



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

**ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ**

**ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ
ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ ΚΑΙ
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ**

**Σχεδιασμός και βελτιστοποίηση περιθλαστικών δομών
υλοποιημένων σε πλατφόρμα ολοκλήρωσης πυριτίου για
εφαρμογές αισθητήρων**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γεώργιος Συριόπουλος

Επιβλέπων: Ηρακλής Αβραμόπουλος

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2021



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

**ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ**

**ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ
ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ ΚΑΙ
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ**

**Σχεδιασμός και βελτιστοποίηση περιθλαστικών δομών
υλοποιημένων σε πλατφόρμα ολοκλήρωσης πυριτίου για
εφαρμογές αισθητήρων**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Γεώργιος Συριόπουλος

Επιβλέπων: Ηρακλής Αβραμόπουλος

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 13^η Οκτωβρίου 2021

.....
Ηρακλής Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Γεώργιος Ματσόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Αθανάσιος Παναγόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2021

.....

Γεώργιος Συριόπουλος

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Γεώργιος Συριόπουλος, 2021.

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας 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 συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Δουλεύω καλύτερα τώρα καθαρίζοντας πατάτες...

Είναι για εμένα ό,τι ήταν η λείανση φακών για τον Σπινόζα.

-Λούντβιχ Βιτγκενστάιν

Περίληψη

Η χρήση σύνθετων υλικών, λόγω των σημαντικών πλεονεκτημάτων τους σε αντοχή και βάρος, αποτελεί βασικό γνώρισμα της σύγχρονης αεροναυπηγικής, με προοπτική επέκτασής τους στην αυτοκινητοβιομηχανία. Με δεδομένη την δυνατότητα ενσωμάτωσης φωτονικών αισθητήρων στα συγκεκριμένα υλικά, η υιοθέτησή τους στα ίδια τα εργαλεία παραγωγής σύνθετων υλικών, είναι δυνατή μία σημαντική βελτίωση στην αποδοτικότητά τους. Τέτοιοι αισθητήρες μπορούν να υλοποιηθούν σε πλατφόρμα ολοκλήρωσης πυριτίου, για φθηνότερη παραγωγή μεγάλης κλίμακας.

Στην παρούσα διπλωματική, επιλέχθηκε η μελέτη αισθητήρα θερμοκρασίας, περιθλαστικής δομής Bragg. Αρχικά, θα παρουσιάσουμε βασικές έννοιες της ολοκληρωμένης φωτονικής, όπως και αλγορίθμους αριθμητικής επίλυσης που θα χρησιμοποιηθούν.

Κατόπιν, θα μοντελοποιηθούν και θα προσομοιωθούν αντίστοιχες δομές, συγκεκριμένης γεωμετρίας, και καταλήγουμε στις βέλτιστες διαστάσεις τους σε θερμοκρασία δωματίου. Στην συνέχεια, μελετάται η συμπεριφορά των στοιχείων που επιλέχθηκαν, σε προσομοιώσεις μεταβολής θερμοκρασίας, βάσει του αλγορίθμου EME, λόγω σημαντικών πλεονεκτημάτων υπολογιστικής ταχύτητας σε περιοδικά πλέγματα.

Οι παραπάνω δομές υλοποιούνται και επιλέγεται η κατάλληλη πειραματική διάταξη για τον χαρακτηρισμό τους, συγκρίνοντας την συμπεριφορά τους με την αναμενόμενη.

Λέξεις κλειδιά

Ολοκληρωμένη φωτονική, αισθητήρας θερμοκρασίας, πλέγμα Bragg, περιθλαστικά φράγματα

Abstract

Owing to their advantages in strength and weight, the use of composite materials is a significant feature of modern aircraft production, potentially finding uses in the car industry. With a known capability of embedding photonic sensors, the adoption of such materials in tools for composite production, makes it possible to increase their productivity. Such sensors can be implemented in a silicon integration platform, for highly scalable production.

In our thesis, the chosen structure is one of a Bragg grating type, working as a temperature sensor. Initially, elementary concepts of integrated photonics are introduced, as are numerical algorithms that will be later used.

Later, such designs will be modelled and simulated, in order to extract dimensions of gratings with optimal response in room temperature. Consequently, these gratings are studied and simulated, having temperature as a variable, using the EigenMode expansion (EME) algorithm, which holds significant advantages in computational complexity for periodic structures.

The above sensors are produced and after a suitable experimental setup is chosen, their characterization proceeds, and their response is compared to the one expected.

