτών 40-50 km. Το γινόμενο BL μίας μονότροπης ίνας μπορεί να υπερβεί το 1(Tb/s)-km όταν χρησιμοποιούμε μονότροπους laser ημιαγωγούς για να μειώσουμε την $\Delta\lambda$ κάτω από το 1nm.

Η παράμετρος διασποράς D μπορεί να μεταβάλλεται σημαντικά όταν το μήκος κύματος λειτουργίας μεταβληθεί από τα 1.3 μm .

Η εξάρτηση αυτή της D από το μήκος κύματος ρυθμίζεται από την εξάρτηση του δείκτη τρόπου μετάδοσης n από τη συχνότητα. Η D μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$D = -2\pi c/\lambda^2 d/d\omega (1/v_g) = -2\pi/\lambda^2 (2 dn/d\omega + \omega + \omega d^2 n/d\omega^2).$$

Αν αντικαταστήσουμε το n τότε η D μπορεί να γραφεί σαν το άθροισμα των δύο όρων,

$$D = D_M + D_W,$$

όπου η διασπορά υλικού D_M και η διασπορά κυματοδότησης D_W δίνονται από τις σχέσεις :

$$D_M = -2\pi/\lambda^2 dn_{2g}/d\omega = 1/c dn_{2g}/d\lambda$$

$$D_W = -2\pi\Delta/\lambda^2 [n_{2g}^2 2g/n_2 \omega V d^2 (Vb)/dV^2 + dn_{2g}/d\omega d(Vb)/dV]$$

Εδώ, n_{2g} είναι ο δείκτης διάθλασης ομάδας του υλικού του περιβλήματος και οι παράμετροι V και b δίνονται αντίστοιχα. Η παράμετρος Δ θεωρήσαμε ότι εξαρτάται από τη συχνότητα. Ένας τρίτος όρος, γνωστός σαν διαφορική διασπορά υλικού θα πρέπει να προστεθεί όταν $d\Delta/d\omega \neq 0$. Ωστόσο, η συνεισφορά του είναι πρακτικά αμελητέα.

2.3.2 Διασπορά Υλικού

Η διασπορά υλικού εμφανίζεται επειδή ο δείκτης διάθλασης του πυριτίου, υλικό που χρησιμοποιείται για την κατασκευή της ίνας, μεταβάλλεται με την οπτική συχνότητα ω . Σε βασικό επίπεδο, η προέλευση της διασποράς υλικού σχετίζεται με τις χαρακτηριστικές συχνότητες συντονισμού, στις οποίες το υλικό απορροφά την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Πέρα από τις συχνότητες συντονισμού του μέσου, ο δείκτης διάθλασης $n(\omega)$ προσεγγίζεται κατά πολύ με την εξίσωση Sellmeier:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^M B_j \omega_j^2 / (\omega_j^2 - \omega^2)$$

όπου ω_j είναι η συχνότητα συντονισμού και B_j είναι η ισχύς του ταλαντωτή.

Εδώ, n σημαίνει είτε n_1 είτε n_2 , ανάλογα με το αν λάβουμε υπόψη τις ιδιότητες διασποράς του πυρήνα ή του περιβλήματος.

Στην περίπτωση των οπτικών ινών, οι παράμετροι B_j και ω_j βρίσκονται εμπειρικά, αν προσαρμόσουμε τις καμπύλες διασποράς, που υπολογίσαμε ήδη με $M=3$. Οι καμπύλες αυτές εξαρτώνται από την ποσότητα προσμείξεων και πινακοποιήθηκαν για τα διάφορα είδη ινών. Για το καθαρό πυρίτιο οι παράμετροι αυτές είναι $B_1=0.6961663, B_2=0.4079426, B_3=0.8974794$, $\lambda_1=0.0684043\mu\text{m}$, $\lambda_2=0.1162414\mu\text{m}$, και $\lambda_3=9.896161\mu\text{m}$, όπου $\lambda_j=2\pi c/\omega_j$ με $j=1-3$.

Χρησιμοποιώντας τις τιμές των παραμέτρων αυτών μπορούμε να βρούμε το δείκτη διάθλασης ομάδας $n_g = n + \omega(dn/d\omega)$.

Η διασπορά υλικού D_M σχετίζεται με την κλίση του n_g μέσω της σχέσης $D_M=c^{-1}(dn_g/d\lambda)$. Φαίνεται ότι $dn_g/d\lambda=0$ όταν $\lambda=1.276\mu\text{m}$.

Το συγκεκριμένο μήκος κύματος ονομάζεται μήκος κύματος μηδενικής διασποράς λ_{ZD} , αφού $D_M=0$ όταν $\lambda=\lambda_{ZD}$. Η παράμετρος διασποράς D_M είναι αρνητική κάτω από το λ_{ZD} , και θετική πάνω από αυτό. Σε μήκος κύματος μεταξύ 1.25-1.66 μm μπορούμε να το προσεγγίσουμε μέσω της εμπειρικής σχέσης

$$D_M = 122(1 - \lambda_{ZD}/\lambda).$$

Θα πρέπει να τονίσουμε ότι $\lambda_{ZD}=1.276\mu\text{m}$ μόνο για το καθαρό πυρίτιο.

Αυτό μπορεί να μεταβάλλεται μεταξύ 1.27-1.29 μm για οπτικές ίνες των οποίων ο πυρήνας και το περίβλημα έχουν εμπλουτιστεί, ώστε να μεταβληθεί ο δείκτης διάθλασης τους. Το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς στις οπτικές ίνες επίσης εξαρτάται από την ακτίνα του πυρήνα a και το βήμα του δείκτη διάθλασης Δ , λόγω της επίδρασης της κυματοδότησης στην ολική διασπορά.

2.3.3 Διασπορά Κυματοδήγησης

Η επίδραση της διασποράς κυματοδήγησης D_w στην παράμετρο διασποράς D δίνεται και εξαρτάται από την παράμετρο V της ίνας.

Οι τυπικές τιμές της D κυμαίνονται μεταξύ 15-18 ps/(km-nm) στα 1.55 μm . Αυτή η περιοχή μήκους κύματος μας ενδιαφέρει αρκετά για τα οπτικά συστήματα, αφού όπως θα δούμε και στην Ενότητα 2.5, η απώλεια στην ίνα είναι ελάχιστη στα 1.55 μm . Αν η D έχει μεγάλες τιμές, τότε περιορίζεται η λειτουργικότητα των οπτικών συστημάτων 1.55 μm .

Αφού η συνεισφορά της κυματοδήγησης D_w εξαρτάται από τις παραμέτρους των ινών, όπως η ακτίνα του πυρήνα a και η διαφορά δείκτη Δ , είναι δυνατόν να σχεδιάσουμε μία ίνα έτσι ώστε το λ_{ZD} να ολισθήσει γύρω στα 1.55 μm .

Οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες ολισθημένης διασποράς. Μπορούμε επίσης να διαμορφώσουμε την κυματοδήγηση έτσι ώστε η ολική διασπορά D να είναι σχετικά μικρή για μήκος κύματος μεταξύ 1.3-1.6 μm . Οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες επίπεδης διασποράς.

Ο σχεδιασμός των ινών τροποποιημένης διασποράς συμπεριλαμβάνει τη χρήση πολλαπλών στρωμάτων περιβλήματος καθώς και την κατάλληλη διαμόρφωση του προφίλ του δείκτη διάθλασης. Στην Ενότητα 2.7 θα σχολιάσουμε τα ζητήματα σχεδιασμού. Από το 1991, χρησιμοποιούμε τη διασπορά κυματοδήγησης για την παραγωγή ινών, των οποίων η GVD μειώνεται κατά μήκος τους λόγω των αξονικών μεταβολών της ακτίνας του πυρήνα.

Οι ίνες αυτές ονομάζονται ίνες μειωμένης διασποράς κι έχουν βρει εφαρμογή στο πεδίο των σολιτονίων.

2.3.4 Διασπορά Ανώτερης Τάξης

Το γινόμενο BL μίας μονότροπης οπτικής ίνας μπορεί να αυξηθεί επ' άπειρο με λειτουργικό μήκος κύματος μηδενικής διασποράς λ_{ZD} , όπου $D=0$. Το φαινόμενο της διασποράς, ωστόσο δεν εξαλείφεται εντελώς όταν $\lambda = \lambda_{ZD}$. Οι οπτικοί παλμοί ακόμη υφίστανται διεύρυνση εξαιτίας των φαινομένων διασποράς ανώτερης τάξης. Το χαρακτηριστικό αυτό δεν μπορεί να μηδενιστεί σε κάθε μήκος κύματος, που εμπεριέχεται στο παλμικό φάσμα με κέντρο το λ_{ZD} . Είναι ολοφάνερο πως η εξάρτηση της D από το μήκος κύματος θα παίζει κάποιο ρόλο στη παλμική διεύρυνση.

Τα φαινόμενα διασποράς ανώτερης τάξης διέπονται από τον τύπο κλίσης διασποράς $S=dD/d\lambda$. Η παράμετρος S ονομάζεται και παράμετρος διαφορικής διασποράς, ή αλλιώς παράμετρος διασποράς δεύτερης τάξης.

Ακόμη έχουμε

$$S = (2\pi c/\lambda^2)^2 \beta_3 + (4\pi c/\lambda^3)\beta_2$$

όπου $\beta_3=d\beta_2/d\omega=d^3\beta/d\omega^3$. Όταν $\lambda=\lambda_{ZD}$, τότε $\beta_2=0$ και η S είναι ανάλογη με το β_3 .

Για πηγή με φασματικό εύρος $\Delta\lambda$, η ενδεδειγμένη τιμή της παραμέτρου διασποράς γίνεται $D=S\Delta\lambda$. Ο περιορισμός του γινομένου του ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την τιμή της D με την

$$BL|S|(\Delta\lambda)^2 < 1$$

Για ένα πολύτροπο laser ημιαγωγού με $\Delta\lambda = 2$ nm και μία οπτική ίνα ολισθημένης διασποράς με $S=0.05\text{ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ με $\lambda=1.55\mu\text{m}$, το γινόμενο BL μπορεί να φτάσει τα $5(\text{Tb/s})\cdot\text{km}$. Μπορούμε να βελτιώσουμε το γινόμενο αυτό ακόμη περισσότερο χρησιμοποιώντας μονότροπο laser ημιαγωγού.

2.3.5 Διασπορά Πόλωσης – Τρόπου Μετάδοσης

Μία δυνατή πηγή διεύρυνσης παλμού σχετίζεται με τη διπλοθλαστικότητα της ίνας. Όπως σχολιάσαμε στην Ενότητα 2.2.3, οι μικρές αποκλίσεις από την τέλεια κυλινδρική συμμετρία οδηγούν σε διπλοθλαστικότητα, εξαιτίας του διαφορετικού δείκτη τρόπου μετάδοσης, ο οποίος σχετίζεται με τις ορθογώνια πολωμένες συνιστώσες του βασικού τρόπου μετάδοσης στην ίνα. Αν ο παλμός εισόδου διεγείρει και τις δυο συνιστώσες πόλωσης, αυτός διευρύνεται στην έξοδο, αφού οι δύο αυτές συνιστώσες διασκορπίζονται κατά μήκος της ίνας, εξαιτίας της διαφορετικής ταχύτητας ομάδας που διαθέτει η καθεμία.

Το φαινόμενο αυτό, γνωστό σαν διασπορά πόλωσης τρόπου μετάδοσης (PMD), έχει μελετηθεί εκτεταμένα στη δεκαετία του 1990, λόγω της σημασίας του για τα οπτικά συστήματα περιοδικής ενίσχυσης.

Όπως και στην περίπτωση της GVD, η παλμική διεύρυνση μπορεί να υπολογιστεί από τη χρονική καθυστέρηση ΔT μεταξύ των δύο συνιστωσών πόλωσης κατά την διάρκεια της μετάδοσης του παλμού.

Για ίνα μήκους L , η ΔT δίνεται από τον τύπο

$$\Delta T = |L/v_{gz} - L/v_{gy}| = L|\beta_{1z} - \beta_{1y}| = L\Delta\beta_1$$

όπου οι δείκτες χ και y αντιστοιχούν στους δύο ορθογώνια πολωμένους τρόπους μετάδοσης, ενώ η $\Delta\beta_1$ σχετίζεται με τη διπλοθλαστική ιδιότητα της ίνας.

Στην περίπτωση της διασποράς μεταξύ των τρόπων μετάδοσης, που σχολιάστηκε στην Ενότητα 2.1.1, η ποσότητα $\Delta T/L$ αποτελεί μέτρο της PMD. Για τις οπτικές ίνες διατήρησης πόλωσης, η $\Delta T/L$ είναι αρκετά μεγάλη ($-1\text{ns}/\text{km}$) όταν οι δύο συνιστώσες διεγείρονται με τον ίδιο τρόπο στην είσοδο της ίνας, αλλά μπορούμε να τις μηδενίσουμε με εκπομπή φως κατά μήκος ενός από τους δύο κύριους άξονες.

Δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε άμεσα για να υπολογίσουμε την PDM για τις συνηθισμένες οπτικές ίνες, που εφαρμόζονται στα συστήματα τηλεπικοινωνίας. Αυτό συμβαίνει λόγω της τυχαίας ζεύξης μεταξύ των δύο τρόπων μετάδοσης, οι οποίοι επάγονται λόγω των τυχαίων διαταραχών της διπλοθλαστικότητας, που εμφανίζεται κατά μήκος της οπτικής ίνας.

Η ζεύξη τείνει να εξισώσει τους χρόνους μετάδοσης στις δύο συνιστώσες πόλωσης. Στην πραγματικότητα, η PDM χαρακτηρίζεται από την ενεργό τιμή (τιμή RMS) της ΔT , που βρίσκουμε από το μέσο όρο των τυχαίων διαταραχών. Το αποτέλεσμα θα είναι

$$\sigma_T^2 = ((\Delta T)^2) = 1/2 \Delta\beta_1^2 h^2 [2L/h - 1 + \exp(-2L/h)].$$

όπου h είναι το μήκος αποσυσχέτισης, με τυπικές τιμές μεταξύ 1-10 m.

Για τις οπτικές ίνες διατήρησης πόλωσης, το μήκος αποσυσχέτισης είναι άπειρα μεγάλο και η σ_T PMD αυξάνει γραμμικά με το μήκος της οπτικής ίνας. Αντίθετα, για $h \ll L$,

$$\sigma_T = \Delta\beta_1 hL = D_p L$$

όπου η D_p είναι η παράμετρος PMD με τυπικές τιμές στην κλίμακα $D_p = 0.1 - 1$ ps/km.

Λόγω της εξάρτησης της από την L , η διεύρυνση του επαγόμενου παλμού PMD είναι σχετικά μικρή σε σχέση με την επίδραση της GVD. Ωστόσο, η PMD μπορεί να μεταβληθεί σε περιοριστικό παράγοντα για τα συστήματα τηλεπικοινωνίας οπτικών ινών, τα οποία έχουν σχεδιαστεί ώστε να λειτουργούν σε μεγάλες αποστάσεις γύρω στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της ίνας.

2.4 ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΙ ΛΟΓΩ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Η διεύρυνση του παλμού, που σχολιάστηκε στην Ενότητα 2.3.1, βασίζεται σε μία διαισθητική, φαινομενολογική προσέγγιση. Μας παρέχει έναν υπολογισμό πρώτου βαθμού παλμών, των οποίων το φασματικό εύρος καθορίζεται από το φάσμα της οπτικής πηγής, αντί από το φάσμα Fourier του παλμού.

Γενικά, η έκταση της διεύρυνσης του παλμού εξαρτάται από το εύρος και τη μορφή του εισερχόμενου παλμού.

2.4.1 Βασική Εξίσωση Μετάδοσης

Ο σχολιασμός των τρόπων μετάδοσης στην ίνα στην Ενότητα 2.2.2 έδειξε ότι κάθε συνιστώσα συχνότητας του οπτικού πεδίου διαδίδεται στο εσωτερικό μίας μονότροπης ίνας ως εξής:

$$E(r, \omega) = xF(x, y)B(\theta, \omega) \exp(i\beta z)$$

όπου x είναι το μοναδιαίο διάνυσμα πόλωσης, $B(\theta, \omega)$ είναι το αρχικό πλάτος και β η σταθερά μετάδοσης. Η $F(x, y)$ είναι η κατανομή πεδίου του βασικού τρόπου μετάδοσης στην ίνα, που μπορούμε να προσεγγίσουμε με μια Γκαουσιανή

κατανομή. Γενικά, η $F(x, y)$ εξαρτάται επίσης από την ω , αλλά μπορούμε να αγνοήσουμε αυτή την εξάρτηση για τους παλμούς εκείνους των οποίων το φασματικό εύρος $\Delta\omega \ll \omega_0$, συνθήκη που σε γενικά πλαίσια ικανοποιείται και στην πράξη. Εδώ η ω_0 είναι η συχνότητα στην οποία επικεντρώνεται το φάσμα του παλμού. Την ονομάζουμε κεντρική συχνότητα ή φέρουσα συχνότητα. Οι διαφορετικές φασματικές συνιστώσες στο εσωτερικό της ίνας σύμφωνα με την απλή σχέση:

$$B(z, \omega) = B(0, \omega) \exp(i\beta z)$$

Μπορούμε να βρούμε το πλάτος στο πεδίο του χρόνου αν πάρουμε τον αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier.

Το πλάτος δίνεται από τη σχέση:

$$B(z, t) = 1/2\pi \int B(0, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega.$$

Το αρχικό φασματικό πλάτος $B(0, \omega)$ είναι απλώς ο μετασχηματισμός Fourier του πλάτους εισόδου $B(0, t)$.

Η διεύρυνση του παλμού είναι αποτέλεσμα της εξάρτησης της β από τη συχνότητα. Για τους σχεδόν μονοχρωματικούς παλμούς με $\Delta\omega \ll \omega_0$, χρειάζεται να αναπτύξουμε την $\beta(\omega)$ σε μία σειρά Taylor γύρω από τη φέρουσα συχνότητα ω_0 και να διατηρήσουμε τους όρους σε επίπεδο τρίτου βαθμού όπου έχουμε:

$$\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c = \beta_0 + \beta_1 (\Delta\omega) + 1/2 \beta_2 (\Delta\omega)^2 + 1/6 \beta_3 (\Delta\omega)^3$$

όπου $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ και $\beta_m = (d^m \beta / d\omega^m)_{\omega = \omega_0}$. Ακόμη παίρνουμε $\beta_1 = 1/v_g$, όπου v_g είναι η ταχύτητα ομάδας.

Ο συντελεστής β_2 της GVD σχετίζεται με την παράμετρο διασποράς D , ενώ η β_3 σχετίζεται με την κλίση διασποράς S . Επίσης αντικαθιστούμε τις Εξισώσεις και εισάγουμε ένα αργά μεταβαλλόμενο πλάτος $A(z, t)$ της περιβάλλουσας του παλμού με τη σχέση

$$B(z, t) = A(z, t) \exp(i(\beta_0 z - \omega_0 t))$$

Το πλάτος $A(z, t)$ δίνεται από τη σχέση:

$$A(z, t) = 1/2\pi \int d(\Delta\omega) A(0, \Delta\omega) \times \exp[i\beta_1 z \Delta\omega + 1/2 \beta_2 z (\Delta\omega)^2 + i/6 \beta_3 z (\Delta\omega)^3 - i\Delta\omega t]$$

όπου $A(0, \Delta\omega) = G(0, \omega - \omega_0)$ είναι ο μετασχηματισμός Fourier της $A(0, t)$.

Με τον υπολογισμό του $\theta = A/\theta z$ και τη αντικατάσταση της $\Delta\omega$ με $i(\theta A/\theta t)$ στο χρονικό πεδίο μπορεί να γραφεί σαν:

$$\theta A/\theta z + \beta_1 \theta A/\theta t + i/2 \beta_2 \theta^2 A/\theta t^2 - 1/6 \beta_3 \theta^3 A/\theta t^3 = 0.$$

Αυτή είναι η βασική εξίσωση μετάδοσης που διέπει την παλμική εξέλιξη στο εσωτερικό μίας μονότροπης οπτικής ίνας. Όταν δεν έχουμε διασπορά ($\beta_2 = \beta_3 = 0$), ο οπτικός παλμός μεταδίδεται χωρίς να μεταβάλλεται η μορφή του, έτσι ώστε $A(z, t) = A(0, t - \beta_1 z)$.

