

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΑΤΤΙΚΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
Τμήμα Ηλεκτρολόγων & Ηλεκτρονικών Μηχανικών
www.eee.uniwa.gr

Θηβών 250, Αθήνα-Αιγάλεω 12244
Τηλ. +30 210 538-1225, Fax. +30 210 538-1226



UNIVERSITY of WEST ATTICA
FACULTY OF ENGINEERING
Department of Electrical & Electronics Engineering
www.eee.uniwa.gr

250, Thivon Str., Athens, GR-12244, Greece
Tel:+30 210 538-1225, Fax:+30 210 538-1226

Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
Ηλεκτρικές & Ηλεκτρονικές Επιστήμες μέσω Έρευνας

Master of Science By Research in
Electrical & Electronics Engineering

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Τίτλος (ελληνικά):

Ανακλαστές οπτικής ίνας ως αισθητήρες και στοιχεία οπτικών δικτύων

Μεταπτυχιακός Φοιτητής: Παναγιώτης Πουλάκος, ΑΜ 0029
Επιβλέπων: Νικόλαος Σταθόπουλος, Καθηγητής

ΑΙΓΑΛΕΩ, Φεβρουάριος 2021

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΑΤΤΙΚΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
Τμήμα Ηλεκτρολόγων & Ηλεκτρονικών Μηχανικών
www.eee.uniwa.gr

Θηβών 250, Αθήνα-Αιγάλεω 12244
Τηλ. +30 210 538-1225, Fax. +30 210 538-1226



UNIVERSITY of WEST ATTICA
FACULTY OF ENGINEERING
Department of Electrical & Electronics Engineering
www.eee.uniwa.gr

250, Thivon Str., Athens, GR-12244, Greece
Tel:+30 210 538-1225, Fax:+30 210 538-1226

Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
Ηλεκτρικές & Ηλεκτρονικές Επιστήμες μέσω Έρευνας

Master of Science By Research in
Electrical & Electronics Engineering

MSc Thesis

Title (in English):

Fiber Bragg Gratings (FBG's) as sensors and optical networks elements

Student: Poulakos Panagiotis, Registration Number 0029

MSc Thesis Supervisor: Nikolaos Stathopoulos, Professor

ATHENS-EGALEO, February 2021

Η Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία έγινε αποδεκτή, εξετάστηκε και βαθμολογήθηκε από την εξής τριμελή εξεταστική επιτροπή:

| Επιβλέπων | Μέλος | Μέλος |
|----------------------|-------------------------|------------------------|
| | | |
| Νικόλαος Σταθόπουλος | Μουτζούρης Κωνσταντίνος | Γουστουρίδης Δημήτριος |
| Καθηγητής | Καθηγητής | Αναπληρωτής Καθηγητής |
| ΤΗΗΜ | ΤΗΗΜ | ΤΗΗΜ |
| ΠΑΔΑ | ΠΑΔΑ | ΠΑΔΑ |

ΔΗΛΩΣΗ ΣΥΓΓΡΑΦΕΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗΣ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Ο κάτωθι υπογεγραμμένος Παναγιώτης Πουλάκος του Παύλου, με αριθμό μητρώου MSCRES-29, φοιτητής του Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών «Ηλεκτρικές και Ηλεκτρονικές Επιστήμες μέσω Έρευνας» του Τμήματος Ηλεκτρολόγων και Ηλεκτρονικών Μηχανικών της Σχολής Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Αττικής, δηλώνω ότι:

«Είμαι συγγραφέας αυτής της μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας και ότι κάθε βοήθεια την οποία είχα για την προετοιμασία της, είναι πλήρως αναγνωρισμένη και αναφέρεται στην εργασία. Επίσης, οι όποιες πηγές από τις οποίες έκανα χρήση δεδομένων, ιδεών ή λέξεων, είτε ακριβώς είτε παραφρασμένες, αναφέρονται στο σύνολό τους, με πλήρη αναφορά στους συγγραφείς, τον εκδοτικό οίκο ή το περιοδικό, συμπεριλαμβανομένων και των πηγών που ενδεχομένως χρησιμοποιήθηκαν από το διαδίκτυο. Επίσης, βεβαιώνω ότι αυτή η εργασία έχει συγγραφεί από μένα αποκλειστικά και αποτελεί προϊόν πνευματικής ιδιοκτησίας τόσο δικής μου, όσο και του Ιδρύματος.

Παράβαση της ανωτέρω ακαδημαϊκής μου ευθύνης αποτελεί ουσιώδη λόγο για την ανάκληση του πτυχίου μου».

Ο Δηλών



Πουλάκος Παναγιώτης

Copyright © Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΑΤΤΙΚΗΣ

Παναγιώτης Πουλάκος

Φεβρουάριος 2021

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας Μεταπτυχιακής Διπλωματικής Εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον/την συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον/την συγγραφέα του και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις θέσεις του επιβλέποντος μέλους ΔΕΠ, της επιτροπής εξέτασης ή τις επίσημες θέσεις του Τμήματος και του Ιδρύματος.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η συγγραφή της παρούσας μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας είναι αποτέλεσμα οργανωμένης μελέτης και εκτενούς έρευνας στο χώρο των Θετικών Επιστημών στο πλαίσιο της φοίτησής μου στο Πανεπιστήμιο Δυτικής Αττικής στο Π.Μ.Σ Ηλεκτρικές και Ηλεκτρονικές Επιστήμες μέσω Έρευνας.

Νιώθω την υποχρέωση να ευχαριστήσω όλους τους ανθρώπους, καθηγητές και συμφοιτητές που γνώρισα και συνεργάστηκα κατά τη διάρκεια των σπουδών μου. Κυρίως όμως θέλω να απευθύνω θερμές ευχαριστίες στον επιβλέποντα καθηγητή της μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας, Δρ. Νικόλαο Σταθόπουλο, ο οποίος με το ευρύ επιστημονικό του πεδίο υπήρξε εμπνευστής και καθοδηγητής μου, συμβάλλοντας καθοριστικά στη διεύρυνση των γνώσεων μου και στην ολοκλήρωση της μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας. Η πολύτιμη καθοδήγηση, η υπομονή και η εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπο μου ήταν στοιχεία βαρύνουσας σημασίας για την ευόδωση της προσπάθειάς μου και την περάτωση της εργασίας μου.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στους οικείους μου και κυρίως στην σύζυγο μου Χαρά Μπαλατσούρα, οι οποίοι στάθηκαν αρωγοί σε όλη την πορεία των σπουδών μου και συμπαραστάθηκαν ηθικά σε κάθε μου βήμα με αγάπη, υπομονή, σθένος και συνεχή ενθάρρυνση. Τους ευχαριστώ θερμά.

Πουλάκος Παναγιώτης

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ
2. ΤΥΠΟΙ ΤΩΝ FBG's
3. ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΓΓΡΑΦΗΣ ΤΩΝ FBG's
4. ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΩΝ FBG's
5. COUPLED MODE THEORY
6. ΕΥΡΕΣΗ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΣΥΖΕΥΞΗΣ
7. ΑΝΑΛΥΣΗ CFBG ΜΕ TMM (T-MATRIX METHOD)
8. ΧΡΗΣΗ ΘΕΩΡΙΑΣ ΓΡΑΜΜΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ (TLM)
9. ΙΝΕΣ ΝΟΘΕΥΣΗΣ ΙΟΝΤΩΝ ΤΡΙΣΘΕΝΟΥΣ ΕΡΒΙΟΥ (EDF)
10. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ- ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ
11. ΠΗΓΕΣ- ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Αντικείμενο, ερευνητικά ερωτήματα και διάρθρωση της εργασίας

Τα φράγματα οπτικών ινών αποτελούν ανακλαστές με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά ανακλαστικότητας, εύρους ζώνης και διαπερατότητας. Εγγράφονται στον πυρήνα μιας μονορυθμικής ίνας όπως αυτή εφαρμόζεται στις σύγχρονες επικοινωνίες υψηλού ρυθμού μετάδοσης. Οι εφαρμογές τους είναι εκτεταμένες και καλύπτουν τόσο τις τηλεπικοινωνίες όσο και τις εφαρμογές των αισθητήρων για μέτρηση καταπόνησης, θερμοκρασίας, επιτάχυνσης αλλά και ανίχνευσης συγκεκριμένων χημικών ενώσεων και βιολογικών στοιχείων.

Στην παρούσα εργασία εξετάζεται η τρέχουσα τεχνολογία για την εγγραφή, τις χρήσεις και εφαρμογές καθώς και την θεωρητική ανάλυση της λειτουργίας τους. Τα FBGs ως αισθητήρια εμφανίζουν πολλαπλά πλεονεκτήματα στα οποία περιλαμβάνονται η ανοσία στις ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές, το ελαφρύ και μικρό μέγεθος, η υψηλή ευαισθησία, το μεγάλο εύρος ζώνης λειτουργίας και η ευκολία πολυπλεξίας.

Σε αυτή την εργασία θα παρουσιαστούν περιληπτικά οι τύποι των FBG's (Fiber Bragg Gratings), θα εξεταστούν οι εφαρμογές τους, ως στοιχεία σε οπτικά δίκτυα καθώς και οι εφαρμογές τους ως αισθητήρια. Επιπλέον, θα περιγράψουμε τις διαφορετικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την εγγραφή (inscription) των Bragg Gratings στις οπτικές ίνες. Επιπλέον, παρουσιάζουμε τη Coupled Mode Theory (CMT) για να περιγράψουμε την ανάλυση της λειτουργίας των Bragg Gratings στις οπτικές ίνες ενώ εξετάζουμε τους περιορισμούς στην εφαρμογή της και την ανάγκη χρήσης αριθμητικών και άλλων μοντέλων για ειδικές περιπτώσεις FBG.

Επιπροσθέτως, παρουσιάζουμε την CMT σε συνδυασμό με την T-Matrix Method για να αναλύσουμε την συμπεριφορά ενός chirped FBG και την Θεωρία Γραμμών Μεταφοράς (TLM) σε αντιστάθμιση των μειονεκτημάτων- περιορισμών της CMT-TMM.

Τέλος, χρησιμοποιώντας την σπάνια γαία που ονομάζεται έρβιο λόγω των ιδιοτήτων που παρουσιάζουν οι ενεργειακές του στάθμες για ενίσχυση ή απορρόφηση συγκεκριμένων μηκών κύματος μετά από επιβολή συγκεκριμένων επιπέδων ισχύος άντλησης, αναλύουμε με χρήση της TLM την φασματική απόκριση και το group delay ενός chirped FBG που είναι εγγεγραμμένο σε ένα κομμάτι ίνας ντοπαρισμένο με ιόντα τρισθενούς ερβίου (ED-CFBG) και εξάγονται χρήσιμα αποτελέσματα.

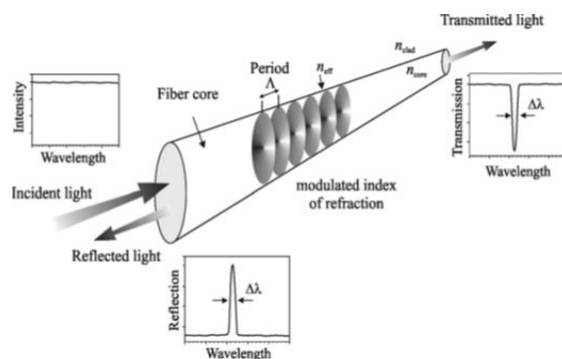
Θεωρητικό πλαίσιο του θέματος – Ανασκόπηση του πεδίου

Ένα Fiber Bragg Grating (FBG) είναι εγγεγραμμένο στον πυρήνα της οπτικής ίνας και συνίσταται στην περιοδική μεταβολή του δείκτη διάθλασης κατά μήκος του άξονά της. Η εγγραφή επιτυγχάνεται μετά από παρατεταμένη έκθεση του πυρήνα σε υπεριώδη ακτινοβολία με την προϋπόθεση ότι ο πυρήνας περιέχει προσμίξεις Ge κατάλληλα ευαίσθητοποιημένου. Σε κάθε περίοδο της εγγεγραμμένης μεταβολής του δ.δ. ένα μικρό μέρος από του προσπίπτοντος οπτικού κύματος ανακλάται. Όταν η περίοδος του grating είναι περίπου ίση με το μισό του μήκους κύματος του οπτικού κύματος πρόσπτωσης, όλα τα ανακλώμενα οπτικά κύματα συμβάλουν θετικά στην κατεύθυνση ανάκλασης αυξάνοντας σημαντικά την συνολική ανάκλαση μέχρι και σε ποσοστό το οποίο προσεγγίζει το 100%. Αυτό είναι γνωστό ως συνθήκη Bragg (Bragg condition). Η κατασκευή μόνιμου grating σε οπτική ίνα παρουσιάστηκε για πρώτη φορά από τον Hill και τους συνεργάτες του, το 1978 στο ερευνητικό κέντρο επικοινωνιών του Καναδά, στην Οττάβα του Καναδά [1,2].

Το ανακλώμενο Bragg μήκος κύματος λ_B , καθορίζεται από την εξίσωση:

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda \quad (1)$$

, όπου το n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης του πυρήνα της ίνας και Λ είναι η περίοδος του grating. Προφανώς, οποιαδήποτε αλλαγή του n_{eff} ή του Λ θα προκαλέσει μετατόπιση του μήκους κύματος ανάκλασης του FBG, το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις διαφόρων φυσικών παραμέτρων, συμπεριλαμβανομένων της θερμοκρασίας, της καταπόνησης, κλπ. Ένα σχηματικό παράδειγμα της λειτουργίας ενός FBG απεικονίζεται στο Σχήμα 1.



Σχήμα 1. Σχηματικό διάγραμμα λειτουργίας ενός Fiber Bragg Grating [20]

Στις επικοινωνίες οπτικών ινών τα FBG's έχουν χρησιμοποιηθεί ως φίλτρα (add/drop filters), και ως στοιχεία για αντιστάθμιση διασποράς (dispersion compensators).

Επιπρόσθετα, οπτικοί αισθητήρες βασισμένοι σε FBG's χρησιμοποιούνται ευρέως για μετρήσεις φυσικών, χημικών, βιοϊατρικών και ηλεκτρικών παραμέτρων και ειδικά σε εφαρμογές παρακολούθησης της καταπόνησης κατασκευών όπως κτιρίων, γεφυρών, μεταλλικών κατασκευών, αξόνων, ατράκτων, σε εφαρμογές αεροδιαστήματος και αεροναυπηγικής, όπου η πληροφορία των μετρήσεων προέρχεται από την μετατόπιση του μήκους κύματος Bragg λ_B .

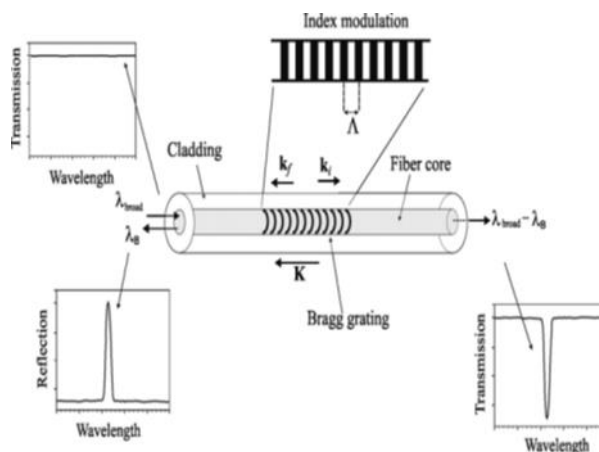
Η παραπάνω προσέγγιση των FBG's ως αισθητήρων έχει πολλά πλεονέκτημα όπως το μικρό μέγεθος τους, η ανοχή σε ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές, η γρήγορη απόκριση για μετρήσεις σε πραγματικό χρόνο και η υψηλή ευαισθησία από εξωτερικές διαταραχές [3,5].

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Τύποι των FBG's

Στην ενότητα αυτή θα περιγράψουμε τις ιδιότητες και τα χαρακτηριστικά των FBG's καθώς και τους διάφορους τύπους αυτών όπως παρακάτω:

A. Uniform (ομοιόμορφα) FBG

Τα uniform FBG αποτελούνται από σταθερή περιοδική μεταβολή του δείκτη διάθλασης του πυρήνα σε μία μονότροπη οπτική ίνα (SMF) όπως φαίνεται στο σχήμα 2.



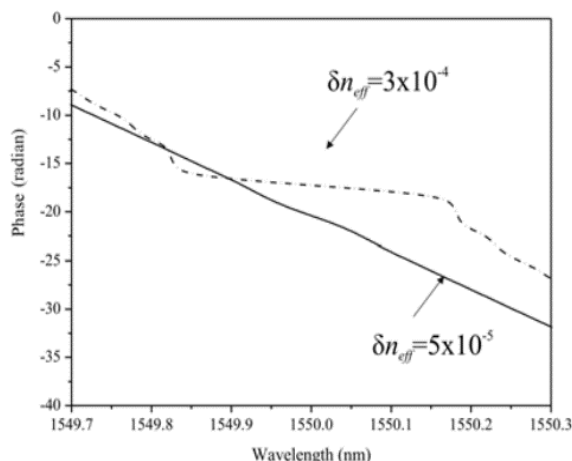
Σχήμα 2. Uniform FBG [20]

Το προσπίπτον οπτικό κύμα κατά μήκος του πυρήνα της ίνας σκεδάζεται από κάθε επίπεδο μεταβολής του δ.δ. Αν η συνθήκη Bragg δεν ικανοποιείται, το ανακλώμενο οπτικό κύμα από κάθε περίοδο εγγραφής βρίσκεται εκτός φάσης με αποτέλεσμα την μη θετική συμβολή των διαδοχικών ανακλάσεων με συνέπεια την μικρή ή μηδενική ανακλαστικότητα.

Όταν ικανοποιείται η συνθήκη Bragg, το ανακλώμενο οπτικό κύμα από κάθε περίοδο εγγραφής συμβάλει θετικά στο ανακλώμενο κύμα και αυξάνει την ανακλαστικότητα του grating. Φασματικά η ανακλαστικότητα οπτικής ισχύος εμφανίζει κορυφή της οποίας το κεντρικό μήκος κύματος είναι το λ_B ενώ τα λοιπά χαρακτηριστικά καθορίζονται από τις παραμέτρους του grating.

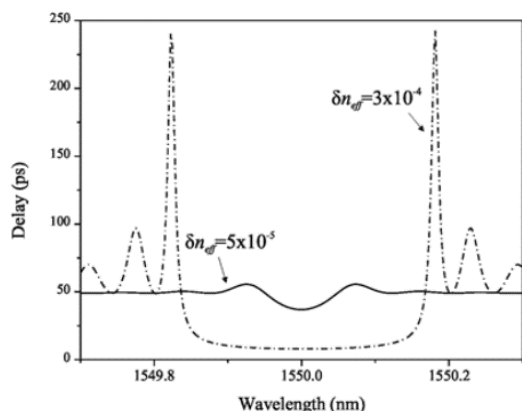
Εκτός από την φασματική ανακλαστικότητα ισχύος, εξετάζεται και η φασματική μεταβολή της διαφοράς φάσης μεταξύ του προσπίπτοντος και του ανακλωμένου οπτικού κύματος. Το σχήμα 2.1 δείχνει την φασματική απόκριση φάσης μεταξύ προσπίπτοντος και ανακλώμενου για δύο uniform bragg gratings (λ_B γύρω στα 1550 nm). Τα δύο gratings έχουν το ίδιο μήκος (1 cm), ωστόσο έχουν διαφορετικό βάθος διαμόρφωσης του δείκτη διάθλασης θεωρώντας «ισχυρό» το grating με $\delta n_{\text{eff}} = 3 \cdot 10^{-4}$ και «ασθενές» το grating με $\delta n_{\text{eff}} = 5 \cdot 10^{-5}$. Φαίνεται ότι η αλλαγή της

φάσης γύρω από το μήκος κύματος του FBG μειώνεται με την μεγαλύτερη μεταβολή του δείκτη διάθλασης.



Σχήμα 2.1 Φασματική Απόκριση [20]

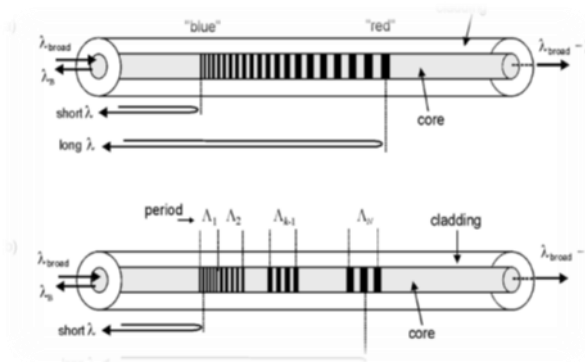
Το αποτέλεσμα της φασματικής μεταβολής της φάσης μεταξύ προσπίπτοντος και ανακλωμένου γύρω από το κεντρικό μήκος κύματος, είναι η χρονική καθυστέρηση η οποία εκφράζεται μέσω της καθυστέρησης ομάδας group delay. Η παράμετρος αυτή εκφράζεται μέσω της σχέσης $df/d\omega$. Στο σχήμα 2.2 απεικονίζεται το group delay από τα 2 gratings. Μεγάλη διασπορά (αλλαγή του group delay σε σχέση με το μήκος κύματος) φαίνεται στην άκρη της ζώνης ανάκλασης και αυξάνεται καθώς αυξάνεται η διαταραχή του δείκτη διάθλασης. Το group delay είναι ελάχιστο στο κεντρικό μήκος κύματος.



Σχήμα 2.2 Group Delay [20]

B. Chirped FBG

Μια ενδιαφέρουσα μορφή, αν και σύνθετη στη κατασκευή τους είναι τα chirped FBG. Αυτού του είδους το grating έχει μία μονοτονικά μεταβαλλόμενη περίοδο, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.



Σχήμα 2.3 Μορφή εγγραφής Chirped FBG [20]

Στο σχήμα 2.3 (α) φαίνεται η μορφή εγγραφής ενός chirped FBG με μη περιοδική μεταβολή του δείκτη διάθλασης στον πυρήνα της ίνας. Για το προσπίπτον κύμα τα μεγαλύτερα μήκη κύματος "ταξιδεύουν" πιο μακριά από ότι τα μικρότερα μήκη κύματος πριν ανακλαστούν, ενώ στο σχήμα 2.3 (β) φαίνεται ένα chirped FBG αποτελούμενο από μία αλληλουχία ομοιόμορφων gratings με αυξανόμενη περίοδο τα οποία χρησιμοποιούνται για να προσομοιώσουν την συνεχή λειτουργία ενός CFBG .

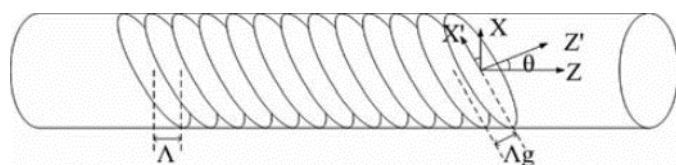
Υπάρχουν ορισμένες χαρακτηριστικές ιδιότητες που προσφέρονται από τη μονοτονική ή γραμμική μεταβολή της περιόδου των gratings που θεωρούνται πλεονεκτήματα για συγκεκριμένες εφαρμογές στην τεχνολογία των τηλεπικοινωνιών και των αισθητήρων, όπως η αντιστάθμιση της χρωματικής διασποράς των οπτικών παλμών κατά την διάδοσή τους στην ίνα και η εφαρμογή τους σε συστήματα WDM εξαιτίας του μεγάλου εύρους ανακλαστικότητας μηκών κύματος που μπορεί να επιτευχθεί με τα CFBG . Αυτοί οι τύποι gratings μπορούν να υλοποιηθούν με την αξονική μεταβολή του Λ είτε με την μεταβολή του δείκτη διάθλασης του πυρήνα, είτε και με τα δύο μαζί [6].

Γ. Tilted FBG

Τα tilted FBG (TFBG) είναι ομοιόμορφα gratings τα οποία εγγράφονται στον πυρήνα της ίνας αλλά με μία κλίση (tilting) ως προς τον άξονα της ίνας. Τα TFBG αντανακλούν μικρότερο ποσοστό ισχύος του προσπίπτοντος κύματος σε σχέση με τα ομοιόμορφα αμιγώς εγκάρσια gratings. Η γωνία της κλίσης των περιόδων εγγραφής σε ένα TFBG μπορεί να χαρακτηριστεί από την σχέση [7]:

$$\lambda_B = \frac{2n_{eff} \Lambda_g}{\cos(\theta)}$$

, όπου το n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης διάθλασης του grating, Λ_g είναι η περιοδικότητα του grating και θ είναι η γωνία κλίσης εγγραφής όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4.

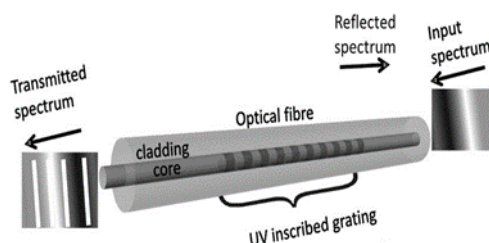


Σχήμα 2.4 Tilted FBG [21]

Οι εφαρμογές των TFBG αφορούν κυρίως την αύξηση ευαισθησίας των αισθητήρων καταπόνησης προς μια κατεύθυνση η οποία εμφανίζει κλίση με τον άξονα της ίνας αλλά και περιπτώσεις όπου αναζητείται η σύζευξη με ρυθμούς του μανδύα (cladding modes) με σκοπό την δημιουργία των Long Period Gratings όπως θα περιγράψουμε αμέσως παρακάτω.

Δ. Long Period Gratings (LPG)

Τα LPG έχουν μία περίοδο εγγραφής πολύ μεγαλύτερη εκείνης των κλασικών FBG δηλαδή τυπικά μεταξύ 100μm και έως 1mm όπως φαίνεται στο σχήμα 2.5.



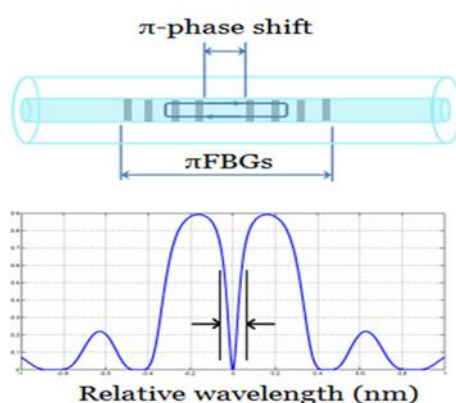
Σχήμα 2.5 Long Period FBG [22]

Στα Long Period FBG εμφανίζεται η σύζευξη μεταξύ των ρυθμών διάδοσης στον πυρήνα και τον μανδύα της ίνας [8]. Για να επιτευχθεί αυτή η σύζευξη θα πρέπει η περιοδικότητα εγγραφής στον πυρήνα να αντιστοιχεί με την περιοδικότητα εμφάνισης των μετώπων φάσης ενός ρυθμού (κυρίως υψηλής τάξης) του μανδύα. Με τον τρόπο αυτό αυξάνεται συνεχώς, κατά την διάδοση του οπτικού κύματος στον πυρήνα, η μεταφορά οπτικής ισχύος στον μανδύα. Το αποτέλεσμα είναι η μείωση ισχύος εξόδου στο μήκος κύματος το οποίο ικανοποιεί αυτή την συνθήκη. Όταν στο περιβάλλον του μανδύα εμφανισθεί υλικό (κυρίως αέριο ή υγρό) με διαφορετικό δ.δ. από τον αέρα, το μήκος κύματος με την ως άνω συνθήκη αλλάζει και το φάσμα απορρόφησης ισχύος στην έξοδο μεταβάλλεται.

Το ακριβές σχήμα του φάσματος διάδοσης εξαρτάται από την περίοδο του LPG, από το μήκος του και από εξωτερικούς παράγοντες οι οποίοι επιβάλλονται από το αέριο ή υγρό με το οποίο έρχεται σε επαφή ο μανδύας του LPG.

E. Phase- Shifted FBG

Τα phase shifted FBG κατασκευάζονται εισάγοντας μία μετατόπιση φάσης κατά (συνήθως π διότι είναι ευκολότερο κατασκευαστικά) στην διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης του πυρήνα της ίνας. Εξαιτίας αυτής της μετατόπισης φάσης το φάσμα ανάκλασης εμφανίζει ασυνέχεια στο κεντρικό μήκος κύματος, το οποίο είναι και το μοναδικό το οποίο δεν ανακλάται από όλο το εύρος ανακλαστικότητας του grating[26]. Το φάσμα μετάδοσης εμφανίζει ένα στενό συντονισμό στη ζώνης ανακλαστικότητας στο μέσο του λοβού ανάκλασης του FBG όπως φαίνεται στο σχήμα 2.7 όταν η μετατόπιση φάσης εγγραφής είναι π . Ωστόσο ενδιαφέρον παρουσιάζει και η θέση κατά μήκος της εγγραφής στην οποία δημιουργείται η μετατόπιση της φάσης [26].