Keywords

Integrated photonics, temperature sensor, Bragg gratings, diffraction gratings

2.4.1	FDTD.....	38
2.4.2	EME.....	40
2.4.3	FDE.....	43
Κεφάλαιο 3: Σχεδιασμός Δομής Bragg.....		47
3.1	Πρώτες σχεδιαστικές παραδοχές – Μεθοδολογία.....	47
3.2	FDE.....	50
3.2.1	TE πόλωση.....	55
3.2.2	TM πόλωση.....	56
3.3	EME.....	56
3.3.1	Διαλογή δομών.....	56
3.3.1.1	TE πόλωση.....	59
3.3.1.2	TM πόλωση.....	61
3.3.1.3	Συμπεράσματα.....	64
3.3.2	Προσομοιώσεις θερμοκρασίας.....	64
3.3.2.1	TE πόλωση.....	65
3.3.2.2	TM πόλωση.....	67
3.3.2.3	Συμπεράσματα.....	69
Κεφάλαιο 4: Χαρακτηρισμός των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων.....		71
4.1	Πειραματική διάταξη.....	71
4.2	Μετρήσεις.....	75
4.2.1	Ακρίβεια μετρήσεων.....	75
4.2.2	Αποτελέσματα σε θερμοκρασία δωματίου.....	77
4.2.3	Αποτελέσματα με μεταβαλλόμενη θερμοκρασία.....	81
4.2.4	TM πλέγματα.....	83
Κεφάλαιο 5: Συμπεράσματα-Προοπτικές.....		86
5.1	Σύνοψη-Συμπεράσματα.....	86
5.2	Μελλοντική έρευνα.....	86
5.2.1	Επόμενη φάση σχεδιασμού.....	86
5.2.2	Προοπτικές άλλων εφαρμογών.....	86

Ευρετήριο Εικόνων

1-1 Ο Lawrence Curtiss επιδεικνύει την διαδικασία παραγωγής ίνας γαστροσκοπίου (1957).....	14
1-2 Διάταξη κυματοδηγού λωρίδας.....	16
1-3 Κάθετη διατομή κυματοδηγού ράβδωσης.....	17
1-4 Εξέλιξη των τρόπων διάδοσης κατά μήκος του κυματοδηγού ράβδωσης.....	17
1-5 Διάταξη κυματοδηγού σχισμής.....	18
1-6 Το διάγραμμα E-k του πυριτίου, επισημαίνεται το ενεργειακό διάκενο.....	20
1-7 Το διάγραμμα E-k του GaAs.....	20
1-8 Τα διαφορετικά στάδια της BSOI.....	23
1-9 Τα βήματα της μεθόδου Smart Cut.....	24
1-10 Οπτικός διαμορφωτής διαχωρισμού πόλωσης.....	25
1-11 Τεχνική έγχυσης ρητίνης.....	28
2-1 Ανακλάσεις ακτίνας στο εσωτερικό κυματοδηγού.....	31
2-2 Η μέθοδος ενεργού δείκτη διάθλασης.....	32
2-3 Φράγμα παράλληλης πλάκας.....	34
2-4 Ο αλγόριθμος Leapfrog για τον υπολογισμό του H/M πεδίου.....	39
2-5 Το τρισδιάστατο πλέγμα Yee.....	40
2-6 Το πλέγμα του Yee σε δύο διαστάσεις.....	41
2-7 Οι συντελεστές των τρόπων διάδοσης.....	44
3-1 Η διάταξη κυματοδηγού κορυφογραμμής.....	48
3-2 Το μοντέλο του δείκτη διάθλασης του πυριτίου.....	50
3-3 Κάθετη τομή της δομής με επισήμανση των δεικτών διάθλασης.....	51
3-4 Ένταση ηλεκτρικού πεδίου ενός παρασιτικού ρυθμού.....	51
3-5 Ένταση ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στην TE πόλωση.....	52
3-6 Ένταση ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στην TM πόλωση.....	52
3-7 Οι διαστάσεις του κελιού στο νέο πλέγμα Yee.....	54
3-8 Το μοντέλο προσομοίωσης με επισήμανση (πορτοκαλί) της περιοχής του δεύτερου πλέγματος Yee.....	54
3-9 Προσομοιώσεις FDE στην TE πόλωση.....	55
3-10 Προσομοιώσεις FDE στην TM πόλωση.....	56
3-11 Η εκτέλεση του αλγορίθμου EME.....	57
3-12 Το φάσμα της ανακλώμενης και μεταφερόμενης ισχύος.....	58
3-13 Ο θεμελιώδης και οι παρασιτικοί ρυθμοί.....	59
3-14 Προσομοιώσεις EME στην TE πόλωση.....	60
3-15 Προσομοιώσεις EME στην TM πόλωση.....	63
3-16 Προσομοιώσεις θερμοκρασίας 1 ^η δομής στην TE πόλωση.....	65
3-17 Προσομοιώσεις θερμοκρασίας 2 ^η δομής στην TE πόλωση.....	66
3-18 Προσομοιώσεις θερμοκρασίας 1 ^η δομής στην TM πόλωση.....	67
3-19 Προσομοιώσεις θερμοκρασίας 2 ^η δομής στην TM πόλωση.....	68