Κάνοντας την μετατροπή σ' ένα πλαίσιο αναφοράς που κινείται ανάλογα με τον παλμό και εισάγει νέες συντεταγμένες

$$t' = t - \beta_1 z \quad \text{και} \quad z' = z$$

όπου έχουμε

$$\theta A / \theta z' + i/2 \beta_2 \theta^2 A / \theta t'^2 - 1/6 \beta_3 \theta^3 A / \theta t'^3 = 0.$$

2.4.2 Γκαουσιανοί Παλμοί Μεταβαλλόμενης Συχνότητας

Σαν εφαρμογή, ας πάρουμε τη μετάδοση των Γκαουσιανών παλμών εισόδου σε οπτικές ίνες, με αρχικό πλάτος:

$$A(0, t) = A_0 \exp[-1 + iC/2(t/T_0)^2]$$

όπου A_0 είναι το μέγιστο πλάτος. Η παράμετρος T_0 αντιπροσωπεύει το μισό του εύρους στο σημείο έντασης $1/e$.

Αυτή σχετίζεται με το πλήρες εύρος στο μισό μέγιστο του παλμού μέσω της σχέσης:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 = 1.665 T_0.$$

Η παράμετρος C διέπει τη γραμμική μεταβατική μεταβολή συχνότητας που επιβάλλεται στον παλμό. Λέμε πως ένας παλμός παρουσιάζει μεταβατική μεταβολή συχνότητας αν η φέρουσα συχνότητά του μεταβάλλεται συνάρτηση του χρόνου.

Η μεταβολή της συχνότητας σχετίζεται με την παράγωγο της φάσης και δίνεται από τη σχέση:

$$\delta_\omega(t) = -\theta\phi/\theta t = C/T_0^2 t$$

όπου ϕ είναι η φάση του $A(0, t)$. Η ολίσθηση της συχνότητας $\delta\omega$ που εξαρτάται από το χρόνο ονομάζεται μεταβατική μεταβολή συχνότητας (chirp, τετέρισμα).

Είναι σημαντικό να την συμπεριλάβουμε, αφού τα laser ημιαγωγού γενικά εκπέμπουν παλμούς με αρκετά μεγάλη μεταβατική μεταβολή συχνότητας.

Το φάσμα Fourier ενός παλμού του οποίου μεταβάλλεται η μεταβατική συχνότητα είναι ευρύτερο από εκείνο του παλμού που του οποίου δεν μεταβάλλεται η μεταβατική συχνότητα. Αυτό μπορούμε να το δούμε αν πάρουμε την μετασχηματισμένη Fourier έτσι ώστε:

$$A(0,\omega)=A_0(2\pi T_0^2/1+iC)^{1/2} \exp[-\omega^2 T_0^2/2(1+iC)]$$

Το φασματικό ημί-εύρος (στο σημείο έντασης 1/e) δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta\omega_0 = (1+C^2)^{1/2} T_0^{-1}$$

Όταν δεν υπάρχει τετέρισμα ($C=0$), το φασματικό εύρος ικανοποιεί τη σχέση $\Delta\omega_0 T_0=1$. Ένας τέτοιος παλμός έχει το στενότερο φάσμα και ονομάζεται "περιορισμένου μετασχηματισμού". Το φασματικό εύρος αυξάνεται κατά τον παράγοντα $(1+C^2)^{1/2}$ παρουσία γραμμικής μεταβολής συχνότητας.

Ας πάρουμε πρώτα την περίπτωση όπου το μήκος κύματος φέροντος απέχει πολύ από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, έτσι ώστε η επίδραση του όρου β_2 να είναι αμελητέα. Το ολοκλήρωμα μπορεί να αποδοθεί αναλυτικά και το αποτέλεσμα είναι:

$$A(z,t)=A_0 T_0 / [T_0^2 - i\beta_{2z}(1+iC)]^{1/2} \exp((1+iC)t^2/2[T_0^2 - i\beta_{2z}(1+iC)])$$

Η εξίσωση αυτή δείχνει πως ο Γκαουσιανός παλμός παραμένει ως έχει κατά την μετάδοση. Το παλμικό εύρος μεταβάλλεται με το z ως εξής:

$$T_1/T_0 = [(1 + C\beta_{2z}/T_0^2)^2 + (\beta_{2z}/T_0^2)^2]^{1/2}$$

όπου T_1 είναι το ημί-εύρος (μισό εύρος) που καθορίζεται όπως το T_0 .

Ένας παλμός χωρίς τετέρισμα ($C=0$) διευρύνεται κατά $[1+(z/L_D)^2]^{1/2}$ και το εύρος του αυξάνεται κατά 2 όταν $z=L_D$.

Από την άλλη πλευρά, ο παλμός με τετέρισμα μπορεί να διευρυνθεί ή να συμπιεστεί ανάλογα με το αν οι β_2 και C έχουν το ίδιο ή το αντίθετο πρόσημο.

Για $\beta_2 C > 0$ ο Γκαουσιανός παλμός με τετέρισμα διευρύνεται μονοτονικά με ρυθμό γρηγορότερο από εκείνον ενός παλμού χωρίς τετέρισμα.

Για $\beta_2 C < 0$, το παλμικό εύρος αρχικά μειώνεται και ελαχιστοποιείται σε απόσταση

$$z_{\min} = [|C|/(1+C^2)] L_D.$$

Η ελάχιστη τιμή εξαρτάται από την παράμετρο τετερίσματος

$$T_1^{\min} = T_0 / (1+C^2)^{1/2}$$

Όπως θα δούμε αργότερα, η αρχική μείωση εύρους των κατάλληλα τετερισμένων παλμών μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εξελιχθεί ο σχεδιασμός των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας.

Η Εξίσωση (2.4.17) μπορεί να γενικευτεί για να συμπεριλάβει τη διασπορά ανώτερης τάξης που διέπεται από την β_3 στην Εξίσωση (2.4.15). Μπορούμε ακόμη να διεξάγουμε το ολοκλήρωμα σε κλειστή μορφή συνάρτησης Airy. Ωστόσο, ένας Γκαουσιανός παλμός εισόδου δεν παραμένει ως έχει κατά την μετάδοση και εμφανίζει μία μεγάλη ουρά με δομή ταλάντωσης. Τέτοιου είδους παλμοί δεν μπορούν να χαρακτηριστούν κατάλληλα μέσω του FWHM τους.

Ένα κατάλληλο μέτρο του παλμικού εύρους είναι το παλμικό εύρος RMS, το οποίο ορίζεται ως εξής

$$\sigma = [(t^2) - (t)^2]^{1/2},$$

όπου οι αγκύλες δηλώνουν τον μέσο όρο σε σχέση με το προφίλ έντασης, δηλαδή

$$(t^m) = t^m |A(z, t)|^2 dt$$

Ο συντελεστής διεύρυνσης που ορίζεται σαν σ/σ_0 είναι το εύρος RMS του Γκαουσιανού παλμού εισόδου ($\sigma_0 = T_0/2$) δίνεται από την

$$\sigma/\sigma_0 = [(1 + C\beta_2 L/2\sigma_0^2) + (\beta_2 L/2\sigma_0^2)^2 + (1 + C^2)1/2(\beta_3 L/4\sigma_0^3)^2]^{1/2}$$

όπου L είναι το μήκος της οπτικής ίνας.

Ο προηγούμενος σχολιασμός υποθέτει πως η οπτική πηγή, που χρησιμοποιείται για την παραγωγή παλμών εισόδου, είναι σχεδόν μονοχρωματική έτσι ώστε το φασματικό της εύρος να ικανοποιείται από τη σχέση $\Delta\omega_1 \ll \Delta\omega_0$ (κάτω από συνθήκες συνεχούς κύματος, ή λειτουργία CW), όπου η $\Delta\omega_0$ δίνεται από την εξίσωση (2.4.14). Για να εξηγήσουμε το φασματικό εύρος μιας πηγής, θα πρέπει να αντιμετωπίσουμε το οπτικό πεδίο σαν μία στοχαστική διαδικασία και να εξετάσουμε τις ιδιότητες συμφωνίας της πηγής αυτής διαμέσου της αμοιβαίας συνάρτησης συμφωνίας. Τότε, ο μέσος όρος στην Εξίσωση συμπεριλαμβάνει έναν μέσο όρο της στατιστικής φύσης της πηγής.

Για ένα φάσμα Γκαουσιανής πηγής με φασματικό εύρος RMS σ_ω , μπορούμε να πάρουμε τον παράγοντα διεύρυνσης σε αναλυτική μορφή με αποτέλεσμα

$$\sigma/\sigma_0 = [(1 + C\beta_2 L/2\sigma_0^2)^2 + (1 + V_\omega^2)(\beta_2 L/2\sigma_0^2)^2 + (1 + C^2 + V_\omega^2)1/2(\beta_3 L/4\sigma_0^3)^2]^{1/2}$$

όπου η V_ω ορίζεται σαν $V_\omega = 2\sigma_\omega \sigma_0$. Η Εξίσωση (2.4.23) μας δίνει μια έκφραση για τη διεύρυνση λόγω διασποράς των Γκαουσιανών παλμών εισόδου κάτω από αρκετά γενικευμένες συνθήκες.

Η επόμενη ενότητα τη χρησιμοποιεί για να βρει τον περιορισμένο ρυθμό μετάδοσης bit των οπτικών συστημάτων επικοινωνίας, τα οποία χρησιμοποιούν μονότροπες οπτικές ίνες.

2.4.3 Περιορισμοί του Ρυθμού Μετάδοσης bit

Οι περιορισμοί που επιβάλλονται στον ρυθμό μετάδοσης bit λόγω της διασποράς στην ίνα μπορεί να είναι αρκετά διαφορετικοί μεταξύ τους, ανάλογα με το φασματικό εύρος της πηγής.

Θα μας βοηθήσει ιδιαίτερα να εξετάσουμε τις δύο αυτές περιπτώσεις χωριστά.

Οπτικές Πηγές Μεγάλου Φασματικού Εύρους

Η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί στο $V_{\omega} \gg 1$ της Εξίσωσης (2.4.23). Ας πάρουμε πρώτα την περίπτωση ενός οπτικού συστήματος που λειτουργεί μακριά από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, έτσι ώστε να μπορούμε να παραβλέψουμε την β_3 . Η επίδραση του τετερίσματος συχνότητας είναι αμελητέα για τις πηγές μεγάλου φασματικού εύρους.

Θέτοντας $C=0$ στην εξίσωση (2.4.23), παίρνουμε

$$\sigma/\sigma_0 = [1 + (\beta_2 L \sigma_{\omega}/\sigma_0)^2]^{1/2} = [1 + (DL\sigma_{\lambda}/\sigma_0)^2]^{1/2}$$

όπου σ_{λ} είναι το RMS φασματικό εύρος της πηγής σε μονάδες μήκους κύματος.

Επομένως, το παλμικό εύρος εξόδου δίνεται από την

$$\sigma = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2},$$

όπου $\sigma_D = |D|L\sigma_{\lambda}$ αποτελεί μέτρο της διεύρυνσης λόγω διασποράς.

Μπορούμε να συσχετίσουμε το σ με τον ρυθμό μετάδοσης bit αν χρησιμοποιήσουμε σαν κριτήριο ότι ο διευρυμένος παλμός θα πρέπει να παραμείνει εντός της εκχωρημένης περιόδου του bit, $T_B = 1/B$, όπου B είναι ο ρυθμός μετάδοσης bit. Ένα κριτήριο που χρησιμοποιούμε συχνά είναι το $\sigma < T_B/4$. Στους Γκαουσιανούς παλμούς, τουλάχιστον το 95% της ενέργειας του παλμού διατηρείται μέσα στη χρονική περίοδο αυτή. Ο περιοριστικός (μέγιστος) ρυθμός μετάδοσης bit δίνεται από τη σχέση $4B\sigma < 1$.

Με τον περιορισμό $\sigma_D \gg \sigma_0$, είναι $\sigma = \sigma_D = |D|L\sigma_{\lambda}$ και η συνθήκη γίνεται

$$BL|D|\sigma_{\lambda} < 1/4.$$

Η συνθήκη αυτή θα πρέπει να συγκριθεί με την Εξίσωση (2.3.6) που βρέθηκε με εμπειρικό τρόπο ευρετικά.

Οι δύο αυτές εξισώσεις ταυτίζονται αν αποδώσουμε τη Δl σαν $4\sigma_{\lambda}$ στην εξίσωση (2.3.6). Για ένα οπτικό σύστημα που λειτουργεί ακριβώς στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, είναι $\beta_2 = 0$ στην Εξίσωση (2.4.23).

Θέτοντας $C=0$, όπως πριν και παίρνοντας $V_{\omega} \gg 1$, η εξίσωση (2.4.23) μπορεί να προσεγγισθεί από τη σχέση:

$$\sigma/\sigma_0 = [1 + 1/2 (\beta_3 L \sigma_w^2 / \sigma_0)^2]^{1/2} = [1 + 1/2 (S L \sigma_\lambda^2 / \sigma_0)^2]^{1/2},$$

όπου χρησιμοποιήσαμε την εξίσωση (2.3.13) για να συσχετίσουμε τη β_3 με την κλίση διασποράς S . Επομένως, το εύρος του παλμού εξόδου, δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = [\sigma_0^2 + (S L \sigma_\lambda^2) / 2]^{1/2} = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2},$$

όπου τώρα $\sigma_D = |S| L \sigma_\lambda^2 / 2$. Όπως και πριν μπορούμε να συσχετίσουμε το σ με τον μέγιστο ρυθμό μετάδοσης bit μέσω της συνθήκης $4B\sigma < 1$. Όταν $\sigma_D \gg \sigma_0$, ο περιορισμός του ρυθμού bit διέπεται από την

$$B L |S| \sigma_\lambda^2 < 1/8.$$

Η συνθήκη αυτή θα πρέπει να συγκριθεί με την εξίσωση (2.3.14), η οποία έχει βρεθεί εμπειρικά χρησιμοποιώντας απλές φυσικές ιδιότητες.

Για παράδειγμα, ας πάρουμε την περίπτωση μίας φωτοδιόδου εκπομπής με $\sigma_\lambda = 15$ nm. Χρησιμοποιώντας $D = 17$ ps/(km-nm) στα $1.55 \mu\text{m}$, η εξίσωση (2.4.26) παρέχει $B L \ll 1$ (Gb/s)-km. Ωστόσο, αν το σύστημα έχει σχεδιαστεί να λειτουργεί σε μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, η $B L$ μπορεί να αυξηθεί στα 20 (Gb/s)-km για τυπική τιμή $S = 0.08$ ps/(km-nm²).

Οπτικές Πηγές Μικρού Φασματικού Εύρους

Η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί στο $V_\omega \ll 1$ της εξίσωσης (2.4.23). Όπως και προηγουμένως αν αγνοήσουμε το β_3 και ορίσουμε $C = 0$, η εξίσωση (2.4.23) προσεγγίζεται από τη σχέση:

$$\sigma = [\sigma_0^2 + (\beta_3 L / 4 \sigma_0^2)]^{1/2} = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2}.$$

Μία σύγκριση με την εξίσωση (2.4.25) αποκαλύπτει μια σημαντική διαφορά μεταξύ των δύο αυτών περιπτώσεων. Για στενό φάσμα της πηγής, η διεύρυνση λόγω διασποράς εξαρτάται από το αρχικό εύρος σ_0 , ενώ δεν συμβαίνει το ίδιο όταν υπερिσχύει το φασματικό εύρος της οπτικής πηγής.

Στην πραγματικότητα, η σ μπορεί να ελαχιστοποιηθεί αν επιλέξουμε τη βέλτιστη τιμή για τη σ_0 . Η ελάχιστη τιμή της σ εμφανίζεται για $\sigma_0 = \sigma_D = (|\beta_2| L / 2)^{1/2}$ και δίνεται από τη σχέση $\sigma = (|\beta_2| L)^{1/2}$.

$$B |\beta_2| L < 1/4.$$

Η βασική διαφορά από την εξίσωση (2.4.26) είναι ότι ο B τείνει μάλλον προς $L^{-1/2}$, παρά προς L^{-1} . Για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν γύρω από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, είναι $\beta_2 = 0$ στην εξίσωση (2.4.23). Αν $V_\omega \ll 1$ και $C = 0$, το εύρος παλμού δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = [\sigma_0^2 + (\beta_3 L / 4 \sigma_0^2)^2 / 2]^{1/2} = (\sigma_0^2 + \sigma_D^2)^{1/2}.$$

Όπως και στην περίπτωση της εξίσωσης (2.4.30), το σ μπορεί να ελαχιστοποιηθεί αν βελτιώσουμε το παλμικό εύρος της εισόδου σ_0 . Η ελάχιστη τιμή του σ_0 εμφανίζεται για $\sigma_0 = (|\beta_3|L/4)^{1/3}$ και δίνεται από την

$$\sigma = (3/2)^{1/2} (|\beta_3|L/4)^{1/3}.$$

Μπορούμε να πάρουμε το μέγιστο ρυθμό μετάδοσης bit χρησιμοποιώντας τη συνθήκη $4B\sigma < 1$, ή την

$$B(|\beta_3|L)^{1/3} < 0.324.$$

Οι επιδράσεις της διασποράς στην περίπτωση αυτή είναι οι ηπιότερες. Για τυπική τιμή $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$, ο ρυθμός μετάδοσης bit μπορεί να αυξηθεί μέχρι και 150 Gb/s για $L = 100 \text{ km}$. Αυτός μειώνεται σε μόνο 70 Gb/s ακόμη και όταν το L αυξάνεται κατά ένα συντελεστή 10 λόγω της εξάρτησης $L^{-1/3}$ του ρυθμού μετάδοσης των bit από το μήκος της οπτικής ίνας. Ολοφάνερα λοιπόν, η λειτουργικότητα των οπτικών συστημάτων μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά λειτουργώντας κοντά στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς της οπτικής ίνας και χρησιμοποιώντας οπτικές πηγές με σχετικά στενό φασματικό εύρος.

Οι Επιδράσεις του Τετερίσματος Συχνότητας

Στις προηγούμενες περιπτώσεις θεωρήσαμε σαν παλμό εισόδου έναν Γκαουσιανό παλμό χωρίς τετέρισμα. Στην πραγματικότητα, οι οπτικοί παλμοί που εκπέμπονται από laser ημιαγωγού είναι μη-Γκαουσιανοί και παρουσιάζουν σημαντικό τετέρισμα.

Χρησιμοποιήσαμε ένα υπέρ-Γκαουσιανό πρότυπο για να μελετήσουμε τον περιορισμό ρυθμό μετάδοσης bit, που επιβάλλεται από τη διασπορά στην ίνα, για τέτοιου είδους παλμούς εισόδου. Η Εξίσωση (2.4.10) αντικαθίσταται τότε από τη σχέση:

$$A(0, T) = A_0 \exp[1 + iC/2(t/T_0)^{2m}]$$

όπου η παράμετρος m ελέγχει τη μορφή του παλμού. Οι Γκαουσιανοί παλμοί με τετέρισμα αντιστοιχούν σε $m=1$. Για μεγάλες τιμές του m ο παλμός γίνεται σχεδόν ορθογώνιος, με απότομη άνοδο και πτώση. Αν λύσουμε την εξίσωση (2.4.9) αριθμητικά, θα πάρουμε την μορφή του παλμού εξόδου. Μπορούμε να βρούμε το γινόμενο BL του μέγιστου ρυθμού μετάδοσης bit επί την απόσταση, αν απαιτήσουμε να μην αυξηθεί το ενεργό πλάτος παλμού πέρα από τα ανεκτά όρια διεύρυνσης.

Το γινόμενο BL μειώνεται δραματικά για τις αρνητικές τιμές της παραμέτρου τετερίσματος C . Αυτό οφείλεται στην ενισχυμένη διεύρυνση που παρουσιάζεται όταν το $\beta_2 C$ είναι θετικό.

Δυστυχώς, η C είναι γενικά αρνητική στα laser ημιαγωγού με απευθείας διαμόρφωσης με τυπική τιμή -6 στα $1.55 \mu\text{m}$.

Αφού κάτω από αυτές τις συνθήκες $BL < 100 (\text{Gb/s})\text{-km}$, η διασπορά στην οπτική ίνα περιορίζει το ρυθμό μετάδοσης bit σε περίπου 2 Gb/s

για $L=50\text{km}$. Μπορούμε να λύσουμε το πρόβλημα αυτό χρησιμοποιώντας οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς ή αλλιώς ένα σχέδιο αντιστάθμισης της διασποράς.