Σχήμα 2.7 Phase Shifted FBG [23]

Τα phase shifted FBGs βρίσκουν εφαρμογή ως φίλτρα επιλογής ενός μήκους κύματος σε συστήματα WDM με σκοπό την επιλογή ενός καναλιού το οποίο αντιπροσωπεύεται από ένα μήκος κύματος.

ΣΤ. Super Structural FBG (SFBG)

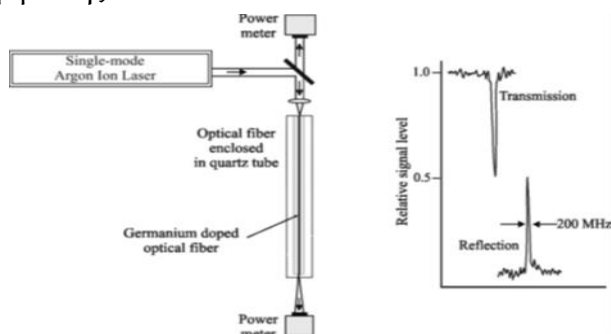
Τα SFBG είναι ένας ειδικός τύπος gratings βασισμένος στα phase shifted FBG. Συγκεκριμένα, τα super structural εμφανίζουν διάφορα σημεία μετατόπισης φάσης κατά μήκος της εγγραφής. Η τεχνική αυτή προσφέρει την δυνατότητα διέλευσης πολλαπλών και διακριτών μηκών κύματος μέσα στο εύρος ανακλαστικότητας του grating. Εξαιτίας αυτού του χαρακτηριστικού τα μήκη κύματος του WDM τα οποία διέρχονται μέσα από την ίνα καθαρίζουν επίπεδα θορύβου τα οποία έχουν πιθανά προέλθει από προηγούμενη ενίσχυση μέσω ενισχυτή ίνας EDFA. Με αυτή την έννοια θεωρούνται κρίσιμα στοιχεία για τα δίκτυα οπτικών ινών μεγάλων αποστάσεων και χωρητικότητας έστω και αν το κόστος κατασκευής τους είναι συγκριτικά αυξημένο. Συγκεκριμένα, το κόστος αυτό επιβαρύνει τα συστήματα όπου απαιτείται ειδική σχεδίαση για συγκεκριμένα μήκη κύματος του WDM.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Μέθοδοι Εγγραφής των FBG's

Στην ενότητα που ακολουθεί θα περιγράψουμε διάφορες τεχνικές που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή-εγγραφή τυποποιημένων και σύνθετων gratings σε οπτικές ίνες όπως αναφέρονται λεπτομερώς και στο βιβλίο του Andreas Othonos και των συνεργατών του [20]. Ανάλογα με την τεχνική κατασκευής, τα gratings μπορούν να χαρακτηριστούν ως εσωτερικής (internally) ή εξωτερικής (externally) εγγραφής. Παρόλο που τα εσωτερικής εγγραφής gratings μπορεί να μην θεωρούνται πολύ πρακτικά ή χρήσιμα σήμερα, είναι σημαντικό να τα εξετάσουμε. Εξωτερικής εγγραφής gratings, τα οποία είναι γραμμένα με τεχνικές όπως η συμβολομετρική, η σημείο προς σημείο και η τεχνική της phase-mask μπορούν να ξεπεράσουν τους περιορισμούς των εσωτερικής εγγραφής gratings και θεωρούνται πολύ πιο χρήσιμα. Αυτές οι τεχνικές συνοψίζονται παρακάτω:

A. Gratings Εσωτερικής Εγγραφής

Τα εσωτερικής εγγραφής gratings προτάθηκαν για πρώτη φορά το 1978 από την ομάδα του Hill [7, 8] με μια απλή πειραματική διάταξη όπως φαίνεται στο σχήμα 3. Ως πηγή, χρησιμοποιήθηκε ένα λέιζερ ιόντων αργού, που ταλαντώνεται σε ένα μονό διαμήκη τρόπο στα 514.5 nm ή τα 488 nm εκθέτοντας τον πυρήνα της φωτοευαίσθητης ίνας. Η απομόνωση του λέιζερ ιόντων αργού από την ανακλώμενη δέσμη ήταν απαραίτητη για να αποφευχθεί η αστάθεια. Επιπλέον, το λέιζερ και η ίνα τοποθετήθηκαν σε ένα σωλήνα για θερμική απομόνωση. Το προσπίπτον φως από το λέιζερ δημιουργεί στάσιμο λόγω ανακλάσεων από το άκρο της ίνας της τάξης του 4%. Στα σημεία υψηλής οπτικής έντασης του στασίμου, ο δείκτης διάθλασης του φωτοευαίσθητου πυρήνα της ίνας εμφάνισε μόνιμη αλλαγή. Έτσι δημιουργήθηκε μια περιοδική μεταβολή του δείκτη διάθλασης που είχε την ίδια χωρική περιοδικότητα με το στάσιμο κύμα. Αυτοί οι τύποι gratings έχουν κανονικά ένα μεγάλο μήκος (δεκάδες εκατοστά) προκειμένου να επιτευχθούν χρήσιμες τιμές ανακλαστικότητας λόγω του μικρού βάθους διαμόρφωσης του δ.δ.

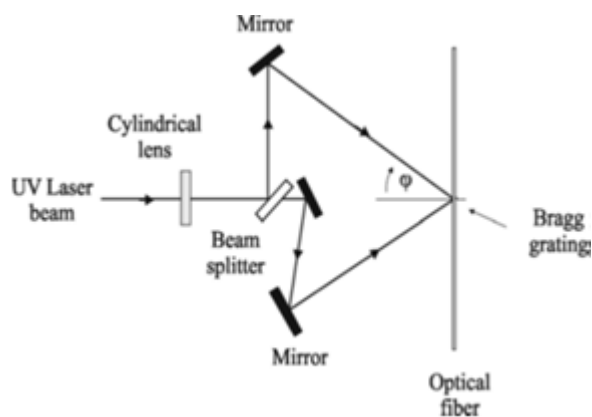


Σχήμα 3. Μία τυπική συσκευή που χρησιμοποιείται για την εγγραφή gratings χρησιμοποιώντας ένα λέιζερ ιόντων αργού. [20]

B. Εγγραφή μέσω συμβολής

1. Συμβολόμετρο διαχωρισμού πλάτους

Η τεχνική εγγραφής μέσω συμβολής, η οποία είναι μια εξωτερική μέθοδος για την εγγραφή gratings στις φωτοευαίσθητες ίνες, προτάθηκε για πρώτη φορά από την ομάδα του Meltz [11], οι οποίοι χρησιμοποίησαν ένα συμβολόμετρο διαχωρισμού πλάτους για να κατασκευάσουν gratings σε πειραματική διάταξη παρόμοια με αυτή που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.1.



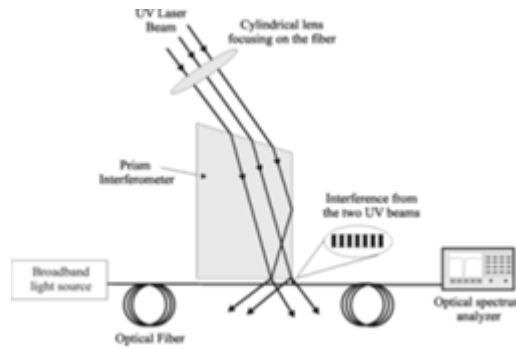
Σχήμα 3.1 Συμβολόμετρο Διαχωρισμού Πλάτους, [20]

Ένα laser που λειτουργούσε σε μήκος κύματος στην περιοχή των 486-500 nm, διπλασιάστηκε στην συχνότητα χρησιμοποιώντας ένα μη γραμμικό κρύσταλλο. Αυτό παρείχε μία πηγή UV στην ζώνη των 244 nm και η υπεριώδης ακτινοβολία χωρίστηκε σε δύο δέσμες ίσης έντασης που συμβάλουν για να δημιουργήσουν κροσσούς συμβολής στον άξονα της ίνας. Ένα ζευγάρι κυλινδρικών φακών εστίασε το φως στην ίνα και η προκύπτουσα εστιακή γραμμή είχε μήκος περίπου 4 mm και πλάτος 124 μm. Για να παρακολουθήσουμε το βάθος εγγραφής χρησιμοποιούμε μια ευρυζωνική πηγή η οποία συνδέεται στην ίνα και παρακολουθούμε την μείωση της ισχύος στο μήκος κύματος εγγραφής στην έξοδο της ίνας μέσω ενός οπτικού φασματικού αναλυτή.

Το σημαντικότερο πλεονέκτημα που προσφέρεται από την συμβολομετρική τεχνική είναι η δυνατότητα εγγραφής των gratings σε οποιοδήποτε επιθυμητό μήκος κύματος. Το κύριο μειονέκτημα αυτής της προσέγγισης είναι η ευαισθησία σε μηχανικούς κραδασμούς.

2. Συμβολομετρική τεχνική διαχωρισμού κύματος

Τα συμβολόμετρα διαχωρισμού κύματος δεν είναι τόσο δημοφιλή όσο τα όσο τα συμβολόμετρα διαχωρισμού πλάτους για την κατασκευή gratings, ωστόσο, προσφέρουν ορισμένα χρήσιμα πλεονεκτήματα. Ένα παράδειγμα συμβολόμετρου διαχωρισμού κύματος που χρησιμοποιείται για την κατασκευή Bragg gratings σε οπτικές ίνες είναι το συμβολόμετρο πρίσματος [12, 13]. Ένα σχηματικό διάγραμμα του prism interferometer φαίνεται στο σχ. 3.2.



Σχήμα 3.2 Σχηματική απεικόνιση ενός prism wavefront-splitting interferometer [20]

Σε αυτή τη διάταξη η δέσμη υπεριωδών ακτίνων χωρίζεται χωρικά από το άκρο του πρίσματος και η μισή δέσμη αντιστρέφεται χωρικά με ολική εσωτερική ανάκλαση από την επιφάνεια του πρίσματος. Τα δύο μισά της δέσμης στη συνέχεια συμβάλλουν στην επιφάνεια εξόδου του πρίσματος, δίνοντας κροσσούς συμβολής παράλληλους προς τον πυρήνα των φωτοευαίσθητων ινών. Ένας κυλινδρικός φακός τοποθετημένος λίγο πριν τη ρύθμιση βοηθά στη διαμόρφωση των κροσσών συμβολής σε μια γραμμή κατά μήκος του πυρήνα των ινών.

Ένα μειονέκτημα αυτού του συστήματος είναι η γεωμετρία της διάταξης. Ο διαχωρισμός της δέσμης στην επιφάνεια εξόδου του πρίσματος σχηματίζει το συμβολόγραμμα, επομένως, πρέπει να παρεμβάλλονται διαφορετικά τμήματα της δέσμης, πράγμα που απαιτεί μια πηγή UV με καλή χωρική συνοχή.

Ένα βασικό πλεονέκτημα είναι η απαίτηση για ένα μόνο οπτικό στοιχείο σε σχέση με άλλες μεθόδους, μειώνοντας σημαντικά την ευαισθησία στους μηχανικούς κραδασμούς. Επιπλέον, η μικρή απόσταση από την οποία διαχωρίζονται οι δέσμες υπεριωδών ακτίνων μειώνει την παραμόρφωση του κύματος που προκαλείται από τα ρεύματα αέρα και τις διαφορές θερμοκρασίας μεταξύ των δύο δεσμών δέσμησης.

Γ. Phase-mask Technique

Μία από τις πιο δημοφιλείς και καθιερωμένες σήμερα μεθόδους για την εγγραφή Bragg gratings στις φωτοευαίσθητες ίνες είναι η τεχνική της phase-mask [14]. Αυτή η μέθοδος χρησιμοποιεί ένα οπτικό στοιχείο διάθλασης για τη χωρική διαμόρφωση της ακτίνας εγγραφής UV. Γενικά, οι phase-masks μπορούν να σχηματιστούν είτε ολογραφικά είτε με λιθογραφία δέσμης ηλεκτρονίων. Το Σχήμα 3.3 δείχνει ότι η ακτινοβολία UV χωρίζεται σε $m = 0$ και ± 1 τάξεις. Η μορφή συμβολής στην ίνα δύο γωνιών περίθλασης τάξης ± 1 έχει μία περίοδο grating Λ_g που σχετίζονται με τη γωνία

περίθλασης $\theta_m/2$ από τη σχέση:

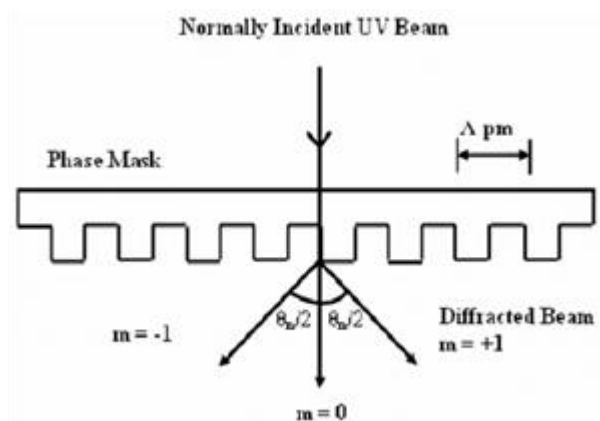
$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2 \sin(\theta_m / 2)} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}$$

, όπου το Λ_{pm} είναι η περίοδος της phase mask, Λ_g είναι η περίοδος των κροσσών (fringes) and λ_{uv} είναι το μήκος κύματος της UV.

Η περίοδος του grating που χαράσσεται στη μάσκα προσδιορίζεται από το απαιτούμενο μήκος κύματος του Bragg grating λ_{Bragg} για το grating στην ίνα και δίνεται από τη σχέση:

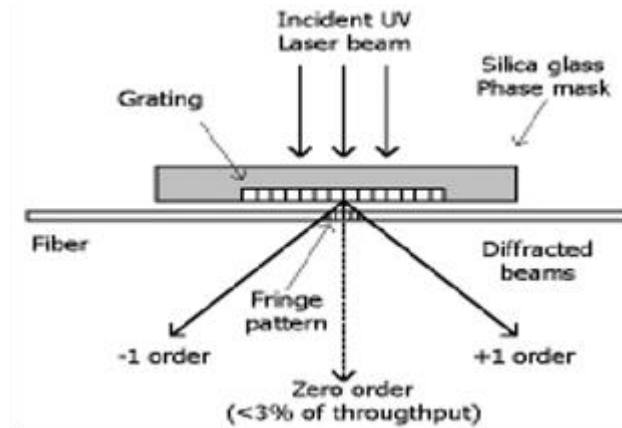
$$\Lambda_g = \frac{N\lambda_{Bragg}}{2n_{eff}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2}$$

, όπου $N > 1$ είναι ένας ακέραιος αριθμός που υποδεικνύει την τάξη του grating και το n_{eff} είναι ο ενεργός δείκτης του πυρήνα των ινών.



Σχήμα 3.3 Σχηματική απεικόνιση μιας phase mask με UV ακτινοβολία [24]

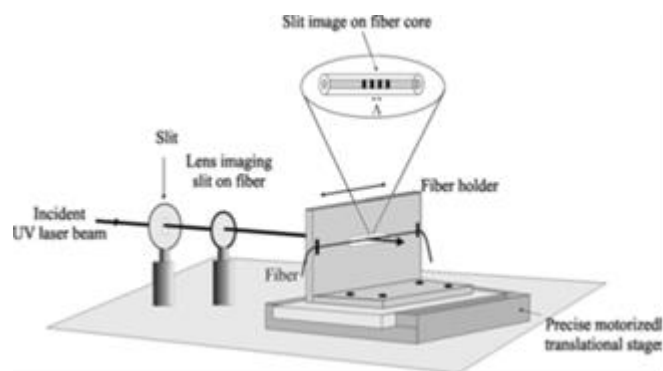
Η μέθοδος χρησιμοποιεί μία μάσκα διάθλασης για τη χωρική διαμόρφωση της ακτίνας εγγραφής UV που φαίνεται στο Σχήμα 3.4. Το μοτίβο που δημιουργείται στην μάσκα απεικονίζει την διαμόρφωση του δείκτη διάθλασης στον πυρήνα μίας φωτοευαίσθητης οπτικής ίνας τοποθετημένης σε επαφή ή πίσω ακριβώς από τη phase mask. Ένας κυλινδρικός φακός χρησιμοποιείται για να εστιάσει το μοτίβο κατά μήκος του πυρήνα των ινών. Η phase mask μειώνει σημαντικά την πολυπλοκότητα του συστήματος κατασκευής gratings. Δεδομένου ότι η ίνα συνήθως τοποθετείται ακριβώς πίσω από τη phase mask, ελαχιστοποιείται η ευαισθησία στους μηχανικούς κραδασμούς και συνεπώς τα προβλήματα σταθερότητας.



Σχήμα 3.4 Μέθοδος με μάσκα διάθλασης οπτικής φάσης για τη χωρική διαμόρφωση της ακτίνας εγγραφής UV ^[24]

Δ. Point-by-point Fabrication of Bragg Gratings

Η point-by-point technique [15] για την κατασκευή Bragg gratings επιτυγχάνεται προκαλώντας μια αλλαγή στον δείκτη διάθλασης σε ένα βήμα κάθε φορά κατά μήκος του πυρήνα της ίνας. Ένας εστιασμένος μεμονωμένος παλμός από ένα λέιζερ παράγει κάθε βαθμίδα του grating ξεχωριστά. Ένας απλός παλμός υπεριώδους φωτός από ένα λέιζερ διέγερσης διέρχεται από μια μάσκα που περιέχει μια σχισμή. Ένας φακός εστίασης απεικονίζει την σχισμή στον πυρήνα της οπτικής ίνας από την πλευρά όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5 και ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα αυξάνεται τοπικά στο τμήμα των ακτινοβολημένων ιών. Στη συνέχεια, η ίνα εγγράφεται σε απόσταση Λ που αντιστοιχεί στο βήμα του grating σε διεύθυνση παράλληλη προς τον άξονα των ιών και η διαδικασία επαναλαμβάνεται για να σχηματίσει η δομή των gratings στον πυρήνα των ιών.



Σχήμα 3.5 Σχηματική διάταξη για την κατασκευή Bragg gratings με την τεχνική point-by-point ^[20]

Το κύριο πλεονέκτημα της τεχνικής αυτής είναι η ευελιξία της να αλλάζει τις παραμέτρους του Bragg. Επειδή για την δομή του grating δημιουργείται ένα σημείο κάθε φορά, μπορούν να ενσωματωθούν εύκολα παραλλαγές στο μήκος του grating, στο βήμα και στη φασματική απόκριση.

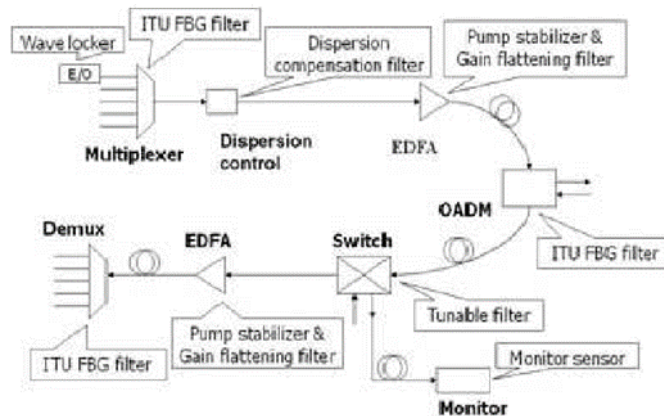
Ένα μειονέκτημα της τεχνικής point-by-point είναι ότι είναι μια κουραστική διαδικασία. Επειδή πρόκειται για μια διαδικασία βήμα προς βήμα, αυτή η μέθοδος απαιτεί σχετικά μεγάλο χρόνο επεξεργασίας.

E. Direct-writing Technique

Η τεχνική direct-writing είναι μια εναλλακτική διαδικασία για την εγγραφή grating υψηλής ποιότητας σε ίνες. Η διαδικασία direct-writing χρησιμοποιεί δύο εστιασμένες δέσμες υπεριώδων ακτίνων λέιζερ οι οποίες συμβάλλουν για να δώσουν ένα κυκλικό σημείο μικρού μεγέθους, σαν ένα συμβατικό amplitude-splitting interferometer. Η δέσμη εγγραφής εστιάζεται πάνω στην φωτοευαίσθητη ίνα και δημιουργεί σε μία περίοδο grating, μετακινούμενη δε σε νέα θέση, δημιουργεί συστηματικά μια δομή grating. Το δείγμα κινείται συνεχώς σε σχέση με μια διαμορφωμένη δέσμη λέιζερ που συγχρονίζεται με την κίνηση του δείγματος, εξασφαλίζοντας έτσι μια ομαλή διαδικασία εγγραφής. Αυτή η τεχνική επιτρέπει την κατασκευή οποιουδήποτε προφίλ Bragg grating.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Εφαρμογές των FBG's

Τα FBG βρίσκουν εφαρμογή σε συστήματα δικτύων οπτικών ινών. Στο Σχήμα 4 φαίνεται η πιθανή χρήση των FBG σε συστήματα πολυπλεξίας μηκών κύματος WDM.

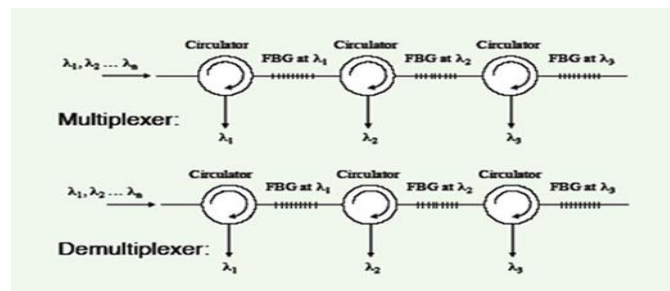


Σχήμα 4. FBG ως στοιχεία δικτύου οπτικών ινών [25]

Οι σημαντικότερες εφαρμογές των FBG είναι:

A. FBG για πυκνή πολυπλεξία μηκών κύματος dense wavelength division multiplexing (DWDM)

Με την χρήση FBG τα συστήματα DWDM μπορούν να υλοποιηθούν μέσω πολυπλεξίας και αποπλεξίας πολλών μηκών κύματος στην ίδια οπτική ίνα. [16] Στο σχήμα 4.1 φαίνεται η χρήση FBG σε συνδυασμό με κυκλοφορητές για την πολυπλεξία και αποπλεξία μηκών κύματος στην οπτική ίνα του DWDM δικτύου.

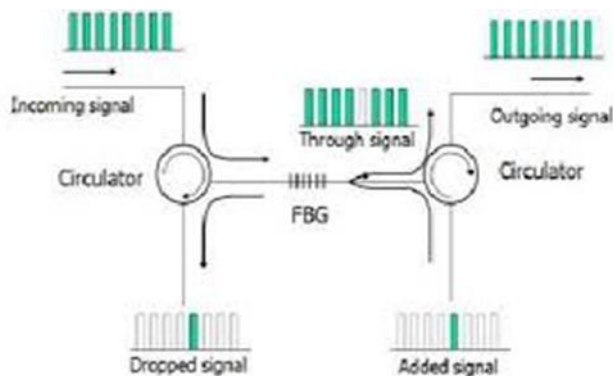


Σχήμα 4.1 FBG σε συστήματα DWDM [25]

B. FBG στην εφαρμογή OADM

Ένας optical add drop multiplexer (OADM) είναι μια διάταξη η οποία χρησιμοποιείται σε συστήματα WDM για την πολυπλεξία και τη αποπλεξία διαφόρων

οπτικών καναλιών σε μονότροπες ίνες. Η προσθήκη / αφαίρεση (add/drop) εδώ αναφέρεται στην ικανότητα της διάταξης να προσθέτει ένα ή περισσότερα νέα κανάλια σε ένα υπάρχον σήμα WDM πολλαπλών μηκών κύματος και να αφαιρεί ένα ή περισσότερα κανάλια, περνώντας τα σήματα αυτά σε μια άλλη διαδρομή του δικτύου [17]. Ένα παράδειγμα ενός OADM με τη βοήθεια του FBG απεικονίζεται στο σχήμα 4.2.

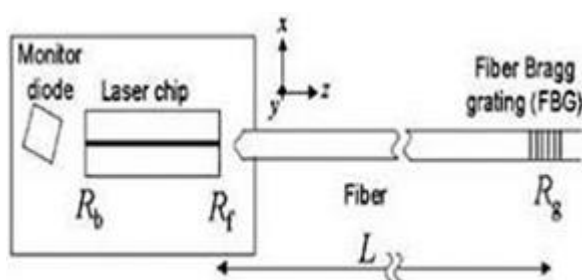


Σχήμα 4.2 OADM με χρήση FBG ^[25]

Γ. FBG ως σταθεροποιητής EDFA laser άντλησης

Οι ιδιότητες ενός EDFA εξαρτώνται από τα χαρακτηριστικά της διόδου του laser άντλησης για παράδειγμα στα 980nm. Σήμερα, τα FBG είναι ένα τυπικό παθητικό στοιχείο το οποίο χρησιμοποιείται και στη σταθεροποίηση ισχύος των laser άντλησης στα 980 nm.

Ένα σταθεροποιημένο laser με χρήση FBG φαίνεται στο σχήμα 4.3, όπου τα R_b , R_f , και R_g υποδηλώνουν την ανακλαστικότητα προς τα πίσω, προς τα εμπρός, και του FBG αντίστοιχα. Η απόσταση μεταξύ του Laser chip και του FBG είναι συνήθως 0,5 έως 2 m [19].



Σχήμα 4.3 Σχηματική απεικόνιση λέιζερ σταθεροποιημένο με FBG ^[25]

Δ. FBG ως φίλτρο εξισορρόπησης του κέρδους οπτικού ενισχυτή

Τα EDFAs επέτρεψαν την εκτεταμένη ανάπτυξη των δικτύων DWDM (Dense Density Wavelength Division). Για τους οπτικούς ενισχυτές, είναι αναγκαία η εξισορρόπηση κέρδους ώστε να εξασφαλίζεται το ίδιο επίπεδο ενίσχυσης για όλα τα

μήκη κύματος WDM τα οποία ενισχύονται. Για την εξισορρόπηση του κέρδους, ενσωματώνεται εντός του ενισχυτή ένα κατάλληλο φίλτρο εξισορρόπησης κέρδους FBG με φασματική απόκριση που αντισταθμίζει το μη σταθερό προφίλ του κέρδους του EDFA σε όλο το φάσμα μηκών κύματος.

Ε. FBG για αντιστάθμιση διασποράς

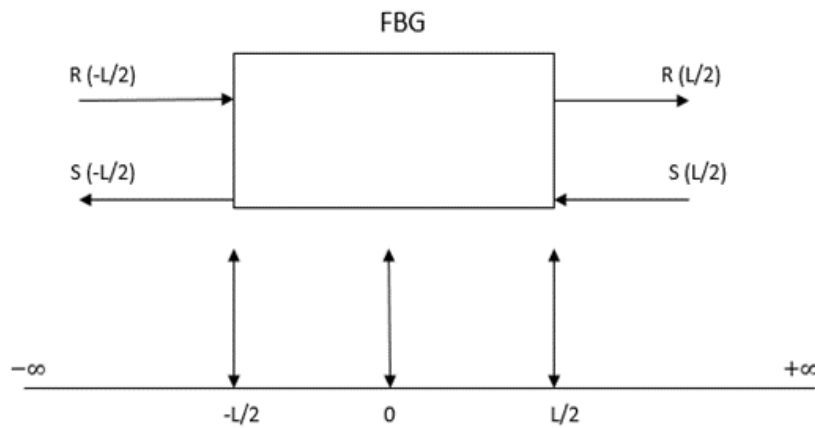
Η αντιστάθμιση χρωματικής διασποράς (chromatic dispersion compensation) αποτελεί ένα από τις κύρια προβλήματα στα συστήματα οπτικών επικοινωνιών υψηλού ρυθμού μετάδοσης δεδομένων. Η διασπορά επηρεάζει άμεσα την ποιότητα της μετάδοσης δεδομένων και για αυτό τον λόγο χρησιμοποιούνται CFBG's (chirped FBG) για αντιστάθμιση διασποράς τα οποία έχουν πλεονεκτήματα λόγω του αυξημένου εύρους ανακλαστικότητας και την δυνατότητα ρύθμισης του group delay.

Όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη παράγραφο, σε ένα chirped FBG, η περιοδικότητα του διαμορφωμένου δείκτη διάθλασης μεταβάλλεται κατά μήκος του grating. Καθώς η περίοδος του grating μεταβάλλεται κατά μήκος του άξονα, τα διαφορετικά μήκη κύματος ανακλώνται από διαφορετικά τμήματα του grating και συνεπώς καθυστερούν σε διαφορετικά χρονικά διαστήματα. Το αποτέλεσμα είναι μια συμπίεση (ή μια διεύρυνση) του παλμού εισόδου που μπορεί να προσαρμοστεί για να αντισταθμίσει τη χρωματική διασπορά που συσσωρεύεται κατά μήκος της οπτικής ίνας. Παρόλο που εισέρχονται στο grating σε διαφορετικούς χρόνους, τα μήκη κύματος των διευρυμένων παλμών επιστρέφουν ταυτόχρονα στην είσοδο.

Τα οπτικά χαρακτηριστικά μιας τέτοιας συσκευής είναι κυρίως το φάσμα ανακλαστικότητας (reflectivity spectrum), το οποίο δείχνει το εύρος λειτουργίας του μήκους κύματος και το φάσμα καθυστέρησης ομάδας (group delay spectrum), το οποίο δείχνει τα χαρακτηριστικά της διασποράς.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Coupled Mode Theory (CMT)

Η μέθοδος των συζευγμένων ρυθμών (CMT) είναι μια μέθοδος ανάλυσης της διάδοσης του οπτικού κύματος σε οπτικούς κυματοδηγούς και οπτικές ίνες με διαταραχή στον δ.δ. ή την γεωμετρία κατασκευής τους. Η βασική θεώρηση της CMT είναι ότι οι ρυθμοί (modes) διάδοσης σε μη διαταραγμένες (unperturbed) δομές κυματοδηγών είναι αρχικά καθορισμένοι και λυμένοι. Για να χρησιμοποιήσουμε την CMT, υποθέτουμε ότι έχουμε ένα uniform Bragg Grating όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 5. Η εγγραφή αντιμετωπίζεται ως ένα συμμετρικό δίθυρο όπου είσοδος και έξοδος μπορούν να αντιστραφούν χωρίς να αλλάξει η συμπεριφορά του. Λόγω συμμετρίας ορίζεται ως άξονας αναφοράς ο άξονας του fiber με κέντρο το μέσον της εγγραφής του grating.



Εικόνα 5 Γραφική απεικόνιση ενός uniform FBG

Για να βρούμε την ανακλαστικότητα σε ένα ομοιόμορφο Grating μήκους L , υποθέτουμε ότι ένα προσπίπτον κύμα διαδίδεται με κατεύθυνση από το $z = -\infty$ στο $z = +\infty$ και καθορίζοντας τις οριακές συνθήκες $R(-L/2) = 1$ (αφορά την πρόσπτωση οπτικής ισχύος στην είσοδο και είναι ανηγμένη στην μονάδα) και $S(L/2) = 0$ (αφορά την ανάκλαση από το άπειρο συνεπώς είναι μηδενική), θα υπολογίσουμε τον συντελεστή ανάκλασης $p = S(L/2)/R(-L/2)$.

Σύμφωνα με την CMT για μια ίνα με διαταραχή στον δ.δ. του πυρήνα οι ρυθμοί συζεύγονται μεταξύ τους. Ωστόσο, όταν διαδίδεται μόνο ο βασικός ρυθμός (μονορυθμική ίνα), τότε η σύζευξη αφορά τον βασικό ρυθμό (LP_{01}) με τον εαυτό του.

Στην περίπτωση αυτή προβλέπονται διαφορικές εξισώσεις σύζευξης πρώτης τάξης με σταθερούς συντελεστές ως εξής:

$$\boxed{\frac{dR}{dz} = j\sigma R + juS} \quad (1.1)$$

$$\boxed{\frac{dS}{dz} = -j\sigma S - juR} \quad (1.2)$$

όπου τα σ και u είναι σταθεροί όροι και τα R , S είναι τα πλάτη:

$$R(z) = A(z)e^{j\delta z}, \quad S(z) = B(z)e^{-j\delta z}$$

του διαδιδόμενου και ανακλώμενου οπτικού κύματος, αντίστοιχα.

Σε αυτές τις εξισώσεις το u είναι συντελεστής σύζευξης και μπορεί να αναφερθεί ως D_{11} και εκφράζει το ποσοστό συγκέντρωσης της οπτικής έντασης στον πυρήνα για την μη διαταραγμένη ίνα. Επίσης σ είναι συντελεστής σύζευξης ο οποίος προσδιορίζεται και ως $\sigma = \beta + D_{11}$, όπου το β είναι ο συντελεστής διάδοσης.

Ο συντελεστής D_{11} ισούται με:

$$D_{11} = \frac{\kappa}{2n_{co}}(n^2 - \bar{n}^2)\eta$$

όπου το $(n^2 - \bar{n}^2)$ εκφράζει την χωρική αλλαγή του δείκτη κατά μήκος του grating ή την μεταβολή της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς και ο παράγοντας η εκφράζει την συνολική οπτική ένταση εντός του πυρήνα της ίνας ως προς την συνολική οπτική ένταση σε όλη την ίνα (πυρήνας και μανδύας).

Επιστρέφοντας στις διαφορικές εξισώσεις σύζευξης πρώτης τάξης διαφορίζοντας ως προς z και αντικαθιστώντας την μία εξίσωση στην άλλη, μετά από πράξεις καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση με αφετηρία την (1.1):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dz^2} &= j\sigma \frac{dR}{dz} + ju \frac{dS}{dz} = j\sigma(j\sigma R + juS) + ju(-j\sigma S - juR) = \\ &= j^2 \sigma^2 R + j^2 \sigma u S - j^2 \sigma u S - j^2 u^2 R = j^2 \sigma^2 R - j^2 u^2 R = u^2 R - \sigma^2 R \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\boxed{\Rightarrow \frac{d^2 R}{dz^2} = (u^2 - \sigma^2)R} \quad (1.3)$$

και στην αντίστοιχη από την (1.2):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 S}{dz^2} &= -j\sigma \frac{dS}{dz} - ju \frac{dR}{dz} = -j\sigma(-j\sigma S - juR) + -ju(-j\sigma R + juS) = \\ &= j^2 \sigma^2 S + j^2 \sigma u R - j^2 \sigma u R - j^2 u^2 S = j^2 \sigma^2 S - j^2 u^2 S = u^2 S - \sigma^2 S \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\boxed{\Rightarrow \frac{d^2 S}{dz^2} = (u^2 - \sigma^2)S} \quad (1.4)$$

Τα πλάτη R , S του διαδιδόμενου και ανακλώμενου οπτικού κύματος τα οποία ικανοποιούν την κυματική εξίσωση μπορούν να γραφούν και ως εξής:

$$S = B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz} \quad (1.5)$$

$$R = A_1 e^{kz} + A_2 e^{-kz} \quad (1.6)$$

όπου το $k = \sqrt{u^2 - \sigma^2}$.

Εφαρμόζοντας τις οριακές συνθήκες, που αναφέρθηκαν στην αρχή του κεφαλαίου, στις εξισώσεις (1.5) και (1.6) έχουμε:

$$B_1 e^{kL/2} + B_2 e^{-kL/2} = 0 \quad (1.7)$$

$$A_1 e^{-kL/2} + A_2 e^{kL/2} = 1 \quad (1.8)$$

Για να βρούμε τις εκφράσεις μεταξύ των συντελεστών A_1 , A_2 , B_1 και B_2 , χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις (1.5), (1.6) στις αντίστοιχες διαφορικές (1.1) και (1.2) όπως παρακάτω:

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dz} &= j\sigma R + juS \Rightarrow \\ \Rightarrow kA_1 e^{kz} + kA_2 e^{-kz} &= j\sigma A_1 e^{kz} + j\sigma A_2 e^{-kz} + juB_1 e^{kz} + juB_2 e^{-kz} \Rightarrow \\ \Rightarrow (k - j\sigma)A_1 e^{kz} - (k + j\sigma)A_2 e^{-kz} &= ju(B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) \end{aligned}$$

όπου για $z = L/2$ και από την (1.7) έχουμε:

$$\begin{aligned} B_1 e^{kL/2} + B_2 e^{-kL/2} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow (k - j\sigma)A_1 e^{kL/2} &= (k + j\sigma)A_2 e^{-kL/2} \end{aligned}$$

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{(k + j\sigma)}{(k - j\sigma)} e^{-kL} \quad (1.9)$$

και

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dz} &= -j\sigma S - juR \Rightarrow \\ \Rightarrow kB_1 e^{kz} - kB_2 e^{-kz} &= -j\sigma(B_1 e^{kz} + B_2 e^{-kz}) - ju(A_1 e^{kz} + A_2 e^{-kz}) \Rightarrow \\ \Rightarrow (k + j\sigma)B_1 e^{kz} - (k - j\sigma)B_2 e^{-kz} &= -ju(A_1 e^{kz} + A_2 e^{-kz}) \end{aligned}$$

όπου για $z = -L/2$ και από την (1.8) έχουμε:

$$(k + j\sigma)B_1e^{-kL/2} - (k - j\sigma)B_2e^{kL/2} = -ju \quad (1.10)$$

Συνεχίζοντας, για να βρούμε το συντελεστή ανάκλασης (reflected coefficient) $S(-L/2)$ χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις (1.7) και (1.10) καταλήγοντας στο παρακάτω σύστημα δύο (2) εξισώσεων με δύο (2) αγνώστους:

$$B_1e^{kL/2} = -B_2e^{-kL/2} \Rightarrow B_2 = -B_1e^{kL}$$

και

$$(k + j\sigma)B_1e^{-kL/2} - (k - j\sigma)B_2e^{3kL/2} = -ju$$

Λύνοντας ως προς B_1 και B_2 παίρνουμε τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\begin{aligned} B_1 &= \frac{-ju}{(k + j\sigma)e^{kL/2} + (k - j\sigma)e^{3kL/2}} = \\ &= \frac{-jue^{kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} \end{aligned}$$

και

$$\begin{aligned} B_2 &= \frac{jue^{-kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} (e^{kL}) = \\ &= \frac{jue^{3kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} \end{aligned}$$

Αντικαθιστώντας τους παραπάνω συντελεστές B_1 και B_2 στην εξίσωση (1.7) και για $z = -L/2$ καταλήγουμε ότι ο συντελεστής ανάκλασης (reflected coefficient) $S(-L/2)$ ισούται με :

$$\begin{aligned} S(-L/2) &= \frac{-jue^{kL/2}e^{-kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} + \frac{jue^{3kL/2}e^{kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} = \\ &= \frac{-ju}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} + \frac{jue^{2kL}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} = \\ &= \frac{-ju(1 - e^{2kL})}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} = \frac{-ju(1 - e^{2kL})}{k(1 + e^{2kL}) + j\sigma(1 - e^{2kL})} = \end{aligned}$$

$$= \frac{-ju}{j\sigma + k \frac{(1+e^{2kL})}{(1-e^{2kL})}} = \frac{-ju}{j\sigma - \kappa \frac{\cosh(kL)}{\sinh(kL)}} \Rightarrow$$

$$\boxed{S(-L/2) = \frac{ju \sinh(kL)}{\kappa \cosh(kL) - j\sigma \sinh(kL)} = p} \quad (1.11)$$

Για να βρούμε τον συντελεστή μετάδοσης (transmitted coefficient) $R(L/2)$ χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις (1.8) και (1.9) όπως παρακάτω:

Από την εξίσωση (1.8) έχουμε:

$$\begin{aligned} A_1 e^{-kL/2} + A_2 e^{kL/2} &= 1 \Rightarrow \\ \Rightarrow A_1 &= e^{kL/2} - A_2 e^{kL} \end{aligned}$$

και αντικαθιστώντας τη παραπάνω σχέση στην (1.9) βρίσκουμε τον συντελεστή σύζευξης A_2 :

$$\begin{aligned} \frac{e^{kL/2} - A_2 e^{kL}}{A_2} &= \frac{(k+j\sigma)}{(k-j\sigma)} e^{-kL} \Rightarrow \frac{e^{kL/2}}{A_2} = e^{kL} + \frac{(k+j\sigma)}{(k-j\sigma)} e^{-kL} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{e^{kL/2}}{A_2} &= \frac{e^{kL}(k-j\sigma) + e^{-kL}(k+j\sigma)}{(k-j\sigma)} \Rightarrow A_2 = \frac{(k-j\sigma)e^{kL/2}}{(k-j\sigma)e^{kL} + (k+j\sigma)e^{-kL}} \Rightarrow \\ \Rightarrow A_2 &= \frac{(k-j\sigma)e^{3kL/2}}{(k+j\sigma) + (k-j\sigma)e^{2kL}} \end{aligned}$$

Αντικαθιστούμε ξανά στην προηγούμενη σχέση και βρίσκουμε τον συντελεστή σύζευξης A_1 :

$$\begin{aligned} A_1 = e^{kL/2} - \frac{(k-j\sigma)e^{3kL/2}}{(k+j\sigma) + (k-j\sigma)e^{2kL}} (e^{kL}) &= \frac{(k+j\sigma)e^{kL/2} + (k-j\sigma)e^{5kL/2} - (k-j\sigma)e^{5kL/2}}{(k+j\sigma) + (k-j\sigma)e^{2kL}} \Rightarrow \\ \Rightarrow A_1 &= \frac{(k+j\sigma)e^{kL/2}}{(k+j\sigma) + (k-j\sigma)e^{2kL}} \end{aligned}$$

Τελικά εφαρμόζουμε τους παραπάνω συντελεστές A_1 και A_2 στην εξίσωση (1.6) και για $z = L/2$ καταλήγουμε ότι ο συντελεστής μετάδοσης (transmitted coefficient) $R(L/2)$ ισούται με :

$$\begin{aligned}
 R(L/2) &= \frac{(k + j\sigma)e^{kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} (e^{kL/2}) + \frac{(k - j\sigma)e^{3kL/2}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} (e^{-kL/2}) = \\
 &= \frac{(k + j\sigma)e^{kL} + (k - j\sigma)e^{kL}}{(k + j\sigma) + (k - j\sigma)e^{2kL}} = \frac{2ke^{kL}}{k(1 + e^{2kL}) + j\sigma(1 - e^{2kL})} = \\
 &= \frac{2ke^{kL}}{1 - e^{2kL}} = \frac{2ke^{kL}}{1 - e^{2kL}} = \frac{2ke^{kL}}{1 - e^{2kL}} \frac{\sinh(kL)}{j\sigma \sinh(kL) - k \cosh(kL)} = \\
 &= \frac{2ke^{kL}}{1 - e^{2kL}} \cdot \frac{e^{kL} - e^{-kL}}{2} = \frac{k(e^{2kL} - 1)}{j\sigma \sinh(kL) - k \cosh(kL)} \Rightarrow \\
 &\Rightarrow R(L/2) = \frac{k}{k \cosh(kL) - j\sigma \sinh(kL)} \quad (1.12)
 \end{aligned}$$

Στις πράξεις για την εύρεση των συντελεστών ανάκλασης και μετάδοσης $S(-L/2)$, $R(L/2)$ χρησιμοποιήθηκε η ιδιότητα του υπερβολικού ημιτόνου και συνημιτόνου:

$$\frac{\cosh(kL)}{\sinh(kL)} = \frac{e^{kL} + e^{-kL}}{e^{kL} - e^{-kL}} = \frac{e^{2kL} + 1}{e^{2kL} - 1} = -\frac{(1 + e^{2kL})}{(1 - e^{2kL})}$$

Αν και οι υπολογισμοί του συντελεστή ανάκλασης και διάδοσης είναι τα ζητούμενα στοιχεία του ομοιόμορφου grating, ιδιαίτερη χρησιμότητα εμφανίζει η μορφή του μητρώου μεταφοράς (transfer matrix). Η χρησιμότητά του αφορά τις περιπτώσεις σύνδεσης διθύρων σε σειρά. Στην περίπτωση αυτή, αν είναι γνωστό το μητρώο T του κάθε διθύρου τότε το T -μητρώο όλης της συνδεσμολογίας υπολογίζεται από το γινόμενο όλων των επιμέρους T -μητρώων.

Για τον υπολογισμό του T -μητρώου καταγράφουμε την σχέση μεταξύ των δύο συντελεστών ανάκλασης $S(-L/2)$ και μετάδοσης $R(L/2)$ μέσω του T -μητρώου στην είσοδο και έξοδο $z = -L/2$ και $z = L/2$ αντίστοιχα, όπως φαίνεται παρακάτω:

$$\begin{bmatrix} R(L/2) \\ S(L/2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11}T_{12} \\ T_{21}T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} R(-L/2) \\ S(-L/2) \end{bmatrix} \quad (1.13)$$

Χρησιμοποιούμε ξανά όπως κάναμε και στην αρχή του κεφαλαίου, τις οριακές συνθήκες $S(L/2) = 0$ και $R(-L/2) = 1$, και βάση της εξίσωσης (1.13) βρίσκουμε ότι ο συντελεστής ανάκλασης ισούται με:

$$\begin{aligned} S(L/2) &= T_{21}R(-L/2) + T_{22}S(-L/2) \Rightarrow \\ \Rightarrow 0 &= T_{21} \cdot 1 + T_{22}S(-L/2) \Rightarrow \\ \Rightarrow S(-L/2) &= -\frac{T_{21}}{T_{22}} = p \end{aligned} \quad (1.14)$$

Για την περίπτωση του συντελεστή μετάδοσης υποθέτουμε ότι η διάδοση του κύματος γίνεται από την αντίθετη κατεύθυνση κατά τον άξονα $-z$ και ότι ισχύουν οι εξής οριακές συνθήκες: $S(L/2) = 1$, $R(-L/2) = 0$. Εφαρμόζοντας αυτές τις συνθήκες στην (1.13) παρατηρούμε ότι:

$$\begin{aligned} S(L/2) &= T_{21}R(-L/2) + T_{22}S(-L/2) \Rightarrow \\ \Rightarrow 1 &= T_{22}S(-L/2) \Rightarrow \\ \Rightarrow S(-L/2) &= \frac{1}{T_{22}} = t \end{aligned} \quad (1.15)$$

Βρίσκοντας τον όρο $S(-L/2)$ (1.15) για την αντίθετη κατεύθυνση και εξισώνοντας τον, με τον όρο $R(L/2)$ (1.12) της κανονικής κατεύθυνσης κατά τον άξονα $+z$ παρατηρούμε το εξής:

$$\begin{aligned} S(-L/2) = R(L/2) &= \frac{k}{\kappa \cosh(kL) - j\sigma \sinh(kL)} = \frac{1}{T_{22}} \Rightarrow \\ \Rightarrow T_{22} &= \cosh(kL) - j\frac{\sigma}{k} \sinh(kL) \end{aligned} \quad (1.16)$$

Εξισώνοντας την εξίσωση (1.14) με τον συντελεστή μετάδοσης $S(-L/2)$ (1.11) που βρήκαμε παραπάνω έχουμε:

$$\frac{j\mu \sinh(kL)}{k \cosh(kL) - j\sigma \sinh(kL)} = -\frac{T_{21}}{T_{22}}$$

και τελικά αντικαθιστώντας την εξίσωση (1.16) στην παραπάνω σχέση καταλήγουμε ότι:

$$\begin{aligned} \frac{j\frac{u}{k} \sinh(kL)}{\cosh(kL) - j\sigma \sinh(kL)} &= \frac{-T_{21}}{\cosh(kL) - j\frac{\sigma}{k} \sinh(kL)} \Rightarrow \\ \Rightarrow T_{21} &= j\frac{u}{k} \sinh(kL) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Τα υπόλοιπα στοιχεία του πίνακα προέρχονται από τις σχέσεις $T_{21} = T_{12}^*$ και $T_{11} = T_{22}^*$, που ουσιαστικά είναι οι μιγαδικοί αριθμοί οι οποίοι προκύπτουν μέσω της αντίθετης διάδοσης των κυμάτων κατά τον άξονα $-z$ και της συμμετρίας του grating. Έτσι καταλήγουμε στην τελική μορφή του πίνακα (T – Matrix) (1.13) η οποία είναι:

$$\begin{bmatrix} R(L/2) \\ S(L/2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}^* \begin{bmatrix} R(-L/2) \\ S(-L/2) \end{bmatrix}$$

$$\text{όπου } T = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow T = \begin{bmatrix} \left(\cosh(kL) + j\frac{\sigma}{k} \sinh(kL) \right) \left(-j\frac{u}{k} \sinh(kL) \right) \\ \left(j\frac{u}{k} \sinh(kL) \right) \left(\cosh(kL) - j\frac{\sigma}{k} \sinh(kL) \right) \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6:

Εύρεση και ανάλυση συντελεστή σύζευξης D_{11}

Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα ο συντελεστής σύζευξης D_{11} εκφράζει το ποσοστό συγκέντρωσης της οπτικής έντασης στον πυρήνα για μη διαταραγμένη ίνα και γράφεται ως:

$$D_{11} = \frac{k}{2n_{co}}(n^2 - \bar{n}^2)\eta \quad (1.19)$$

$$\text{με } (n^2 - \bar{n}^2) = \Delta\varepsilon_{r,ac}(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} + \theta(z)\right) + \Delta\varepsilon_{r,dc}(z). \quad (1.20)$$

Ο συντελεστής σύζευξης εξαρτάται από την διαταραχή του δείκτη διάθλασης κατά τον άξονα z με τον οποίο έχει μια αρμονική εξάρτηση με περίοδο $\Lambda = \frac{\lambda_B}{n_{eff}}$ όπως φαίνεται και από την σχέση (1.20).

Αυτή η περιοδική εξάρτηση χαρακτηρίζει τον τρόπο με τον οποίο είναι εγγεγραμμένο το grating στον πυρήνα της ίνας. Στην σχέση (1.20) το πλάτος $\Delta\varepsilon_{r,ac}(z)$, η φάση θ και ο όρος $\Delta\varepsilon_{r,dc}(z)$ ορίζονται ως σταθερές σχέσεις με τον άξονα z . Παρόλα αυτά, ο όρος $\Delta\varepsilon_{r,dc}(z)$ μπορεί να θεωρηθεί και ως ένας μιγαδικός αριθμός ο οποίος εκφράζεται [27]:

$$\Delta\varepsilon_{r,dc}(z) = \Delta\varepsilon_r \pm j\Delta\varepsilon_i \quad (1.21)$$

όπου το φανταστικό μέρος της παραπάνω σχέσης ισούται με $\Delta\varepsilon_i = 2n_{co}n_{is}(z)$ και είναι μία σχέση η οποία καθορίζει αν θα υπάρχουν απώλειες ή ενίσχυση από το grating αναλόγως του προσήμου.

Ο συντελεστής σύζευξης μπορεί να γραφτεί και ως εξής [27]:

$$D_{11} = \xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma \quad (1.22)$$

όπου

$$\xi = \frac{k}{2n_{co}}\eta \cdot \Delta\varepsilon_{r,ac} \cdot e^{j\theta}$$

$$\xi^* = \frac{k}{2n_{co}}\eta \cdot \Delta\varepsilon_{r,ac} \cdot e^{-j\theta}$$

$$\sigma = \frac{k}{2n_{co}}\eta \cdot \Delta\varepsilon_{r,dc}$$

Με αντικατάσταση των παραπάνω όρων ξ , ξ^* και σ στην (2) έχουμε:

$$\begin{aligned}
 D_{11} &= \frac{k}{2n_{co}} \eta \cdot \Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot e^{j\theta} \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \frac{k}{2n_{co}} \eta \cdot \Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot e^{-j\theta} \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \frac{k}{2n_{co}} \eta \cdot \Delta \varepsilon_{r,dc} = \\
 &= \frac{k}{2n_{co}} \eta \cdot \left(\Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot e^{j(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta)} + \Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot e^{-j(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta)} + \Delta \varepsilon_{r,dc} \right) = \\
 &= \frac{k}{2n_{co}} \eta \cdot \left(\Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot \left(\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta\right) + j \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta\right) \right) + \right. \\
 &\quad \left. + \Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot \left(\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta\right) - j \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta\right) \right) + \Delta \varepsilon_{r,dc} \right) = \\
 &= \frac{k}{2n_{co}} \eta \cdot \left(2\Delta \varepsilon_{r,ac} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \theta\right) + \Delta \varepsilon_{r,dc} \right) \quad (1.23)
 \end{aligned}$$

Άρα βάση της (1.20) και της (1.23) καταλήγουμε ότι ο συντελεστής σύζευξης ισούται με:

$$D_{11} = \frac{k}{2n_{co}} (n^2 - \bar{n}^2) \eta$$

Ανάλυση των συντελεστών R, S

Από τις εξισώσεις (1.1) και (1.2) και αντικαθιστώντας τους συντελεστές σ και u με τους $\beta + D_{11}$ και D_{11} αντίστοιχα, έχουμε:

$$\frac{dR}{dz} = j(\beta + D_{11})R + jD_{11}S \quad (1.24)$$

$$\frac{dS}{dz} = -j(\beta + D_{11})S - jD_{11}R \quad (1.25)$$

Για απλοποίηση των εξισώσεων (1.24) και (1.25) και λαμβάνοντας υπόψη την αρμονική μεταβολή των συντελεστών $R(z)$ και $S(z)$, προτείνεται ένα νέο ζευγάρι για τα πλάτη u , v τέτοιο ώστε [27]:

$$R(z) = u(z) \cdot e^{j\frac{\pi}{\Lambda}z} \cdot e^{j\sigma z} = u(z) \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \quad (1.26)$$

$$S(z) = v(z) \cdot e^{-j\frac{\pi}{\Lambda}z} \cdot e^{-j\sigma z} = v(z) \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \quad (1.27)$$

Θεωρήσαμε ότι ο συντελεστής σ είναι σταθερός και κάναμε τις εξής υποθέσεις:

- $u(z) = e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z}$
- $v(z) = e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z}$

Διαφορίζοντας την (1.24) ως προς z καταλήγουμε στο εξής:

$$\frac{dR(z)}{dz} = \frac{du(z)}{dz} \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} + u(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \quad (1.28)$$

Αντικαθιστούμε τις εξισώσεις (1.26) και (1.28) στην (1.24) και έχουμε:

$$\frac{du(z)}{dz} \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} + u(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} = j(\beta + D_{11})u(z) \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} + jD_{11}v(z) \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z}$$

Διαιρούμε όλους τους όρους της παραπάνω εξίσωσης με $e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z}$ και συνεχίζουμε ως εξής:

$$\begin{aligned} \frac{du(z)}{dz} + u(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) &= j(\beta + D_{11})u(z) + jD_{11}v(z) \cdot e^{-2j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{du(z)}{dz} + u(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) &= j(\beta + \xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma)u(z) + \\ &+ j(\xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma)v(z) \cdot e^{-2j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{du(z)}{dz} + u(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) &= j(\beta + \xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma)u(z) + \\ &+ j(\xi + \xi^* \cdot e^{-j\frac{4\pi}{\Lambda}z} + \sigma \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z})v(z) \cdot e^{-2j\sigma z} \Rightarrow \end{aligned}$$

Στην συνέχεια αφαιρούμε τους όρους $e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z}$, $e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z}$ και $e^{-j\frac{4\pi}{\Lambda}z}$ ως γρήγορα μεταβαλλόμενους και έχουμε:

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{du(z)}{dz} + u(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) &= j(\beta + \sigma)u(z) + j \cdot \xi \cdot v(z) \cdot e^{-2j\sigma z} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{du(z)}{dz} + u(z) \cdot j \cdot \sigma - u(z) \cdot j \cdot \sigma &= j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda})u(z) + j \cdot \xi \cdot v(z) \cdot e^{-2j\sigma z} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{du(z)}{dz} &= j(n_{eff} \cdot k - \frac{\pi}{\Lambda})u(z) + j \cdot \xi \cdot v(z) \cdot e^{-2j\sigma z} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{du(z)}{dz} = j(n_{\text{eff}} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda})u(z) + j \cdot \xi \cdot v(z) \cdot e^{-2j\sigma z} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{du(z)}{dz} = j(\frac{2\pi \cdot n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda})u(z) + j \cdot \xi \cdot v(z) \cdot e^{-2j\sigma z} \Rightarrow$$

$$\boxed{\frac{du(z)}{dz} = j \cdot \delta \cdot u(z) + q(z) \cdot v(z)} \quad (1.29)$$

όπου $\delta = \frac{2\pi \cdot n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}$ και $q(z) = j \cdot \xi \cdot e^{-2j\sigma z}$

Αντίστοιχα διαφορίζουμε την (1.25) ως προς z και καταλήγουμε στο εξής:

$$\boxed{\frac{dS(z)}{dz} = \frac{dv(z)}{dz} \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} - v(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z}} \quad (1.30)$$

Αντικαθιστούμε τις εξισώσεις (1.27) και (1.30) στην (1.25) και έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{dv(z)}{dz} \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} - v(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} = \\ = -j(\beta + D_{11}) \cdot v(z) \cdot e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} - jD_{11} \cdot u(z) \cdot e^{j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \end{aligned}$$