4-1 Τμήμα της μάσκας στο Klayout.....	71
4-2 Τμήμα πλέγματος TE πόλωσης.....	71
4-3 Σχεδιάγραμμα της πειραματικής διάταξης.....	72
4-4 Η λειτουργία της χρησιμοποιούμενης πηγής.....	73
4-5 Φωτογραφίες της πειραματικής διάταξης.....	74
4-6 Η αλλαγή συντελεστή διάθλασης κατά μήκος ενός phase-shifted Bragg πλέγματος.....	75
4-7 Το phase-shifted φράγμα Bragg που χρησιμοποιούμε στο πείραμα.....	76
4-8 Φάσμα και κεντρική συχνότητα της ισχύος των ανακλάσεων.....	77
4-9 Αντιπαραβολή πειραματικού φάσματος και αποτελεσμάτων προσομοίωσης δομής για TE πόλωση.....	78
4-10 Πειραματικό φάσμα ανακλάσεων 2 ^{ης} δομής TE πόλωσης.....	79
4-11 Πειραματικό φάσμα ανακλάσεων 3 ^{ης} δομής TE πόλωσης.....	80
4-12 Πειραματικό φάσμα ανακλάσεων 4 ^{ης} δομής TE πόλωσης.....	80
4-13 Μεταβολή θερμοκρασίας συναρτήσει του χρόνου.....	81
4-14 Μεταβολή φάσματος και κεντρικής συχνότητας δομής συναρτήσει της αλλαγής θερμοκρασίας.....	82
4-15 Μεταβολή φάσματος και κεντρικής συχνότητας 2 ^{ης} δομής συναρτήσει της αλλαγής θερμοκρασίας.....	83
5-1 Σκαρίφημα βιοαισθητήρα φράγματος Bragg.....	86
5-2 Κεκλιμένη διεπαφή γυαλιού-σε-πυρίτιο.....	86
5-3 Διάταξη Ge-on-Si.....	88

Ευρετήριο Πινάκων

3.1 Παράμετροι κατασκευαστή πλακιδίων.....	47
3.2 Διαστάσεις δομών που επιλέχθηκαν για TE πόλωση.....	61
3.3 Διαστάσεις δομών που επιλέχθηκαν για TM πόλωση.....	63

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών κατά την ακαδημαϊκή περίοδο 2020-2021.

Αρχικά θέλω να ευχαριστήσω τον επικεφαλής του εργαστηρίου, Καθηγητή κ. Ηρακλή Αβραμόπουλο που μέσω αυτής της εργασίας μου έδωσε την δυνατότητα όχι μόνο να εμβαθύνω σε πλευρές μιας αναδύομενης τεχνολογίας, αλλά και να ζήσω για λίγο την καθημερινότητα μιας ερευνητικής ομάδας, ακόμη και σε συνθήκες πανδημίας.

Είναι παραπάνω από αναγκαίο να ευχαριστήσω τους μεταδιδακτορικούς ερευνητές Χάρη Ζερβό και Γιάννη Πουλόπουλο. Η πολύμηνη βοήθεια και καθοδήγηση τους σε όλη την διάρκεια εκπόνησης της εργασίας ήταν καθοριστική. Χαρακτηριστική είναι η επιμονή του Γιάννη να εξηγεί μέχρι και την παραμικρή λεπτομέρεια κατά την διάρκεια του πειραματικού χαρακτηρισμού των δομών.