2.4.4 Εύρος Ζώνης Λειτουργίας της Οπτικής ίνας

Η έννοια του εύρους ζώνης λειτουργίας της ίνας προέρχεται από τη γενική θεωρία των αναλλοίωτων χρονικά γραμμικών συστημάτων. Αν μπορούμε να θεωρήσουμε την οπτική ίνα σαν γραμμικό σύστημα, η ισχύς εισόδου και εξόδου της θα σχετίζονται με τη γενική σχέση:

$$P_{\text{out}}(t) = \int h(t-t') P_{\text{in}}(t') dt'$$

Για έναν κρουστικό παλμό $P_{\text{in}}(t)=\delta(t)$ είναι η συνάρτηση δέλτα, και $P_{\text{out}}(t)=h(t)$. Για τον λόγο αυτό, η $h(t)$ ονομάζεται κρουστική απόκριση του γραμμικού συστήματος. Μέσω μετασχηματισμού Fourier έχουμε τη σχέση

$$H(f) = \int h(t) \exp(i2\pi f t) dt,$$

που μας δίνει την απόκριση της συχνότητας και ονομάζεται συνάρτηση μεταφοράς.

Γενικά, η $|H(f)|$ ελαττώνεται με την αύξηση της f , πράγμα που σημαίνει πως οι συνιστώσες υψηλής συχνότητας του σήματος εισόδου υφίστανται εξασθένιση από την ίνα. Σαν αποτέλεσμα, η οπτική ίνα λειτουργεί σαν φίλτρο διέλευσης ζώνης συχνοτήτων. Το εύρος ζώνης της ίνας, $f_{3\text{dB}}$, αντιστοιχεί σε συχνότητα $f=f_{3\text{dB}}$ στην οποία η $|H(f)|$ μειώνεται στο μισό ή κατά 3 dB:

$$|H(f_{3\text{dB}})/H(0)| = 1/2.$$

Σημειώστε ότι η $f_{3\text{dB}}$ είναι το οπτικό εύρος ζώνης της ίνας καθώς η οπτική ισχύς μειώνεται κατά 3dB στη συχνότητα αυτή, σε σύγκριση με την απόκριση μηδενικής συχνότητας. Στη θεωρία των ηλεκτρικών επικοινωνιών, το εύρος ζώνης λειτουργίας των γραμμικών συστημάτων γενικά ορίζεται σαν η συχνότητα στην οποία η ηλεκτρική ισχύς μειώνεται κατά 3dB. Αφού η οπτική ισχύς μετατρέπεται σε ηλεκτρικό ρεύμα, μπορούμε να πάρουμε το ηλεκτρικό εύρος ζώνης των 3dB αν αντικαταστήσουμε τον συντελεστή $1/2$ στην εξίσωση (2.4.38) με $1/2$.

Δεν μπορούμε, σε γενικές γραμμές, να θεωρήσουμε τις οπτικές ίνες σαν γραμμικά συστήματα και η εξίσωση (2.4.36) δεν τις καλύπτει. Ωστόσο, μπορούμε να τις προσεγγίσουμε με ένα γραμμικό σύστημα αν το φασματικό εύρος της πηγής $\Delta\omega_i$ είναι πολύ μεγαλύτερο από το φασματικό εύρος του σήματος $\Delta\omega_o$ ($V_\omega \gg 1$). Μπορούμε έτσι να εξετάσουμε την μετάδοση των διαφορετικών φασματικών συνιστωσών χωριστά και να προσθέσουμε την ισχύ που αυτές μετέφεραν γραμμικά, ώστε να πάρουμε την ισχύ

εξόδου. Για ένα Γκαουσιανό φάσμα, η συνάρτηση μεταφοράς $H(f)$ δίνεται από την

$$H(f) = 1 / (1 + i f/f_2)^{1/2} \exp(-1/2 (f/f_1)^2 / (1 + i f/f_2))$$

όπου

$$f_1 = (2\pi\beta_2 L \sigma_\omega)^{-1} = (2\pi|D|L\sigma_\lambda)^{-1},$$

$$f_2 = (2\pi\beta_3 L \sigma_\omega^2)^{-1} = [2\pi(S + 2|D|/\lambda)L\sigma_\lambda^2]^{-1},$$

και χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις (2.3.5) και (2.3.13) για να εισάγουμε τις παραμέτρους διασποράς D και S .

Για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν πέρα από το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς ($f_1 \ll f_2$), η συνάρτηση μεταφοράς είναι περίπου Γκαουσιανή.

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (2.4.38) και (2.4.39) με $f \ll f_2$, το εύρος ζώνης της ίνας δίνεται από την

$$f_{3dB} = (2 \ln 2)^{1/2} f_1 = 0.188(|D|L\sigma_\lambda)^{-1}.$$

Αν χρησιμοποιήσουμε το $\sigma_D = |D|L\sigma_\lambda$ της εξίσωσης (2.4.25), παίρνουμε τη σχέση $f_{3dB} \sigma_D = 0.188$ μεταξύ του εύρους ζώνης της ίνας και της παλμικής διεύρυνσης λόγω διασποράς. Επίσης, μπορούμε να προσδιορίσουμε μία σχέση μεταξύ του εύρους ζώνης και του ρυθμού bit με τις εξισώσεις (2.4.26) και (2.4.42). Η σχέση είναι $B \leq 1.33 f_{3dB}$ και μας δείχνει πως το εύρος ζώνης της ίνας είναι ένα κατά προσέγγιση μέτρο του μέγιστου δυνατού ρυθμού bit των περιορισμένων λόγω διασποράς οπτικών συστημάτων.

Για τα οπτικά συστήματα που λειτουργούν στο μήκος κύματος μηδενικής διασποράς, μπορούμε να πάρουμε τη συνάρτηση μεταφοράς από την εξίσωση (2.4.39), θέτοντας $D = 0$. Η χρήση της εξίσωσης (2.4.38) τότε μας δίνει την παρακάτω έκφραση του εύρους ζώνης της ίνας

$$f_{3dB} = 15 f_2 = 0.616(SL\sigma_\lambda^2)^{-1}.$$

Ο περιορισμένος ρυθμός μετάδοσης bit μπορεί να συσχετιστεί με την f_{3dB} μέσω της εξίσωσης (2.4.29) και δίνεται από τη σχέση $B \leq 0.574 f_{3dB}$.

Και πάλι, το εύρος ζώνης παρέχει το μέτρο του περιορισμένου λόγω διασποράς ρυθμού bit. Για ένα αριθμητικό υπολογισμό, ας πάρουμε ένα οπτικό σύστημα $1.55\mu\text{m}$ που χρησιμοποιεί ίνες ολισθημένης διασποράς και πολύτροπους laser ημιαγωγού. Αν πάρουμε σαν τυπικές τιμές $S = 0.05 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm}^2)$ και $\sigma_\lambda = 1 \text{ nm}$, η $f_{3dB}L = 32 \text{ THz}\cdot\text{km}$.

Αντίθετα, το γινόμενο εύρους ζώνης επί την απόσταση μειώνεται στο $0.1 \text{ THz}\cdot\text{km}$ για τις συνηθισμένες οπτικές ίνες με $D = 18 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$.

2.5 ΟΙ ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΣΤΗΝ ΟΠΤΙΚΗ ΙΝΑ

Στην Ενότητα 2.4 σχολιάσαμε πως η διασπορά των ινών περιορίζει την λειτουργικότητα των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών, διευρύνοντας τους οπτικούς παλμούς καθώς αυτοί μεταδίδονται στο εσωτερικό της ίνας.

Η οπτική απώλεια στην ίνα αποτελεί ένα άλλο βασικό περιοριστικό παράγοντα, αφού μειώνει τη μέση ισχύ που φτάνει στο δέκτη. Από τη στιγμή που οι οπτικοί δέκτες χρειάζονται μία συγκεκριμένη ελάχιστη ποσότητα ισχύος για να ανακτήσουν σωστά το σήμα, η απόσταση μετάδοσης περιορίζεται εγγενώς από την απώλεια της οπτικής ίνας.

Στην πραγματικότητα, η χρήση οπτικών ινών πυριτίου στις οπτικές επικοινωνίες έγινε πρακτική μόνο όταν η απώλεια μειώθηκε σε αποδεκτά όρια, ώστε να επιτυγχάνεται απόσταση μετάδοσης 10 km ή και περισσότερο. Η ενότητα αυτή αφιερώνεται στην εξέταση των διαφόρων μηχανισμών απώλειας στις οπτικές ίνες.

2.5.1 Συντελεστής Εξασθένισης

Κάτω από αρκετά γενικές συνθήκες, η εξασθένιση της ισχύος στο εσωτερικό μιας οπτικής ίνας διέπεται από τη σχέση:

$$dP/dz = -\alpha P$$

όπου α είναι ο συντελεστής εξασθένισης και P η οπτική ισχύς. Παρόλο που συμβολίζεται με το ίδιο σύμβολο όπως και ο συντελεστής απορρόφησης στην εξίσωση (2.2.12), ο α στην εξίσωση (2.5.1) συμπεριλαμβάνει όχι μόνο την απορρόφηση από το υλικό της ίνας, αλλά και άλλες πηγές εξασθένισης της ισχύος. Αν η P είναι η ισχύς που εισάγεται στην είσοδο μιας οπτικής ίνας μήκους L , η ισχύς εξόδου P_{out} στην εξίσωση (2.5.1) δίνεται από την

$$P_{out}(t) = P_{in} \exp(-\alpha L).$$

Συνήθως ο α εκφράζεται σε μονάδες dB/km μέσω της σχέσης

$$\alpha(\text{dB/km}) = -10/L \log_{10}(P_{out}/P_{in}) = 4.343\alpha$$

και αναφερόμαστε σ' αυτόν σαν απώλεια της ίνας.

Η απώλεια της ίνας εξαρτάται από το μήκος κύματος του μεταδιδόμενου φωτός. Η οπτική ίνα παρουσιάζει απώλεια της τάξης μόλις των 0.2 dB/km σε μήκος κύματος γύρω στα 1.55 μm , η ελάχιστη τιμή που επιτεύχθηκε το 1979.

Η τιμή αυτή πλησιάζει κατά πολύ το βασικό όριο των περίπου 0.15 dB/Km για τις οπτικές ίνες πυριτίου.

Το φάσμα απώλειας επίσης παρουσιάζει μία έντονη κορυφή στα 1.39 μm καθώς και μία σειρά άλλων μικρότερων. Βρέθηκε ακόμη, ότι ένα δευτερεύον ελάχιστο εμφανίστηκε στα 1.3 μm , όπου η απώλεια της ίνας είναι μικρότερη από 0.5 dB/km.

Αφού και η διασπορά της ίνας είναι επίσης ελάχιστη στα 1.3μm, αυτό το παράθυρο χαμηλής απώλειας χρησιμοποιείται συχνά στα οπτικά συστήματα επικοινωνίας. Η απώλεια είναι αρκετά μεγαλύτερη σε μικρότερα μήκη κύματος και υπερβαίνει τα 5dB/km στην περιοχή ορατού φωτός του οπτικού φάσματος. Διάφοροι παράγοντες συμβάλλουν στην απώλεια της ίνας. Οι δύο πιο σημαντικοί από τους παράγοντες αυτούς είναι η απορρόφηση υλικού και η σκέδαση Rayleigh.

2.5.2 Απορρόφηση Υλικού

Οι οπτικές ίνες κατασκευάζονται από τηγμένο πυρίτιο. Η απορρόφηση υλικού μπορεί να διαιρεθεί σε δύο κατηγορίες. Η εγγενής (φυσική) απορρόφηση υλικού αντιστοιχεί στην απώλεια που προκαλείται από το καθαρό πυρίτιο, ενώ η εξωγενής απορρόφηση σχετίζεται με την απώλεια που προκαλείται από προσμίξεις. Όλα τα υλικά παρουσιάζουν απορρόφηση σε συγκεκριμένα μήκη κύματος, που αντιστοιχούν στους ηλεκτρονικούς και δονητικούς συντονισμούς, που σχετίζονται με τα μόρια.

Στα μόρια πυριτίου (SiO_2), ο ηλεκτρονικός συντονισμός εμφανίζεται στην υπεριώδη περιοχή ($\lambda < 0.4\mu\text{m}$), ενώ ο δονητικός συντονισμός εμφανίζεται στην υπέρυθη περιοχή ($\lambda > 7\mu\text{m}$). Εξαιτίας της άμορφης φύσης του τηγμένου πυριτίου, οι συντονισμοί αυτοί έχουν την μορφή ζωνών απορρόφησης, των οποίων οι ουρές εκτείνονται μέχρι και την περιοχή ορατού φωτός. Η εξωγενής απορρόφηση προκαλείται από την παρουσία προσμίξεων.

Οι προσμίξεις των μετάλλων μετάβασης όπως τα Fe, Cu, Co, Ni, Mn, και Cr παρουσιάζουν έντονη απορρόφηση σε μήκος κύματος μεταξύ 0.6-1.6μm. Η ποσότητά τους θα πρέπει να μειωθεί σε ποσοστό μικρότερο του 1 μέρους ανά δισεκατομμύριο, για να έχουμε επίπεδο απώλειας κάτω από 1 dB/km. Μπορούμε, με σύγχρονες τεχνικές να παράγουμε αυτό το πυρίτιο πολύ μικρής περιεκτικότητας σε προσμίξεις.

Η κύρια πηγή εξωγενούς απορρόφησης στις τεχνικά εξελιγμένες οπτικές ίνες πυριτίου είναι η παρουσία υδρατμών.

Ένας δονητικός συντονισμός του ιόντος OH εμφανίζεται στα 2.73 μm. Οι αρμονικές και οι συνδυασμοί του με τους δονητικούς συντονισμούς που εμφανίζει το πυρίτιο προκαλούν έντονη απορρόφηση σε μήκος κύματος 1.39μm, 1.24μm, και 0.95μm. Ακόμη και μία συγκέντρωση της τάξης του 1 μέρους ανά εκατομμύριο μπορεί να προκαλέσει απώλεια των 50 dB/km περίπου στα 1.39 μm.

Τυπικά, η συγκέντρωση ιόντων OH θα πρέπει να μειωθεί σε επίπεδο χαμηλότερο του 10^{-8} για να έχουμε ένα χαμηλής απώλειας με φάσμα απώλειας. Τα υλικά πρόσμειξης, όπως GeO_2 , P_2O_5 και B_2O_3 , που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή οπτικών ινών, ώστε να πάρουμε τον κατάλληλο βηματικό δείκτη διάθλασης, μπορούν επίσης να οδηγήσουν σε επιπλέον απώλεια.

2.5.3 Σκέδαση Rayleigh

Η σκέδαση Rayleigh αποτελεί ένα βασικό μηχανισμό απώλειας, ο οποίος προκαλείται από κατά τόπους μικροσκοπικές διακυμάνσεις της πυκνότητας.

Τα μόρια πυριτίου κινούνται τυχαία σε κατάσταση τήξης και σταθεροποιούνται κατά τη διάρκεια της κατασκευής της οπτικής ίνας.

Οι διακυμάνσεις της πυκνότητας οδηγούν σε τυχαία διακύμανση του δείκτη διάθλασης, σε κλίμακα μικρότερη του οπτικού μήκους κύματος λ . Η σκέδαση του φωτός σ' ένα τέτοιο μέσο είναι γνωστή σαν σκέδαση Rayleigh. Η ενεργός διατομή της σκέδασης μεταβάλλεται συναρτήσει του λ^4 . Σαν αποτέλεσμα, η εγγενής απώλεια της οπτικής ίνας πυριτίου λόγω της σκέδασης Rayleigh μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\alpha_R = C/\lambda^4,$$

όπου η σταθερά C κυμαίνεται μεταξύ 0.7-0.9(dB/km)- μm , ανάλογα με τα συστατικά του πυρήνα της οπτικής ίνας. Αυτές οι τιμές της C αντιστοιχούν σε $\alpha_R=0.12-0.16$ dB/km σε $\lambda=1.55\text{-}\mu\text{m}$, δηλώνοντας έτσι πως η απώλεια οπτικών ινών διέπεται από τη σκέδαση Rayleigh γύρω σ' αυτό το μήκος κύματος.

Η συνεισφορά της σκέδασης Rayleigh μπορεί να μειωθεί σε επίπεδο κάτω από 0.01 dB/km για μήκος κύματος μεγαλύτερο των 3 μm . Οι οπτικές ίνες πυριτίου δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν σ' αυτή την περιοχή μήκους κύματος, αφού πάνω από τα 1.6 μm η οπτική απώλεια αρχίζει να χαρακτηρίζεται από υπέρυθρη απορρόφηση.

Έχει καταβληθεί μεγάλη προσπάθεια για την ανεύρεση άλλων κατάλληλων υλικών με χαμηλό επίπεδο απορρόφησης πέρα από τα 2 μm . Οι οπτικές ίνες φθορίου-ζιρκονίου (ZrF_4) έχουν εγγενή απορρόφηση υλικού της τάξης των 0.01 dB/km στα 2.55 μm κι έχουν τη δυνατότητα να παρουσιάζουν απώλεια πολύ μικρότερη από εκείνη των οπτικών ινών πυριτίου. Ωστόσο, οι τεχνικά εξελιγμένες οπτικές ίνες φθορίου παρουσιάζουν απώλεια της τάξης του 1dB/km εξαιτίας της εξωγενούς απώλειας. Οι χαλκογενείς και οι πολυκρυσταλλικές οπτικές ίνες παρουσιάζουν ελάχιστη απώλεια στην άπω-υπέρυθρη περιοχή γύρω στα 10 μm . Η θεωρητικά προβλεπόμενη ελάχιστη τιμή της απώλειας της οπτικής ίνας για τις ίνες αυτές είναι κάτω από 10⁻³ dB/km, εξαιτίας της περιορισμένης σκέδασης Rayleigh. Ωστόσο, τα πρακτικά επίπεδα απώλειας παραμένουν μεγαλύτερα από εκείνα των οπτικών ινών πυριτίου.

2.5.4 Ατέλειες του Κυματοδηγού

Μία ιδανική μονότροπη οπτική ίνα, με τέλεια κυλινδρική γεωμετρία, οδηγεί τον οπτικό τρόπο μετάδοσης χωρίς διαρροή ενέργειας στο στρώμα περιβλήματος.

Στην πράξη, οι ατέλειες στην περιοχή της ένωσης του πυρήνα και του στρώματος περιβλήματος (π.χ οι τυχαίες διακυμάνσεις της ακτίνας του πυρήνα) μπορεί να οδηγήσει σε επιπλέον απώλεια, που συνεισφέρει στην ολική απώλεια της καθαρής οπτικής ίνας. Η φυσική διαδικασία πίσω από απώλειες τέτοιου είδους είναι η σκέδαση Mie, που εμφανίζεται εξαιτίας των ανομοιογενειών του δείκτη διάθλασης σε κλίμακα μεγαλύτερη από εκείνη του οπτικού μήκους κύματος. Πρέπει με προσοχή να διασφαλίσουμε το ότι η ακτίνα του πυρήνα δεν θα μεταβληθεί σημαντικά σ' όλο το μήκος της οπτικής ίνας, κατά την κατασκευή της. Οι μεταβολές αυτού του είδους μπορούν να διατηρηθούν σε επίπεδο κάτω του 1% και η επακόλουθη απώλεια σκέδασης παραμένει τυπικά κάτω από 0.03 dB/km.

Μία άλλη πηγή απώλεια σκέδασης είναι και τα λυγίσματα της οπτικής ίνας. Ο λόγος γίνεται κατανοητός αν χρησιμοποιήσουμε την εικόνα των ακτινών. Κανονικά, μία κυματοδηγούμενη ακτίνα προσκρούει στην επαφή πυρήνα-περιβλήματος με γωνία μεγαλύτερη από την κρίσιμη γωνία, ώστε να υποστεί ολική εσωτερική ανάκλαση.

Ωστόσο, η γωνία αυτή μικραίνει όσο πλησιάζει σε ένα λυγισμα και μπορεί να γίνει μικρότερη από την κρίσιμη γωνία για έντονα λυγίσματα. Τότε, η ακτίνα θα διέφυγε έξω από την οπτική ίνα.

Στην περιγραφή του τρόπου μετάδοσης στην ίνα, ένα μέρος της ενέργειας αυτού του τρόπου μετάδοσης διασκορπίζεται στο στρώμα του περιβλήματος. Η απώλεια λόγω κάμψης είναι ανάλογη προς το $\exp(-R/R_c)$, όπου R είναι η ακτίνα της καμπύλης κάμψης της ίνας και $R_c = a/(\eta_1^2 - \eta_2^2)$. Στις μονότροπες οπτικές ίνες, $R_c = 0.2-0.4\text{mm}$ τυπικά, και η απώλεια λόγω κάμψης είναι αμελητέα ($\ll 0.01\text{dB/km}$) για ακτίνα κάμψης $R > 5\text{mm}$.

Αφού οι περισσότερες μακροσκοπικές κάμψεις υπερβαίνουν τα $R = 5\text{mm}$, οι απώλειες μακροκάμψης είναι πρακτικά αμελητέες.