Διαιρούμε όλους τους όρους της παραπάνω εξίσωσης με $e^{-j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z}$ και συνεχίζουμε ως εξής:

$$\begin{aligned} \frac{dv(z)}{dz} - v(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) = -j(\beta + D_{11}) \cdot v(z) - jD_{11} \cdot u(z) \cdot e^{2j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{dv(z)}{dz} - v(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) = -j(\beta + \xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma)v(z) - \\ - j(\xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma) \cdot u(z) \cdot e^{2j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma)z} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{dv(z)}{dz} - v(z) \cdot j(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma) = -j(\beta + \xi \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \xi^* \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z} + \sigma) \cdot v(z) - \\ - j(\xi \cdot e^{j\frac{4\pi}{\Lambda}z} + \xi^* + \sigma \cdot e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z}) \cdot u(z) \cdot e^{2j\sigma z} \Rightarrow \end{aligned}$$

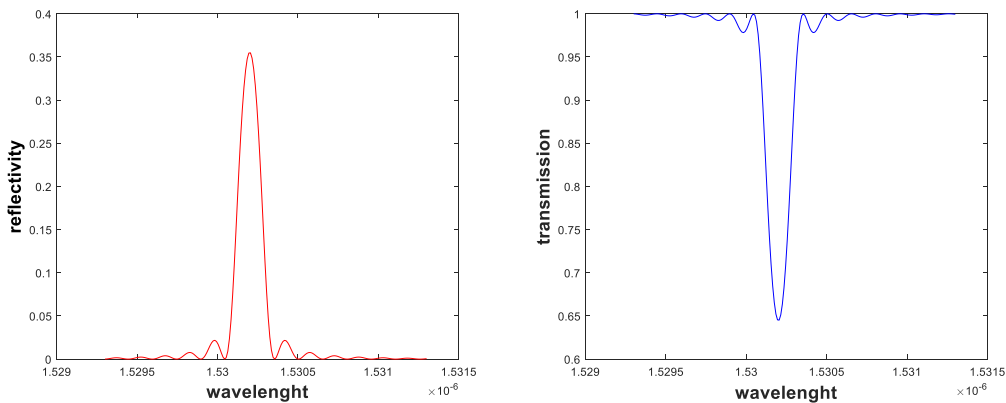
Στην συνέχεια αφαιρούμε τους όρους $e^{j\frac{2\pi}{\Lambda}z}$, $e^{-j\frac{2\pi}{\Lambda}z}$ και $e^{j\frac{4\pi}{\Lambda}z}$ ως γρήγορα μεταβαλλόμενους και έχουμε:

$$\begin{aligned} &\Rightarrow \frac{dv(z)}{dz} - v(z) \cdot j \left(\frac{\pi}{\Lambda} + \sigma \right) = -j(\beta + \sigma) \cdot v(z) - j \cdot \xi^* \cdot u(z) \cdot e^{2j\sigma z} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{dv(z)}{dz} - v(z) \cdot j \cdot \sigma + u(z) \cdot j \cdot \sigma = -j(\beta - \frac{\pi}{\Lambda}) \cdot v(z) - j \cdot \xi^* \cdot u(z) \cdot e^{2j\sigma z} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{dv(z)}{dz} = -j(n_{eff} \cdot k - \frac{\pi}{\Lambda}) \cdot v(z) - j \cdot \xi^* \cdot u(z) \cdot e^{2j\sigma z} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{dv(z)}{dz} = -j(n_{eff} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}) \cdot v(z) - j \cdot \xi^* \cdot u(z) \cdot e^{2j\sigma z} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{du(z)}{dz} = j \left(\frac{2\pi \cdot n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} \right) u(z) + j \cdot \xi \cdot v(z) \cdot e^{2j\sigma z} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\boxed{\frac{dv(z)}{dz} = -j \cdot \delta \cdot v(z) + q^*(z) \cdot u(z)} \quad (1.31)$$

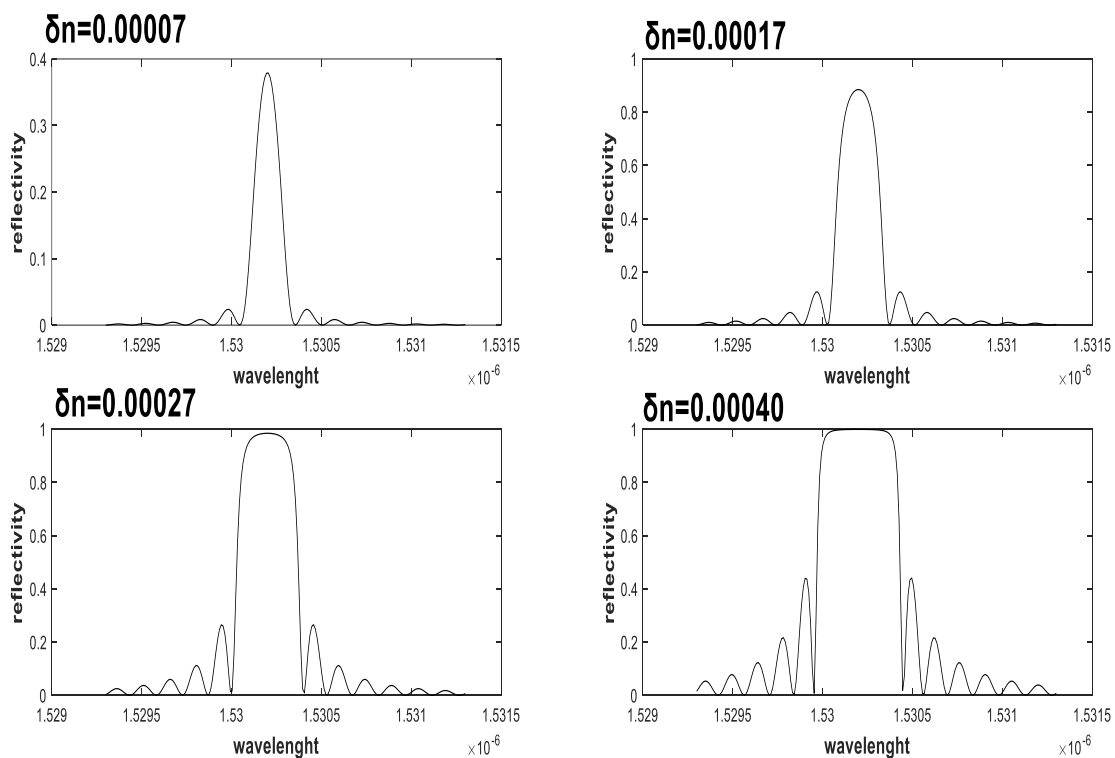
όπου $\delta = \frac{2\pi \cdot n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}$ και $q^*(z) = j \cdot \xi \cdot e^{-2j\sigma z}$.

Έχοντας βρει την νέα μορφή των συντελεστών ανάκλασης R και μετάδοσης S παρατηρούμε ότι εξαρτώνται από το μήκος κύματος λ και από την περίοδο εγγραφής Λ . Με βάση τα παραπάνω και με την δημιουργία κώδικα Matlab (παράρτημα A1) απεικονίζουμε στην εικόνα 6 τα φάσματα ανακλαστικότητας και μετάδοσης για ένα uniform grating με μήκος $L = 5\text{mm}$, μήκος κύματος bragg $\lambda_B = 1.5302\ \mu\text{m}$, δείκτη διάθλασης πυρήνα $n_{core} = 1.56$, ενεργό δείκτη διάθλασης $n_{eff} = 1.55$ και βάθος διαμόρφωσης που δίνεται από τον τύπο $\delta n = n_{core} / 23300$ το οποίο είναι περίπου ίσο με 0.00007 για ένα εύρος μηκών κύματος από 1.5293 μm έως 1.5313 μm .



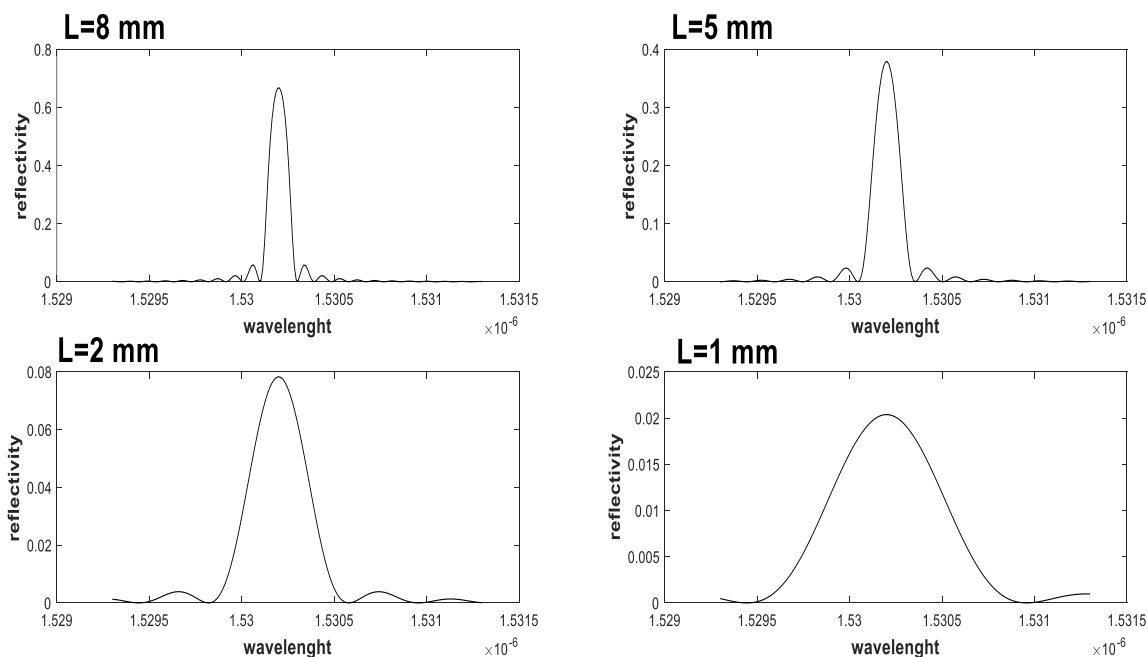
Εικ. 6 : Φάσματα ανακλαστικότητας (αριστερά) και μετάδοσης (δεξιά) για ένα uniform grating με $\lambda_B = 1.5302$ και $\delta n = 0.00007$.

Στην εικόνα 7 παρουσιάζουμε τα φάσματα ανακλαστικότητας του uniform grating που περιγράψαμε παραπάνω αυξάνοντας κάθε φορά τον βαθμό διαμόρφωσης του, με τιμές 0.00007, 0.00017, 0.00027 και 0.00040, αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται το βάθος διαμόρφωσης του grating προκαλείται μία διεύρυνση του φάσματος και αυξάνεται η ανακλαστικότητα. Επίσης είναι μεγαλύτεροι και περισσότεροι οι πλευρικοί λοβοί γύρω από την κύρια κορυφή. Είναι προφανές από τα διαγράμματα ότι η ανακλαστικότητα του grating θα αυξάνεται μέχρι την μέγιστη τιμή της, από την οποία και μετά παρατηρείται το φαινόμενο του κορεσμού. Τέλος, η αλλαγή του βαθμού διαμόρφωσης δεν επηρεάζει το μέγιστο μήκος κύματος το οποίο θα ισούται πάντα με το μήκος κύματος bragg λ_B .



Εικ.7: Φάσματα ανακλαστικότητας για uniform grating με διαφορετικό βαθμό διαμόρφωσης.

Στην εικόνα 8 παρουσιάζουμε τα φάσματα ανακλαστικότητας του uniform grating μειώνοντας κάθε φορά το μήκος L , με τιμές 8 mm, 5 mm, 2 mm και 1 mm, αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι όσο μειώνεται το μήκος L του grating μειώνεται η ανακλαστικότητα του και η κλίση του κύριου λοβού γίνεται πιο απότομη (διεύρυνση του φάσματος). Επίσης, όσο μειώνεται το μήκος τόσο λιγότεροι και μικρότεροι πλευρικοί λοβοί παρατηρούνται γύρω από την κύρια κορυφή. Τέλος, παρατηρείται και εδώ ότι δεν επηρεάζεται το μέγιστο μήκος κύματος το οποίο παραμένει ίσο με το μήκος κύματος bragg.



Εικ.8: Φάσματα ανακλαστικότητας για uniform grating με διαφορετικό μήκος L .

Group Delay

Όπως έχουμε αναφέρει και σε προηγούμενες ενότητες, τα τελευταία χρόνια τα FBGs έχουν χρησιμοποιηθεί σε πολλές εφαρμογές, κυρίως στον χώρο των τηλεπικοινωνιών και σε εφαρμογές αισθητήρων. Στις περισσότερες από αυτές τις εφαρμογές, οι ιδιότητες της διασποράς (dispersion properties) που παρατηρούνται μέσα σε ένα grating είναι πολύ κρίσιμες. Για αυτόν τον λόγο έχει καταβληθεί μεγάλη προσπάθεια από τον επιστημονικό χώρο με σκοπό να χαρακτηριστούν οι ιδιότητες του group delay με ακρίβεια. Ένα grating χαρακτηρίζεται από τους συντελεστές ανάκλασης και διάδοσης συναρτήσει του μήκους κύματος $S(\lambda)$ και $R(\lambda)$, αντίστοιχα.

Το group delay καθορίζεται από την παράγωγο της φάσης συναρτήσει της συχνότητας $\frac{d\phi}{d\omega}$ ή συναρτήσει του μήκους κύματος $\frac{d\phi}{d\lambda}$. Η φάση ϕ είναι η γωνία του συντελεστή ανάκλασης και ορίζεται ως $\phi = \angle S(\lambda)$.

Η παράγωγος της φάσης ως προς το μήκος κύματος ισούται με:

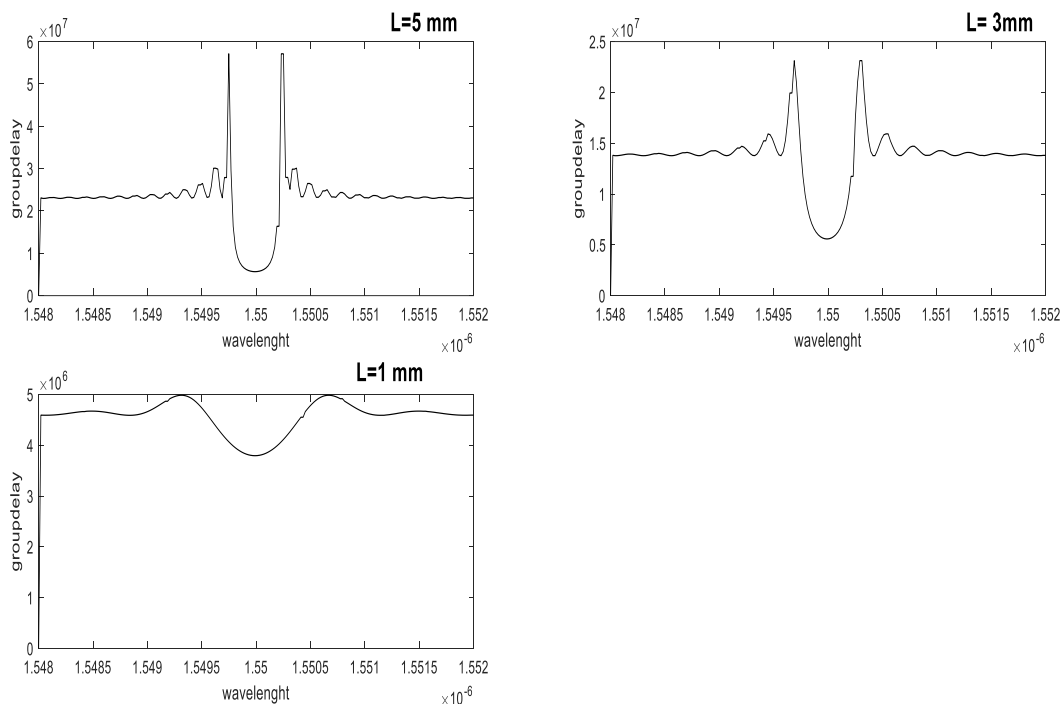
$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{d \neq S(\lambda)}{d\lambda} = \frac{d \neq S(\lambda_{i+1}) - d \neq S(\lambda)}{\lambda_{i+1} - \lambda_i} \quad (1.32)$$

Με βάση τον παραπάνω τύπο καθορίζεται το group delay τ ως εξής:

$$\tau = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{d\phi}{d\lambda} \quad (1.33)$$

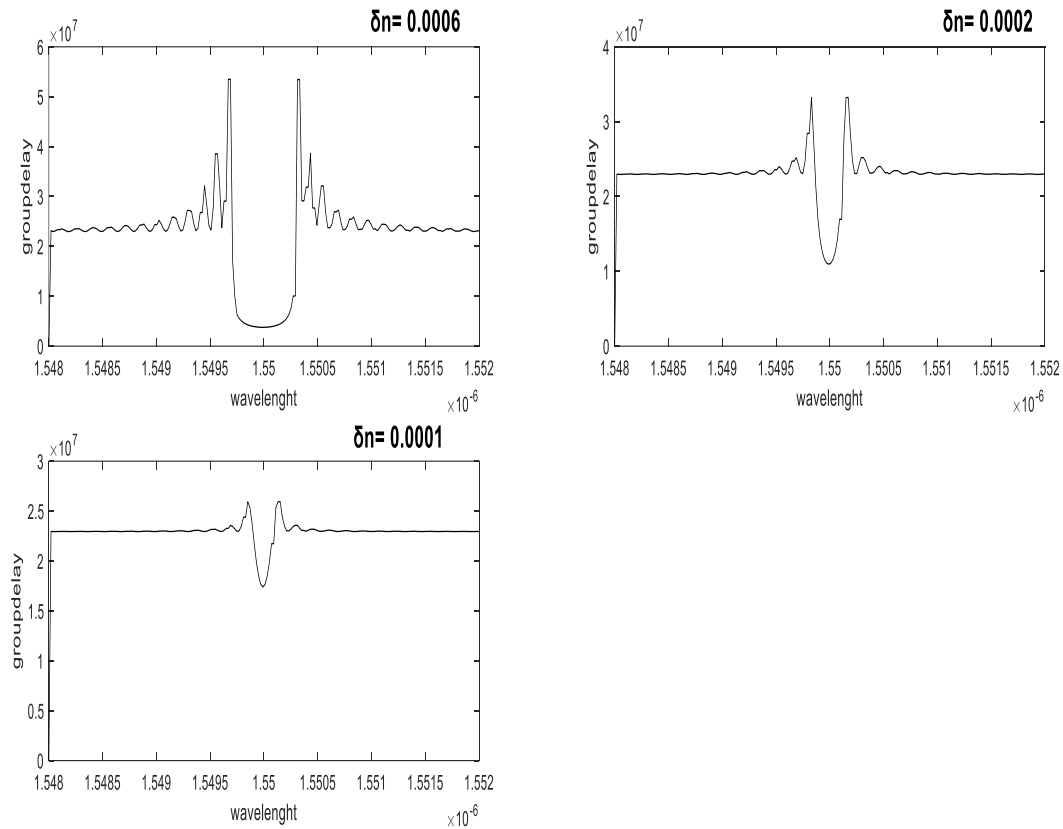
Με βάση τα παραπάνω και αφού δημιουργήσαμε κώδικα σε γλώσσα matlab (παράρτημα Α2) θα ερμηνεύσουμε την συμπεριφορά του καθώς και θα αναφέρουμε τρόπους ανάλυσης του. Στον υπόψη κώδικα χρησιμοποιήθηκε ένα uniform grating με φασματικό εύρος 1.548 μm έως 1552 μm , μήκος κύματος bragg $\lambda_B = 1550 \mu\text{m}$, ενεργό δείκτη διάθλασης $n_{eff} = 1.55$, δείκτη διάθλασης πυρήνα $n_{core} = 1.56$.

Στην εικόνα 9 παρουσιάζουμε τις αποκρίσεις του group delay για το uniform grating μειώνοντας κάθε φορά το μήκος L, με τιμές 5 mm, 3 mm και 1 mm, αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι με την μείωση του φυσικού μήκους του grating, το group delay είναι πολύ χαμηλό γύρω από το μήκος κύματος bragg λ_B και οι απότομες κορυφές που παρατηρούνται τείνουν να ελαχιστοποιηθούν.



Εικ.9: Αποκρίσεις group delay για uniform grating με διαφορετικό μήκος L.

Στην εικόνα 10 παρουσιάζουμε τις αποκρίσεις του group delay για το uniform grating μειώνοντας κάθε φορά τον βαθμό διαμόρφωσης του , με τιμές 0.0006, 0.0002, 0.0001, αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι και στην περίπτωση μείωσης του βαθμού διαμόρφωσης του grating, το group delay είναι επίσης πολύ χαμηλό γύρω από το μήκος κύματος bragg λ_B και οι απότομες κορυφές που παρατηρούνται τείνουν να ελαχιστοποιηθούν.



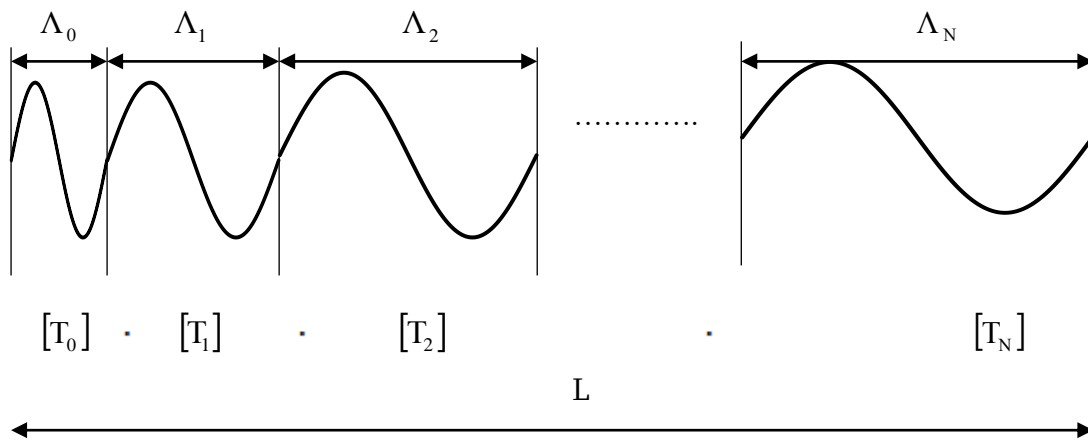
Εικ.10: Αποκρίσεις group delay για uniform grating με διαφορετικό βαθμό διαμόρφωσης.

Ανάλυση CFBG με την μέθοδο TMM (T- Matrix Method)

Τα chirped FBGs χαρακτηρίζονται από μία μεταβαλλόμενη περίοδο εγγραφής Λ η οποία αλλάζει κατά το μήκος L του grating με αποτέλεσμα την ανάκλαση διαφορετικών μηκών κύματος στις επιμέρους διαφορετικές περιοχές του . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ένα ευρύτερο φάσμα ανακλαστικότητας σε σχέση με ένα uniform grating.

Σκοπός της παρούσας ενότητας είναι η μελέτη της συμπεριφοράς ενός chirped grating με τη χρησιμοποίηση της T-Matrix Method. Πιο συγκεκριμένα, θα γίνει τεμαχισμός του chirped grating σε N κομμάτια κάθε ένα από τα οποία θα συμπεριφέρεται ως uniform με ξεχωριστή περίοδο (Λ_i). Εν συνεχεία, θα αναλυθεί κάθε ένα από τα επιμέρους κομμάτια N με την Coupled Mode Theory (CMT) που αναφέραμε στην προηγούμενη ενότητα και θα εξετασθεί η σύγκλιση της μεθόδου.

Βασική προϋπόθεση για την χρήση της CMT σε ένα grating αποτελεί το γεγονός ότι η περίοδος του κύματος που διαδίδεται μέσα από αυτό θα πρέπει να είναι ημιτονικής μορφής. Ως συνέπεια, ένα πρόβλημα που αντιμετωπίζεται κατά τον τεμαχισμό του chirped grating σε N κομμάτια, είναι ότι το κάθε ένα από αυτά θα πρέπει να έχει ημιτονοειδές συμπεριφορά.



Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται ένα chirped grating τεμαχισμένο σε N κομμάτια κάθε ένα από τα οποία συμπεριφέρεται ως uniform grating, με διαφορετική περίοδο εγγραφής και έχουμε θεωρήσει ότι σε κάθε ένα από τα επιμέρους κομμάτια υπάρχει μόνο μία περίοδος. Η περίοδος Λ_0 του πρώτου grating είναι ίση με $\lambda_B / 2n_{eff}$ και η περίοδος του N -οστού τεμαχίου θα ισούται με $\Lambda_N = \Lambda_0 + 0.75nm$.

Κάθε ένα από τα N κομμάτια του grating θα έχει την δική του μοναδική περίοδο εγγραφής (ημιτονικής μορφής), η οποία ισούται, ξεκινώντας από το πρώτο και φθάνοντας στο N -οστό, αντίστοιχα με $\Lambda_0, \Lambda_0 + \frac{0.75}{N} \cdot 1, \Lambda_0 + \frac{0.75}{N} \cdot 2, \dots, \Lambda_0 + 0.75 \cdot N$.

Έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε το τελικό συνολικό μήκος L του grating ως εξής:

$$\begin{aligned}
 L &= \Lambda_0 + \Lambda_1 + \Lambda_2 + \dots + \Lambda_N \Rightarrow \\
 L &= \Lambda_0 + \left(\Lambda_0 + \frac{0.75}{N} \cdot 1 \right) + \left(\Lambda_0 + \frac{0.75}{N} \cdot 2 \right) + \dots + \left(\Lambda_0 + \frac{0.75}{N} \cdot N \right) \Rightarrow \\
 L &= \Lambda_0 \cdot N + \frac{0.75}{N} (1 + 2 + 3 + \dots + N) \Rightarrow \\
 \boxed{L &= \Lambda_0 \cdot N + 0.75 \cdot \left(\frac{N+1}{2} \right)} \quad (1.34)
 \end{aligned}$$

όπου θεωρήσαμε ότι ο βαθμός chirp είναι 0.75 nm.

Ο παραπάνω τύπος προκύπτει από την θεώρηση ότι έχοντας τεμαχίσει το chirped grating σε N κομμάτια κάθε ένα από αυτά θα έχει διαφορετική περίοδο καθώς και διαφορετικό φυσικό μήκος. Σκοπός των παραπάνω είναι η εύρεση του κατάλληλου μήκους L για το grating συναρτήσει του κατάλληλου τεμαχισμού του σε N κομμάτια έτσι ώστε να επιτευχθεί η απαιτούμενη συμπεριφορά του στα φάσματα ανακλαστικότητας και μετάδοσης, δεδομένου ότι πρέπει να επιτευχθεί η διατήρηση της ημιτονοειδούς μορφής του προσπίπτοντος κύματος σε κάθε ένα από τα κομμάτια αυτά.

Η διάδοση σε κάθε ένα από τα N τεμάχια του grating μπορεί να περιγραφεί από την T-Matrix Method και την CMT και καθορίζεται ως εξής:

$$\begin{bmatrix} R_i \\ S_i \end{bmatrix} = [T_i] \cdot \begin{bmatrix} R_{i-1} \\ S_{i-1} \end{bmatrix}$$

Ο πίνακας T_i για κάθε ένα από τα κομμάτια καθορίζεται ως:

$$T_i = \begin{bmatrix} \left(\cosh(k_i \delta \ell_i) + j \frac{\sigma_i}{k_i} \sinh(k_i \delta \ell_i) \right) \left(-j \frac{u}{k_i} \sinh(k_i \delta \ell_i) \right) \\ \left(j \frac{u}{k_i} \sinh(k_i \delta \ell_i) \right) \left(\cosh(k_i L) - j \frac{\sigma_i}{k_i} \sinh(k_i \delta \ell_i) \right) \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

όπου οι συντελεστές $\sigma_i = \delta_i = \frac{2\pi \cdot n_{eff}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda_i}$, $u = \xi = \frac{\pi \cdot \delta n_{eff}}{\lambda}$, $k_i = \sqrt{\xi_i^2 - \delta_i^2}$ και $\delta \ell_i$ είναι το μήκος καθενός από τα N κομμάτια του grating.