Οφείλω να ευχαριστήσω την οικογένεια μου, ιδιαίτερα τους γονείς μου Παναγιώτη και Νίκη, για το παράδειγμά τους και την μεγάλη υπομονή που έδειξαν όλα αυτά τα χρόνια.

1. Εισαγωγή

1.1 Κυματοδηγοί: Ιστορικά στοιχεία

Η θεμελίωση της Θεωρίας του Ηλεκτρομαγνητισμού, έδωσε νέα ώθηση στην διερεύνηση φαινομένων, που η εμπειρική επαφή μαζί τους, ήδη είχε προσφέρει πλήθος εφαρμογών. Αρχικά, το βάρος δόθηκε στην αξιοποίηση χαμηλών συχνοτήτων για εγκάρσια ηλεκτρομαγνητικά (TEM) κύματα. Στα τέλη του 19^{ου} αιώνα, ο Rayleigh, συνεχίζοντας από τους JJ Thompson και Larmor, εξερεύνησε τις λύσεις του προβλήματος του κυλινδρικού κυματοδηγού, βρίσκοντας τις γνωστές, πλέον, λύσεις, για τους τρόπους διάδοσης εγκάρσιων ηλεκτρικών (TE) και εγκάρσιων μαγνητικών (TM) κυμάτων.¹

Το θεωρητικό πρόβλημα της διάδοσης χαμηλών ρυθμών μετάδοσης, σε διηλεκτρικούς κυματοδηγούς απασχολεί τους Χόνδρο και Debye το 1910, χωρίς όμως πιθανές εφαρμογές για αρκετά χρόνια. Ήδη από τον Rayleigh ήταν γνωστή η σχέση της συχνότητας αποκοπής: $f_c = \frac{1.8412c}{2\pi r}$, αλλά οι επιδόσεις των πομπών της εποχής, είναι χαμηλότερες αυτής.

Το ενδιαφέρον για κυλινδρικούς κυματοδηγούς διηλεκτρικών, αναζωπυρώθηκε με την ανάπτυξη εφαρμογών σε μικροκυματικές συχνότητες την δεκαετία του '40, και κυρίως των laser, την δεκαετία του '60. Τότε άρχισε η διερεύνηση ανώτερων υβριδικών τρόπων διάδοσης, όπως και η δημιουργία κατάλληλων κανόνων σχεδιασμού ινών, με πολύ μεγάλη ακρίβεια ως προς τις αναλυτικές λύσεις.²

Οι οπτικές ίνες εκείνης της περιόδου, έβρισκαν εφαρμογή κυρίως στην ιατρική απεικόνιση, λόγω του μικρού μήκους που απαιτούνταν. Οι απώλειες, της τάξης των 10dB/m, έκαναν απαγορευτική την χρήση τους στις τηλεπικοινωνίες.



Εικόνα 1-1

Ο Lawrence Curtiss επιδεικνύει την διαδικασία παραγωγής ίνας γαστροσκοπίου (1957)³

Ο δρόμος για την χρήση ινών γυαλιού στις τηλεπικοινωνίες, άνοιξε το 1966, καθώς προτάθηκε, από τον Charles Kao, πως οι απώλειες θα μπορούσαν να μειωθούν με την αφαίρεση ανεπιθύμητων νοθεύσεων.³ Αυτή η δεκαετία αποδείχθηκε πλούσια σε σημαντικές ανακαλύψεις για τον κλάδο, όπως την ανάπτυξη ημιαγωγικών ετεροδομών από την ομάδα του Zhores Alferov, αλλά και την έκδοση Σεπτεμβρίου 1969 του

εσωτερικού επιστημονικού περιοδικού των Bell Labs για την ολοκληρωμένη φωτονική. Ευτυχής σύμπτωση ήταν το γεγονός πως οι καλύτερες δυνατές επιδόσεις των ινών αυτής της περιόδου ήταν στο φάσμα εκπομπής των πιο εύκολα παραγόμενων δομών GaAs/GaAlAs (0.8 μm).⁴

Την δεκαετία του '70, η Corning, καταφέρνει να υλοποιήσει οπτικές ίνες με μικρές απώλειες, με προσμίξεις Γερμανίου αντί Τιτανίου. Η ομάδα του T. Miya δημιούργησε ίνες με απώλειες τάξης 0.2dB/km, στα 1.55 μm , δηλαδή στα όρια που ορίζει η σκέδαση Rayleigh.³