Μία σημαντική πηγή απώλειας της οπτικής ίνας, ιδιαίτερα σε καλωδιακή μορφή, έχει να κάνει με τις τυχαίες αξονικές παραμορφώσεις, που εμφανίζονται πάντοτε κατά τη διάρκεια της κατασκευής καλωδίων οπτικών ινών, όταν η ίνα πιέζεται πάνω σε μία επιφάνεια, η οποία δεν είναι τελείως ομαλή. Αυτές οι απώλειες ονομάζονται απώλειες μικροκάμψης κι έχουν μελετηθεί εκτεταμένα. Οι μικροκάμψεις προκαλούν αύξηση της απώλειας της οπτικής ίνας, τόσο στις πολύτροπες, όσο και στις μονότροπες οπτικές ίνες, και μπορούν να έχουν σαν αποτέλεσμα μία υπερβολικά μεγάλη απώλεια (100dB/km), αν δεν λάβουμε μέτρα για την μείωσή της. Στις μονότροπες οπτικές ίνες, μπορούμε να περιορίσουμε την απώλεια επιλέγοντας την παράμετρο V όσο το δυνατόν πιο κοντά στην τιμή αποκοπής 2.405, ώστε η ενέργεια του τρόπου μετάδοσης στην οπτική ίνα να περιορίζεται κυρίως μέσα στον πυρήνα.

Στην πράξη, η οπτική ίνα έχει σχεδιαστεί ώστε να έχει V μεταξύ 2.0-2.4 στο λειτουργικό μήκος κύματος. Υπάρχουν πολλές ακόμη πηγές απώλειας σ' ένα καλώδιο οπτικών ινών. Αυτές έχουν να κάνουν με τις ενώσεις δύο αγωγών καθώς και με τους συνδετήρες, που χρησιμοποιούνται στον σχηματισμό των συνδέσεων των οπτικών ινών και συχνά τις υπολογίζουμε σαν μέρος της απώλειας της οπτικής ίνας. Οι απώλειες μικροκάμψεων

μπορούν επίσης να συμπεριληφθούν στη συνολική απώλεια του καλωδίου. Οι μηχανισμοί απώλειας που σχολιάστηκαν στην ενότητα αυτή δεν εξαρτώνται από την ισχύ. Οι οπτικές ίνες, όμως παρουσιάζουν και μη-γραμμική απώλεια, που είναι σημαντική σε υψηλά επίπεδα ισχύος.

Αυτού του είδους απώλεια θα εξεταστεί στην ενότητα που ακολουθεί.

2.6 ΜΗ - ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

Η απόκριση οποιουδήποτε διηλεκτρικού υλικού στο φως γίνεται μη-γραμμική στα έντονα ηλεκτρομαγνητικά πεδία, και οι οπτικές ίνες δεν αποτελούν εξαίρεση. Παρόλο που το πυρίτιο δεν αποτελεί ένα εγγενώς πολύ γραμμικό υλικό, η γεωμετρία της κυματοδότησης, που περιορίζει το φως σε μια μικρή διατομή σε μεγάλα μήκη ίνας, κάνει τα μη γραμμικά φαινόμενα πολύ σημαντικά στο σχεδιασμό μοντέρνων οπτικών συστημάτων. Αμέσως μετά θα σχολιάσουμε τα μη-γραμμικά φαινόμενα που σχετίζονται με τις επικοινωνίες οπτικών ινών.

2.6.1 Διεγυρόμενη Σκέδαση Φωτός

Η σκέδαση Rayleigh, που σχολιάστηκε στην ενότητα 2.5.3, αποτελεί παράδειγμα ελαστικής σκέδασης, στην οποία η συχνότητα (ή αλλιώς η ενέργεια φωτονίου) του σκεδαζόμενου φωτός παραμένει αμετάβλητη.

Αντίθετα, η συχνότητα του σκεδαζόμενου φωτός μεταβάλλεται κατά την ανελαστική σκέδαση. Δυο παραδείγματα ανελαστικής σκέδασης είναι η σκέδαση Raman και η σκέδαση Brillouin.

Και οι δύο μπορούν να γίνουν κατανοητές σαν σκέδαση ενός φωτονίου σ' ένα φωτόνιο χαμηλότερης ενέργειας, ώστε η διαφορά ενέργειας να εμφανίζεται σαν σχηματισμός ενός φωτονίου. Η βασική διαφορά μεταξύ τους είναι ότι τα οπτικά φωτόνια συμμετέχουν στη σκέδαση Raman, ενώ στη σκέδαση Brillouin συμμετέχουν ακουστικά φωνόνια.

Και οι δύο διαδικασίες σκέδασης έχουν σαν αποτέλεσμα την απώλεια ισχύος στην προσπίπτουσα συχνότητα, κι αποτελούν μηχανισμό απωλειών των οπτικών ινών. Ωστόσο, η ενεργός διατομή σκέδασης είναι αρκετά μικρή, ώστε η απώλεια να είναι αμελητέα σε επίπεδα χαμηλής ισχύος.

Σε επίπεδα υψηλής ισχύος τα μη-γραμμικά φαινόμενα διεγερμένης σκέδασης Raman (SRS) και διεγερμένης σκέδασης Brillouin (SBS) μπορούν να προκαλέσουν σημαντική απώλεια. Η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός και στις δύο περιπτώσεις αυξάνεται εκθετικά, μόλις η προσπίπτουσα ισχύς υπερβεί την τιμή κατωφλίου. Οι SRS και SBS παρατηρήθηκαν στις οπτικές ίνες. Ακόμη κι αν οι SRS και SBS μοιάζουν κατά πολύ λόγω της προέλευσής τους, οι διαφορετικές σχέσεις διασποράς για τα ακουστικά και οπτικά φωνόνια δημιουργούν βασικές διαφορές μεταξύ των δύο.

Μία βασική διαφορά είναι ότι η SBS στις μονότροπες οπτικές ίνες εμφανίζεται μόνο στην επιστροφή, ενώ η SRS κυριαρχεί στην ορθή κατεύθυνση.

Η στάθμη του κατωφλίου ισχύος και για τις δύο, SRS και SBS, μπορεί να υπολογιστεί αν παρατηρήσουμε πως η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός αυξάνεται σε σχέση με το θόρυβο.

Στην περίπτωση της SRS, η ισχύς κατωφλίου P_{th} , που ορίζεται σαν η προσπίπτουσα ισχύς, στην οποία χάνεται η μισή ισχύς κατά την SRS στην έξοδο μιας οπτικής ίνας μήκους L , υπολογίζεται από τη σχέση:

$$g_R P_{th} L_{eff} / A_{eff} = 16,$$

όπου g_R είναι η μέγιστη τιμή της απολαβής Raman, A_{eff} είναι η ενεργός διατομή πυρήνα, και L_{eff} είναι το ενεργό μήκος αλληλεπίδρασης, όπως ορίζεται από τη σχέση:

$$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha,$$

όπου η α αντιπροσωπεύει την απώλεια της οπτικής ίνας. Στα συστήματα οπτικών επικοινωνιών, η ίνα είναι αρκετά μεγάλη ώστε το L_{eff} να είναι περίπου $1/\alpha$. Αν αντικαταστήσουμε το A_{eff} με το πw^2 , όπου w είναι το μέγεθος της δέσμης, η P_{th} δίνεται από την

$$P_{th} = 16\alpha(\pi w^2) / g_R.$$

Είναι σημαντικό να τονίσουμε πως η εξίσωση (2.6.3) παρέχει ένα υπολογισμό μιας τάξης μεγέθους μόνο, επειδή έγιναν πολλές προσεγγίσεις, ώστε να προκύψει αυτή. Ο συντελεστής απολαβής Raman είναι $g_R = 1 \times 10^{-13} \text{ m/W}$ για ίνες πυριτίου γύρω στο $1 \mu\text{m}$ και αυξάνεται αντιστρόφως ανάλογα με το μήκος κύματος. Αν πάρουμε $\pi w^2 = 50 \mu\text{m}^2$ και $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$ σαν αντιπροσωπευτικές τιμές, η P_{th} είναι περίπου 570 mW γύρω στα $1.55 \mu\text{m}$. Αφού η ισχύς εισόδου στα συστήματα οπτικών επικοινωνιών είναι τυπικά κάτω από 10 mW η SRS γενικά δεν συνεισφέρει στην απώλεια της οπτικής ίνας.

Η κατάσταση είναι αρκετά διαφορετική για την SBS. Μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ κατωφλίου αν χρησιμοποιήσουμε μία διαδικασία παρόμοια με εκείνη στην περίπτωση της SRS, που δίνεται από την σχέση

$$g_B P_{th} L_{eff} / A_{eff} = 21,$$

όπου g_B είναι ο συντελεστής απολαβής Brillouin. Όπως και νωρίτερα, μπορούμε να αντικαταστήσουμε το L_{eff} με το $1/\alpha$ και το A_{eff} με το πw^2 , έτσι ώστε $P_{th} = 21\alpha(\pi w^2) / g_B$. Ωστόσο, $g_B = 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ για τις οπτικές ίνες πυριτίου, τιμή μεγαλύτερη του g_R κατά δύο τάξεις μεγέθους.

Επομένως, η P_{th} μπορεί να είναι χαμηλή -1 mW, ειδικά γύρω στα $1.55 \mu\text{m}$, όπου η απώλεια της ίνας είναι ελάχιστη. Είναι ξεκάθαρο ότι η SBS μπορεί να περιορίσει αρκετά την ισχύ εισόδου, εξαιτίας του χαμηλού κατωφλίου της. Ο παραπάνω υπολογισμός της P_{th} παραβλέπει τις επιδράσεις του φασματικού εύρους, που σχετίζονται με το προσπίπτον φως. Αφού το φάσμα απολαβής Brillouin για τις οπτικές ίνες πυριτίου είναι αρκετά στενό, ($<100 \text{ MHz}$), η ισχύς κατωφλίου μπορεί να αυξηθεί κατά 10 mW

ή και περισσότερο, αν αυξήσουμε εσκεμμένα την απολαβή του εύρους ζώνης στα 200–400 MHz μέσω της διαμόρφωσης φάσης.

Όμως, η SBS περιορίζει την ισχύ εισόδου σε επίπεδο κάτω των 100mW στα περισσότερα οπτικά συστήματα επικοινωνιών.

Και η SRS και η SBS μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να βελτιώσουμε τον σχεδιασμό των οπτικών συστημάτων επικοινωνιών, αφού μπορούν να ενισχύσουν ένα οπτικό πεδίο μεταφέροντας σ' αυτό ενέργεια μέσω άντλησης από ένα πεδίο, του οποίου το μήκος κύματος έχει επιλεγεί κατάλληλα.

Η SRS είναι ιδιαίτερα χρήσιμη εξαιτίας ενός υπερβολικά μεγάλου εύρους ζώνης (-10 THz), σχετικό με το προφίλ απολαβής Raman για το πυρίτιο. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή ενισχυτών οπτικών ινών Raman. Ακόμη, η SBS μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή ενισχυτών Brillouin.

2.6.2 Μη - Γραμμική Διάθλαση

Ο δείκτης διάθλασης του πυριτίου θεωρήσαμε ότι είναι ανεξάρτητος από την ισχύ στον σχολιασμό των τρόπων μετάδοσης στην ίνα, στην Ενότητα 2.2. Παρόλο, όμως που αυτό αποτελεί μία καλή προσέγγιση στις χαμηλές στάθμες ισχύος, είναι απαραίτητο να συμπεριλάβει τη μη-γραμμική συνεισφορά στην υψηλή ισχύ, μέσω της όπου n_1 και n_2 είναι οι δείκτες διάθλασης πυρίτιου και περιβλήματος και n_2 είναι ο συντελεστής μη-γραμμικού δείκτη ($n_2=3 \times 10^{-20}$ m/W για οπτικές ίνες πυριτίου). Τυπικά, η επίδραση της μη-γραμμικότητας στον δείκτη διάθλασης είναι αρκετά μικρή ($<10^{-7}$).

Αν χρησιμοποιήσουμε τη θεωρία διαταραχών πρώτης τάξης, για να πάρουμε τους τρόπους μετάδοσης στην ίνα με την εξίσωση (2.6.5), θα δούμε ότι η σταθερά μετάδοσης εξαρτάται από την ισχύ και μπορεί να γραφεί ως εξής

$$\beta^* = \beta + \gamma P,$$

όπου $\gamma = k_0 n_2 / A_{\text{eff}}$. Αν σημειώσουμε ότι η οπτική φάση, που σχετίζεται με τον τρόπο μετάδοσης στις ίνες, αυξάνεται γραμμικά με το z , το αποτέλεσμα της μη-γραμμικής διάθλασης είναι να παράγει μη-γραμμική ολίσθηση φάσης που δίνεται από τη σχέση:

$$\phi_{\text{NL}} = (\beta' - \beta) dz = \gamma P(z) dz = \gamma P_{\text{in}} L_{\text{eff}},$$

όπου $P(z) = P_{\text{in}} \exp(-az)$ είναι η απώλεια οπτικής ίνας και το L_{eff} ορίζεται όπως στην εξίσωση (2.6.2). Για να πάρουμε την εξίσωση (2.6.7), η P_{in} θεωρείται σταθερή.

Στην πραγματικότητα, η εξάρτηση της P_{in} από τον χρόνο, κάνει την ϕ_{NL} να μεταβάλλεται ανάλογα με το χρόνο αυτό με αποτέλεσμα, τετέρισμα συχνότητας, που με τη σειρά του επηρεάζει τη μορφή του παλμού μέσω GVD.

Για να μειώσουμε την επίδραση της μη-γραμμικής διάθλασης, είναι απαραίτητο να είναι $\varphi_{NL} \ll 1$. Αντικαθιστώντας την L_{eff} με l/a για τις μεγάλες οπτικές ίνες, η συνθήκη γίνεται

$$P_{in} \ll \alpha/\gamma.$$

Τυπικά, $\gamma=2W^{-1} \text{ km}^{-1}$. Χρησιμοποιώντας $\alpha=0.2 \text{ dB/km}$, η ισχύς εισόδου περιορίζεται κάτω από τα 22mW. Είναι ξεκάθαρο ότι η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ισχύ μπορεί να αποτελέσει περιοριστικό παράγοντα για τα οπτικά συστήματα επικοινωνιών. Το φαινόμενο της μη-γραμμικότητας, που ευθύνεται για τον περιορισμό αυτό, ονομάζεται από-διαμόρφωση φάσης (SPM) αφού η ολίσθηση φάσης του φ_{NL} επάγεται από το ίδιο το οπτικό πεδίο. Η SPM προκαλεί σημαντική φασματική διεύρυνση των παλμών, που διαδίδονται στο εσωτερικό της οπτικής ίνας. Η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ισχύ στην εξίσωση (2.6.5) μπορεί επίσης να οδηγήσει και σ' ένα ακόμη μη-γραμμικό φαινόμενο, γνωστό σαν διασταυρούμενη διαμόρφωση φάσης (XPM). Εμφανίζεται όταν δύο ή περισσότερα κανάλια εκπέμπουν ταυτόχρονα στο εσωτερικό μίας οπτικής ίνας χρησιμοποιώντας διαφορετικές φέρουσες συχνότητες.

Η μη-γραμμική ολίσθηση φάσης για ένα συγκεκριμένο κανάλι εξαρτάται όχι μόνο από την ισχύ του καναλιού αυτού, αλλά και από την ισχύ των άλλων καναλιών. Η ολίσθηση φάσης για το j κανάλι είναι

$$\varphi_j^{NL} = \gamma L_{eff} (P_j + 2 \sum_{m \neq j}^M P_m),$$

όπου M είναι ο συνολικός αριθμός καναλιών και P_j είναι η ισχύς του καναλιού ($j=1$ έως M). Ο συντελεστής 2 στην Εξίσωση (2.6.9) δείχνει ότι η XPM είναι δυο φορές πιο αποτελεσματική από την SPM για την ίδια ποσότητα ισχύος.

Τώρα, η συνολική ολίσθηση φάσης εξαρτάται από την ισχύ σε όλα τα κανάλια και μεταβάλλεται από bit σε bit ανάλογα με την διάταξη των bit στα γειτονικά κανάλια. Αν θεωρήσουμε την ισχύ των καναλιών ίση, η ολίσθηση φάσης στη χειρότερη περίπτωση, όπου όλα τα κανάλια μεταφέρουν ταυτόχρονα bit με τιμή 1, δίνεται από την

$$\varphi_j^{NL} = (\gamma/\alpha)(2M - 1)P_j.$$

Για να διατηρήσουμε την $\varphi_j^{NL} \ll 1$, η ισχύς του καναλιού περιορίζεται σε επίπεδο κάτω από 1mW ακόμη και για $M=10$ αν χρησιμοποιήσουμε τυπικές τιμές για τα γ και α στα 1.55 μm . Είναι φανερό ότι η XPM μπορεί να αποτελέσει ένα πολύ σημαντικό παράγοντα περιορισμού της ισχύος στα πλαίσια των πολυκάναλων οπτικών συστημάτων.

Από τον σχολιασμό που προηγήθηκε, φαίνεται πως οι SPM και XPM λειτουργούν χωρίς σημαντικές επιδράσεις διασποράς και ισχύουν για σχετικά ευρείς οπτικούς παλμούς (>100ps). Για τους μικρότερους οπτικούς παλμούς, τα μη-γραμμικά φαινόμενα και τα φαινόμενα διασποράς επιδρούν από κοινού σ' ένα παλμό και μας οδηγούν σε νέα χαρακτηριστικά. Πιο συγκεκριμένα, η διεύρυνση των οπτικών παλμών

λόγω διασποράς μειώνεται αρκετά με την παρουσία της SPM και ανώμαλης GVD. Στην πραγματικότητα, ένας οπτικός παλμός μπορεί να μεταδίδεται χωρίς παραμόρφωση, αν η ανώτατη τιμή ισχύος του παλμού επιλεγεί ώστε να αντιστοιχεί στο βασικό σολιτόνιο.

2.6.3 Μείξη Τεσσάρων Κυμάτων

Η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από την ένταση, που σχολιάστηκε στην ενότητα 2.6.2, οφείλεται στην μη-γραμμική επιδεκτικότητα τρίτου βαθμού, η οποία συμβολίζεται με $\chi^{(3)}$. Ένα άλλο μη γραμμικό φαινόμενο, γνωστό σαν μείξη τεσσάρων κυμάτων (FWM), οφείλεται επίσης στην πεπερασμένη τιμή του $\chi^{(3)}$ στις οπτικές ίνες πυριτίου.

Αν τρία οπτικά πεδία με φέρουσες συχνότητες ω_1 , ω_2 και ω_3 μεταδίδονται ταυτόχρονα μέσω μιας οπτικής ίνας, η $\chi^{(3)}$ δημιουργεί ένα τέταρτο πεδίο του οποίου η συχνότητα ω_4 σχετίζεται με τις άλλες συχνότητες μέσω της σχέσης $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Μπορούμε να έχουμε διάφορες συχνότητες που αντιστοιχούν σε διαφορετικούς συνδυασμούς πρόσθετων συν και πλην.

Στην πραγματικότητα, οι περισσότεροι απ' τους συνδυασμούς αυτούς δεν πραγματοποιούνται εξαιτίας της απαίτησης για προσαρμογή φάσης.

Οι συνδυασμοί συχνοτήτων της μορφής $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ προκαλούν αρκετά προβλήματα στα πολυκάναλα συστήματα επικοινωνίας, αφού καταφέρνουν να προσαρμόζουν τη φάση όταν τα μήκη κύματος των καναλιών πλησιάζουν το μήκος κύματος μηδενικής διασποράς.

Πράγματι, οι οπτικές ίνες ολισθημένης διασποράς που κυκλοφορούν στο εμπόριο συχνά σχεδιάζονται έτσι ώστε να έχουν κάποια υπολειμματική διασπορά στο μήκος κύματος λειτουργίας για να καταστέλλουν την FWM. Σε βασικό επίπεδο, μια διαδικασία FWM μπορεί να θεωρηθεί σαν διαδικασία σκέδασης, στην οποία δύο φωτόνια με ενέργειες $h\omega_1$ και $h\omega_2$ δημιουργούν δύο νέα φωτόνια με ενέργεια $h\omega_3$ και $h\omega_4$.

Η συνθήκη προσαρμογής φάσης προέρχεται από την απαίτηση για διατήρηση της ορμής. Η διαδικασία FWM μπορεί επίσης να εμφανιστεί όταν δύο αρχικά φωτόνια είναι εκφυλισμένα ($h\omega_1 = h\omega_2$), έτσι ώστε $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_3$.