Αναλύοντας ξεχωριστά την συμπεριφορά για κάθε ένα από τα N κομμάτια μέσω της T-Matrix Method, βρίσκουμε αντίστοιχα τους πίνακες $T_0, T_1, T_2, T_3, \dots, T_N$. Η συμπεριφορά του chirped grating τότε, μπορεί να εκφραστεί ως το γινόμενο των παραπάνω πινάκων και θα έχει την μορφή:

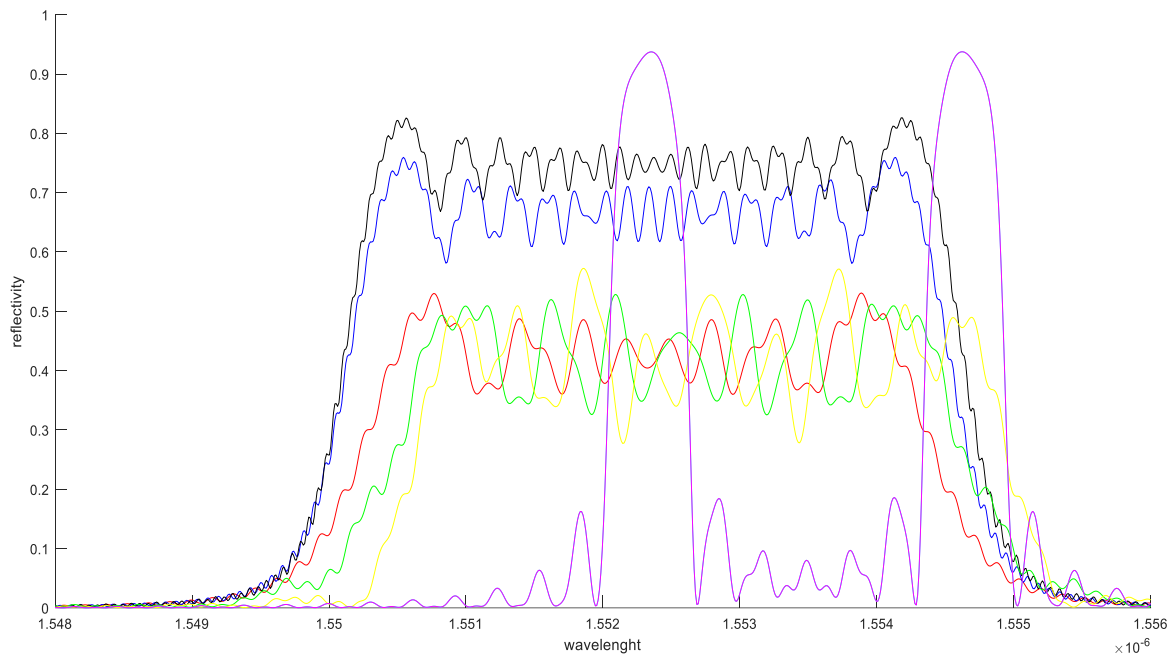
$$\begin{bmatrix} R(L/2) \\ S(L/2) \end{bmatrix} = [T_1] \cdot [T_2] \cdot [T_3] \cdot \dots \cdot [T_N] \cdot \begin{bmatrix} R(-L/2) \\ S(-L/2) \end{bmatrix}$$

Η θεώρηση που κάναμε παραπάνω, ότι κάθε ένα από τα N τεμάχια θα έχει μία μόνο περίοδο εγγραφής Λ_0 , δεν μας οδηγεί σε ασφαλή συμπεράσματα όσον αφορά την συμπεριφορά του chirped grating αναλυόμενο με την T-Matrix Method. Για αυτό τον λόγο, αναλύσαμε αριθμητικά την φασματική συμπεριφορά του grating παίρνοντας κάθε φορά ένα διαφορετικό ζευγάρι τιμών όπως φαίνεται και στον παρακάτω πίνακα:

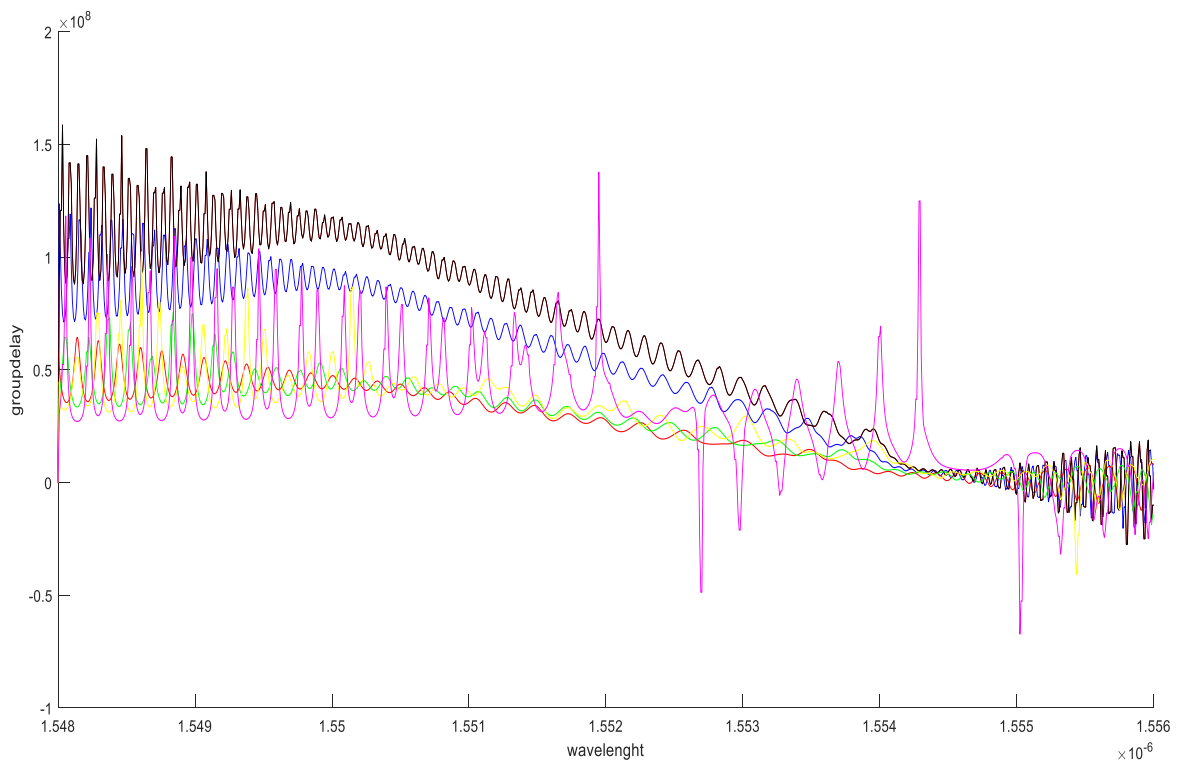
| M | N |
|----------|----------|
| 1 | 10000 |
| 2 | 5000 |
| 10 | 1000 |
| 100 | 200 |
| 200 | 100 |
| 500 | 50 |
| 1000 | 10 |
| 2000 | 5 |
| 5000 | 2 |

όπου N ο αριθμός των τεμαχίων και M ο αντίστοιχος αριθμός περιόδων ανά τεμάχιο.

Με βάση τον παραπάνω πίνακα και εφαρμόζοντας τους τύπους (1.34) και (1.35), δημιουργήσαμε κώδικα σε γλώσσα matlab (παράρτημα A3) με τον οποίον θα ερμηνεύσουμε την φασματική συμπεριφορά του chirped grating για τα υπόψη ζευγάρια τιμών. Στον υπόψη κώδικα χρησιμοποιήθηκε ένα chirped grating με φασματικό εύρος $1.548 \mu\text{m}$ έως $1556 \mu\text{m}$, μήκος κύματος bragg $\lambda_B = 1550 \mu\text{m}$, ενεργό δείκτη διάθλασης $n_{eff} = 1.55$, δείκτη διάθλασης πυρήνα $n_{core} = 1.56$, φυσικό μήκος $L = 5\text{mm}$ και σταθερός βαθμός διαμόρφωσης $\delta n_{eff} = 5 \cdot 10^{-4}$.



Εικ.11: Φάσματα ανακλαστικότητας για chirped grating με διαφορετικά ζευγάρια τιμών τεμάχια – περίοδοι ανά τεμάχιο. (Κόκκινο : $M=1$ $N=10000$, $M=2$ $N=5000$, $M=10$ $N=1000$, Μπλε : $M=100$ $N=200$, $M=200$ $N=100$, Μαύρο : $M=500$ $N=50$, Πράσινο: $M=1000$ $N=10$, Κίτρινο : $M=2000$ $N=5$, Μωβ : $M=5000$ $N=2$)



Εικ.12: Group delay για chirped grating με διαφορετικά ζευγάρια τιμών τεμάχια – περίοδοι ανά τεμάχιο. (Κόκκινο : $M=1$ $N=10000$, $M=2$ $N=5000$, $M=10$ $N=1000$, Μπλε : $M=100$ $N=200$, $M=200$ $N=100$, Μαύρο : $M=500$ $N=50$, Πράσινο: $M=1000$ $N=10$, Κίτρινο : $M=2000$ $N=5$, Μωβ : $M=5000$ $N=2$)

Στην εικ.11 φαίνεται η φασματική ανακλαστικότητα και στην εικ.12 το group delay για το chirped grating που αναφέρθηκε παραπάνω, σε διάφορα ζευγάρια τιμών για N τεμάχια, M περιόδους ανά τεμάχιο και για ένα εύρος εισερχομένων μηκών κύματος. Συμπεραίνουμε ότι, το grating παρουσιάζει μικρή ανακλαστικότητα για το εύρος τιμών για τα τεμάχια N μεταξύ 1000 έως 10000 και για τις αντίστοιχες περιόδους 1 έως 10 (ανώτατο όριο) καθώς επίσης και για το εύρος τιμών N μεταξύ 2 έως 10 και για τις περιόδους M μεταξύ 1000 έως 5000 (κατώτατο όριο). Ειδικά για το κατώτατο όριο τιμών ($N=2$ και $M=5000$) παρατηρούμε ότι το grating τείνει να συμπεριφέρεται ως δύο (2) uniform σε σειρά με κορυφές σε δύο (2) μήκη κύματος, γεγονός που αποκλίνει τελείως από την επιθυμητή συμπεριφορά, δηλαδή ανακλαστικότητα σε ένα εύρος τιμών μηκών κύματος. Επίσης, για τα υπόψη όρια παρατηρούμε ότι στο φάσμα εμφανίζονται πολλές απότομες κορυφές σε συγκεκριμένα μήκη κύματος, γεγονός που αποδεικνύει ξανά ότι δεν επιτυγχάνεται η απαιτούμενη ανακλαστικότητα στο επιθυμητό εύρος μηκών κύματος.

Η επιθυμητή συμπεριφορά του grating όσον αφορά την ανακλαστικότητα καθώς και την μορφή των κορυφών της παρατηρείται στο εύρος τιμών μεταξύ 100 έως 500 για τα N τεμάχια και μεταξύ 50 έως 200 για τις M περιόδους ανά τεμάχιο, όπου φαίνεται ότι υπάρχει μία ομαλή ανακλαστικότητα σε όλο το εύρος των μηκών κύματος.

Κατόπιν των παραπάνω, εξάγεται το συμπέρασμα ότι η ανάλυση και η μελέτη της φασματικής συμπεριφοράς ενός chirped grating με χρήση της T-Matrix Method και της Coupled Mode Theory (CMT), εκτός του περιορισμού ότι για να χρησιμοποιηθεί η υπόψη τεχνική θα πρέπει η περίοδος εγγραφής σε κάθε τεμάχιο να είναι ημιτονικής μορφής, μας περιορίζει επίσης στην κατάλληλη επιλογή συγκεκριμένου εύρους τιμών για τα N τεμάχια και για τις M περιόδους ανά τεμάχιο ώστε να έχει την επιθυμητή συμπεριφορά.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8:

ΧΡΗΣΗ ΘΕΩΡΙΑΣ ΓΡΑΜΜΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ (TLM)

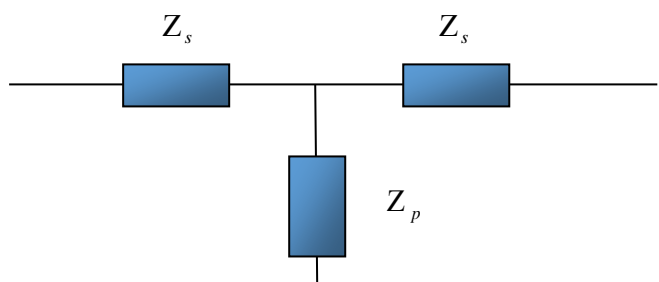
Όπως περιγράψαμε στις προηγούμενες ενότητες, η ανάλυση της φασματικής συμπεριφοράς ενός chirped grating επιτεύχθηκε με την χρησιμοποίηση της Coupled Mode Theory (CMT) και της T- Matrix Method (TMM). Όσον αφορά την CMT, είδαμε ότι πρόκειται για μία αναλυτική μέθοδο η οποία μας οδηγεί σε κλειστές σχέσεις για τους συντελεστές ανάκλασης και διάδοσης του μεταδιδόμενου κύματος. Επίσης όπως έχει αναφερθεί, έχει τον σοβαρό περιορισμό ότι θα πρέπει η εγγραφή που αναλύεται να είναι αυστηρά ημιτονικής μορφής. Από την άλλη, η TMM είναι μία αριθμητική μέθοδος η οποία βασιζόμενη στην CMT και με την χρήση πινάκων μας βοηθάει στην ανάλυση της φασματικής συμπεριφοράς για ένα chirped grating το οποίο έχει τεμαχιστεί σε N τμήματα και με την σύγκλιση της μεθόδου μπορούμε να καταλήξουμε στην εύρεση των συντελεστών ανάκλασης και μετάδοσης.

Στην ενότητα αυτή, θα αναλύσουμε την συμπεριφορά ενός chirped grating με την βοήθεια της Θεωρίας Γραμμών Μεταφοράς TLM (Transmission Line Model) [26]. Πρόκειται επίσης για μία αριθμητική μέθοδο η οποία όμως έχει το μεγάλο πλεονέκτημα να μπορεί να αναλύει την συμπεριφορά ενός διαδιδόμενου κύματος σε οποιασδήποτε μορφής εγγραφή. Δεν υπάρχει δηλαδή ο περιορισμός όπως συμβαίνει στην TMM για κύματα μόνο ημιτονικής μορφής. Η βασική τεχνική για την χρησιμοποίηση της TLM σε ένα chirped grating είναι ότι το τεμαχίζουμε σε πάρα πολύ μικρά κομμάτια με τον μοναδικό περιορισμό ότι το μήκος καθενός από αυτά θα πρέπει να πληροί την εξής συνθήκη:

$$L \prec \frac{\Lambda}{10}$$

όπου L το φυσικό μήκος καθενός από τα κομμάτια και Λ η ελάχιστη περίοδος εγγραφής του grating.

Εν συνεχεία, αντιμετωπίζουμε κάθε ένα από τα κομμάτια που τεμαχίσαμε το grating ως μία ξεχωριστή γραμμή μεταφοράς, η οποία χαρακτηρίζεται από την δικιά της χαρακτηριστική αντίσταση Z_i και την σταθερά μετάδοσης γ_i . Δεδομένου ότι το μήκος καθενός από τα υπόψη κομμάτια είναι μικρό σε σχέση με το μήκος κύματος, μπορούμε να εξομοιώσουμε την γραμμή μεταφοράς με ένα βασικό δίθυρο τοπολογίας 'T' όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα [26]:



όπου Z_s και Z_p οι ισοδύναμες αντιστάσεις που εξομοιώνουν την γραμμή μεταφοράς και ισούνται αντίστοιχα με:

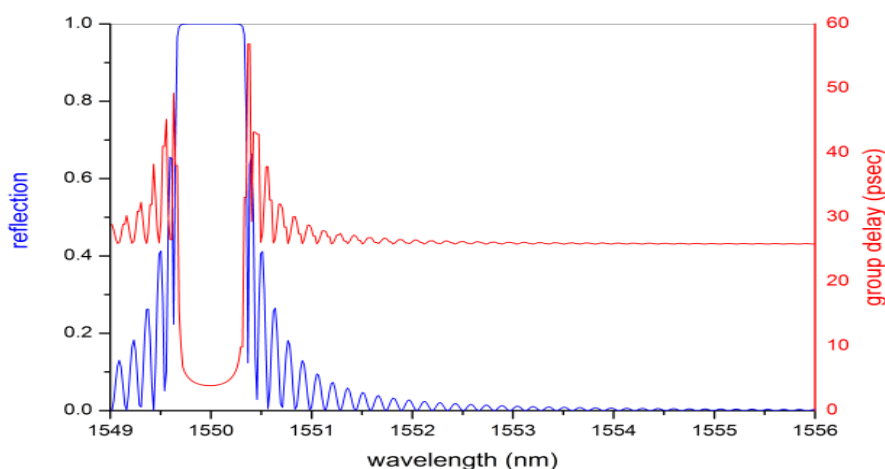
$$Z_s = Z_i \cdot \tanh\left(\frac{\gamma_i \cdot L}{2}\right) \quad \text{και} \quad Z_p = \frac{Z_i}{\sinh(\gamma_i \cdot L)}$$

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω τοπολογία του ‘T’ διθύρου, αντιμετωπίζουμε το grating ως μία σειρά από τέτοια δίθυρα τα οποία αντικαθιστούν κάθε ένα από κομμάτια που τεμαχίστηκε και τα οποία είναι διαφορετικά μεταξύ τους λόγω του ότι σε κάθε ένα από αυτά εμφανίζει διαφορετικό δείκτη διάθλασης n_i και κατά συνέπεια, η χαρακτηριστική τους αντίσταση Z_i καθώς και η σταθερά μετάδοσης γ_i είναι επίσης διαφορετικά. Εν συνεχεία, επιλύοντας αριθμητικά την σειρά από τα ‘T’ δίθυρα, δηλαδή μέσω των εν σειρά και εν παραλλήλω αντιστάσεων που συναντούμε μέχρι και την είσοδο του grating, βρίσκουμε την αρχική αντίσταση εισόδου και με βάση τον τύπο του συντελεστή ανάκλασης από την θεωρία των γραμμών μεταφοράς, ο οποίος δίνεται από την σχέση:

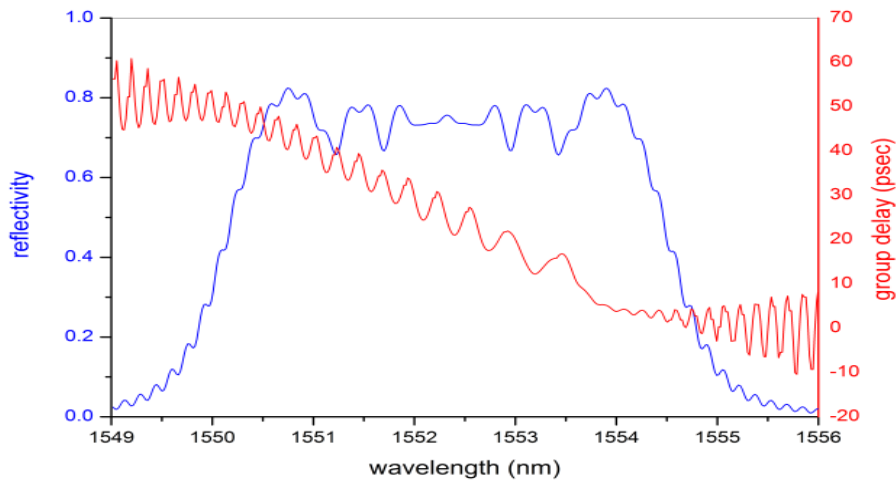
$$R(-L/2) = \rho = \frac{Z_{in} - Z_o}{Z_{in} + Z_o}$$

μπορούμε να αναλύσουμε την φασματική συμπεριφορά του.

Με βάση την παραπάνω προσέγγιση για την TLM δημιουργήσαμε κώδικα σε matlab (παράρτημα A4) για να προσομοιώσουμε την φασματική συμπεριφορά (ανακλαστικότητα και group delay) ενός uniform (εικ. 13) και ενός chirped grating (εικ. 14) με μήκος $L = 5 \text{ mm}$, μήκος κύματος bragg $\lambda_B = 1.550 \text{ }\mu\text{m}$, δείκτη διάθλασης πυρήνα $n_{core} = 1.56$, ενεργό δείκτη διάθλασης $n_{eff} = 1.55$, βάθος διαμόρφωσης $\delta n = 0.04\%$, εύρος μηκών κύματος από $1.549 \text{ }\mu\text{m}$ έως $1.556 \text{ }\mu\text{m}$ και βαθμό chirp 0.75 nm .

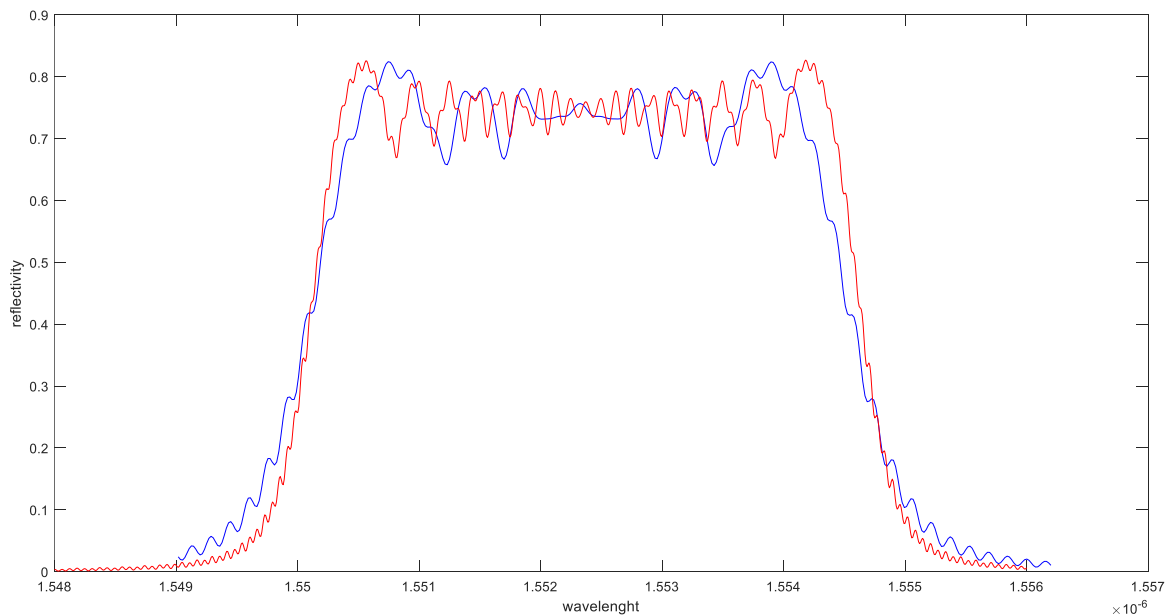


Εικ.13: Φάσματα ανακλαστικότητας και group delay για uniform grating με χρήση TLM.

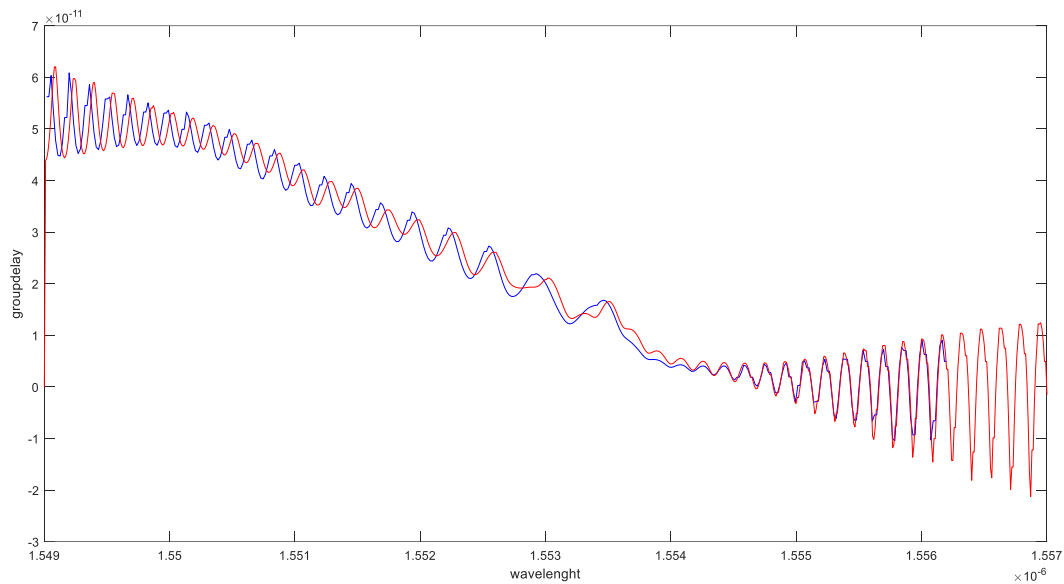


Εικ.14: Φάσματα ανακλαστικότητας και group delay για chirped grating με χρήση TLM.

Παρατηρούμε από τα παραπάνω διαγράμματα και ιδιαίτερα από αυτό της εικόνας 14, ότι με την χρήση της TLM η ανακλαστικότητα του chirped grating είναι παρόμοια με αυτή που απεικονίζεται στην εικόνα 11 με χρήση της T-Matrix Method. Διακρίνουμε όμως ότι, ενώ η ανακλαστικότητα είναι σχεδόν ίδια όσο αφορά το πλάτος (της τάξεως του 85%), με την TLM παρατηρείται μία πιο ήπια συμπεριφορά στις κορυφές της κυματομορφής σε όλο το επιθυμητό εύρος μηκών κύματος όπου είναι και το ζητούμενο. Όσον αφορά το group delay είναι παρόμοιο και με τις δύο μεθόδους.



Εικ.15: Φάσματα ανακλαστικότητας για chirped grating με χρήση TLM (μπλε) και με χρήση TMM (κόκκινο).



Εικ.16: Group delay για chirped grating με χρήση TLM (μπλε) και με χρήση TMM (κόκκινο).

Στα σχεδιαγράμματα των εικ.15 και εικ.16 βλέπουμε τις ανακλαστικότητες και τα group delay για chirped grating τα οποία έχουν αναλυθεί με την TLM (μπλε χρώμα) και με την TMM (κόκκινο χρώμα), αντίστοιχα. Συμπεραίνουμε ότι, μπορούμε να προσομοιώσουμε την φασματική συμπεριφορά του grating το ίδιο αποδοτικά και με την χρήση την TMM προσαρμόζοντας ανάλογα τα τεμάχια που πρέπει να το τεμαχίσουμε καθώς και τον αριθμό των περιόδων σε κάθε τεμάχιο.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 9: Ανομοιογενή FBG με νόθευση ερβίου

9.1 Αυθόρμητη και Εξαναγκασμένη Εκπομπή Ακτινοβολίας

Όπως γνωρίζουμε από την βιβλιογραφία, σε συστήματα οπτικών επικοινωνιών, τα οπτικά σήματα από τον πομπό προς τον δέκτη εξασθενούν λόγω της διάδοσης μέσα από την ίνα, τους πολυπλέκτες ή τους συζεύκτες, δηλαδή το σήμα μετά από κάποια απόσταση έχει γίνει πολύ ασθενές και γίνεται δύσκολη η φώραση (αποδιαμόρφωση) του. Η αποκατάσταση της ισχύος του σήματος μπορεί να επιτευχθεί είτε με αναγέννηση (χρήση αναγεννητών) είτε με ενίσχυση. Οι ενισχυτές, σε σχέση με τους αναγεννητές υπερτερούν ως προς την αναισθησία στο ρυθμό μετάδοσης, το σχήμα διαμόρφωσης καθώς επίσης και ως προς τη δυνατότητα αναβάθμισης σε υψηλότερους ρυθμούς. Επιπρόσθετα, παρουσιάζουν κέρδος σε εύρος ζώνης το οποίο είναι σχετικά μεγάλο, με αποτέλεσμα με ένα ενισχυτή να είναι δυνατή η ενίσχυση ταυτόχρονα διαφόρων WDM σημάτων, ενώ αντίθετα θα απαιτούνταν ένας αναγεννητής για καθένα μήκος κύματος. Ένα μειονέκτημα των ενισχυτών είναι ότι εισάγουν πρόσθετο θόρυβο ο οποίος συσσωρεύεται καθώς το σήμα περνά μέσα από πολλαπλούς ενισχυτές κατά μήκος του οπτικού μονοπατιού εξαιτίας της αναλογικής φύσης των ενισχυτών ίνας.

Το φυσικό φαινόμενο πίσω από την ενίσχυση σε ίνες νοθευμένες με έρβιο είναι η εξαναγκασμένη εκπομπή ακτινοβολίας (stimulated emission of radiation) από άτομα (ή ιόντα ή ηλεκτρόνια) υπό την παρουσία ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Η ίδια αρχή αποτελεί και την αρχή λειτουργίας των lasers. Σύμφωνα με τις αρχές της κβαντομηχανικής, οποιοδήποτε φυσικό σύστημα (π.χ ένα άτομο) βρίσκεται σε κάποια ενεργειακή στάθμη η οποία με τη σειρά της ανήκει σε ένα μεγαλύτερο πλήθος ξεχωριστών ενεργειακών σταθμών.