Στα τέλη της δεκαετίας του '80, η αύξηση της πυκνότητας των transistor στα ολοκληρωμένα κυκλώματα δημιούργησε την ανάγκη για μείωση παρασιτικών χωρητικοτήτων και ηλεκτρομαγνητικών παρεμβολών, με διατήρηση του κόστους των δισκίων πυριτίου σε χαμηλά επίπεδα. Η λύση που προκρίθηκε ήταν η υιοθέτηση της τεχνολογίας Silicon-on-Insulator, δηλαδή η προσθήκη υποστρώματος SiO₂ στα πλακίδια. Η μεγάλη διαφορά δεικτών διάθλασης Si-SiO₂ έδωσε ώθηση στην μελέτη παθητικών φωτονικών στοιχείων, όπως και διαμορφωτών. Πρωτοποριακές θεωρούνται η μελέτη των Soref και Lorenzo για την ακουστικοοπτική περίθλαση, στην οποία προτείνονται και η αξιοποίηση των φαινομένων Kerr και Franz-Keldysh σαν μηχανισμούς βάσει των οποίων μπορούν να σχεδιαστούν οπτικοί μεταγωγείς.

Το 1993, αρχικά ο G. Abstreiter, στην συνέχεια ο R. Soref πρότειναν την δημιουργία οπτοηλεκτρονικού τσιπ αποτελούμενο από φωτονικούς κυματοδηγούς, συνδυάζοντας BiCMOS και SiGe/Si τρανζίστορ σε ένα κοινό υπόστρωμα, λαμβάνοντας υπόψη και τα προβλήματα ζεύξης ίνας-τσιπ, τα οποία είναι ακόμη κρίσιμα. Η χαμηλή απόδοση του πυριτίου σαν ενεργό στοιχείο επιβράδυνε την εξέλιξη της συγκεκριμένης τεχνολογίας στο μεσοδιάστημα μέχρι το 2004, όπου η μεγάλη χρηματοδότηση σε χυτήρια ημιαγωγών από κράτη και ιδιώτες, ενίσχυσε την έρευνα για διακριτά φωτονικά στοιχεία και υβριδικές τεχνικές ολοκλήρωσης.⁵

1.2 Ολοκληρωμένα φωτονικά κυκλώματα

Στο παρόν κεφάλαιο θα συζητηθούν διάφορες πλατφόρμες ολοκλήρωσης, οι οποίες χρησιμοποιούνται ως παθητικά στοιχεία, με κύρια το πυρίτιο. Στην συνέχεια θα μιλήσουμε για τον φυσικό μηχανισμό που καθιστά το πυρίτιο ανεπαρκές σαν πηγή Laser και θα αναφερθούμε επιγραμματικά σε τέτοιες πηγές.

1.2.1 Παθητικά στοιχεία

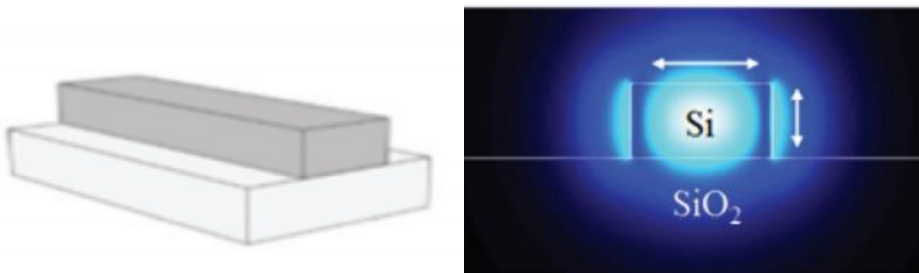
Η μονολιθική κατασκευή του τσιπ πυριτίου, επιτρέπει μόνο παθητικά στοιχεία, καθώς το πυρίτιο είναι έμμεσος ημιαγωγός και δεν θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί σαν πηγή φωτός. Δηλαδή, τα στοιχεία του κυκλώματος είναι κυματοδηγοί, των οποίων οι διαστάσεις και τα υλικά που το συνθέτουν, καθορίζουν τις διάφορες χρήσεις τους. Μαζί όμως με το πυρίτιο, έχουν διερευνηθεί και άλλες πλατφόρμες, καταλληλότερες αυτού σε συγκεκριμένες εφαρμογές. Παρακάτω παρουσιάζονται ενδεικτικά κάποιες διατάξεις.