Η FWM δεν δημιουργεί πρόβλημα στα μονοκάναλα οπτικά συστήματα, αλλά αποτελεί περιοριστικό παράγοντα και για τα πολυκάναλα συστήματα που χρησιμοποιούν πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος.

Μία σημαντική ποσότητα ισχύος του καναλιού μπορεί να μεταφερθεί σε γειτονικά κανάλια μέσω της FWM. Μία τέτοια μεταφορά ενέργειας, όχι μόνο έχει σαν αποτέλεσμα απώλεια ισχύος για ένα συγκεκριμένο κανάλι, αλλά επίσης οδηγεί σε διαφωνία μεταξύ των καναλιών (ενδοκαναλική διαφωνία), πράγμα που υποβιβάζει την απόδοση του συστήματος. Η FWM μπορεί ακόμη να φανεί χρήσιμη και στα οπτικά συστήματα. Έχει χρησιμοποιηθεί για την αποπολυπλεξία καναλιών, όταν στο οπτικό πεδίο χρησιμοποιείται η πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου.

Από το 1993, η FWM στις οπτικές ίνες χρησιμοποιείται για τη δημιουργία ενός φασματικά αντεστραμμένου σήματος, της διαδικασίας της συζυγούς οπτικής φάσης.

2.7 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΤΩΝ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ

Η τελευταία Ενότητα αφιερώνεται στη μηχανική πλευρά των οπτικών ινών. Η κατασκευή καλωδίων οπτικών ινών, κατάλληλων για εγκατάσταση σε πραγματικά οπτικά συστήματα, συμπεριλαμβάνει εξελιγμένη τεχνολογία και δίνει πολύ μεγάλη βαρύτητα σε αρκετές πρακτικές λεπτομέρειες.

Από την στιγμή που αυτές οι λεπτομέρειες διατίθενται σε διάφορα κείμενα, ο σχολιασμός μας εδώ θα είναι εσκεμμένα σύντομος.

2.7.1 Ζητήματα Σχεδίασης

Στην απλούστερη μορφή της, μία οπτική ίνα βηματικού δείκτη διάθλασης αποτελείται από ένα κυλινδρικό πυρήνα, που περιβάλλεται από ένα στρώμα περιβλήματος του οποίου ο δείκτης διάθλασης είναι λίγο μικρότερος από τον δείκτη διάθλασης του πυρήνα.

Τόσο ο πυρήνας, όσο και το περίβλημα χρησιμοποιούν το πυρίτιο σαν βασικό υλικό. Η διαφορά στους δείκτες διάθλασης πραγματοποιείται εμπλουτίζοντας τον πυρήνα ή το περίβλημα, ή και τα δύο. Στοιχεία πρόσμειξης όπως τα GeO και P_2O_5 αυξάνουν τον δείκτη διάθλασης του πυριτίου και είναι κατάλληλα για τον πυρήνα. Από την άλλη, στοιχεία όπως το B_2O_3 και το φθόριο μειώνουν τον δείκτη διάθλασης του πυριτίου και είναι κατάλληλα για το περίβλημα. Τα κύρια ζητήματα σχεδιασμού έχουν να κάνουν με το προφίλ του δείκτη διάθλασης, την ποσότητα των προσμειξεων και τις διαστάσεις του πυρήνα και του περιβλήματος.

Η διάμετρος του εξώτατου στρώματος περιβλήματος έχει πρότυπη τιμή 125 μm για όλες τις οπτικές ίνες που χρησιμοποιούνται για επικοινωνία.

Επίσης μπορούμε να έχουμε πυρήνα χωρίς προσμείξεις. Οι οπτικές ίνες αυτού του είδους ονομάζονται διπλού ή πεπιεσμένου περιβλήματος.

Επίσης, ονομάζονται ίνες "W", από τη μορφή που έχει το προφίλ του δείκτη διάθλασης τους. Συχνά για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε ένα τριγωνικό προφίλ δείκτη διάθλασης με πεπιεσμένο ή υπερυψωμένο περίβλημα. Οι δείκτες διάθλασης και το πάχος των διαφόρων στρωμάτων βελτιστοποιούνται για τον σχεδιασμό μίας οπτικής ίνας με τα επιθυμητά χαρακτηριστικά διασποράς. Μερικές φορές χρησιμοποιούνται μέχρι και τέσσερα στρώματα περιβλήματος για τις οπτικές ίνες επίπεδης διασποράς.

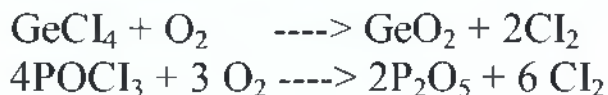
2.7.2 Μέθοδοι Κατασκευής

Η κατασκευή οπτικών ινών πυριτίου που χρησιμοποιούνται για επικοινωνίες αποτελείται από δύο στάδια. Στο πρώτο, χρησιμοποιούμε τη μέθοδο απόθεσης ατμού για να δημιουργήσουμε μία κυλινδρική προμορφή με το προφίλ δείκτη διάθλασης που επιθυμούμε. Τυπικά έχει μήκος 1 μέτρο και διάμετρο 2 εκατοστά, ενώ παράλληλα περιέχει πυρήνα και στρώματα περιβλήματος με τις κατάλληλες σχετικές διαστάσεις.

Στο δεύτερο στάδιο, η προμορφή αυτή γίνεται οπτική ίνα χρησιμοποιώντας ένα μηχανισμό ακριβούς τροφοδοσίας, που τροφοδοτεί την προμορφή σε κλίβανο με την κατάλληλη ταχύτητα.

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε διάφορες μεθόδους για την κατασκευή της προμορφής. Οι τρεις πιο συνηθισμένες μέθοδοι είναι η χημική απόθεση τροποποιημένων ατμών (MCVD), η εξωτερική απόθεση ατμών (OVD) και η απόθεση ατμών στον άξονα (VAD).

Για να εξασφαλίσουμε ομοιομορφία, ένα φλόγιστρο πολλαπλής καύσης μετακινείται μπρος - πίσω κατά μήκος του σωλήνα με τη βοήθεια ενός μηχανισμού αυτόματης μετατόπισης. Ο δείκτης διάθλασης των στρωμάτων περιβλήματος ελέγχεται προσθέτοντας φθόριο στον σωλήνα. Όταν δημιουργηθεί ένα αρκετά παχύ στρώμα περιβλήματος, σχηματίζεται ο πυρήνας με την πρόσθεση ατμών GeCl_4 και POCl_3 . Οι υδρατμοί αυτοί αντιδρούν με το οξυγόνο και σχηματίζουν τις προσμίξεις GeO_2 και P_2O_5 :



Ο ρυθμός ροής του GeCl_4 ή του POCl_3 καθορίζει την ποσότητα της πρόσμειξης και την αντίστοιχη αύξηση του δείκτη διάθλασης του πυρήνα. Μία οπτική ίνα διαβαθμισμένου δείκτη μπορεί να κατασκευαστεί μεταβάλλοντας απλώς τον ρυθμό ροής από στρώμα σε στρώμα.

Όταν δημιουργηθούν όλα τα στρώματα που σχηματίζουν τον πυρήνα, η θερμοκρασία του φλόγιστρου αυξάνεται ώστε να μεταβληθεί ο σωλήνας σε μία συμπαγή ράβδο προμορφής.

Η διαδικασία MCVD είναι γνωστή και σαν μέθοδος εσωτερικής εναπόθεσης ατμών, αφού ο πυρήνας και τα στρώματα περιβλήματος εναποτίθενται στο εσωτερικό ενός σωλήνα τηγμένου πυριτίου.

Σε μια παρόμοια διαδικασία, γνωστή σαν διαδικασία χημικής εναπόθεσης ατμών με ενεργοποίηση πλάσματος, η χημική αντίδραση ξεκινά από ένα μικροκυματικό πλάσμα. Αντίθετα, στις διαδικασίες OVD και VAD ο πυρήνας και τα στρώματα περιβλήματος τοποθετούνται στο εξωτερικό ενός περιστρεφόμενου άξονα με την τεχνική της υδρόλυσης με φλόγα. Ο άξονας απομακρύνεται πριν την τήξη. Τότε, η πορώδης αυτή συνθετική απομίμηση τοποθετείται σ' έναν κλίβανο τήξης για να σχηματιστεί συνθετικό γυαλί.

Η τρύπα που υπάρχει στο κέντρο επιτρέπει την μείωση των υδρατμών μέσω της αφυδάτωσης σε ελεγχόμενη ατμόσφαιρα μείγματος Cl_2 -He, παρόλο που έχει σαν αποτέλεσμα ένα βαθούλωμα στο κέντρο του προφίλ δείκτη. Το βαθούλωμα μπορεί να περιοριστεί αν κατά την τήξη κλείσουμε την τρύπα στο κέντρο.

Το στάδιο εφελκυσμού (μορφοποίησης) της οπτικής ίνας είναι ουσιαστικά το ίδιο ανεξάρτητα από την διαδικασία που χρησιμοποιήσαμε για να κατασκευάσουμε την προμορφή. Η εύπλαστη προμορφή τραβιέται για να πάρει τη μορφή οπτικής ίνας μέσω ενός μηχανισμού ακριβούς τροφοδότησης. Η διάμετρος της οπτικής ίνας παρατηρείται και ελέγχεται οπτικά μέσω ενός πρότυπου διάθλασης, που παράγεται από ένα laser.

Οποιαδήποτε αλλαγή στη διάμετρο μεταβάλλει το πατρών διάθλασης, το οποίο με τη σειρά του μεταβάλλει το ρεύμα της φωτιοδιόδου.

Αυτή η μεταβολή του ρεύματος λειτουργεί σαν σήμα για έναν σερβομηχανισμό ελέγχου που ρυθμίζει τον ρυθμό περιέλιξης της οπτικής ίνας. Με την τεχνική αυτή, η διάμετρος της οπτικής ίνας μπορεί να διατηρηθεί σταθερή κατά 0.1%. Στο στάδιο αυτό, εφαρμόζεται στην ίνα ένα κάλυμμα πολυμερούς. Το τελευταίο εξυπηρετεί δύο σκοπούς, καθώς παρέχει μηχανική προστασία και παράλληλα διατηρεί τις ιδιότητες μετάδοσης στην οπτική ίνα. Η τυπική διάμετρος μιας καλυμμένης οπτικής ίνας είναι περίπου 250μm, παρόλο που μπορεί να φτάσει και τα 900μm αν χρησιμοποιήσουμε πολλαπλά στρώματα επικάλυψης.

Κατά την περιέλιξη της οπτικής ίνας στο τύμπανο, εξετάζεται η αντοχή της στο τέντωμα. Ο ρυθμός περιέλιξης είναι τυπικά 0.2-0.5m/s.

Απαιτούνται πολλές ώρες για να τραβήξουμε την οπτική ίνα από μια απλή προμορφή. Ο σύντομος αυτός σχολιασμός είχε σαν σκοπό να σας δώσει μία γενική ιδέα. Η κατασκευή των οπτικών ιών απαιτεί γενικά προσοχή σ' έναν μεγάλο αριθμό μηχανολογικών λεπτομερειών, που σχολιάζονται σε διάφορα κείμενα.

2.7.3 Καλώδια και Συνδετήρες

Η καλωδίωση των οπτικών ιών είναι απαραίτητη για να τις προστατεύει από φθορές κατά την μεταφορά κι εγκατάστασή τους. Η σχεδίαση του καλωδίου εξαρτάται από το είδος της εφαρμογής. Σε μερικές εφαρμογές, μπορεί να είναι αρκετό ν' απομονώσουμε την οπτική ίνα τοποθετώντας την μέσα σ' ένα πλαστικό εξωτερικό κάλυμμα.

Σε άλλες πάλι, το καλώδιο θα πρέπει να γίνει με μηχανικά ισχυρό χρησιμοποιώντας ενισχυτικά στοιχεία, όπως ατσάλινες ράβδους.

Ένα καλώδιο μικρής αντοχής κατασκευάζεται αν περιβάλλουμε την οπτική ίνα μ' ένα μονωτικό εξωτερικό κάλυμμα από σκληρό πλαστικό. Μπορούμε να έχουμε ένα εφαρμοστό εξωτερικό κάλυμμα εφαρμόζοντας ένα μονωτικό πλαστικό περίβλημα πάχους 0.5-1 mm πάνω στο πρώτο στρώμα επικάλυψης, που εφαρμόστηκε κατά την διαδικασία μορφοποίησης της οπτικής ίνας. Με μία άλλη μέθοδο, η οπτική ίνα απλώνεται χαλαρά στο εσωτερικό ενός πλαστικού σωλήνα. Οι απώλειες μικροκάμψης σχεδόν εξουδετερώνονται με την κατασκευή αυτή, αφού η οπτική ίνα μπορεί να πάρει τη θέση που θέλει στο εσωτερικό του σωλήνα. Μπορούμε επίσης να εφαρμόσουμε την κατασκευή αυτή και για την δημιουργία καλωδίων πολλών οπτικών ιών, αν χρησιμοποιήσουμε σωλήνα με εσωτερικές εντομές για κάθε οπτική ίνα.

Στα καλώδια μεγάλης αντοχής χρησιμοποιούμε ατσάλι ή ένα ανθεκτικό πολυμερές, για παράδειγμα Kevlar, για να έχουμε μηχανική αντοχή.

Στην κατασκευή χαλαρού σωλήνα, ράβδοι fiberglass μονωμένοι με πολυουρεθάνη καθώς και ένα κάλυμμα Kevlar παρέχουν την απαραίτητη μηχανική αντοχή. Το ίδιο σχέδιο μπορεί να επεκταθεί σε καλώδια πολλών οπτικών ινών, αν τοποθετήσουμε πολλές οπτικές ίνες, η καθεμία απ' τις οποίες βρίσκεται μέσα σε χαλαρό σωλήνα, γύρω από ένα κεντρικό ατσάλινο πυρήνα. Όταν πρέπει να τοποθετήσουμε έναν μεγάλο αριθμό οπτικών ινών μέσα σε ένα απλό καλώδιο, χρησιμοποιούμε καλώδιο-κορδέλα.

Η κορδέλα αυτή κατασκευάζεται πακετάροντας τυπικά 12 οπτικές ίνες ανάμεσα σε δύο πολυεστερικές ταινίες. Κατόπιν, πολλές ταινίες τοποθετούνται μαζί σε ορθογώνια διάταξη και μέσα σε πολυαιθυλενικό σωλήνα.

Θα έχουμε μηχανική αντοχή, αν χρησιμοποιήσουμε ατσάλινες ράβδους στα δύο εξώτατα καλύμματα πολυαιθυλενίου. Η εξωτερική διάμετρος των καλωδίων αυτών είναι περίπου 1-1,5cm.

Πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τους συνδετήρες για να μπορέσουμε να χρησιμοποιήσουμε τις οπτικές ίνες σε πραγματικά συστήματα επικοινωνίας. Αυτοί χωρίζονται σε δύο κατηγορίες. Μία μόνιμη ζεύξη μεταξύ των δύο ινών είναι γνωστή σαν σύνδεση δύο ινών, ενώ μία προσωρινή ζεύξη μεταξύ τους χρησιμοποιεί συνδετήρα οπτικών ινών.

Οι συνδετήρες αυτοί συνήθως χρησιμοποιούνται για να ενώνουν το καλώδιο οπτικών ινών με το πομπό (ή τον δέκτη), ενώ οι ενώσεις χρησιμοποιούνται για να συνδέουμε τμήματα καλωδίων (συνήθως μήκους 5-10 km). Το κύριο ζήτημα στη χρήση ενώσεων και συνδετήρων έχει να κάνει με την απώλεια. Πάντα έχουμε απώλεια κάποιας ποσότητας ισχύος, αφού τα δύο άκρα της οπτικής ίνας ποτέ δεν ευθυγραμμίζονται τέλεια στην πράξη. Μπορούμε εύκολα να έχουμε απώλεια στις ενώσεις κάτω από 0.1 dB, αν χρησιμοποιήσουμε την τεχνική της σύντηξης στην περιοχή της ένωσης. Η απώλεια των συνδετήρων είναι γενικά μεγαλύτερη. Οι τεχνικά εξελιγμένοι συνδετήρες έχουν μέση απώλεια περίπου 0.3 dB.

Η τεχνολογία της σχεδίασης τόσο των ενώσεων, όσο και των συνδετήρων είναι αρκετά προηγμένη.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΟΠΤΙΚΟΙ ΕΝΙΣΧΥΤΕΣ

Η απόσταση μετάδοσης ενός συστήματος επικοινωνίας οπτικών ινών περιορίζεται από την απώλεια και τη διασπορά στις οπτικές ίνες. Στα οπτικά συστήματα μετάδοσης σε μεγάλη απόσταση, συνήθως τον περιορισμό της απώλειας τον υπερβαίνουμε χρησιμοποιώντας οπτοηλεκτρονικούς αναμεταδότες, στους οποίους το οπτικό σήμα αρχικά μετατρέπεται σε ηλεκτρικό ρεύμα και κατόπιν αναμεταδίδεται χρησιμοποιώντας ένα πομπό.

Οι αναμεταδότες αυτοί γίνονται αρκετά περίπλοκοι και ακριβοί στα πολυκαναλικά οπτικά συστήματα. Μία εναλλακτική μέθοδος χρησιμοποιεί οπτικούς ενισχυτές, οι οποίοι ενισχύουν το οπτικό σήμα άμεσα, χωρίς να απαιτούν την μετατροπή του στην ηλεκτρονική περιοχή.

Κατά τη διάρκεια της δεκαετίας του 1980, μελετήθηκαν κι αναπτύχθηκαν διάφορα είδη οπτικών ενισχυτών και η χρήση τους στα οπτικά συστήματα μακρινής μετάδοσης διαδόθηκαν πολύ κατά την δεκαετία του 1990.

Μέχρι το 1996, οι οπτικοί ενισχυτές αποτελούσαν μέρος των καλωδίων οπτικών ινών που είχαν εγκατασταθεί στον Ατλαντικό και Ειρηνικό ωκεανό.

Το κεφάλαιο αυτό είναι αφιερωμένο στους οπτικούς ενισχυτές. Στην Ενότητα 8.1 σχολιάζουμε γενικές έννοιες που είναι συνηθισμένες σ' όλους τους οπτικούς ενισχυτές. Οι ενισχυτές laser ημιαγωγών εξετάζονται στην Ενότητα 8.2. Οι ενισχυτές οπτικών ινών Raman και Brillouin καλύπτονται στις Ενότητες 8.3 και 8.4 αντίστοιχα. Οι Ενότητες 8.5 και 8.6 αφιερώνονται στους ενισχυτές οπτικών ινών, που κατασκευάζονται με εμπλουτισμό του πυρήνα της οπτικής ίνας μ' ένα στοιχείο σπάνιων γαιών.

Η έμφαση δίνεται στους ενισχυτές οπτικών ινών εμπλουτισμένων με έρβιο, που χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά για τα οπτικά συστήματα 1.55μm. Πράγματι, αυτοί οι ενισχυτές οπτικών ινών χρησιμοποιούνται στα εμπορικά οπτικά συστήματα από το 1996.

3.1 ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

Οι οπτικοί ενισχυτές ενισχύουν το προσπίπτον φως μέσω της εξαναγκασμένης μετάδοσης, ο ίδιος μηχανισμός που χρησιμοποιήθηκε από τα laser.

Πράγματι, ένας οπτικός ενισχυτής δεν είναι τίποτε άλλο παρά ένα laser χωρίς ανάδραση. Το κύριο συστατικό του είναι η οπτική απολαβή που πραγματοποιείται όταν ο ενισχυτής υφίστανται άντληση (οπτικά ή ηλεκτρικά) για να επιτύχει αντιστροφή του πληθυσμού.

Η οπτική απολαβή, γενικά, εξαρτάται όχι μόνο από τη συχνότητα (ή το μήκος κύματος) του προσπίπτοντος φωτός, αλλά και από την ένταση της τοπικής δέσμης σε οποιοδήποτε σημείο στο εσωτερικό του ενισχυτή.

Λεπτομέρειες της εξάρτησης από την συχνότητα και την ένταση της οπτικής απολαβής εξαρτώνται από το μέσο του ενισχυτή. Για να δείξουμε τις γενικές έννοιες, ας πάρουμε την περίπτωση στην οποία το μέσο

της απολαβής μοντελοποιείται σαν ένα ομοιογενώς διευρυμένο σύστημα δύο-σταθμών. Ο συντελεστής απολαβής ενός τέτοιου μέσου μπορεί να γραφεί ως εξής

$$g(\omega) = g_0 / [1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P/P_s]$$

όπου g_0 είναι η μέγιστη τιμή της απολαβής, ω είναι η οπτική συχνότητα του προσπίπτοντος σήματος, ω_0 είναι η ατομική συχνότητα μετάβασης και P είναι η οπτική ισχύς του σήματος που ενισχύεται.