Ως παράδειγμα θεωρούμε ένα άτομο του οποίου οι δυο ενεργειακές στάθμες είναι η E_1 και η E_2 και για τις οποίες ισχύει ότι $E_2 > E_1$. Ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του οποίου η συχνότητα f_c ικανοποιεί την ακόλουθη σχέση $hf_c = E_2 - E_1$ ($h = 6.63 \times 10^{-34} J/Hz$ είναι η σταθερά του Planck) θα προκαλεί μεταβάσεις ατόμων ανάμεσα στις ενεργειακές στάθμες E_1 και E_2 . Οι υπόψη μεταβάσεις συμβαίνουν τόσο μεταξύ $E_1 \rightarrow E_2$ όσο και $E_2 \rightarrow E_1$. Υπό την παρουσία του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου του οποίου η συχνότητα είναι f_c και ικανοποιεί την σχέση $hf_c = E_2 - E_1$, θα παρατηρηθούν δύο περιπτώσεις:

α) Οι μεταβάσεις $E_1 \rightarrow E_2$ προκαλούν απορρόφηση (absorption) φωτονίων από το προσπίπτον ηλεκτρομαγνητικό κύμα.

β) Οι μεταβάσεις $E_2 \rightarrow E_1$ είναι δυνατόν να προκαλέσουν εκπομπή (emission) φωτονίων τα οποία θα έχουν ενέργεια ίση με hf_c , που είναι ίδια ενέργεια με αυτή των προσπιπτόντων φωτονίων (ενέργειας hf_c έκαστο). Αυτή η διαδικασία εκπομπής ορίζεται ως αυθόρμητη εκπομπή (spontaneous emission).

Ωστόσο είναι δυνατόν να μην υπάρξει η εκπομπή αυτή αν δεν το επιτρέπει η φύση του υλικού (είναι υλικό μη άμεσης εκπομπής) με αποτέλεσμα να μετατρέπεται σε

θερμότητα. Εκτός από την αυθόρμητη εκπομπή υπάρχει και η εξαναγκασμένη εκπομπή η οποία λαμβάνει χώρα όταν ένα φωτόνιο ενέργειας hf_c αλληλοεπιδρά με ένα αντίστοιχο διεγερμένο άτομο στην στάθμη E_2 . Τότε εξαναγκάζει το διεγερμένο άτομο σε αποδιέγερση και ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίου.

Αν η εξαναγκασμένη εκπομπή επικρατήσει έναντι της αυθόρμητης (δηλαδή όταν οι διεγερμένες καταστάσεις είναι περισσότερες από τις μη διεγερμένες) θα προκύψει καθαρή αύξηση του πλήθους των φωτονίων ενέργειας hf_c και μία ενίσχυση του εισερχόμενου σήματος, ειδικά στην αντίθετη περίπτωση το σήμα θα εξασθενήσει. Γνωρίζουμε ότι ο ρυθμός που πραγματοποιούνται οι μεταβάσεις από την E_1 στην E_2 ανά άτομο είναι ίσος με το ρυθμό των μεταβάσεων από την E_2 στην E_1 ανά και ισούται με r . Αν ο πληθυσμός (πλήθος ατόμων) στην ενεργειακή στάθμη E_1 είναι N_1 και στην E_2 είναι N_2 , αντίστοιχα, θα έχουμε καθαρή αύξηση στην ισχύ (ενέργεια ανά μονάδα χρόνου) ίση με $(N_2 - N_1) \cdot r \cdot hf_c$ και για να γίνεται ενίσχυση θα πρέπει $N_2 > N_1$. Αυτή η συνθήκη καλείται αναστροφή πληθυσμού (population inversion). Ο λόγος γι' αυτή την ορολογία έχει να κάνει με το ότι, στη θερμική ισορροπία (thermal equilibrium) στις χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες βρίσκονται μεγαλύτεροι πληθυσμοί ατόμων, δηλαδή $N_1 > N_2$, το οποίο σημαίνει ότι σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας υπάρχει μόνο απορρόφηση του σήματος εισόδου. Για να συμβεί ενίσχυση πρέπει να αντιστραφεί η σχέση ανάμεσα στους πληθυσμούς των σταθμών E_1 και E_2 που επικρατεί υπό καθεστώς θερμικής ισορροπίας κάτι το οποίο μπορεί να πραγματοποιηθεί παρέχοντας περισσότερη ενέργεια ώστε να μετακινηθούν ηλεκτρόνια σε υψηλότερη ενεργειακή στάθμη.

Στο ατομικό σύστημα με τις δύο ενεργειακές στάθμες που ήδη περιεγράφηκε, ανεξάρτητα από οποιαδήποτε εξωτερική ακτινοβολία που μπορεί να είναι παρούσα, άτομα στην ενεργειακή στάθμη E_2 μεταπίπτουν στην κατώτερη ενεργειακή στάθμη E_1 εκπέμποντας ένα φωτόνιο ενέργειας hf_c . Ο ρυθμός αυθόρμητης εκπομπής από τη στάθμη E_2 στη στάθμη E_1 ανά άτομο είναι ένα χαρακτηριστικό του συστήματος και το αντίστροφό του, που δηλώνεται ως χρόνος τ_{21} , καλείται διάρκεια ζωής της αυθόρμητης εκπομπής (spontaneous emission lifetime). Η διαδικασία της αυθόρμητης εκπομπής δεν συνεισφέρει στο κέρδος του ενισχυτή και παρά το γεγονός ότι τα εκπεμπόμενα φωτόνια έχουν την ίδια ενέργεια hf_c όπως και το προσπίπτον οπτικό σήμα, αυτά εκπέμπονται σε τυχαίες κατευθύνσεις, υπό τυχαίες πολώσεις και φάσεις.

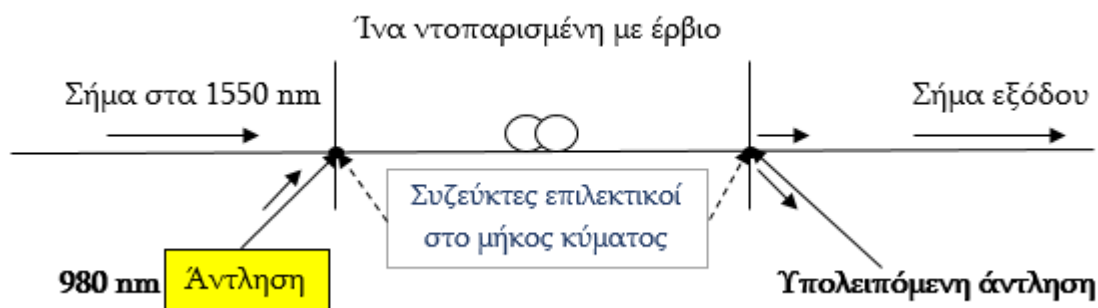
Η διαδικασία της αυθόρμητης εκπομπής είναι διαφορετική από τη διαδικασία εξαναγκασμένης εκπομπής, όπου τα εκπεμπόμενα φωτόνια δεν έχουν μόνο την ίδια ενέργεια όπως τα προσπίπτοντα φωτόνια, αλλά και την ίδια κατεύθυνση διάδοσης, την ίδια φάση και την ίδια πόλωση. Αυτό το φαινόμενο περιγράφεται λέγοντας ότι η διαδικασία εξαναγκασμένης εκπομπής είναι σύμφωνη (coherent), ενώ η διαδικασία αυθόρμητης εκπομπής είναι ασύμφωνη (incoherent). Παρ' όλο που η αυθόρμητη εκπομπή έχει επιβλαβή επίδραση στο σύστημα, ο μηχανισμός ενίσχυσης εκμεταλλεύεται την αυθόρμητη εκπομπή ακτινοβολίας σαν ένα άλλο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο και η αυθόρμητη εκπομπή επίσης ενισχύεται μαζί με το προσπίπτον οπτικό σήμα. Αυτή η

ενισχυμένη αυθόρμητη εκπομπή (Amplified Spontaneous Emission – ASE) φαίνεται σαν θόρυβος στην έξοδο του ενισχυτή.

9.2 Ενεργειακές Ιδιότητες Ιόντων Ερβίου

Μία από τις σπάνιες γαίες (rare earth) που ανήκει στην 3^η υποομάδα αποτελεί το έρβιο το οποίο όταν εφαρμοσθεί σε τηλεπικοινωνιακές συσκευές έχει αποδειχθεί ότι προσφέρει πολλές δυνατότητες κυρίως για οπτική ενίσχυση που χρησιμοποιείται πολύ σε οπτικά δίκτυα επικοινωνιών. Ένα τέτοιο σύστημα που μας βοηθάει να ερμηνεύσουμε και να αναλύσουμε την συμπεριφορά του ερβίου αποτελεί ο οπτικός ενισχυτής νοθευμένος με ιόντα τρισθενούς Ερβίου $E_{r,3+}$ (EDFA) που αναλύεται στην επόμενη παράγραφο καθώς επίσης και οι ιδιότητες μίας μονορυθμικής ίνας νοθευμένης με έρβιο.

Ένας Erbium-Doped Fiber Amplifier (EDFA) αποτελείται από τμήμα ίνας διοξειδίου πυριτίου του οποίου ο πυρήνας είναι ντοπαρισμένος με ιόντα ερβίου. Με την χρήση ενός laser πραγματοποιείται η άντληση της οπτικής ίνας σε ένα μήκος κύματος γύρω στα 980 nm ή 1480 nm. Για να επιτευχθεί ο συνδυασμός της εξόδου από το laser με το σήμα εισόδου, τοποθετείται πριν από την ντοπαρισμένη ίνα ένας επιλεκτικός συζεύκτης στο μήκος κύματος (wavelength-selective). Ένας αντίστοιχος μπορεί να τοποθετηθεί και στην έξοδο αν χρειάζεται για να διαχωρίσει το σήμα το οποίο έχει ενισχυθεί από οποιοδήποτε υπόλοιπο ισχύος του μήκους κύματος άντλησης. Συνήθως ένας απομονωτής (isolator) χρησιμοποιείται στην είσοδο ή/και στην έξοδο οποιουδήποτε ενισχυτή για να αποτρέψει εκπομπή στην αντίθετη κατεύθυνση. (Σχ.1).



Σχήμα 1: (Διάταξη ενός Erbium-Doped Fiber Amplifier)

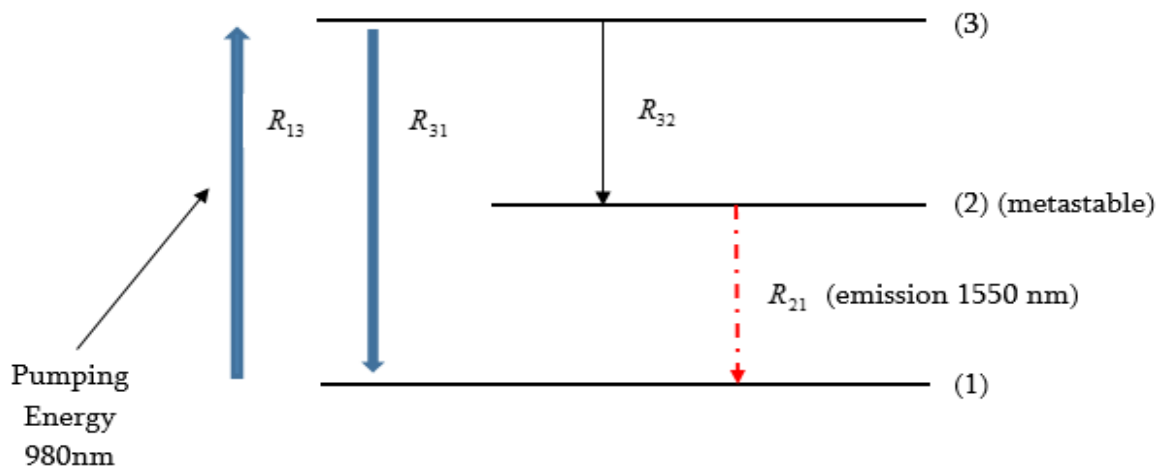
Όσον αφορά τα ιόντα ερβίου στο διοξείδιο του πυριτίου, τρεις από τις ενεργειακές στάθμες τους είναι οι E_1 , E_2 και E_3 . Όταν τα ιόντα αυτά εισαχθούν σε γυαλί, κάθε μία από αυτές τις ενεργειακές στάθμες που εμφανίζονται σαν μία ξεχωριστή γραμμή σε ένα μεμονωμένο ιόν ερβίου χωρίζεται σε πολλαπλές ενεργειακές στάθμες. Αυτή η διαδικασία λέγεται χωρισμός Stark (Stark splitting). Το άνοιγμα των ενεργειακών σταθμών είναι ένα χρήσιμο χαρακτηριστικό για τους οπτικούς ενισχυτές, αφού αυξάνουν το εύρος συχνοτήτων ή μηκών κύματος των σημάτων που μπορούν να ενισχυθούν.

Για το ατομικό σύστημα των δύο ενεργειακών σταθμών αναφέρθηκε ότι ένα μόνο οπτικό σήμα στη συχνότητα f_c που ικανοποιεί τη σχέση $hf_c = E_2 - E_1$ είναι αυτό που θα ενισχυθεί. Αν αυτά τα επίπεδα απλώνονται σε μπάντες, όλες οι συχνότητες που αντιστοιχούν στη διαφορά ενέργειας ανάμεσα σε κάποια ενέργεια στη μπάντα E_2 και σε κάποια ενέργεια στη μπάντα E_1 μπορούν να ενισχυθούν. Στην περίπτωση των ιόντων ερβίου σε γυαλί από διοξείδιο του πυριτίου, το σύνολο των συχνοτήτων που μπορούν να ενισχυθούν από εξαναγκασμένη εκπομπή ύστερα από μετάβαση από τη μπάντα E_2 στη μπάντα E_1 αντιστοιχούν στο εύρος μηκών κύματος μεταξύ 1525nm και 1570nm, ένα εύρος της τάξης των 50nm, με μία κορυφή γύρω από τα 1532nm. Κατά σύμπτωση, αυτό είναι ένα από τα παράθυρα μικρών απωλειών μίας τυπικής μονότροπης οπτικής ίνας που χρησιμοποιείται στα συστήματα οπτικών επικοινωνιών.

Ο πληθυσμός των ιόντων ερβίου στις τρεις βασικές ενεργειακές του στάθμες στην κατάσταση θερμικής ισορροπίας είναι $N_1 > N_2 > N_3$. Σκοπός είναι η αναστροφή πληθυσμών, γιατί αποτελεί βασική συνθήκη για να επιτευχθεί η εξαναγκασμένη εκπομπή, η οποία επιτυγχάνεται με έγχυση οπτικής ισχύς ή ισχύς άντλησης στα 980 nm επειδή η ενεργειακή διαφορά των σταθμών E_1 και E_3 είναι ίση με μήκος κύματος στα 980 nm. Αυτό θα προκαλέσει μετακινήσεις από την E_1 στην E_3 και αντίστροφα.

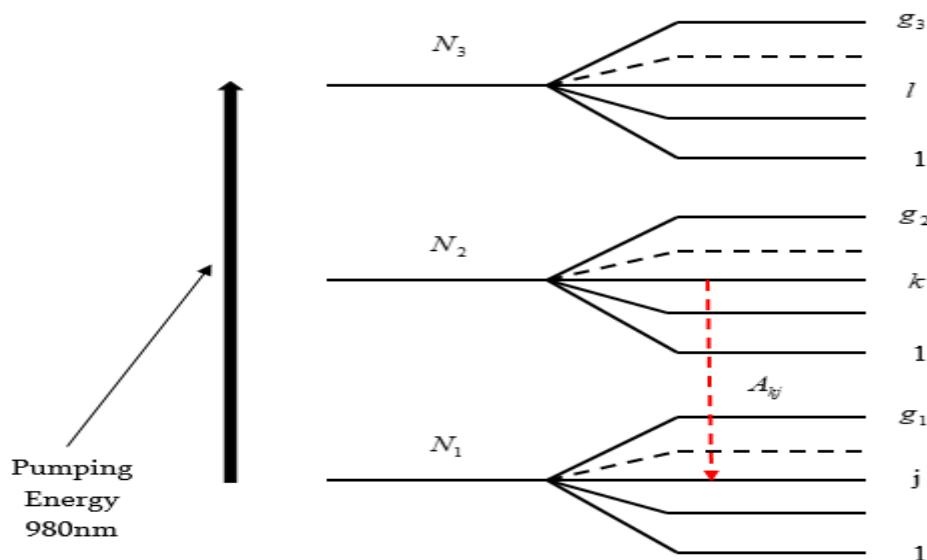
Επειδή ο πληθυσμός N_1 είναι μεγαλύτερος από τον πληθυσμό N_3 , θα επιτευχθεί καθαρή απορρόφηση της ισχύος στα 980nm (διαδικασία άντλησης). Λόγω της αυθόρμητης εκπομπής, τα ιόντα που έχουν μετακινηθεί στη στάθμη E_3 θα μεταβούν πολύ γρήγορα στη στάθμη E_2 διότι ο χρόνος ζωής στη στάθμη είναι μικρός (τ_{32}) περίπου 1μsec. Στη στάθμη E_2 τα άτομα έχουν χρόνο ζωής (τ_{21}) περίπου 10 msec πολύ μεγαλύτερο ώστε να συσσωρεύσουν μεγάλο πλήθος διεγερμένων ατόμων. Το αποτέλεσμα είναι ότι τα περισσότερα από τα ιόντα θα βρίσκονται στη στάθμη E_2 και έτσι προκύπτει η αντιστροφή πληθυσμών μεταξύ των σταθμών E_2 και E_1 (Σχ. 2).

Όσον αφορά τον μηχανισμό ενίσχυσης προκύπτει επίσης από την άντληση των ιόντων στην στάθμη E_3 . Τα φωτόνια π.χ ενός ασθενούς σήματος στα 1550 nm εισερχόμενα στο νοθευμένο τμήμα εξαναγκάζουν τα διεγερμένα και συσσωρευμένα στην στάθμη E_2 άτομα να αποδιεγερθούν και να εκπέμψουν στα 1550 nm με αποτέλεσμα την αύξηση των φωτονίων του σήματος εισόδου.



Σχήμα 2: (Διαδικασία εξαναγκασμένης εκπομπής)

Με την εμφύτευση ερβίου στον κρύσταλλο του κυρίως υλικού οι δυνάμεις Coulomb που αναπτύσσονται δημιουργούν την διάσπαση των ενεργειακών σταθμών οδηγώντας σε πολλαπλά επίπεδα (φαινόμενο Stark). Οι τρεις βασικές ενεργειακές στάθμες διασπώνται σε περισσότερες δημιουργώντας g_1 , g_2 και g_3 υποστάθμες, αντίστοιχα. Οι αποδιεγέρσεις εκπομπής γίνονται μεταξύ όλων των πιθανών συνδυασμών σταθμών A_{ij} με αποτέλεσμα να εκπέμπονται μήκη κύματος τα οποία καλύπτουν μεγάλο φάσμα στην περιοχή των 1550 nm (σχ.3).



Σχήμα 3 (Διαδικασία ενίσχυσης μεγάλου φάσματος μηκών κύματος)

Μια ίνα νοθευμένη με ιόντα τρισθενούς ερβίου η οποία δεν αντλείται, μπορεί να απορροφήσει φωτόνια σε όλο το φάσμα από 1480 έως τα 1600 nm. Αυτό δικαιολογείται από τις ενεργειακές στάθμες εκπομπής του ερβίου και μπορεί να λειτουργήσει και αντίστροφα. Η απορρόφηση σε dB εξαρτάται από το μήκος της ίνας και τον βαθμό νόθευσης σε ιόντα ερβίου. Οι εταιρείες κατασκευής EDF (Erbium Doped Fiber) αναφέρονται στην πυκνότητα νόθευσης μέσω της απορρόφησης στο 1.550 μm όπου έχουμε την μέγιστη απορρόφηση.

9.3 Εύρεση φανταστικού μέρους του δείκτη διάθλασης

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα, το έρβιο λόγω των πολλών ενεργειακών γραμμών από τις οποίες αποτελείται μας δίνει την δυνατότητα της ενίσχυσης ή της απορρόφησης διαφόρων μηκών κύματος αναλόγως της έντασης της ισχύς άντλησης. Έτσι, όταν το σήμα άντλησης (pump signal) και το σήμα εισόδου οδηγούνται ταυτόχρονα στον πυρήνα μιας ίνας, στην προκειμένη περίπτωση σε ένα κομμάτι ίνας νοθευμένη με ιόντα ερβίου, ο δείκτης διάθλασης που χαρακτηρίζει το υπόψη μέσο μπορεί να εκφραστεί ως $n = n_{co} + j \cdot n_{is}$, όπου n_{co} ο δείκτης διάθλασης του πυρήνα και n_{is} είναι το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης το οποίο εμφανίζεται λόγω των ιόντων ερβίου και χαρακτηρίζει την ύπαρξη ενίσχυσης ή απορρόφησης αναλόγως του προσήμου του.

Ο δείκτης n_{is} εκφράζεται ως [27]:

$$n_{is} = \frac{\rho(r) \cdot \sigma_{as} \cdot \lambda_s \cdot [n_s \cdot q \cdot |\psi_\rho(r)|^2 - 1]}{4\pi \cdot [1 + q \cdot |\psi_\rho(r)|^2 + \rho \cdot |\psi_s(r)|^2]}$$

όπου το $\rho(r)$ εκφράζει την ακτινική κατανομή της συγκέντρωσης των ιόντων τρισθενούς ερβίου (E_r^{3+}), $\psi_\rho(r)$ και $\psi_s(r)$ είναι οι κατανομές του πεδίου για τα σήματα άντλησης και εισόδου αντίστοιχα κατά μήκος της ακτίνας του πυρήνα. Οι παράγοντες ρ και q εκφράζουν την ισχύ των σημάτων εισόδου και άντλησης ανηγμένων στην ισχύ κορεσμού τους και δίνονται από τους εξής τύπους:

$$p = \frac{P_s(r)}{P_{sat}(\lambda_s)} \quad \text{όπου} \quad P_{sat}(\lambda_s) = \frac{\hbar \cdot c \cdot \pi \cdot \omega_s^2}{\lambda_s \cdot \sigma_{as} \cdot [1 + n_s \cdot \tau]}$$

$$q = \frac{P_p(r)}{P_{sat}(\lambda_p)} \quad \text{όπου} \quad P_{sat}(\lambda_p) = \frac{\hbar \cdot c \cdot \pi \cdot \omega_p^2}{\lambda_p \cdot \sigma_{ap} \cdot \tau}$$

Στις παραπάνω σχέσεις το $\hbar = 6.62 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg/s}$, $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ η ταχύτητα του φωτός στο κενό και $\tau = 10^{-2} \text{ sec}$ αποτελεί τον χρόνο ζωής στην στάθμη διέγερσης του Laser.

Οι συντελεστές σ_{ap} και σ_{as} αντιστοιχούν στην διατομή απορρόφησης (absorption cross section) στο μήκος κύματος άντλησης λ_p και σήματος λ_s , αντίστοιχα. Τα $\omega_{p,s}$ αντιστοιχούν στην συνολική ακτινικά κατανομημένη ισχύ του ρυθμού (mode power radius) και δίνονται από την σχέση:

$$\omega^2_{p,s} = 2 \cdot \int_0^{\infty} \psi^2_{p,s}(r) \cdot dr$$

Για το μήκος κύματος σήματος ισχύει $n_s = \frac{\sigma_{as}}{\sigma_{es}}$ όπου σ_{es} είναι η διατομή εκπομπής (emission cross section) για το μήκος κύματος εκπομπής. Τα σ_{as} , σ_{ap} και σ_{es} υπολογίζονται μέσω των πειραματικών τους τιμών και με γραμμική υπέρθεση N Lorentzian γραμμών στην συχνότητα ω :

$$L_i(\omega) = \left[\frac{1 + 4 \cdot (\omega - \omega_i)^2}{\Delta\omega_i^2} \right]^{-1} \quad \text{με } (i = 1, \dots, N)$$

Οι όροι $\sigma_e(\lambda_s)$ και $\sigma_a(\lambda_s)$ υπολογίζονται με χρήση των πειραματικών τιμών του παρακάτω πίνακα [28]:

| Number (i) | Absorption | | | Emission | | |
|---------------|------------------------|--|---|------------------------|--|---|
| | Amplitude (a_i) | Center Wavelength (λ_i) (nm) | Line width ($\Delta\lambda_i$) (nm) | Amplitude (a_i) | Center Wavelength (λ_i) (nm) | Line width ($\Delta\lambda_i$) (nm) |
| 1 | 0.22 | 1.479 | 36 | 0.02 | 1.470 | 42 |
| 2 | 0.25 | 1.497 | 36.5 | 0.13 | 1.500 | 39 |
| 3 | 0.22 | 1.515 | 35.5 | 0.23 | 1.520 | 19 |
| 4 | 0.72 | 1.531 | 18 | 0.66 | 1.530 | 12.5 |
| 5 | 0.17 | 1.544 | 16 | 0.38 | 1.545 | 22 |
| 6 | 0.21 | 1.555 | 18.5 | 0.35 | 1.559 | 20 |
| 7 | 0.04 | 1.567 | 18 | 0.11 | 1.575 | 36 |
| 8 | - | - | - | 0.07 | 1.600 | 42 |

Πίνακας 1: Αναπαραγωγή από την αναφορά [28] των πειραματικών τιμών για την εύρεση του δείκτη n_{is} και βάση των σχέσεων:

$$\sigma_e(\lambda_s) = \sigma_e^{peak} \alpha_i^e L_i^e(\omega)$$

$$\sigma_a(\lambda_s) = \sigma_a^{peak} \alpha_i^a L_i^a(\omega)$$

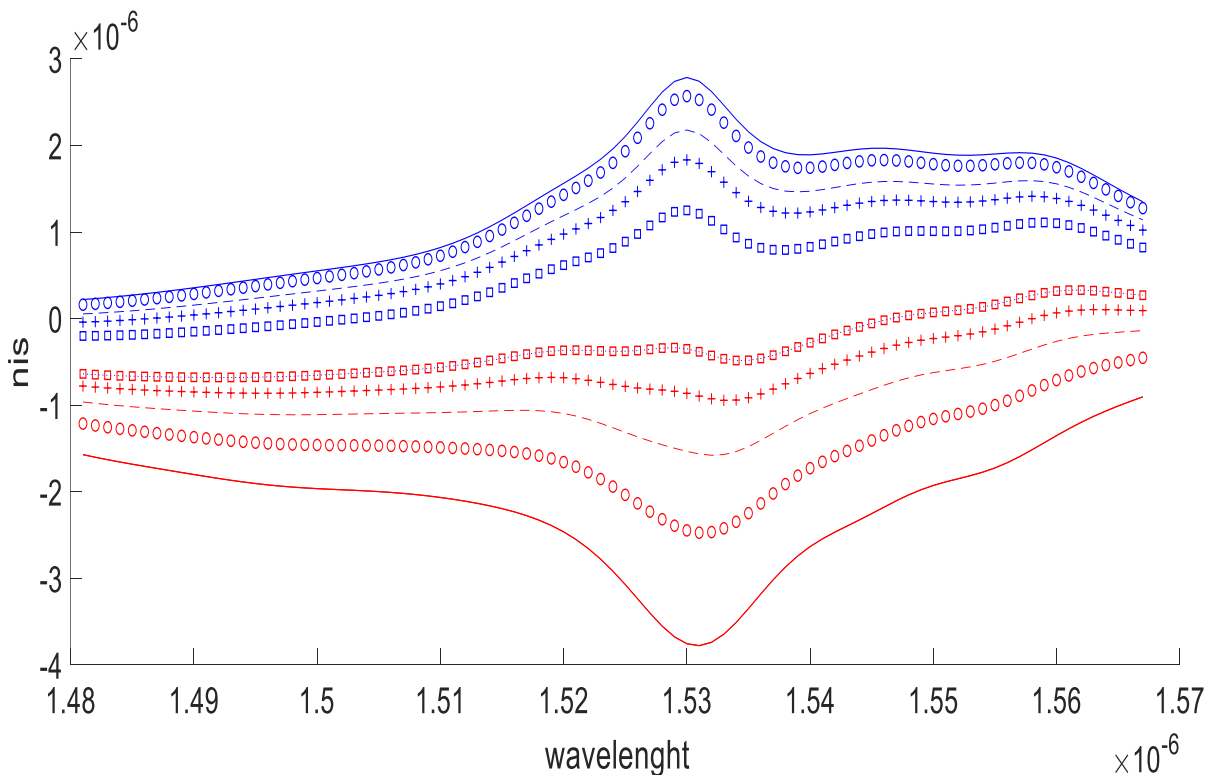
όπου $\sigma_e^{peak} = 4.4 \times 10^{-21} \text{ cm}$ και $\sigma_a^{peak} = 4.7 \times 10^{-21} \text{ cm}$. Επίσης τα στοιχεία $\lambda_i^{a,e}$ και $\Delta\lambda_i^{a,e}$ του παραπάνω πίνακα υπολογίζονται ως εξής:

$$\lambda_i^{a,e} = 2\pi \cdot c / \omega_i^{a,e}$$

$$\Delta\lambda_i^{a,e} = (\lambda_i^{a,e}) \cdot \Delta\omega_i^{a,e} / c$$

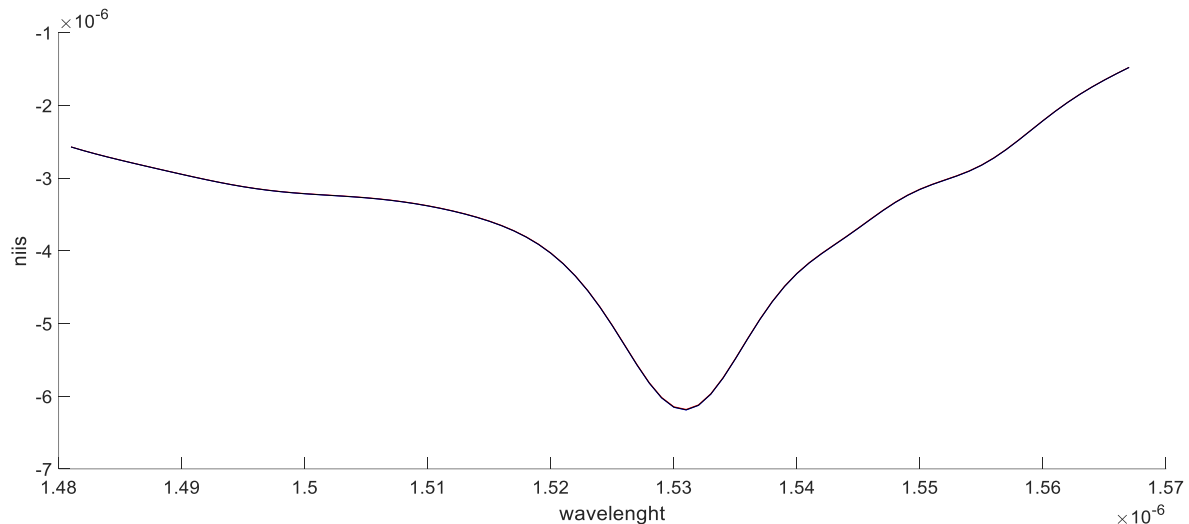
Εν κατακλείδι, έχοντας αναλύσει τους παραπάνω όρους εξάγεται το συμπέρασμα ότι για συγκεκριμένη ισχύ άντλησης και σήματος προκύπτει το αντίστοιχο σ για όλα τα μήκη κύματος του σήματος (τυπικά από 1500 έως 1560 nm) και στη συνέχεια υπολογίζουμε τον φανταστικό δείκτη διάθλασης n_{is} για όλο το φάσμα μηκών κύματος και έχουμε αντίστοιχα τις απώλειες ή το κέρδος ανά μονάδα μήκους.