1.2.1.1. Φωτονική Πυριτίου

Με συσσωρευμένη εμπειρία δεκαετιών στην παραγωγή μικροηλεκτρονικών ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, η μαζική παραγωγή φωτονικών κυκλωμάτων μπορεί να γίνει με μικρό κόστος, κάτι που εξηγεί την δημοφιλία της πλατφόρμας.

1.2.1.1.1 Κυματοδηγοί λωρίδας (strip)

Μια απλή γεωμετρία φωτονικού κυματοδηγού, είναι αυτή του κυματοδηγού λωρίδας. Αποτελείται από έναν πυρήνα πυριτίου, τετραγωνικής διατομής πάνω σε στρώμα SiO₂ και περιβάλλεται είτε από το ίδιο υλικό ή αέρα. Αυτός ο τύπος κυματοδηγών υποστηρίζει δύο πολώσεις, μία κυρίως εγκάρσια ηλεκτρική (TE) και μία κυρίως εγκάρσια μαγνητική (TM) και σχεδιάζεται για μονορυθμική λειτουργία και στις δύο. Το μέγιστο πλάτος για κυματοδηγήση μόνο του θεμελιώδους ρυθμού και στις 2 πολώσεις είναι ~550 nm. Ο ενεργός δείκτης διάθλασης, στον οποίο θα αναφερθούμε αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο, εξαρτάται από την κάθετη τομή, τα υλικά του κυματοδηγού και του μανδύα. Σημαντικό ρόλο στις απώλειες υλικού παίζει η τραχύτητα των πλευρικών τοιχωμάτων.⁶ Στις εικόνες 1.2 παρουσιάζονται η προοπτική όψη και το προφίλ του TE ρυθμού στην κάθετη τομή ενός τέτοιου κυματοδηγού, ύψους 220 nm και πλάτους 450 nm. Διακρίνουμε πως σε αυτόν τον ρυθμό μετάδοσης, μεγάλο τμήμα της ισχύος κυματοδηγείται στα πλευρικά τοιχώματα⁷.



Εικόνα 1-2

Διάταξη κυματοδηγού λωρίδας:

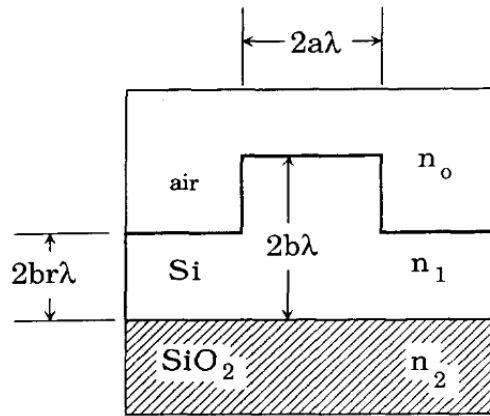
(α) Προοπτική όψη

(β) Κυρίως εγκάρσιος ηλεκτρικός τρόπος διάδοσης

1.2.1.1.2 Κυματοδηγοί ραβδώσεων (rib)