Η ισχύς κόρου P εξαρτάται από τις παραμέτρους του μέσου απολαβής, όπως ο χρόνος φθορισμού T_1 και η ενεργός διατομή της μετάβασης. Η έκφραση της για διάφορα είδη ενισχυτών δίνεται στις παρακάτω ενότητες. Η παράμετρος T_2 στην Εξίσωση 8.1.1 γνωστή σαν χρόνος διπολικής χαλάρωσης και χρόνος πληθυσμιακής χαλάρωσης, μεταβάλλεται μεταξύ 100ps και 10ms, ανάλογα με το μέσο απολαβής. Η Εξίσωση 8.1.1 μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να σχολιάσουμε σημαντικά χαρακτηριστικά των οπτικών ενισχυτών, όπως το εύρος ζώνης της απολαβής, τον συντελεστή ενίσχυσης και την ισχύ κόρου της εξόδου.

3.1.1 Φάσμα απολαβής και εύρος ζώνης

Ας πάρουμε το μη κορεσμένο σύστημα στο οποίο $P/P \ll 1$ σ' ολόκληρο τον ενισχυτή. Αγνοώντας τον όρο P/P στην Εξίσωση 8.1.1, ο συντελεστής απολαβής γίνεται

$$g(\omega) = g_0 / [1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]$$

Η εξίσωση αυτή δείχνει πως η απολαβή είναι μέγιστη όταν η προσπίπτουσα συχνότητα ω συμπίπτει με την ατομική συχνότητα μετάβασης ω_0 . Η μείωση της απολαβής για $\omega \neq \omega_0$ διέπεται από το προφίλ Lorentz που αποτελεί χαρακτηριστικό των ομοιογενώς διευρυμένων συστημάτων δύο σταθμών. Όπως σχολιάζεται παρακάτω, το φάσμα της απολαβής των πραγματικών ενισχυτών μπορεί να αποκλίνει αρκετά από το προφίλ Lorentz. Το εύρος ζώνης της απολαβής ορίζεται σαν το πλήρες εύρος του ημι μεγίστου (FWHM) του φάσματος απολαβής $g(\omega)$.

Για το φάσμα Lorentz, το εύρος ζώνης της απολαβής δίνεται από τον τύπο $\Delta\omega_g = 2/T_2$, ή από τη σχέση:

$$\Delta\nu_g = \Delta\omega_g / 2\pi = 1/\pi T_2$$

Για παράδειγμα είναι $\Delta\nu_g \sim 3\text{THz}$ για τους ενισχυτές laser ημιαγωγών για το οποίο $T_2 \sim 0,1\text{ps}$. Οι ενισχυτές με σχετικά μεγάλο εύρος ζώνης προτιμώνται για τα οπτικά συστήματα επικοινωνίας, αφού η απολαβή είναι σχεδόν σταθερή σ' όλο το εύρος ζώνης ακόμη κι ενός πολυκαναλικού σήματος.

Η έννοια του εύρους ζώνης του ενισχυτή χρησιμοποιείται συχνά αντί του εύρους ζώνης απολαβής. Η διαφορά είναι φανερή όταν θεωρήσουμε την απολαβή του ενισχυτή G , γνωστή και σαν συντελεστής ενίσχυσης και ορίζεται ως εξής.

$$G = P_{out} / P_{in}$$

όπου P_{in} και P_{out} είναι η ισχύς εισόδου και εξόδου του σήματος συνεχούς-κύματος (CW) που ενισχύεται. Μπορούμε να πάρουμε μία έκφραση της G χρησιμοποιώντας

$$dp/dz = gP$$

όπου $P(z)$ είναι η οπτική ισχύς σε απόσταση z από το άκρο εισόδου. Μία κατευθείαν ολοκλήρωση με την αρχική συνθήκη $P(0)=P_{in}$ δείχνει ότι η ισχύς του σήματος αυξάνεται εκθετικά ως εξής

$$P(z)=P_{in} \exp(gz).$$

Σημειώνοντας ότι $P(L)=P_{out}$ και χρησιμοποιώντας την εξίσωση (8.1.4), ο συντελεστής ενίσχυσης για ένα ενισχυτή μήκους L δίνεται από την

$$G(\omega) = \exp [g(\omega)L],$$

όπου φαίνεται ξεκάθαρα η εξάρτηση από τη συχνότητα και της G και της g .

Και η απολαβή ενισχυτή $G(\omega)$ και ο συντελεστής απολαβής $g(\omega)$ είναι μέγιστες όταν $\omega=\omega_0$ και μειώνεται με τον αποσυντονισμό του σήματος $\omega-\omega_0$. Ωστόσο, η $G(\omega)$ μειώνεται πολύ γρηγορότερα από την $g(\omega)$. Το εύρος ζώνης του ενισχυτή $\Delta\nu_A$ ορίζεται σαν το FWHM της $G(\omega)$ και σχετίζεται με το εύρος ζώνης απολαβής $\Delta\nu_g$ ως εξής

$$\Delta\nu_A = \Delta\nu_g (\ln(2)/\ln(G_0/2))^{1/2}$$

όπου $G_0 = \exp(g_0L)$. Το εύρος ζώνης του ενισχυτή είναι μικρότερο από το εύρος ζώνης της απολαβής και η διαφορά εξαρτάται από την ίδια την απολαβή του ενισχυτή.

3.1.2 Κόρος Απολαβής

Η προέλευση του κόρου της απολαβής βρίσκεται στην εξάρτηση της $g(\omega)$ από την ισχύ στην Εξίσωση (8.1.1). Αφού η απολαβή g μειώνεται όταν η P γίνεται συγκρίσιμη με την P_s , ο συντελεστής ενίσχυσης G μειώνεται με κάθε αύξηση της ισχύος του σήματος.

Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται κόρος της απολαβής. Ας πάρουμε την περίπτωση όπου η συχνότητα του προσπίπτοντος σήματος συντονίζεται ακριβώς στη μέγιστη απολαβή ($\omega=\omega_0$).

Οι αποσυντονιστικές επιδράσεις μπορούν να ενσωματωθούν με τρόπο άμεσο. Αντικαθιστώντας την g από την Εξίσωση (8.1.1) στην Εξίσωση (8.1.5), παίρνουμε

$$dP/dz = g_0 P / (1 + P/P_s)$$

Η εξίσωση αυτή μπορεί εύκολα να ολοκληρωθεί στο μήκος του ενισχυτή. Χρησιμοποιώντας την αρχική συνθήκη $P(0)=P_{in}$ μαζί με την $P(L)=P_{out}=GP_{in}$ παίρνουμε την παρακάτω σχέση για την απολαβή του ενισχυτή μεγάλου σήματος:

$$G = G_0 \exp \left(G - 1/G P_{out}/P_s \right)$$

Η Εξίσωση δείχνει ότι ο παράγοντας ενίσχυσης G μειώνεται από τη μη κορεσμένη τιμή της G_0 όταν η P_{out} γίνεται συγκρίσιμη με την P_g . Μία ποσότητα που παρουσιάζει πρακτικό ενδιαφέρον είναι η ισχύς κόρου της εξόδου P_{out} , ορίζεται σαν η ισχύς εξόδου στην οποία η απολαβή του ενισχυτή G μειώνεται κατά 2 (ή κατά 3dB) από την ακόρεστη τιμή G_0 .

Χρησιμοποιώντας την $G=G_0/2$ στην εξίσωση

$$P_{out}^2 = \frac{G_0 \ln(2) / (G_0 - 2) P_s}{G_0 - 2}$$

η P_{out} είναι μικρότερη από την P_s κατά περίπου 30%. Πράγματι, σημειώνοντας ότι $G_0 \gg 2$

στην πράξη ($G_0 = 1000$ για απολαβή ενισχυτή 30 dB), $P_{out} \approx (\ln 2) P_s = 0.69 P_s$.

3.1.3 Θόρυβος Ενισχυτή

Όλοι οι ενισχυτές υποβαθμίζουν τον λόγο σήματος-προς θόρυβο (SNR) του ενισχυμένου σήματος λόγω της αυθόρμητης μετάδοσης που προσθέτει θόρυβο στο σήμα κατά την διάρκεια της ενίσχυσης.

Η υποβάθμιση του SNR δίνεται ποσοτικά μέσω της παραμέτρου F_n που ονομάζεται δείκτης θορύβου του ενισχυτή σε αναλογία με τους ηλεκτρονικούς ενισχυτές και ορίζεται ως εξής

$$F_n = (SNR)_{in} / (SNR)_{out}$$

όπου ο SNR αναφέρεται στην ηλεκτρική ισχύ που υποβαθμίζεται όταν το οπτικό σήμα μετατρέπεται σε ηλεκτρικό ρεύμα.

Γενικά, η F_n εξαρτάται από διάφορες παραμέτρους του ανιχνευτή που διέπουν τον θερμικό θόρυβο, που σχετίζεται με τον

ανιχνευτή. Μπορούμε να πάρουμε μία απλή έκφραση της F_a αν θεωρήσουμε έναν ιδανικό ανιχνευτή του οποίου η απόδοση περιορίζεται μόνον από τον θόρυβο βολής.

Ας πάρουμε έναν ενισχυτή με απολαβή G , έτσι ώστε οι ισχύς εισόδου και εξόδου να σχετίζονται με τον τύπο $P_{out} = GP_{in}$.

Ο SNR του σήματος εισόδου δίνεται από τη σχέση:

$$(SNR)_{in} = \langle I \rangle^2 / \sigma_s^2 = (RP_{in})^2 / 2q(RP_{in})\Delta f = P_{in} / 2h\nu\Delta f$$

όπου $\langle I \rangle = RP_{in}$ είναι το μέσο φωτόρρευμα, $R = q/h\nu$ είναι η αποκρισμότητα ενός ιδανικού φωτοανιχνευτή με κβαντική απόδοση ίση με τη μονάδα και το

$$\sigma_s^2 = 2q(RP_{in})\Delta f$$

για τον θόρυβο βολής, θέτοντας το ρεύμα σκότους ίσο με $I=0$.

Εδώ, η Δf είναι το εύρος ζώνης του ανιχνευτή. Για να εκτιμήσουμε τον SNR του ενισχυμένου σήματος, θα πρέπει να προσθέσουμε τη συνεισφορά της αυθόρμητης μετάδοσης στον θόρυβο του δέκτη.

Η φασματική πυκνότητα του επαγόμενου θορύβου αυθόρμητης μετάδοσης είναι σχεδόν σταθερή (λευκός θόρυβος) και μπορεί να γραφεί ως εξής

$$wA = S_{sp}(\nu) = (G - 1)n_{sp}h\nu,$$

όπου ν είναι η οπτική συχνότητα. Η παράμετρος n_{sp} ονομάζεται συντελεστής αυθόρμητης εκπομπής ή συντελεστής πληθυσμιακής αντιστροφής και δίνεται από την

$$n_{sp} = N_2 / (N_2 - N_1),$$

όπου N_1 και N_2 είναι οι ατομικοί πληθυσμοί για τις καταστάσεις βασικής και διέγερσης, αντίστοιχα. Η επίδραση της αυθόρμητης εκπομπής είναι η πρόσθεση διακυμάνσεων στην ενισχυμένη ισχύ, οι οποίες μετατρέπονται σε διακυμάνσεις ρεύματος κατά τη διαδικασία φωτοανίχνευσης.

Τελικά αποδεικνύεται ότι η βασική συνεισφορά στον θόρυβο του δέκτη προέρχεται από τον παλμικό κτύπο αυθόρμητης εκπομπής με το σήμα. Αυτό το φαινόμενο του παλμικού κτύπου μοιάζει με την ετερόδουνη ανίχνευση από την άποψη ότι η αυθόρμητη εκπεμπόμενη ακτινοβολία αναμειγνύεται με το ενισχυμένο σήμα στον φωτοανιχνευτή και παράγει μια ετερόδουνη συνιστώσα του φωτορεύματος.

Ο παλμικός κτύπος της αυθόρμητης μετάδοσης με το σήμα παράγει θόρυβο ρεύματος $\Delta I = 2R(GP_{in}R_{sp})^{1/2} \cos\theta$, όπου $P_{sp} = 2S_{sp}\Delta f$ είναι η αυθόρμητη ισχύς εκπομπής στο εύρος ζώνης του δέκτη και θ είναι μια αυθόρμητη διαφορά φάσης. Αν αγνοήσουμε όλες τις άλλες πηγές θορύβου, η μεταβολή του φωτορεύματος μπορεί να γραφεί ως εξής

$$\sigma^2 = 4(RGP_{in})(RS_{sp})\Delta f,$$

όπου $\cos^2\theta$ αντικαταστάθηκε από τη μέση τιμή του 1/2. Επομένως, ο SNR του ενισχυμένου σήματος δίνεται από την σχέση

$$(\text{SNR})_{\text{out}} = (I)^2 / \sigma^2 = (\text{RCP}_{\text{in}})^2 / \sigma^2 = \text{GP}_{\text{in}} / 4S_{\text{sp}}\Delta f$$

Ο δείκτης θορύβου του ενισχυτή μπορεί τώρα να αποκτηθεί αν αντικαταστήσουμε με τις εξισώσεις (3.1.13) και (3.1.18) την εξίσωση (3.1.12). Επίσης, αν χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση (3.1.15) για το S_{sp} .

$$F_n = 2n_{\text{sp}}(G - 1)/G = 2n_{\text{sp}}$$

Η εξίσωση αυτή δείχνει πως ο SNR του ενισχυμένου σήματος υποβαθμίζεται κατά 3dB ακόμη και για έναν ιδανικό ενισχυτή για τον οποίο $n_{\text{sp}}=1$. Στους πιο πρακτικούς ενισχυτές, η F_n υπερβαίνει τα 3dB και μπορεί να φτάσει τα 6-8dB. Για την εφαρμογή του στα οπτικά συστήματα επικοινωνίας, ένας οπτικός ενισχυτής θα πρέπει να έχει F_n όσον το δυνατόν μικρότερη.

3.1.4 Εφαρμογές Ενισχυτών

Οι οπτικοί ενισχυτές μπορούν να εξυπηρετήσουν σημαντικούς σκοπούς στην σχεδίαση των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών.

Μία σημαντική εφαρμογή για συστήματα μεγάλων αποστάσεων είναι η χρήση ενισχυτών σαν ενισχυτές εντός γραμμής, που αντικαθιστούν τους ηλεκτρονικούς αναμεταδότες.

Μία τέτοια αντικατάσταση μπορεί να διεξαχθεί αρκεί να μην περιορίζεται η απόδοση του συστήματος από τις συνολικές επιδράσεις της διασποράς και της μη γραμμικότητας των οπτικών ινών καθώς και του θορύβου του ενισχυτή. Η χρήση των οπτικών ενισχυτών είναι ιδιαίτερα ελκυστική για τα πολυκάναλα οπτικά συστήματα, αφού μπορούν να ενισχύουν όλα τα κανάλια ταυτόχρονα.

Ένας άλλος τρόπος χρήσης των οπτικών ενισχυτών είναι να αυξήσουμε την ισχύ του πομπού τοποθετώντας έναν ενισχυτή ακριβώς μετά τον πομπό.

Οι ενισχυτές αυτοί ονομάζονται ενισχυτές ισχύος, αφού ο κύριος σκοπός τους είναι να υποστηρίζουν την μεταδιδόμενη ισχύ.

Ένας ενισχυτής ισχύος μπορεί να αυξάνουν την απόσταση μετάδοσης κατά 100 km ή και περισσότερο, ανάλογα με την απολαβή του ενισχυτή και την απώλεια των οπτικών ινών.

Η απόσταση μετάδοσης μπορεί επίσης να αυξηθεί αν τοποθετήσουμε έναν ενισχυτή ακριβώς πριν τον δέκτη για να υποστηρίξει την λαμβανόμενη ισχύ. Οι ενισχυτές αυτοί ονομάζονται οπτικοί προενισχυτές και συνήθως χρησιμοποιούνται για να βελτιώσουν την ευαισθησία του δέκτη.

Μία άλλη εφαρμογή των οπτικών ενισχυτών είναι να τους χρησιμοποιούμε για αντιστάθμιση της απώλειας κατανομής στα τοπικά δίκτυα.

3.5 ΕΝΙΣΧΥΤΕΣ ΟΠΤΙΚΩΝ ΙΝΩΝ ΜΕ ΠΡΟΣΜΙΞΕΙΣ

Μία σημαντική τάξη ενισχυτών οπτικών ινών χρησιμοποιεί στοιχεία σπανίων-γαιών σαν μέσο απολαβής εμπλουτίζοντας τον πυρήνα της οπτικής ίνας κατά την διαδικασία κατασκευής.

Παρόλο που οι ενισχυτές εμπλουτισμένων οπτικών ινών μελετήθηκαν ήδη από το 1964, η χρήση τους εφαρμόστηκε 25 χρόνια αργότερα, αφού τελειοποιήθηκαν οι τεχνικές κατασκευής και χαρακτηρισμού εμπλουτισμένων οπτικών ινών χαμηλής απώλειας. Τα χαρακτηριστικά των ενισχυτών όπως το λειτουργικό μήκος κύματος και το εύρος ζώνης της απολαβής καθορίζονται από τα στοιχεία πρόσμειξης παρά από την οπτική ίνα πυριτίου, που παίζει τον ρόλο του μέσου-ξενιστή.

Πολλά διαφορετικά ιόντα σπανίων γαιών, όπως το έρβιο, το όλμιο, το νεοδύμιο, το σαμάριο, το ούλιο και το υτέρβιο, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να δημιουργήσουμε ενισχυτές οπτικών ινών που λειτουργούν σε διαφορετικά μήκη κύματος, καλύπτοντας μία μεγάλη περιοχή από τα 0.5-3.5 μm .

Οι ενισχυτές οπτικών ινών εμπλουτισμένων με έρβιο (EDFA) προσέλκυσαν τη μεγαλύτερη προσοχή απλώς επειδή λειτουργούν γύρω στα 1.55 μm , η περιοχή μήκους κύματος στην οποία έχουμε ελάχιστη απώλεια οπτικών ινών. Η ανάπτυξη τους έφερε επανάσταση στη σχεδίαση των οπτικών συστημάτων. Οι EDFA χρησιμοποιήθηκαν για μετάδοση εικόνας από το 1992. Τα υπερατλαντικά και υπερειρηνικά καλώδια οπτικών ινών, που χρησιμοποιούν EDFA σαν ενισχυτές σε σειρά λειτουργώντας στα 5 Gb/s, τέθηκαν σε λειτουργία το 1996.

Οι EDFA επίσης χρησιμοποιούνται συχνά για υπέργεια συστήματα WDM. Η ενότητα αυτή αφιερώνεται στα λειτουργικά τους χαρακτηριστικά, με έμφαση στις δυνατότητες εφαρμογών.

3.5.1 Απαιτήσεις Άντλησης

Τα χαρακτηριστικά απολαβής των EDFA εξαρτώνται από την τεχνική άντλησης καθώς και από άλλες προσμείξεις, όπως γερμάνιο και αλουμίνιο, που βρίσκονται στο εσωτερικό του πυρήνα της οπτικής ίνας. Η άμορφη φύση του πυριτίου διευρύνει τις ενεργειακές στάθμες των ιόντων του ερβίου (Er^{3+}) στις ζώνες. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε πολλές μετακινήσεις για να αντλήσουμε τους EDFA.

Πρώιμα πειράματα χρησιμοποίησαν για άντληση την ορατή ακτινοβολία που εκπέμπεται από τα laser υψηλής-ισχύος, όπως ιόν-αργό, Nd:YAG και έγχρωμα laser παρόλο που τέτοιου είδους τεχνικές άντλησης έχουν σχετικά περιορισμένη απόδοση. Από πρακτική άποψη, προτιμάται η χρήση ενός laser ημιαγωγού. Η ικανοποιητική άντληση των EDFA είναι δυνατή χρησιμοποιώντας laser ημιαγωγών που λειτουργούν σε μήκος κύματος 0.98 και 1.48 μm . Πράγματι, η ανάπτυξη των laser αυτών ωθήθηκε από την ανάγκη για laser με την κατάλληλη ικανότητα άντλησης των EDFA.