Για να απεικονίσουμε τα φάσματα εκπομπής και απορρόφησης για ένα νοθευμένο κομμάτι ίνας με έρβιο σε σχέση με τον φανταστικό δείκτη διάθλασης n_{is} χρησιμοποιήσαμε κώδικα σε γλώσσα matlab όπου το φυσικό μήκος του είναι 2 cm, το μήκος κύματος λειτουργίας (operation wavelength) είναι στα 1.530 μm και οι τιμές για την ισχύ άντλησης P_p (pumping power) που χρησιμοποιήθηκαν είναι με αύξουσα σειρά οι 1 mW/mm, 500 mW/mm, 1000 mW/mm, 1500 mW/mm, 2000 mW/mm, 5000 mW/mm, 7500 mW/mm, 10000 mW/mm, 15000 mW/mm, 20000 mW/mm. Παρατηρήθηκε ότι η οριακή τιμή για την ισχύ άντλησης που λειτουργεί πλέον ως κέρδος στο υπόψη κομμάτι ίνας είναι περί τα 2000- 3000 mW (Σχ.4)



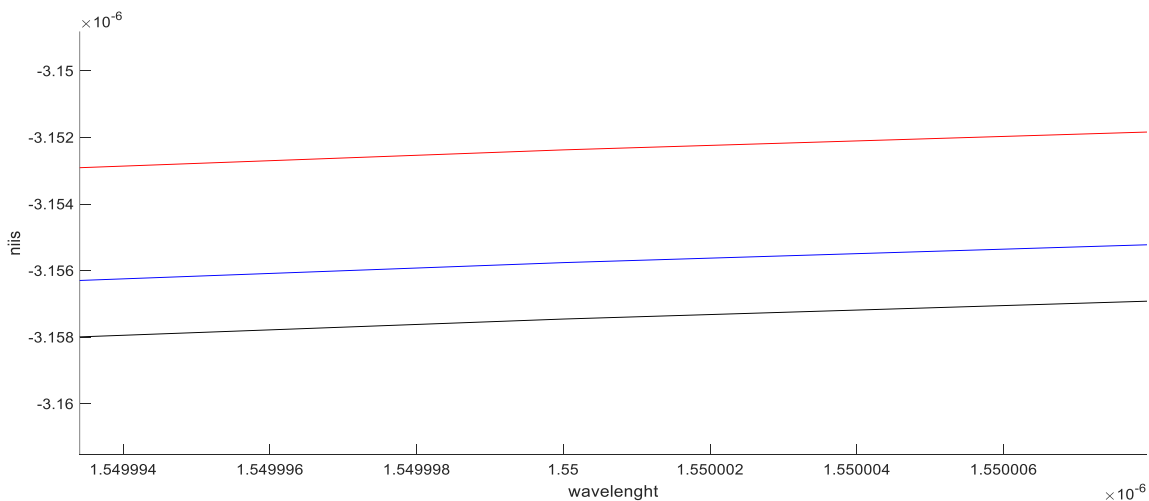
Σχήμα 4: (Φάσματα εκπομπής (μπλε) και απορρόφησης (κόκκινο) σε διαφορετικά επίπεδα άντλησης) [Φάσματα απορρόφησης (κόκκινο): 1mW(line), 500mW (circle), 1000 mW(dashed line), 1500 mW(plus sign), 2000 mW(square), Φάσματα εκπομπής (μπλε): 5000 mW(square), 7500 mW(plus sign), 10000 mW(dashed line), 15000mW (circle), 20000 mW(line)]

Εν συνεχεία, διατηρήσαμε σταθερή την ισχύ άντλησης (pumping power) στα 1 mW και διαφοροποιώντας κάθε φορά το φυσικό μήκος του κομματιού τις ίνας που είναι ντοπαρισμένο με ιόντα ερβίου παρατηρήθηκε ότι όσο αυξάνετε το υπόψη μήκος τόσο μειώνεται το φάσμα απορρόφησης όπως φαίνεται παρακάτω στο σχήμα 4. Τα μήκη που εξετάστηκαν για το συγκεκριμένο παράδειγμα είναι με αύξουσα σειρά τα 5 mm, 1 cm, 2 cm. Παρατηρούμε ότι, στο μήκος κύματος 1.550 nm παρουσιάζεται αρκετά μικρότερη απορρόφηση, γεγονός που είναι πολύ χρήσιμο γιατί στο συγκεκριμένο μήκος γίνονται οι εγγραφές των gratings και το συγκεκριμένο μήκος κύματος χρησιμοποιείται κατά κύριο λόγο σε εφαρμογές στις οπτικές επικοινωνίες.



Σχήμα 4: (Φάσματα απορρόφησης σε διαφορετικά φυσικά μήκη για ίνα ντοπαρισμένη με ιόντα ερβίου: 2 cm (black), 1cm (blue), 5 mm (red) για ισχύς άντλησης 1 mW.

Το σχήμα 5 απεικονίζει τις παραπάνω καμπύλες ανακλαστικότητας σε μεγέθυνση στο μήκος κύματος 1.550 nm. Παρατηρούμε ότι στο υπόψη μήκος κύματος υπάρχει μία διαφοροποίηση ως προς την εξασθένιση αλλά είναι σχετικά μικρή εξαιτίας των μικρών φυσικών μηκών που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση.



Σχήμα 5: Μεγέθυνση των καμπυλών ανακλαστικότητας για τη μήκη 5mm, 1 cm και 2 cm γύρω στα 1.550 nm.

9.4 Ανάλυση ενός Erbium-Doped Chirped Fiber Bragg Grating (ED-CFBG) με χρήση της Θεωρίας Γραμμών Μεταφοράς (TLM)

Τα μη ομοιόμορφα (non uniform) FBGs όπως είναι τα chirped (CFBGs) αποτελούν μία κατηγορία gratings που χρησιμοποιούνται ως αισθητήρες αλλά είναι πιο διαδεδομένα ως στοιχεία αντιστάθμισης διασποράς στις οπτικές ίνες. Όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας, ένα chirped FBG είναι εγγεγραμμένο με μία περίοδο Λ που επεκτείνεται σε ένα εύρος μηκών κύματος το οποίο χαρακτηρίζει και την ανακλαστικότητα του. Μία πιο πολύπλοκη εκδοχή του chirped FBG είναι το ED-CFBG το οποίο ουσιαστικά είναι εγγεγραμμένο σε ένα νοθευμένη με ιόντα ερβίου.

Σκοπός της παρούσας ενότητας αποτελεί η ανάλυση της φασματικής συμπεριφοράς ενός ED-CFBG με το μαθηματικό μοντέλο της TLM, δηλαδή η παρουσίαση και η επεξήγηση των φασμάτων ανακλαστικότητας και των καμπυλών των group delay που χαρακτηρίζουν το υπόψη grating, τα οποία μας οδήγησαν σε ασφαλή συμπεράσματα για την λειτουργία του και δημοσιεύτηκαν σε συνέδριο [29]. Επιπρόσθετα, γίνεται αναφορά σε ενδεχόμενες εφαρμογές και λειτουργίες που θα μπορούσε να εφαρμοσθεί ένα ED-CFBG λόγω των πολλών ιδιοτήτων που εμφανίζει.

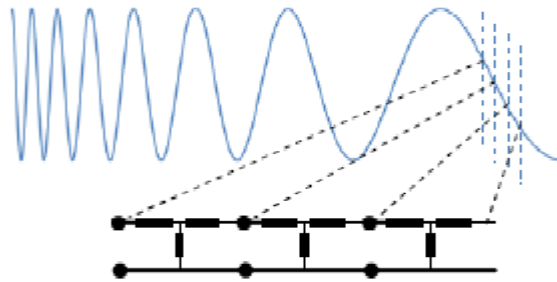
Τα μαθηματικά μοντέλα που έχουν χρησιμοποιηθεί και αναλυθεί στην παρούσα εργασία για την περιγραφή και την λειτουργία ενός chirped FBG είναι η Coupled Mode Theory (CMT) σε συνδυασμό με την μέθοδο T-Matrix Method (TMM) (κεφάλαιο 7) και η Θεωρία Γραμμών Μεταφοράς (TLM) (κεφάλαιο 8). Όσον αφορά την πρώτη μέθοδο (CMT-TMM) αν και είναι η πιο ευρέως διαδεδομένη μέθοδος ανάλυσης σε αυτές τις περιπτώσεις, έχει δύο σοβαρά μειονεκτήματα. Πρώτον, ο τρόπος εγγραφής πρέπει να είναι ημιτονικής μορφής και δεύτερον ότι απαιτείται στο μήκος κάθε τεμαχίου (segment) να υπάρχουν πολύ λίγες περίοδοι εγγραφής. Για αυτούς τους λόγους η μέθοδος CMT-TMM είναι πολύ καλή και αποτελεσματική για FBGs όπως είναι τα uniform αλλά γίνεται αρκετά δυσχερής και ανακριβής η εφαρμογή της έως και αναποτελεσματική για περιπτώσεις πιο πολύπλοκων FBGs όπως είναι τα chirped.

Η δεύτερη μέθοδος (TLM) αποτελεί επίσης μία αριθμητική μέθοδο η οποία όμως έχει το μεγάλο πλεονέκτημα να μπορεί να αναλύει την συμπεριφορά ενός διαδιδόμενου κύματος σε οποιασδήποτε μορφής εγγραφή. Δεν υπάρχει δηλαδή ο περιορισμός όπως συμβαίνει στην TMM για κύματα μόνο ημιτονικής μορφής. Η βασική τεχνική για την χρησιμοποίηση της TLM σε ένα chirped grating είναι ότι το τεμαχίζουμε σε πάρα πολύ μικρά κομμάτια με τον μοναδικό περιορισμό ότι το μήκος καθενός από αυτά θα πρέπει να πληροί την εξής συνθήκη:

$$L < \frac{\Lambda}{10}$$

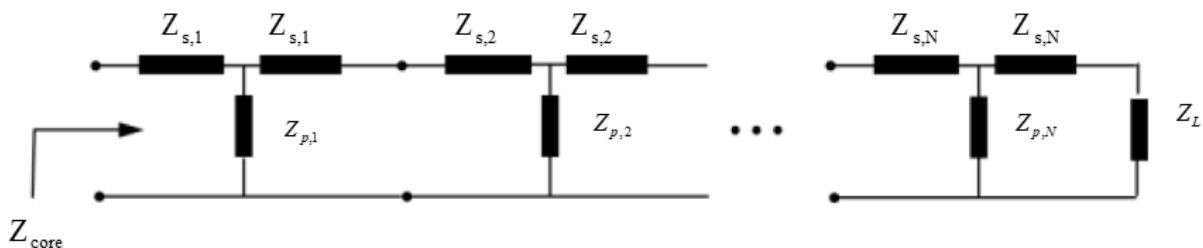
όπου L το φυσικό μήκος καθενός από τα κομμάτια και Λ η ελάχιστη περίοδος εγγραφής του grating.

Ως αποτέλεσμα, είναι δυνατόν να προσομοιώσουμε όλο το μήκος ενός ED-CFBG ως μία αλυσίδα από γραμμές μεταφοράς οι οποίες είναι σε σειρά μεταξύ τους (όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη ενότητα), ενώ κάθε μία από αυτές έχει διαφορετική χαρακτηριστική αντίσταση εξαρτώμενη από τον δείκτη διάθλασης του ξεχωριστού κομματιού του grating που προσομοιώνει. Στο σχήμα 6 κάθε τμήμα του grating που είναι μικρότερο από $\lambda/10$ μπορεί να αναπαρασταθεί με μία γραμμή μεταφοράς (σχ.6)



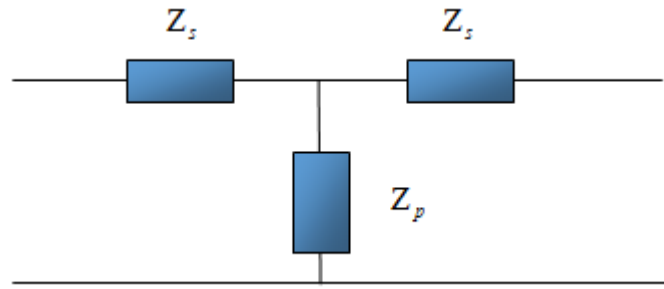
Σχήμα 6 (Αναπαράσταση κάθε layer ενός CFBG ως μία γραμμή μεταφοράς)

ή με ένα ισοδύναμο βασικό δίθυρο τοπολογίας ‘T’ (σχ.7) [29].



Σχήμα 7 (Η αντίσταση εισόδου στο ισοδύναμο κύκλωμα είναι η χαρακτηριστική αντίσταση του πυρήνα και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του συντελεστή ανάκλασης)

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω και για να αναλύσουμε την φασματική συμπεριφορά (ανακλαστικότητα και group delay) ενός ED-CFBG με την Μέθοδο των Γραμμών Μεταφοράς (TLM), χρησιμοποιώντας την παραπάνω τοπολογία του ‘T’ διθύρου, αντιμετωπίσαμε το grating ως μία σειρά από τέτοια δίθυρα τα οποία αντικαθιστούν κάθε ένα από κομμάτια που τεμαχίστηκε και τα οποία είναι διαφορετικά μεταξύ τους λόγω του ότι κάθε ένα από αυτά εμφανίζει διαφορετικό δείκτη διάθλασης n_i και κατά συνέπεια, η χαρακτηριστική τους αντίσταση Z_i καθώς και η σταθερά μετάδοσης γ_i είναι επίσης διαφορετικά. Δεδομένου ότι το μήκος καθενός από τα υπόψη κομμάτια είναι μικρό σε σχέση με το μήκος κύματος, μπορούμε να εξομοιώσουμε την γραμμή μεταφοράς με ένα βασικό δίθυρο τοπολογίας ‘T’ όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα :



όπου Z_s και Z_p οι ισοδύναμες αντιστάσεις που εξομοιώνουν την γραμμή μεταφοράς και ισούνται αντίστοιχα με:

$$Z_s = Z_i \cdot \tanh\left(\frac{\gamma_i \cdot L}{2}\right) \quad \text{και} \quad Z_p = \frac{Z_i}{\sinh(\gamma_i \cdot L)}$$

Εν συνεχεία, επιλύοντας την σειρά από τα "T" δίθυρα, δηλαδή μέσω των εν σειρά και εν παραλλήλω αντιστάσεων που συναντούμε μέχρι και την είσοδο του grating, βρίσκουμε την αρχική αντίσταση εισόδου η οποία δίνεται από την σχέση :

$$Z_{in} = Z_c \cdot \frac{1 + \rho \cdot (1 + 2 \cdot n_{is} \cdot k \cdot L)}{1 - \rho \cdot (1 + 2 \cdot n_{is} \cdot k \cdot L)}$$

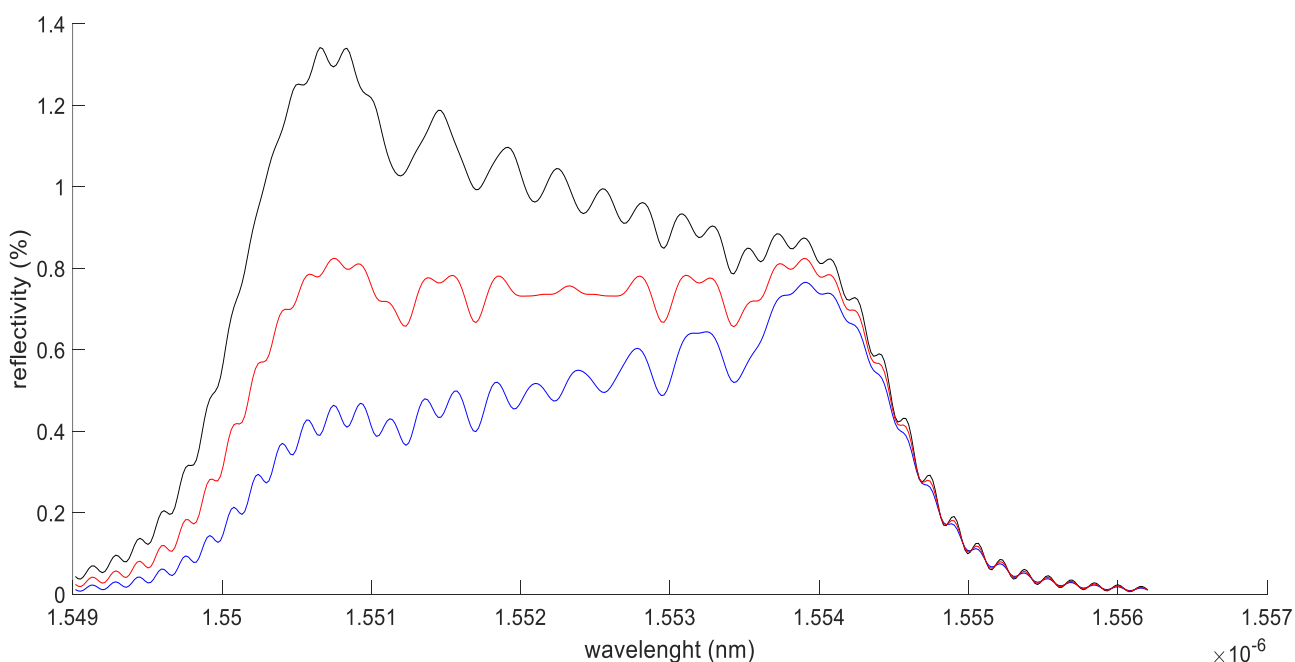
όπου ρ είναι ο συντελεστής ανάκλασης καθενός από τα επιμέρους κομμάτια, n_{is} ο φανταστικός δείκτης διάθλασης, k ο κυματαριθμός και L το συνολικό μήκος του grating.

Με βάση την παραπάνω σχέση υπολογίζουμε τον συντελεστή ανάκλασης, ο οποίος δίνεται από την σχέση:

$$\rho = \frac{Z_{in} - Z_c}{Z_{in} + Z_c}$$

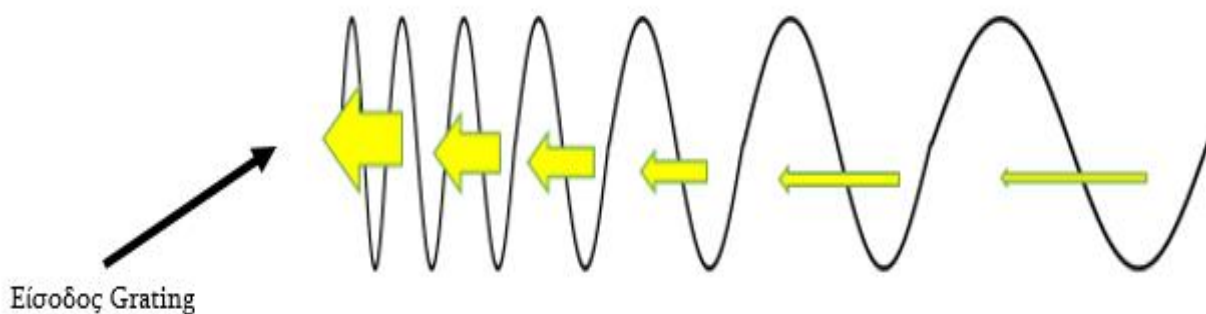
Χρησιμοποιώντας την παραπάνω προσέγγιση για την TLM δημιουργήσαμε κώδικα σε γλώσσα matlab για να προσομοιώσουμε την φασματική συμπεριφορά (ανακλαστικότητα και group delay) ενός ED-CFBG είτε με θετικό ή με αρνητικό φανταστικό δείκτη διάθλασης n_{is} τον οποίο χρησιμοποιούμε με βάση την ανάλυση που έγινε στο προηγούμενο κεφάλαιο και συγκρίναμε τα αποτελέσματα με τα αντίστοιχα χωρίς καθόλου νόθευση (σχ. 8-11). Τα επιμέρους στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν για την προσομοίωση του grating είναι: συνολικό μήκος $L=5\text{ mm}$, μήκος επιμέρους τεμαχίου 10^{-7} mm , μήκος κύματος Bragg $\lambda_B=1.550\text{ }\mu\text{m}$, δείκτη διάθλασης πυρήνα $n_{core}=1.56$, ενεργό δείκτη διάθλασης $n_{eff}=1.55$, βάθος διαμόρφωσης $\delta n=0.04\%$, εύρος μηκών κύματος από $1.549\text{ }\mu\text{m}$ έως $1.556\text{ }\mu\text{m}$ και βαθμό chirp 0.75 nm .

Στα διαγράμματα του σχήματος 5 για τα erbium doped chirped FBGs (ED-CFBGs) και το chirped grating χωρίς νόθευση παρατηρούμε 3 καμπύλες ανακλαστικότητας. Αυτή με το κόκκινο χρώμα αφορά ένα chirped grating με μηδενική νόθευση και φαίνεται ως αναμενόμεν η ανακλαστικότητα του σε όλο το εύρος των μηκών κύματος που διέρχονται μέσα από αυτό. Όσον αφορά τις άλλες δύο καμπύλες, αυτή με το μαύρο χρώμα αφορά την περίπτωση με θετικό n_{is} (μαύρο χρώμα) όπου υπάρχει ενίσχυση του σήματος στα αρχικά μήκη κύματος από όλο το εύρος των μηκών που διέρχονται μέσα από το grating ενώ στην περίπτωση με αρνητικό n_{is} (κόκκινο χρώμα) υπάρχει απορρόφηση στα ίδια μήκη κύματος.



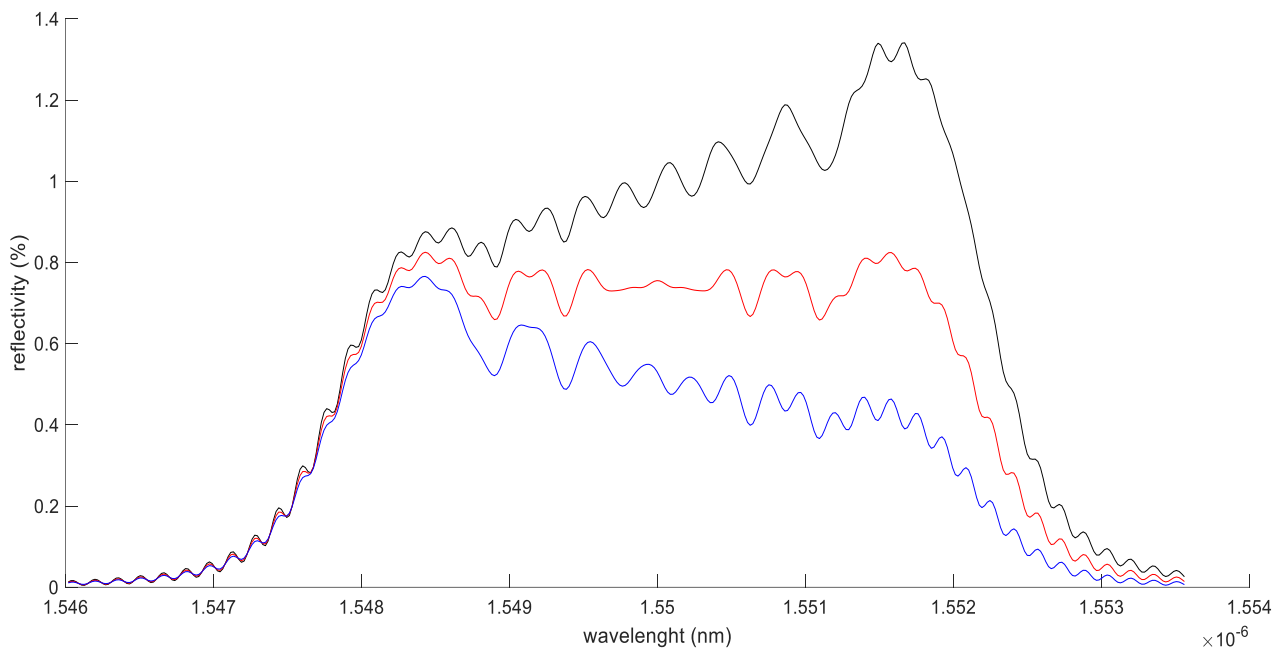
Σχ.8: Φάσματα ανακλαστικότητας για undoped chirped grating (red line), για erbium doped chirped grating (ED-CFBG) με θετικό n_{is} (black line) και με αρνητικό n_{is} (blue line).

Αυτό το φαινόμενο εξηγείται με την βοήθεια του σχήματος 9 όπου προσομοιάζεται η περίοδος εγγραφής ενός ED-CFBG. Με βάση την υπόψη περιοδικότητα παρατηρούμε ότι η περίοδος εγγραφής είναι μικρότερη στην αρχή του grating ενώ κατά μήκος αυτού μεγαλώνει. Λόγω της συγκεκριμένης περιοδικότητας εγγραφής από την είσοδο του grating και εξαιτίας της ύπαρξης του ερβίου στον πυρήνα της ίνας πάνω στην οποία έγινε η εγγραφή του, τα μικρότερα μήκη κύματος από το όλο το εύρος των μηκών που εισέρχονται μέσα από αυτό, ανακλώνται με μεγαλύτερο πλάτος δηλαδή ενισχύονται ενώ τα μεγαλύτερα από αυτά λόγω της εξασθένησης που υφίστανται κατά την διάδοση τους ανακλώνται με μικρότερη ισχύ και μικρότερο πλάτος. Απόδειξη αυτού αποτελούν τα σχήματα 10 και 11 που αφορούν την αντίθετη περίπτωση, δηλαδή η περίοδος εγγραφής του grating είναι μεγαλύτερη στην αρχή και κατά την διάδοση ελαττώνεται.