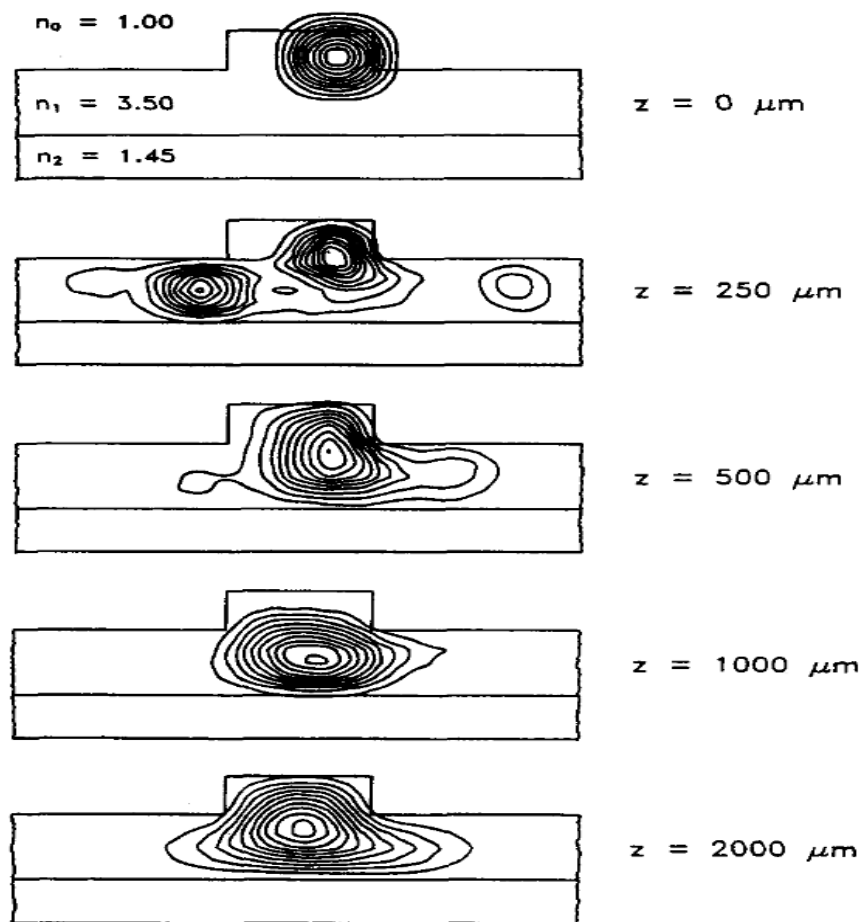
Πρόκειται για δομή η οποία έχει δύο διαδοχικά στρώματα πυριτίου, διαφορετικού πλάτους, πάνω σε αυτό του μονωτή. Επομένως, διαφέρει κατασκευαστικά του κυματοδηγού λωρίδας, καθώς υπάρχει μερική χάραξη του ενδιάμεσου στρώματος. Η κατασκευαστική πολυπλοκότητα αντισταθμίζεται από την μείωση των απωλειών, λόγω του μικρότερου πλευρικού τοιχώματος, η τραχύτητα του οποίου είναι και σε αυτό το είδος κυματοδηγού, βασικός παράγοντας απωλειών. Βασικό πλεονέκτημα αυτού του φωτονικού στοιχείου, είναι η δυνατότητα ηλεκτροοπτικής διαμόρφωσης, μέσω νόθευσης με n και p φορείς της ενδιάμεσης πλάκας. Στην εικόνα 1.3 φαίνονται οι διαστάσεις που πρέπει να έχει η ράβδωση και το πάχος της ενδιάμεσης πλάκας πυριτίου, έχοντας τον περιορισμό $\frac{a}{b} \leq 0.3 + \frac{r}{\sqrt{1-r^2}}$, με $0 < r < 1$. Στην εικόνα 1.4 διακρίνουμε την διάδοση ενός ρυθμού ανώτερης τάξης, ο οποίος «σταθεροποιείται»

κοντά στον πυρήνα, μετά από 2 μm , ενώ στα ενδιάμεσα σημεία υπήρχε διαρροή ισχύος στα πλευρικά τοιχώματα. Έτσι, αποδείχτηκε πως είναι δυνατή η μονορυθμική λειτουργία σε κυματοδηγούς με μεγάλο πλάτος, με προϋπόθεση το μεγάλο μήκος της διάταξης.⁸



Εικόνα 1-3

Κάθετη διατομή κυματοδηγού ράβδωσης

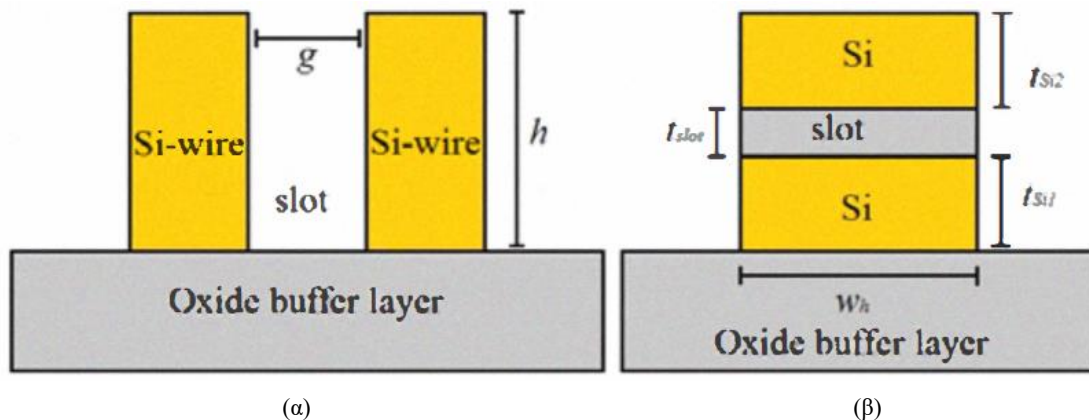


Εικόνα 1-4

Εξέλιξη των τρόπων διάδοσης κατά μήκος του κυματοδηγού ράβδωσης

1.2.1.1.3 Κυματοδηγοί σχισμής (slot)