Μπορούμε να πάρουμε υψηλές απολαβές ενισχυτή μεταξύ 30-40 dB με μόλις 10-20 mW απορροφημένης ισχύος άντλησης, όταν οι EDFA αντλούνται χρησιμοποιώντας τέτοιου είδους laser ημιαγωγών. Επιτεύχθηκαν αποδόσεις μέχρι και 11 dB/mW με άντληση 0.98 μm. Η μεταφορά της άντλησης $4I_{15}/2^{41}{}_{9/2}$ μπορεί να χρησιμοποιήσει laser GaAs υψηλής ισχύος για την άντληση των EDFA. Μπορούμε να επιτύχουμε απόδοση άντλησης περίπου 1 dB/mW στα 820 nm. Παρόλο που η απόδοση είναι μικρότερη από εκείνη των laser 0.98μm κατά μία τάξη μεγέθους, μπορούμε να πάρουμε απολαβή 30dB με ισχύ άντλησης 40-50 mW, στάθμες ισχύος που έχουμε ήδη επιτύχει με τους laser ημιαγωγών.

Η ισχύς άντλησης μπορεί να μειωθεί χρησιμοποιώντας ίνες πυριτίου εμπλουτισμένες με αλουμίνιο και φώσφορο ή χρησιμοποιώντας φθόριο-φωσφορικές ίνες. Με την διάθεση των ορατών laser ημιαγωγών, οι EDFA μπορούν επίσης να αντληθούν σε μήκος κύματος μεταξύ 0.6-0.7μm. Σ' ένα πείραμα, πραγματοποιήθηκε απολαβή 33 dB σε 27mW ισχύ άντλησης, που πήραμε από ένα laser AlGaInP που λειτουργεί στα 670nm. Η απόδοση άντλησης έφτασε τα 3dB/mW σε χαμηλή ισχύ άντλησης. Τα EDFA μπορούν να σχεδιαστούν για να λειτουργούν με τέτοιο τρόπο ώστε οι δέσμες άντλησης και σήματος να διαδίδονται σε αντίθετες κατευθύνσεις, διάταξη που ονομάζεται ανάστροφη-άντληση για να την ξεχωρίζουμε από την μορφοποίηση ορθής-άντλησης, στην οποία και οι δύο δέσμες διαδίδονται προς την ίδια κατεύθυνση.

Η απόδοση είναι σχεδόν η ίδια και στις δυο διατάξεις άντλησης, όταν η ισχύς σήματος είναι αρκετά μικρή ώστε ο ενισχυτής να παραμείνει ακόρεστος. Στην περιοχή κόρου, η απόδοση μετατροπής-ισχύος είναι γενικά καλύτερη στη διάταξη αναστροφής-άντλησης, κυρίως λόγω του σημαντικού ρόλου που παίζει η ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή.

Στη διάταξη αμφίδρομης άντλησης, ο ενισχυτής υφίστανται άντληση και προς τις δυο κατευθύνσεις ταυτόχρονα, χρησιμοποιώντας δύο laser ημιαγωγών τοποθετημένα στα δύο άκρα της οπτικής ίνας. Η διάταξη αυτή απαιτεί δύο laser άντλησης αλλά έχει το πλεονέκτημα ότι η πληθυσμιακή αντιστροφή και επομένως και η απολαβή μικρού σήματος είναι σχετικά ομοιόμορφη σε όλο το μήκος της οπτικής ίνας.

3.5.2 Φάσμα Απολαβής

Το φάσμα της απολαβής των EDFA επηρεάζεται σημαντικά από την άμορφη φύση του πυριτίου και από την παρουσία άλλων προσμείξεων στο εσωτερικό του πυρήνα της οπτικής ίνας, όπως γερμάνιο και αλουμίνιο. Μόνο το προφίλ απολαβής των ιόντων ερβίου (μεμονωμένα) διευρύνεται ομοιογενώς και το εύρος ζώνης του καθορίζεται από τον χρόνο διπολικής χαλάρωσης T_2 σύμφωνα με την εξίσωση (3.1.2). Ωστόσο, διευρύνεται σημαντικά με την παρουσία γυαλιού πυριτίου.

Οι παραμορφώσεις στη δομή οδηγούν σε ανομοιογενή διεύρυνση του προφίλ απολαβής, ενώ ο διαχωρισμός Stark των διαφόρων ενεργειακών σταθμών ευθύνεται για την ομοιογενή διεύρυνση.

Από μαθηματική άποψη, η απολαβή $g(\omega)$ της εξίσωσης (3.1.2) θα πρέπει να δώσει τον μέσο όρο της με τη κατανομή των συχνοτήτων ατομικής μετάβασης ω_0 έτσι ώστε

$$g_{\text{eff}}(\omega) = \int g(\omega, \omega_0) f(\omega_0) d\omega_0,$$

όπου $f(\omega_0)$ είναι η συνάρτηση κατανομής, η μορφή της οποίας εξαρτάται από την παρουσία των επιπλέον προσμείξεων στο εσωτερικό του πυρήνα της οπτικής ίνας. Το φάσμα απολαβής είναι αρκετά ευρύ ($\text{FWHM} > 10\text{nm}$), με δομή διπλής κορυφής. Η πρόσθεση αλουμινίου στον πυρήνα διευρύνει ακόμη περισσότερο το φάσμα απολαβής.

Έχουμε καταβάλει προσπάθειες να απομονώσουμε τις συνεισφορές της ομοιογενούς και ανομοιογενούς διεύρυνσης με μετρήσεις της φασματικής οπής. Για τους EDFA εμπλουτισμένους με γερμάνιο οι σχετικές συμβολές της ομοιογενούς και ανομοιογενούς διεύρυνσης βρίσκουμε ότι είναι 4 και 8nm, αντίστοιχα. Αντίθετα, το φάσμα απολαβής του γυαλιού αλουμινίου-πυριτίου μάλλον δεν έχει την ίδια συνεισφορά με τους μηχανισμούς ομοιογενούς και ανομοιογενούς διεύρυνσης. Το εύρος ζώνης της απολαβής ενός τέτοιου EDFA τυπικά υπερβαίνει τα 30nm.

Το φάσμα απολαβής EDFA μπορεί να αλλάζει από ενισχυτή σε ενισχυτή ακόμη και όταν η σύνθεση του πυρήνα είναι η ίδια, επειδή αυτό εξαρτάται και από το μήκος του ενισχυτή. Ο λόγος είναι ότι η απολαβή εξαρτάται από τις ενεργές διατομές της απορρόφησης και μετάδοσης, οι οποίες έχουν διαφορετικά φασματικά χαρακτηριστικά. Η τοπική αντιστροφή ή απολαβή μεταβάλλεται κατά μήκος της οπτικής ίνας λόγω των διακυμάνσεων της ισχύος άντλησης. Η ολική απολαβή βρίσκεται αν ολοκληρώσουμε σε όλο το μήκος του ενισχυτή. Το χαρακτηριστικό αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να πάρουμε ένα σχετικά σταθερό (επίπεδο) φάσμα απολαβής βελτιώνοντας το μήκος της οπτικής ίνας.

3.5.3 Χαρακτηριστικά Απολαβής

Η απολαβή των EDFA εξαρτάται από έναν μεγάλο αριθμό παραμέτρων του εξαρτήματος, όπως για παράδειγμα την συγκέντρωση ιόντων ερβίου, το μήκος του ενισχυτή, την ακτίνα του πυρήνα και την ισχύ άντλησης. Έχει καταβληθεί σημαντική προσπάθεια να κατανοήσουμε τα χαρακτηριστικά απολαβής μέσω μίας θεωρητικής προσέγγισης.

Συνήθως χρησιμοποιούμε σαν πρότυπο μια εξίσωση ρυθμού τριών επιπέδων, όπως και για ορισμένα laser (π.χ ένα laser Ruby), η οποία μπορεί να προσαρμοστεί και στα EDFA κάθε μήκους κύματος άντλησης, αφού σε κάθε περίπτωση η διεγερμένη μετάδοση σταματά στη βασική κατάσταση. Μερικές φορές είναι απαραίτητο να προσθέσουμε μια τέταρτη στάθμη για να συμπεριλάβουμε την απορρόφηση διεγερμένης-κατάστασης.

Γενικά, οι εξισώσεις που προκύπτουν θα πρέπει να λυθούν αριθμητικά. Αν πάρουμε ένα πρότυπο δύο επιπέδων, που ισχύει όταν αγνοούμε την ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή και την απορρόφηση διεγερμένης-κατάστασης, μπορούμε να κατανοήσουμε καλύτερα κάποια

στοιχεία. Το πρότυπο υποθέτει ότι η στάθμη άντλησης 3 του συστήματος τριών επιπέδων παραμένει σχεδόν άδεια λόγω της γρήγορης μετάβασης του πληθυσμού που υπέστη άντληση στην κατάσταση διέγερσης 2.

Αν N_2 είναι ο πληθυσμός της διεγερμένης κατάστασης, τότε ικανοποιεί την εξίσωση ρυθμού

$$\theta N_2 / \theta t = W_p N_1 - W_s (N_2 - N_1) - N_2 / T_1$$

όπου $N_1 = N_1 - N_2$ είναι ο πληθυσμός βασικής κατάστασης (N_1 είναι η ολική ατομική πυκνότητα) και T_1 είναι η αυθόρμητη διάρκεια ζωής της διεγερμένης κατάστασης. W_p και W_s είναι οι ρυθμοί μετάβασης των κυμάτων άντλησης και σήματος έτσι ώστε

$$W_p = \sigma_p P_p / \alpha_p h \nu_p$$

μαζί με μια παρόμοια έκφραση για το W_s . Εδώ σ_p είναι η ενεργός διατομή της μετάβασης με συχνότητα άντλησης ν_p , α_p είναι η ενεργός διατομή του τρόπου διάδοσης της άντλησης στο εσωτερικό της οπτικής ίνας και P_p είναι η ισχύς άντλησης.

Η λύση μόνιμης-κατάστασης της εξίσωσης (3.5.2) δίνεται από τη σχέση:

$$N_2 = (P'_p + P'_s) N_1 / 1 + 2P'_s + P'_p$$

όπου $P_p = P_p / P_p^{sat}$ και $P_s = P_s / P_p^{sat}$ και οι ισχύς κόρου ορίζονται ως εξής

$$P_p^{sat} = \alpha_p h \nu_p / \sigma_p T_1, \quad P_s^{sat} = \alpha_s h \nu_s$$

Οι ισχύς άντλησης και σήματος αλλάζουν σ' όλο το μήκος του ενισχυτή λόγω της απορρόφησης, της διεγερμένης μετάδοσης και της αυθόρμητης μετάδοσης. Αν αγνοήσουμε τη συνεισφορά της αυθόρμητης μετάδοσης, οι P_p και P_s ικανοποιούν την σχέση

$$dP_s / dz = \sigma_s (N_2 - N_1) - \alpha P_s$$

$$dP_p / dz = \sigma_p N_1 - \alpha P_p$$

όπου $\alpha_s = \sigma_s N_1$ και $\alpha_p = \sigma_p N_1$ δίνουν την απορρόφηση της επαγόμενης-πρόσμειξης, ενώ τα α και τα α την απώλεια στις οπτικές ίνες, στα μήκη κύματος του σήματος και της άντλησης, αντίστοιχα.

Η απώλεια στις οπτικές ίνες πυριτίου μπορεί να αγνοηθεί για τυπικά μήκη ενισχυτών της τάξης των 10-20 m.

Ωστόσο, θα πρέπει να την συμπεριλάβουμε στην περίπτωση της κατανεμημένης ενίσχυσης που σχολιάζεται αργότερα.

Αν αντικαταστήσουμε με τα $N_1 = N_1 - N_2$ και N_2 από την εξίσωση (3.5.4), οι ισχύς σήματος και άντλησης βλέπουμε ότι ικανοποιούν τις σχέσεις:

$$dP_s/dz = (P'p - 1)\alpha P_s/1 + 2P's + P'p - \alpha P_s$$

$$dP_p/dz = (P's + 1)\alpha P_p/1 + 2P's + P'p - \alpha P_p$$

Οι εξισώσεις αυτές διέπουν την αύξηση της ισχύος σήματος στο εσωτερικό του EDFA και μπορούμε να τις χρησιμοποιήσουμε για να μελετήσουμε τα χαρακτηριστικά ενίσχυσης και του μικρού και του μεγάλου σήματος. Οι προβλέψεις τους συμφωνούν κατά πολύ με τα πειράματα αρκεί η ενισχυμένη αυθόρμητη μετάδοση να παραμένει αμελητέα. Ένα μειονέκτημα που παρουσιάζει το προηγούμενο πρότυπο είναι ότι οι ενεργές διατομές απορρόφησης και μετάδοσης θεωρούνται ίδιες και για τη δέσμη άντλησης και για τη δέσμη σήματος.

Για δεδομένη ισχύ άντλησης, η απολαβή του ενισχυτή γίνεται μέγιστη στη βέλτιστη τιμή του L και πέφτει απότομα όταν το L υπερβαίνει τη βέλτιστη αυτή τιμή.

Ο λόγος είναι ότι το τελευταίο τμήμα του ενισχυτή δεν υφίστανται άντληση και απορροφά το ενισχυμένο σήμα.

Αφού η βέλτιστη τιμή του L εξαρτάται από την ισχύ άντλησης P_p , είναι απαραίτητο να επιλέξουμε κατάλληλα τόσο το L όσο και την P_p . Το Σχήμα 8.18(β) δείχνει ότι για άντληση $1.48\mu\text{m}$ μπορούμε να πάρουμε απολαβή 35 dB με ισχύ άντλησης 5mW για $L=30\text{ m}$.

Μπορούμε να σχεδιάσουμε ενισχυτές έτσι ώστε να πάρουμε υψηλή απολαβή για μήκος ενισχυτή μόλις μερικά μέτρα.

Τα ποιοτικά χαρακτηριστικά που παρουσιάζονται στο Σχήμα 8.18 παρατηρήθηκαν σε όλους τους EDFA.

Η συμφωνία μεταξύ της θεωρίας και του πειράματος είναι γενικά αρκετά καλή. Τα χαρακτηριστικά του κόρου EDFA μοιάζουν μ' εκείνα των Σχημάτων 8.13 και 8.15 για τους ενισχυτές Raman και Brillouin, αντίστοιχα. Γενικά, η ισχύς κόρου της εξόδου είναι μικρότερη από την ισχύ άντλησης της εξόδου που περιμένουμε όταν δεν έχουμε σήμα. Μπορεί να ποικίλει πολύ ανάλογα με τον σχεδιασμό του EDFA, με τυπικές τιμές 10mW .

Γι' αυτόν τον λόγο, οι στάθμες της ισχύος εξόδου γενικά περιορίζονται σε τιμές κάτω των 100mW , παρόλο που έχουμε πάρει ισχύ μέχρι και 250 mW με την κατάλληλη σχεδίαση.

Η παραπάνω ανάλυση υποθέτει πως και το κύμα άντλησης και το κύμα σήματος έχουν τη μορφή δέσμης CW.

Στην πράξη, οι EDFA αντλούνται χρησιμοποιώντας laser ημιαγωγού CW, αλλά το σήμα έχει τη μορφή μιας σειράς παλμών (που περιέχουν μια αυθόρμητη ακολουθία bit 1 και 0), και η διάρκεια των μεμονωμένων παλμών είναι αντιστρόφως ανάλογη προς τον ρυθμό μετάδοσης bit. Όλοι οι παλμοί θα πρέπει να έχουν την ίδια απολαβή. Ευτυχώς, αυτό εμφανίζεται με φυσιολογικό τρόπο στους EDFA για παλμούς μικρότερους από μερικά microseconds.

Ο λόγος είναι η σχετικά μεγάλη τιμή του χρόνου φθορισμού, που σχετίζεται με τα διεγερμένα ιόντα ερβίου (T_1 10ms).

Όταν η χρονική κλίμακα των μεταβολών ισχύος – σήματος είναι πολύ μικρότερη από τον T_1 , τα ιόντα-ερβίου είναι ανίκανα να ακολουθήσουν τόσο γρήγορες μεταβολές. Αφού οι ενέργειες απλού-παλμού είναι τυπικά πολύ μικρότερες από την ενέργεια κόρου (10μJ), οι EDFA αντιστοιχούν στη μέση ισχύ. Σαν συνέπεια, ο κόρος της απολαβής διέπεται από τη μέση ισχύ σήματος και η απολαβή του ενισχυτή δεν μεταβάλλεται από παλμό σε παλμό.

Σε μερικές εφαρμογές, όπως τα δίκτυα μεταγωγής πακέτων, η ισχύς σήματος μπορεί να μεταβάλλεται σε χρονική κλίμακα συγκρίσιμη με τον T_1 . Η απολαβή του ενισχυτή στην περίπτωση αυτή πιθανότατα εξαρτάται από τον χρόνο, χαρακτηριστικό ανεπιθύμητο όσον αφορά στην απόδοση του συστήματος. Μπορούμε να υλοποιήσουμε έναν ενσωματωμένο μηχανισμό ελέγχου απολαβής, που διατηρεί την απολαβή του ενισχυτή σε σταθερή τιμή. Η βασική ιδέα είναι να κάνουμε τον EDFA να ταλαντώνεται σε ελεγχόμενο μήκος κύματος έξω από τα όρια που μας ενδιαφέρουν (τυπικά κάτω από 1.5μm).

Αφού η απολαβή παραμένει σταθερή στην τιμή κατωφλίου για ένα laser, το σήμα ενισχύεται με τον ίδιο συντελεστή, παρά τις μεταβολές της ισχύος του.

Σε μια υλοποίηση της τεχνικής αυτής, ένας EDFA υποχρεώθηκε να ταλαντωθεί στα 1.48μm χρησιμοποιώντας δύο σχάρες διάθλασης οπτικών ιών Bragg, οι οποίες λειτουργούν σαν κάτοπτρα υψηλής ανακλαστικότητας στα δύο άκρα του ενισχυτή.

3.5.4 Θόρυβος Ενισχυτή

Αφού ο θόρυβος του ενισχυτή είναι ο τελευταίος περιοριστικός παράγοντας στην εφαρμογή των συστημάτων, θα πρέπει να μελετηθεί εκτεταμένα. Όπως σχολιάζεται στην ενότητα 3.1.3, ο θόρυβος του ενισχυτή δίνεται ποσοτικά μέσω του δείκτη θορύβου F_n , που δίνεται από τον τύπο $F_n = 2n_{sp}$. Ο συντελεστής αυθόρμητης εκπομπής n_{sp} εξαρτάται από τους σχετικούς πληθυσμούς N_1 και N_2 και της βασικής κατάστασης και των διεγερμένων καταστάσεων ως εξής: $n_{sp} = N_2 / (N_2 - N_1)$.

Αφού οι EDFA λειτουργούν βάση μιας τεχνικής άντλησης τριών σταθμών, $N_1 \neq 0$ και $n_{sp} > 1$. Επομένως, ο δείκτης θορύβου των EDFA υποθέτουμε ότι θα είναι μεγαλύτερος από την ιδανική τιμή των 3dB.

Ο συντελεστής αυθόρμητης εκπομπής για τους EDFA μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας το πρότυπο των εξισώσεων-ρυθμού τριών-επιπέδων που σχολιάζεται στην Ενότητα 3.5.3. Ωστόσο, θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας το γεγονός ότι και ο N_1 και ο N_2 μεταβάλλονται κατά μήκος της οπτικής ίνας λόγω της εξάρτησής τους από την ισχύ άντλησης και σήματος [βλέπε Εξίσωση (3.5.4)]. Επομένως, ο n_{sp} θα πρέπει να αποκτήσει μέση τιμή σε όλο το μήκος του ενισχυτή. Σαν συνέπεια, ο δείκτης θορύβου εξαρτάται και από το μήκος του ενισχυτή L και από την ισχύ άντλησης P_p , όπως και η απολαβή του ενισχυτή.

Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι μπορούμε να αποκτήσουμε δείκτη θορύβου γύρω στα 3dB για έναν ενισχυτή υψηλής απολαβής που αντλείται έτσι ώστε $P_p \gg P_{sat}$. Τα πειραματικά αποτελέσματα επιβεβαιώνουν πως μπορούμε να πάρουμε F_n γύρω στα 3dB στους EDFA. Μετρήθηκε

δείκτης θορύβου 3.2dB σε EDFA μήκους 30m που αντλήθηκε στα 0.98 μ m με μόλις 11mW ισχύ. Μία παρόμοια τιμή μετρήθηκε σ' ένα άλλο πείραμα με μόλις 5.8mW ισχύ άντλησης στα 0.98 μ m. Γενικά, είναι δύσκολο να επιτύχουμε υψηλή απολαβή, χαμηλό θόρυβο και υψηλή απόδοση άντλησης ταυτόχρονα. Ο βασικός περιορισμός είναι η ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή, που μεταδίδεται ανάστροφα, προς την κατεύθυνση της άντλησης και ελαττώνει την ισχύ άντλησης. Το πρόβλημα λύνεται με την ενσωμάτωση ενός εσωτερικού απομονωτή.