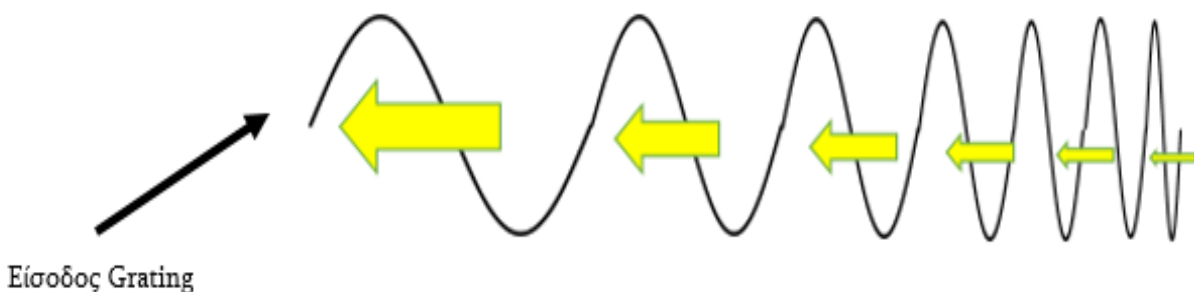
Σχ.9: Περίοδος εγγραφής ενός ED-FBG με τα αντίστοιχα ανακλώμενα κύματα από την εκάστοτε ξεχωριστή περίοδο εγγραφής.

Στο σχήμα 10 χρησιμοποιήσαμε το ίδιο ED-FBG όπως παραπάνω με τη μόνη διαφορά ότι αντιστρέψαμε την είσοδο του, από την οποία εισέρχονται τα μήκη κύματος και απεικονίζονται τα αντίστοιχα φάσματα ανακλαστικότητας με την διαφορά ότι, στην περίπτωση αυτή ενισχύονται λόγω της ύπαρξης του θετικού φανταστικού δείκτη διάθλασης τα μεγαλύτερα μήκη κύματος και εξασθενούν λόγω απορρόφησης τα αντίστοιχα στην περίπτωση του αρνητικού δείκτη διάθλασης.



Σχ.10: Φάσματα ανακλαστικότητας για undoped chirped grating (red line), για erbium doped chirped grating (ED-CFBG) με θετικό n_{is} (black line) και με αρνητικό n_{is} (blue line) .

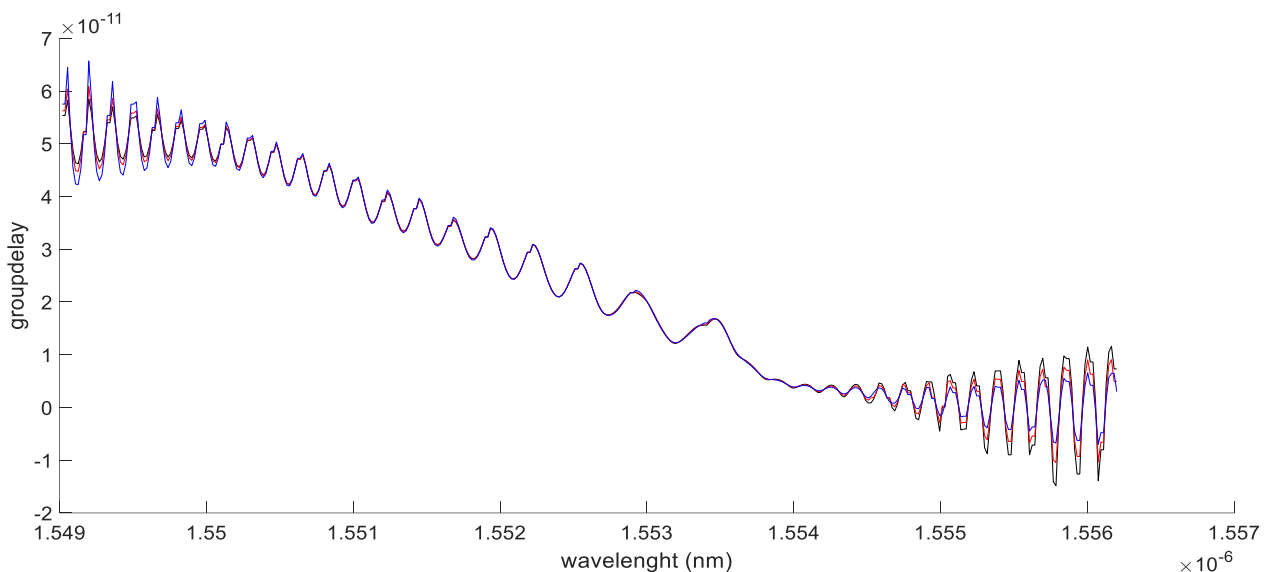
Στο σχήμα 11 φαίνεται η περίοδος εγγραφής του grating όπου στην είσοδο του έχει μεγαλύτερη περίοδο και κατά τον άξονα διάδοσης ελαττώνεται με αποτέλεσμα να ενισχύονται τα μεγαλύτερα μήκη κύματος και να εξασθενούν τα μικρότερα.



Σχ.11: Περίοδος εγγραφής ενός ED-FBG με τα αντίστοιχα ανακλώμενα κύματα από την εκάστοτε ξεχωριστή περίοδο εγγραφής.

Αυτά αποδεικνύουν ότι, η ύπαρξη των ιόντων ερβίου σε κομμάτι ίνας πάνω στο οποίο εγγράφουμε ένα chirped grating αναλόγως της ισχύος άντλησης και των επιπέδων νόθευσης σε ιόντα ερβίου, θα προκύψει πρόσημο στο φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης και θα έχουμε αντίστοιχα ενίσχυση ή απορρόφηση συγκεκριμένων μηκών κύματος αναλόγως της περιόδου εγγραφής που προτιμάται κάθε φορά.

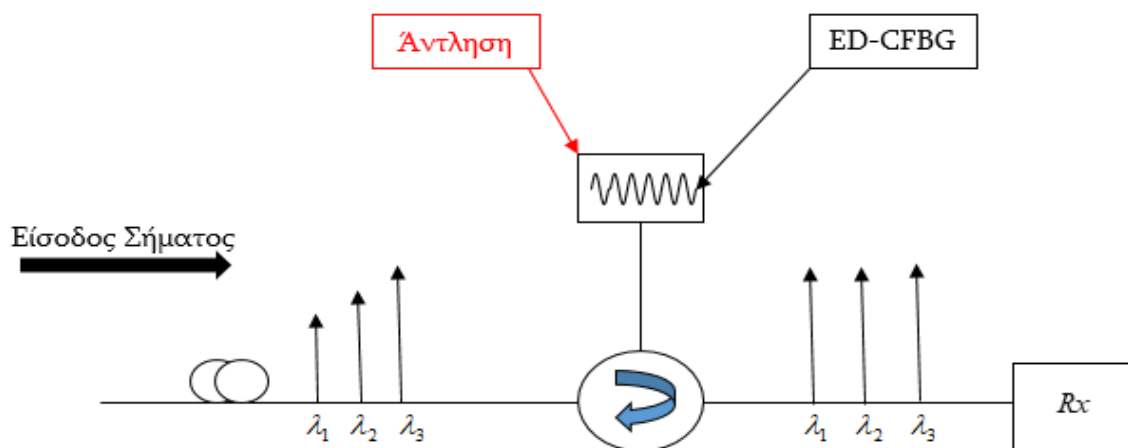
Όσον αφορά τα διαγράμματα για το group delay του σχήματος 12, παρατηρούμε ότι παραμένει σχεδόν αναλλοίωτο και για τις δύο περιπτώσεις όπως αναμενόταν, διότι όπως μπορούμε να καταλάβουμε από τα σχήματα 9 και 11, κατά την διάδοση των κυμάτων μέσα από ένα ED-FBG το μόνο που επηρεάζεται είναι το πλάτος των εκάστοτε ανακλώμενων λόγω της διαφορετικής περιόδου εγγραφής που συναντούν κάθε φορά χωρίς να επηρεάζεται καθόλου η φάση τους. Επειδή όλα αυτά τα ανακλώμενα είναι συμφασικά και παραμένουν αναλλοίωτα ως προς τη φάση η οποία και μόνο επιδρά σε οποιαδήποτε μεταβολή του group delay, αυτό παραμένει σχεδόν αναλλοίωτο. Οι μικρές αποκλίσεις που παρατηρούνται στην είσοδο και στην έξοδο του grating οφείλονται κατασκευαστικά στην ασυνέχεια που συναντούν τα ανακλώμενα κύματα ως προς την ομοιομορφία της περιόδου εγγραφής.



Σχ.12: Group delay για undoped chirped grating (red line), για erbium doped chirped grating (ED-CFBG) με θετικό n_{is} (black line) και με αρνητικό n_{is} (blue line) .

Συμπερασματικά, βλέπουμε ότι ένα ED-CFBG λόγω των ιδιοτήτων που εμφανίζει τόσο στα φάσματα ανακλαστικότητας (ενίσχυση ή απορρόφηση) όσο και στο group delay ανάλογα με την ισχύ άντλησης καθώς επίσης και με τα επίπεδα νόθευσης σε ιόντα ερβίου, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί σε διάφορες περιπτώσεις τόσο στις οπτικές επικοινωνίες όσο και σε εφαρμογές αισθητήρων ή ακόμα και στην δημιουργία laser.

Ένα παράδειγμα αποτελεί η χρησιμοποίηση ενός ED-CFBG σε ένα δίκτυο οπτικών ινών 5G (σχ.13). Σε ένα τέτοιο δίκτυο που διαδίδονται διάφορα μήκη κύματος μέσα από το δίκτυο οπτικών ινών, λόγω των χρωματικής διασποράς που υφίστανται καθώς επίσης και λόγω της διέλευσης τους μέσα από διάφορα οπτικά στοιχεία (π.χ ενισχυτές), ορισμένα από αυτά δύναται να εξασθενίσουν ή να ενισχυθούν και να μην φτάσουν στον δέκτη στην κατάλληλη ισχύ ώστε να μπορέσουν να αναγνωριστούν και να αξιοποιηθούν κατάλληλα. Ένα ED-CFBG θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ως στοιχείο ενίσχυσης ή απορρόφησης μέσα στο οποίο θα οδηγούνταν το σήμα διαμέσου ενός κυκλοφορητή. Εκεί με κατάλληλη ισχύ άντλησης και με το κατάλληλο grating όσον αφορά την περιοδικότητα του καθώς επίσης και την είσοδο του θα ενίσχυε ή θα εξασθενούσε το επιθυμητό φάσμα μηκών κύματος με αποτέλεσμα να έφταναν στον δέκτη με την επιθυμητή ισχύ (**amplitude equalization**).



Σχ.13: Παράδειγμα ενίσχυσης ή απορρόφησης μηκών κύματος διαμέσου ενός ED-CFBG σε ένα δίκτυο οπτικών ινών.

Ένα άλλο παράδειγμα εφαρμογής ενός ED-CFBG αποτελούν τα οπτικά στοιχεία με τα οποία θα μπορεί να ελέγχεται η ανακλαστικότητα βάσει της ισχύος άντλησης (**power depended reflectivity**). Σε αυτές τις περιπτώσεις, η ανακλαστικότητα και η κλίση ενός φάσματος είναι γραμμικά μεταβαλλόμενες στο επιθυμητό εύρος μηκών κύματος αναλόγως της περιόδου εγγραφής και της κατάλληλης επιλογής εισόδου στο grating. Έτσι, ρυθμίζοντας την ισχύ μπορεί να ελεγχθεί η κλίση καθώς και τα επίπεδα των φασμάτων ανακλαστικότητας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 10: Συμπεράσματα – Προτάσεις

Στην παρούσα εργασία εξετάστηκε η λειτουργία των Fiber Bragg Gratings (FBG's), αναφέρθηκαν οι τύποι των FBG's και τα χαρακτηριστικά του κάθε τύπου ξεχωριστά, αναφέρθηκαν οι τρόποι εγγραφής των Bragg Gratings στον πυρήνα της ίνας καθώς επίσης επισημάνθηκαν και οι εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιούνται τα FBGs κυρίως σε τηλεπικοινωνιακά οπτικά δίκτυα. Επιπροσθέτως, έγινε εκτεταμένη αναφορά στην Coupled Mode Theory (CMT) στην οποία βασιστήκαμε για να εξηγήσουμε τις σχέσεις σύζευξης ενός προσπίπτοντος κύματος σε ένα uniform Bragg grating με το αντίστοιχο ανακλώμενο, δηλαδή πως αλληλοεπιδρά ένα κύμα με τον εαυτό του καθώς εισέρχεται μέσα από ένα uniform grating. Τέλος οι σχέσεις που προέκυψαν από την θεωρία (CMT) εκφράστηκαν με την μορφή πινάκων και δόθηκαν οι σχέσεις με την μορφή T- Matrix.

Στη συνέχεια της εργασίας αναπτύχθηκε κώδικας προγραμματισμού στον οποίο εφαρμόστηκαν οι σχέσεις που προέκυψαν από την Coupled Mode Theory για uniform gratings και εξήχθησαν σχήματα και καμπύλες που ερμηνεύουν την συμπεριφορά τους.

Επίσης χρησιμοποιήθηκε η προσέγγιση της T- Matrix Method (TMM) με σκοπό να μελετηθεί η συμπεριφορά ενός chirped grating, το οποίο αποτέλεσε και το αντικείμενο της εργασίας και παρουσιάστηκαν αποτελέσματα της υπόψη ανάλυσης, δηλαδή έγινε τεμαχισμός του chirped grating σε N κομμάτια κάθε ένα από τα οποία συμπεριφέρεται ως uniform grating με ξεχωριστή περίοδο (Λ) και εξετάστηκε η σύγκλιση της μεθόδου. Επιπροσθέτως, χρησιμοποιήθηκε η Θεωρία Γραμμών Μεταφοράς (TLM) για να προσομοιωθεί η συμπεριφορά ενός grating και εν συνεχεία συγκρίνονται τα αποτελέσματα με αυτά της T- Matrix Method (TMM).

Επιπροσθέτως, έγινε εκτίμηση του group delay, και αναφέρθηκαν τρόποι ανάλυσης και ερμηνείας του.

Η μεθοδολογίες αυτές εφαρμόστηκαν για πρώτη φορά, μελετήθηκε η φασματική συμπεριφορά (ανακλαστικότητα και group delay) ενός Erbium-Doped Chirped FBG. Τα αποτελέσματα ανακοινώθηκαν σε συνέδριο [29] και προέκυψαν- σχολιάστηκαν πιθανές εφαρμογές τους.

Σε επόμενες εργασίες με σκοπό να ξεπεράσουμε τις δυσκολίες που παρουσιάζονται κατά την εγγραφή ενός grating νοθευμένο με ιόντα ερβίου με μεθόδους όπως π.χ η phase mask, πρόκειται να αξιοποιήσουμε την μεθοδολογία που αναπτύξαμε όσον αφορά την φασματική ανάλυση για ένα ED-CFBG με χρήση της TLM, με σκοπό την εγγραφή τέτοιου είδους gratings με την μέθοδο του fs-laser.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ - ΠΗΓΕΣ

Βιβλιογραφία – Πηγές σε ξένες γλώσσες

- [1] Y. f. D. C. J. B.S. Kawasaki, K. O. Hill, Narrow-band bragg reflectors in optical fibers, *Opt. Letters* 3 (1978) 66–68.
- [2] W. g. G. Meltz, W.W. morey, Formation of bragg grating in optical fibers by a transverse holographic method, *Opt* 14 (1989) 823–825.
- [3]. Lee B. Review of the present status of optical fiber sensors. *Optical Fiber Technology*, 2003, 9(2): 57–79
- [4]. Rao Y J. In-fibre Bragg grating sensor. *Measurement Science & Technology*, 1997, 8(4): 355–375
- [5]. Othonos A. Fiber Bragg gratings. *Review of Scientific Instruments*, 1997, 68(12): 4309–4341
- [6] Tosi, D. Review of Chirped Fiber Bragg Grating (CFBG) Fiber-Optic Sensors and Their Applications. *Sensors* 2018, 18, 2147
- [7] Chen, C., Xiong, L., Caucheteur, C., Megret, P. and Albert, J. “Differential strain sensitivity of higher order cladding modes in weakly tilted fiber Bragg gratings”, *Photonic Applications for Aerospace, Transportation, and Harsh Environments*, Boston, MA, USA, 63790E-7 (2006)
- [8] S.W. James, R.P. Tatam, "Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application," *Meas. Sci. Technol.* 14, R49–R61 (2003)
- [9] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S.Kawasaki: “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Appl. Phys. Lett.* 32, 647-649 (1978)
- [10] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii: “Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers,” *Opt. Lett.* 3, 66-68 (1978)

- [11] G. Meltz, W.W. Morey, and W. H. Glenn: "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* 14, 823-825 (1989)
- [12] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams: "All-fiber narrow band reflection grating at 1500 nm," *Electron. Lett.* 26, 730-732 (1990)
- [13] B. J. Eggleton, P. A. Krug, and L. Poladian: "Experimental demonstration of compression of dispersed optical pulses by reflection from self-chirped optical fiber Bragg gratings," *Opt. Lett.* 19, 877-880 (1994)
- [14] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert: "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure thorough a phase-mask," *Appl. Phys. Lett.* 62, 1035-1037 (1993)
- [15] B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert: "Point-by-point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fiber using single excimer pulse refractive index modification techniques," *Electron. Lett.* 29, 1668-1669 (1993)
- [16] V. Mizrahi, J. Sipe, optical properties of photosensitive fiber phase gratings, *J. Lightwave Technol.* 11 (1993) 1513-1517.
- [17] J. C. E. Peral, J. Marti, iterative solution to the Gelfand-Levitan-Mar.enko equations and applications to synthesis of fiber gratings, *IEEE J. Quantum Electron.* 32 (1996) 2048-2078.
- [18] D. C. J. K. O. Hill, Y. Fujii, B. S. Kawasaki, Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication, *Appl. Phys. Lett.* 32 (10) (1978) 647-649.
- [19] M. R. O. M. K. S. H. Measures RM, Alavie AT, Bragg grating structural sensing system for bridge monitoring, in: *SPIE 2294, Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors IV*, 53, 1994, pp. 23-28.
- [20] Othonos, Andreas et al. "Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing." (1999).
- [21] Qi, J. (2013), "A comparison study of the sensing characteristics of FBG and TFBG", *Sensor Review*, Vol. 33 No. 1, pp. 68-79.

[22] Stephen.W James and Ralph.P Tatam “Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application” (2003)

[23] <https://fibergratings.com/wp/uncategorized/phase-shifted-fiber-bragg-gratings-fbgs/>

[24] Suebarkul, Suchat & Yupapin, Preecha. (2003), “A phase mask fiber grating and sensing applications”, Songklanakarin Journal of Science and Technology.

[25] Dewra, Sanjeev & Plaha, Vikas & Grover, Amit. (2015). Fabrication and Applications of Fiber Bragg Grating-A Review. Advance Engineering Technology and Application-An International Journal.

[26] N.A.Stathopoulos, S.P.Savaidis, H.Simos, E.Rigas, R.G.Correia, S.W.James, R.P.Tatam “Transmission line method for the simulation of Fiber Bragg Gratings”, Applied Optics, Vol. 58, Issue 2, 353-360, (2019)

[27] N.A.Stathopoulos, S.P.Savaidis, H.Simos, M.Rangoussi, P.Kervalishvili “Simulation and properties of Erbium-doped Distributed Bragg Reflectors (ED-DBR) and Fiber Bragg Gratings (ED-FBG)” Optical Fiber Technology, Vol. 19, Issue 5, 369-377, (2013)

[28] E. Desurvire “Erbium Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications” Wiley 1994

[29] N. A. Stathopoulos and P. Poulakos, "Analysis of non-uniform and Erbium-Doped Fiber Bragg Gratings (ED-CFBG), using a Transmission-Lines Model," in OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF), L. Caspani, A. Tauke-Pedretti, F. Leo, and B. Yang, eds., OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020), paper JTU3F.10.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α1

Κώδικας matlab για ανακλαστικότητα (reflectivity) και μετάδοση (transmission) για uniform grating

```
L=0.005;
neff=1.55;
ncore=1.56;
lamdab=1.5302*1e-6;
LL=lamdab/(2*neff);
deltaneff=ncore/23300;
N=200;
lamda1=1.5293*1e-6;
lamda2=1.5313*1e-6;
lamda=linspace(lamda1,lamda2,N);

for z=1:N
    T=[1,0;0,1];
    delta=2*pi*neff/lamda(z)-(pi/LL);
    ksi=pi*deltaneff/lamda(z);
    k=sqrt(ksi^2-delta^2);
    T=T*[cosh(k*L)+j*(delta/k)*sinh(k*L),-j*(ksi/k)*sinh(k*L);
        j*(ksi/k)*sinh(k*L),cosh(k*L)-j*(delta/k)*sinh(k*L)];
    R(z)=abs((-T(2,1)/T(2,2)))^2;
    S(z)=abs((1/T(2,2)))^2;
end

hold on;
subplot(1,2,1)
plot(lamda,R,'red')
xlabel('wavelength')
ylabel('reflectivity')
hold off

hold on;
subplot(1,2,2)
plot(lamda,S,'blue')
xlabel('wavelength')
ylabel('transmission')
hold off
```


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α2

Κώδικας matlab με τις αποκρίσεις του group delay για uniform grating

```
L=0.005;
neff=1.55;
lamdab=1.550*1e-6;
LL=lamdab/(2*neff);
deltaneff=0.0004;
N=200;
lamda1=1.548*1e-6;
lamda2=1.552*1e-6;
lamda=linspace(lamda1,lamda2,N);
deltalamda=(lamda2-lamda1)/(N-1);
c=3*10^8;
for z=1:N
    T=[1,0;0,1];
    delta=2*pi*neff/lamda(z)-(pi/LL);
    ksi=pi*deltaneff/lamda(z);
    k=sqrt(ksi^2-delta^2);
    T=T*[cosh(k*L)+j*(delta/k)*sinh(k*L),-j*(ksi/k)*sinh(k*L);
        j*(ksi/k)*sinh(k*L),cosh(k*L)-j*(delta/k)*sinh(k*L)];
    R(z)=abs((-T(2,1)/T(2,2)))^2;
    synt(z)=-T(2,1)/T(2,2);
    phase(z)=angle(synt(z));
end
for ii=2:N
    gd(ii)=(-lamda(ii)^2/(2*pi*c))*((phase(ii)- phase(ii-1))/deltalamda);
end
for ii=2:N-1
    if abs(gd(ii))>2*abs(gd(ii-1)-gd(ii+1))
        gd(ii)=gd(ii+1);
    end
end

hold on;
subplot(1,2,1)
plot(lamda,R,'red')
xlabel('wavelength')
ylabel('reflectivity')
hold off

hold on;
subplot(1,2,2)
plot(lamda,gd,'blue')
xlabel('wavelength')
ylabel('groupdelay')
hold off
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α3

Κώδικας matlab με την ανακλαστικότητα (reflectivity) και την απόκριση του group delay για chirped grating με χρήση της TMM.

```
L=0.005;
neff=1.55;
lamdab=1.550*1e-6;
LO=lamdab/(2*neff);
deltaneff=0.0004;
N=800;
M=100;
lamda1=1.549*1e-6;
lamda2=1.557*1e-6;
lamda=linspace(lamda1,lamda2,N);
deltalamda=(lamda2-lamda1)/(N-1);
c=3e8;

for z=1:N
    T=[1,0;0,1];

    for ii=1:M
        L=200*(LO+ii*2*0.75*1e-9/M);
        delta=2*pi*neff/lamda(z)-(200*pi/L);
        ksi=pi*deltaneff/lamda(z);
        k=sqrt(ksi^2-delta^2);
        T=T*[cosh(k*L)+j*(delta/k)*sinh(k*L),-j*(ksi/k)*sinh(k*L);
            j*(ksi/k)*sinh(k*L),cosh(k*L)-j*(delta/k)*sinh(k*L)];
    end
    R(z)=abs((-T(2,1)/T(2,2)))^2;
    synt(z)=-T(2,1)/T(2,2);
    phase(z)=angle(synt(z));
end

for iii=2:N
    gd(iii)=(-lamda(iii)^2/(2*pi*c))*
    ((phase(iii)- phase(iii-1))/deltalamda);
End

for iii=2:N-1
    if abs(gd(iii))> 2*abs(gd(iii-1)-gd(iii+1))
        gd(iii)=gd(iii+1);
    end
end
end
```

```
hold on;  
subplot(1,2,1)  
plot(lamda,R,'blue')  
xlabel('wavelength')  
ylabel('reflectivity')  
hold off
```

```
hold on;  
subplot(1,2,2)  
plot(lamda,gd,'red')  
xlabel('wavelength')  
ylabel('groupdelay')  
hold off
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α4

Κώδικας matlab με την ανακλαστικότητα (reflectivity) και την απόκριση του group delay για chirped grating με χρήση της TLM.

```
neff=1.55;
no=1.56;
lamdaB=1.55e-6;
LL=lamdaB/(2*neff);
L=5e-3;
DL=100e-9;
nis=0;

for ii=1:400
lamda(ii,1)=ii*0.018e-9+1.549e-6;
ko=2*pi/lamda(ii,1); ZoM=1;
Zin(1)=ZoM;

IM(1)=1/sqrt(ZoM);
VM(1)=1;

for iii=1:50000
Dn2=2*no*(no/2330)*cos( (2*pi/(LL+(1*iii)*1.5e-14)) *(iii)*DL );

index(iii,1)=Dn2;
K11=-j*ko*Dn2/(2*no);
k1=-j*no*Dn2/(2*ko);
ZM=ZoM*sqrt((2*K11-j*neff*ko)/(2*k1-j*neff*ko));
gM=sqrt((2*K11-j*neff*ko)*(2*k1-j*neff*ko));

Zin(iii+1)=ZM*(Zin(iii)+ZM*tanh(gM*DL))/(ZM+Zin(iii)*tanh(gM*DL));
refl(iii)=(Zin(iii+1)-ZM)/(Zin(iii+1)+ZM);
Zin(iii+1)=ZM*(1+refl(iii)*(1+2*nis*ko*DL))/(1-refl(iii)*(1+2*nis*ko*DL));
IM(iii+1)=IM(iii)*(cosh(gM*DL)+sinh(gM*DL)*Zin(iii)/ZM);
VM(iii+1)=VM(iii)*(cosh(gM*DL)+sinh(gM*DL)*ZM/Zin(iii));
end

Z=Zin(50000);

p(ii,1)=(Z-ZoM)/(Z+ZoM);
phase(ii,1)=angle(p(ii,1));
pp(ii,1) = abs(p(ii,1))^2;
ttt(ii,1)=abs(ZoM*(1-p(ii,1)^2)/(IM(50000)^2*Z));
```

```

delta=ko*neff-pi/LL;
ksi=j*ko*no/4660;
gamma=sqrt(abs(ksi)^2-delta^2);
TT=[cosh(gamma*L/2)+j*delta*sinh(gamma*L/2)/gamma, ksi*sinh(gamma*L/2)/gamma;
    conj(ksi)*sinh(gamma*L/2)/gamma,cosh(gamma*L/2)-j*delta*sinh(gamma*L/2)/gamma];
T=[cosh(gamma*L/2)+j*delta*sinh(gamma*L/2)/gamma, exp(j*pi*0)*ksi*sinh(gamma*L/2)/gamma;
    conj(exp(j*pi*0)*ksi)*sinh(gamma*L/2)/gamma,cosh(gamma*L/2)-
j*delta*sinh(gamma*L/2)/gamma];
TT=TT*T;
r(ii,1)=-TT(2,1)/TT(2,2);
t(ii)=1/TT(2,2);
rr(ii,1)=abs(r(ii,1))^2;
tt(ii,1)=abs(t(ii))^2;
phase_(ii,1)= -angle(r(ii,1));

for ii=2:400
gd(ii,1)=(lamda(ii,1)^2/(2*pi*3e8))*(phase(ii,1)-phase(ii-1,1))/0.018e-9;
end
gd(1,1)=gd(2,1);
for ii=2:399
if abs(gd(ii,1)) > 2*abs(gd(ii-1,1)-gd(ii+1,1))
    gd(ii,1)=gd(ii+1);
end
end
for ii=2:399
if abs(gd_(ii,1)) > 2*abs(gd_(ii-1,1)-gd_(ii+1,1))
    gd_(ii,1)=gd_(ii+1);
end
end

hold on;
plot(lamda,tt,'blue',lamda,pp,'black',lamda,rr,'red');
plot(lamda,tt,'black',lamda,ttt,'red');
hold on;
figure
plot(lamda,pp,'blue');
plot(lamda,rr,'black',lamda,pp,'blue');
plot(lamda,ttt,'red');
figure
plot(lamda,gd,'red');
plot(index);
figure
plot(lamda,phase,'green');

```