Σε μια υλοποίηση, πραγματοποιήθηκε απολαβή 51 dB με δείκτη θορύβου 3.1 dB και με ισχύ άντλησης μόλις 48mW. Οι μετρημένες τιμές του F_n είναι γενικά μεγαλύτερες για τους EDFA που αντλούνται στα 1.48 μ m. Αποκτήσαμε δείκτη θορύβου 4.1dB για ένα EDFA μήκους 60m όταν αντλείται στα 1.48 μ m με ισχύ άντλησης 24 μ W.

Ο λόγος για ένα μεγαλύτερο δείκτη θορύβου για τους EDFA άντλησης στα 1.48 μ m μπορεί να γίνει κατανοητός από το Σχήμα 3.17(α), που δείχνει ότι η στάθμη άντλησης και η διεγερμένη στάθμη βρίσκονται στην ίδια ζώνη συχνοτήτων για άντληση 1.48 μ m.

Είναι δύσκολο να επιτύχουμε πλήρη πληθυσμιακή αντιστροφή ($N_1=0$) κάτω από τέτοιες συνθήκες. Ωστόσο, είναι δυνατό να πάρουμε $F_n < 3.5$ dB για μήκος κύματος άντλησης γύρω στα 1.46 μ m.

Οι σχετικά χαμηλές στάθμες θορύβου των EDFA τους καθιστούν ιδανική επιλογή για εφαρμογές οπτικών συστημάτων. Παρά τον χαμηλό θόρυβο, η απόδοση των συστημάτων επικοινωνίας οπτικών ινών που χρησιμοποιούν πολλοί EDFA περιορίζεται συχνά από τον θόρυβο του ενισχυτή. Το πρόβλημα του θορύβου είναι ιδιαίτερα έντονο όταν το σύστημα λειτουργεί σε μία περιοχή ανώμαλης διασποράς της οπτικής ίνας, αφού ένα μη γραμμικό φαινόμενο γνωστό σαν αστάθεια διαμόρφωσης ενισχύει τον θόρυβο του ενισχυτή και υποβαθμίζει το φάσμα του σήματος. Ο θόρυβος του ενισχυτή επίσης επηρεάζει την απόδοση των συστημάτων επικοινωνίας σολιτονίων, όπου και προκαλεί χρονικό τρέμουλο.

3.5.5 Πολυκαναλική Ενίσχυση

Ένα πλεονέκτημα των οπτικών ενισχυτών είναι ότι μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να ενισχύσουν αρκετά κανάλια επικοινωνίας ταυτόχρονα, αρκεί το εύρος ζώνης του πολυκαναλικού σήματος να είναι μικρότερο από το εύρος ζώνης του ενισχυτή.

Το εύρος ζώνης των EDFA είναι συγκρίσιμο μ' εκείνο των SLA (1-5THz) κι έτσι και οι δυο μπορούν να χρησιμοποιηθούν για πολυκαναλική επικοινωνία. Όπως σχολιάζεται στην Ενότητα 3.2.3, τα SLA υφίστανται διαφωνία των καναλιών που επάγεται από τη διαμόρφωση πυκνότητας της φέρουσας, που εμφανίζεται σε συχνότητα παλμικού κτύπου Ω των γειτονικών οπτικών φερόντων. Η διαφωνία αυτή δεν εμφανίζεται όταν $\Omega\tau_c \gg 1$, όπου τ_c είναι η διάρκεια ζωής των φορέων. Στην περίπτωση των EDFA τον ρόλο του τ_c παίζει ο T_1 στην εξίσωση (3.5.1). Αφού ο T_1 είναι πολύ μεγαλύτερος (περίπου 10ms) σε σύγκριση με τον τ_c (περίπου 0.5ns), η συνθήκη $\Omega T_1 \gg 1$ ικανοποιείται για απόσταση μεταξύ καναλιών μόλις 10kHz. Σαν συνέπεια, οι επιδράσεις διαμόρφωσης-απολαβής είναι αμελητέες όταν χρησιμοποιούμε τους EDFA

για ενίσχυση ενός πολυκαναλικού σήματος. Η ιδιότητα αυτή τα καθιστά κατάλληλα για οπτικά συστήματα WDM. Μία δεύτερη πηγή διαφωνίας μεταξύ των καναλιών εμφανίζεται λόγω του ότι η απολαβή ενός συγκεκριμένου καναλιού φτάνει στον κόρο όχι μόνο μέσω της δικής του αποκλειστικά ισχύος (αυτόματος-κόρος) αλλά και μέσω της ισχύος των γειτονικών καναλιών και οι EDFA δεν αποτελούν εξαίρεση.

Μπορούμε να την αποφύγουμε αν λειτουργήσουμε τον ενισχυτή στην μη κορεσμένη περιοχή. Πειραματικά αποτελέσματα υποστηρίζουν το συμπέρασμα αυτό. Σ' ένα πείραμα παρατηρήθηκε αμελητέα καταστολή ισχύος όταν χρησιμοποιήθηκε ένας EDFA για να ενισχύσουμε δύο κανάλια στα 2Gb/s που επέχουν μεταξύ τους απόσταση 2nm. αρκεί οι ισχύς των καναλιών να ήταν αρκετά χαμηλές ώστε να αποφύγουμε τον κόρο της απολαβής. Μία τρίτη πηγή διαφωνίας μεταξύ των καναλιών σχετίζεται με τη φασματική ανομοιομορφία της απολαβής του ενισχυτή στα EDFA. Παρόλο που το φάσμα της απολαβής ενός EDFA είναι σχετικά ευρύ, όπως βλέπουμε στο Σχήμα 3.17, η απολαβή είναι κάθε άλλο παρά ομοιόμορφη (ή επίπεδη) σε μεγάλη περιοχή μήκους κύματος.

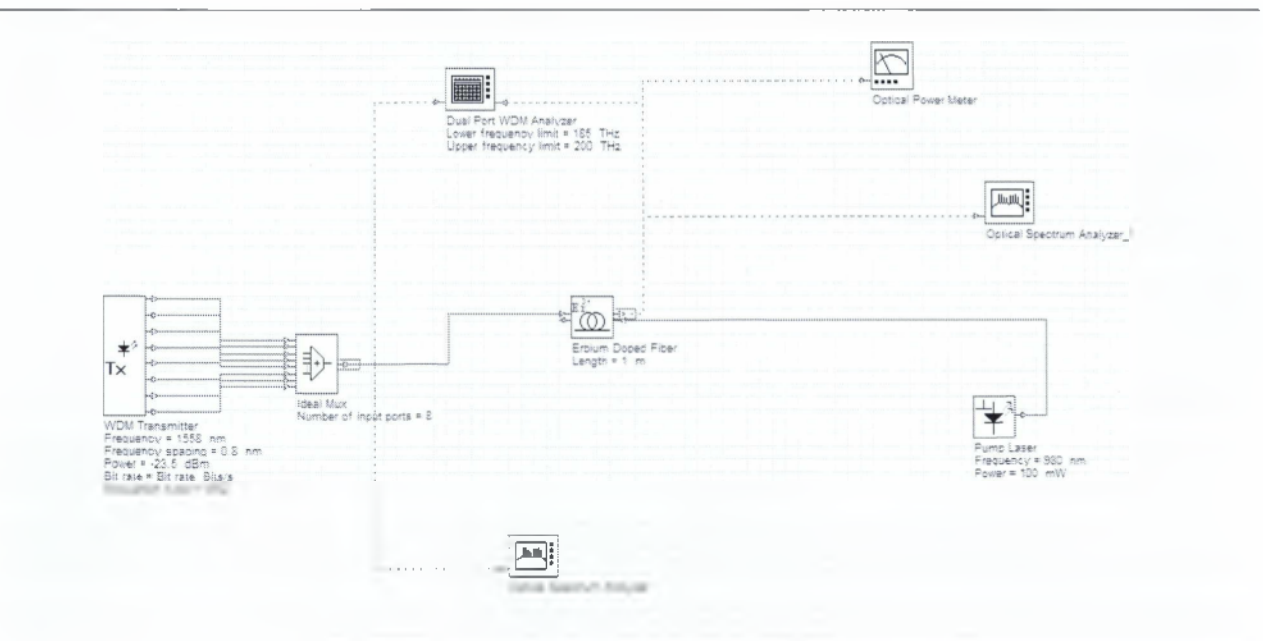
Σαν συνέπεια, ενισχύονται διαφορετικά κανάλια ενός σήματος WDM μέσω διαφορετικών ποσοτήτων. Το πρόβλημα αυτό γίνεται αρκετά έντονο στα συστήματα μετάδοσης σε μεγάλες αποστάσεις χρησιμοποιώντας μία αλυσίδα διαδοχικών EDFA. Επίσης οδηγεί σε παραμόρφωση στα δίκτυα CATV που μεταδίδουν πολλά κανάλια εικόνας μέσω της πολυπλεξίας των υποφερόντων. Η επαγωγική παραμόρφωση των EDFA έχει σαν αποτέλεσμα την μετατροπή ενός τετερισμένου σήματος από FM σε AM, λόγω της κεκλιμένης απολαβής ($dg/d\omega \neq 0$) στο λειτουργικό μήκος κύματος.

Η κεκλιμένη απολαβή των EDFA, που χρησιμοποιείται για εφαρμογές CAT, μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με την κατάλληλη σχεδίαση.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο

4.1 Προσομοίωση

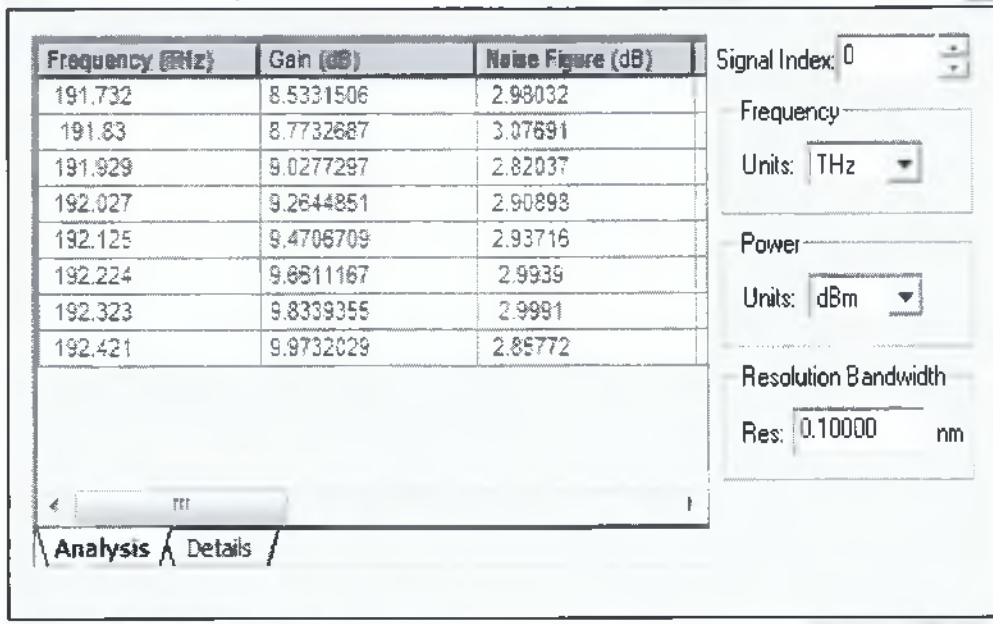
Για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό Optisystem της Optiwave. Στόχος της παρούσας προσομοίωσης είναι η μελέτη και ανάλυση της απόδοσης ενός ενισχυτή ίνας εμπλουτισμένης με έρβιο (EDFA) μέσω προσομοίωσης με το λογισμικό Optisystem. Το κύκλωμα που κατασκευάσα είναι το εξής:



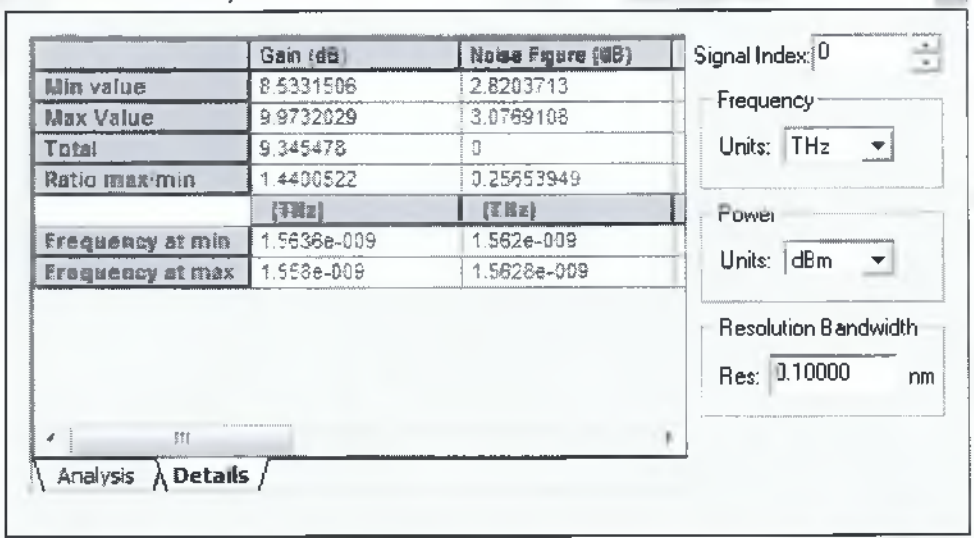
Η είσοδος του EDFA είναι 16 εξισωμένου μήκους κύματος πολυπλεγμένα σήματα στην περιοχή μήκων κύματος των 12 nm (154601558 nm) με διαφορές της τάξης των 0.8 nm. Η ισχύς του κάθε καναλιού είναι -26 dBm. Χρησιμοποίησα τις προκαθορισμένες τιμές των παραμέτρων της ίνας. Το επιθυμητό κέρδος είναι 23 dB. Επίσης η επιθυμητή ισχύς εξόδου είναι μεγαλύτερη των 8.5 dBm και το εύρος του κέρδους που ορίζεται ως G_{max}/G_{min} μικρότερο του 0.5 dB.

Ο Dual Port WDM Analyzer - αναλυτής WDM διπλής θύρας μετρά το κέρδος, την συχνότητα και το θόρυβο όπως φαίνεται στα παρακάτω σχήματα.

Dual Port WDM Analyzer



Dual Port WDM Analyzer

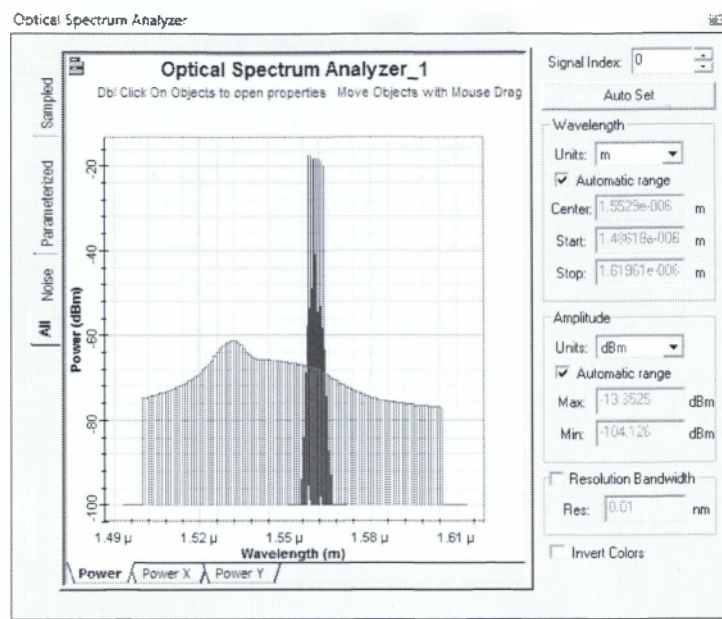


Ο Optical Power Meter - οπτικός μετρητής ισχύος – μετρά την ισχύ εξόδου όπου η έξοδος του Optical Power Meter είναι 194.870 E-6 W και σε dBm είναι 7.103 dBm .

Optical Power Meter

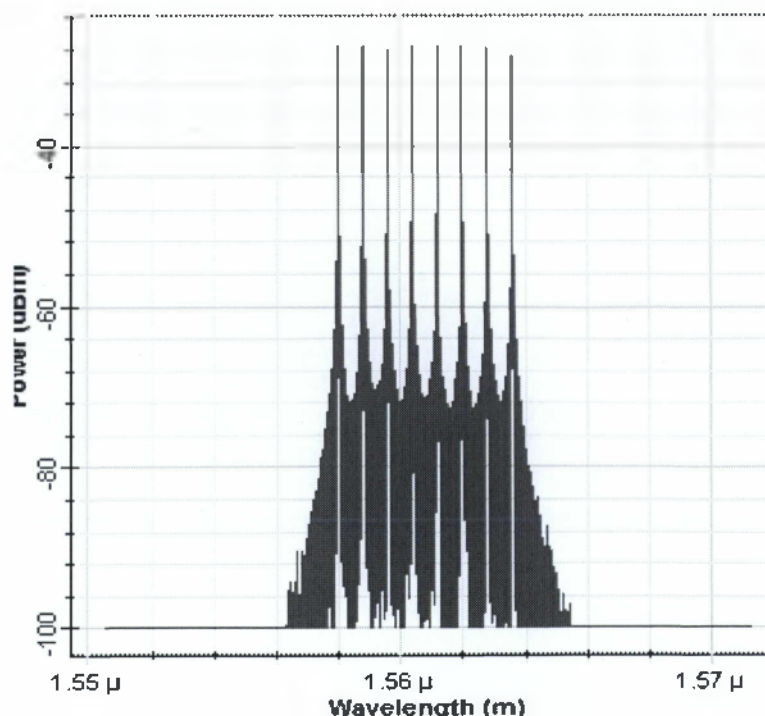


Ο Optical Spectrum Analyzer, οπτικός αναλυτής φάσματος μας αναλύει το φάσμα του σήματος και του θορύβου όπως αποτυπώνεται στην παρακάτω εικόνα.



Οι τιμές των παραμέτρων είναι οι ακόλουθοι: Η ισχύς του laser είναι μεταξύ του 0 και των 160mW. Το μήκος της ίνας είναι μεταξύ του 1 και των 40 μέτρων. Η παράμετρος αντοχής τερματισμού είναι 1 και τα αποτελέσματα και ο περιορισμός αντοχής τερματισμού είναι 1. Σημειώνουμε ότι δεν υπάρχουν μονάδες για τις παραμέτρους και τα αποτελέσματα στο εργαλείο βελτιστοποίησης. Οι μονάδες των παραμέτρων και των αποτελεσμάτων είναι ίδιες με αυτές που δίνονται στο κύκλωμα για την αντίστοιχη παράμετρο η αποτέλεσμα.

Σχήμα 2 - Φάσμα σήματος EDFA



ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Παγιατάκης Γ.Κ., *Ινσοπτικές Επικοινωνίες*, Εκδόσεις Τζιόλα
2. Βασιλόπουλος Χ. – Παγιατάκης Γ.Κ., *Προηγμένες Τηλεπικοινωνιακές Υπηρεσίες*, Τόμος Α', 2004.
3. Σκουλάτος Β.Μ.- Κωνσταντόπουλος Α.Ν., *Τηλεπικοινωνιακά δίκτυα*, 1996.
4. P. E. Green, *Δίκτυα Οπτικών Ινών* (μετάφραση: Κ. Καρούμπαλος) Εκδόσεις Παπασωτηρίου, 1994.
5. RajinRamaswami and Kumar N. Sivarajan, "*Optical Networks*"Morgan Kaufmann Publications
6. GovindAgrawal, *Συστήματα Επικοινωνιών με Οπτικές Ίνες*, Εκδόσεις Τζιόλα Θεσσαλονίκη.
7. C. R. Giles, "*Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings*", Journal of Lightwave Technology, August 1997.
8. Noboru Takachio and Hiro Suzuki, "*Application of Raman-Distributed Amplification to WDM Transmission Systems Using 1.55 μm Dispersion-Shifted Fiber*", Journal of Lightwave Technology, January 2001.
9. Yasuhiro Aoki, "*Properties of Fiber Raman Amplifiers and their Applicability to Digital Optical Communication Systems*", Journal of Lightwave Technology, July 1988.
10. J. Palais. "*Fiber Optic Communications*", Prentice Hall
11. Jeunhomme, "*Single Mode Fiber Optics*", Dekker
12. Edited By S.E. Miller and I.P. Kaminow, "*Optical Fiber Telecommunication*" , Academic Press Publications
13. J. Senior, "*Optical Fiber Communication*" ,Second Edition, Prentice Hall Publication