Εν αντιθέσει με τους προηγούμενους, η διάδοση του κύματος στους κυματοδηγούς σχισμής γίνεται εντός υλικού μικρότερου δείκτη διάθλασης. Αυτή η διάταξη είναι ελκυστική σαν αισθητήρας αερίων και υγρών, λόγω της δυνατότητας να εγκλωβίζει το πεδίο σε σχισμή πλάτους $< 1 \mu\text{m}$, αυξάνοντας την αλληλεπίδραση με την αναλυτέα ουσία, η οποία εξετάζεται μέσω της αλληλεπικάλυψης ρυθμών με το υλικό του μανδύα. Μια κάθετη τέτοια δομή, με την σχισμή να σχηματίζεται από δύο κυματοδηγούς λωρίδας πάνω στο υπόστρωμα, μπορεί να υποστηρίξει μόνο TE πόλωση. Για TM πόλωση, το φως κυματοδηγείται σε ενδιάμεσο υλικό, μικρότερου δείκτη διάθλασης, σε σχέση με τα στρώματα πυριτίου, που το περιβάλλουν πάνω και κάτω.⁹ Στην εικόνα 1-5α διακρίνουμε κυματοδηγό κάθετης σχισμής, ο οποίος σχηματίζεται μέσω δύο δομών λωρίδας, σε πολύ κοντινή απόσταση. Η διάταξη αυτή προκρίνεται για ανίχνευση ουσιών χαμηλού δείκτη διάθλασης, καθώς η σχισμή μπορεί να γεμίσει με το διερευνώμενο αέριο ή υγρό. Στην εικόνα 1-5β αποτυπώνεται δομή οριζόντιας σχισμής, όπου το ενδιάμεσο ιμένιο χαμηλού δείκτη διάθλασης αποτελεί το στρώμα διάδοσης TM ρυθμού.



Εικόνα 1-5:

Κυματοδηγός σχισμής:

(α) TE πόλωσης

(β) TM πόλωσης

1.2.1.2 Άλλες Πλατφόρμες

Τα νιτρίδια πυριτίου (SiN) έχουν συγκεντρώσει το ερευνητικό ενδιαφέρον, λόγω συγκεκριμένων συγκριτικών πλεονεκτημάτων τους σε σχέση με το Si. Παρουσιάζοντας μικρότερη $\chi^{(3)}$ συμπεριφορά σε σχέση με το πυρίτιο και καθώς στο υλικό δεν υπάρχουν φαινόμενα απορρόφησης δύο φωτονίων και ελεύθερου φορέα, είναι ευνοϊκή η χρήση του σε εφαρμογές υψηλής ισχύος. Ο μικρότερος θερμοοπτικός συντελεστής προσδίδει ανθεκτικότητα σε αλλαγές θερμοκρασίας. Η πλατφόρμα ολοκλήρωσης SiN-on-SOI μπορεί να συνδυάσει τις ιδιότητες των δύο, μειώνοντας

παράλληλα και τις απώλειες πλευρικών τοιχωμάτων, λόγω της μειωμένης διαφοράς δεικτών διάθλασης μεταξύ SiN και SiO₂.¹⁰

Ως υλικό με πολύ χρήσιμα ακουστοοπτικά, ηλεκτροοπτικά, μη γραμμικά οπτικά χαρακτηριστικά, το νιοβικό λίθιο (LiNbO₃) είναι μία από τις πλατφόρμες με σημαντικές προοπτικές υιοθέτησης σε αισθητήρες και οπτικές επικοινωνίες. Η νόθευση κρυστάλλων νιοβικού λιθίου με ιόντα ερβίου μπορεί να αντισταθμίσει προβλήματα ζεύξης που συναντώνται στην ολοκληρωμένη οπτική, επιτυγχάνοντας αποδοτική οπτική ενίσχυση στην περιοχή γύρω από τα 1.5 μm. Ακόμη, μας δίνει την δυνατότητα κατασκευής ηλεκτροοπτικών διαμορφωτών και μεταγωγέων βασισμένων σε συμβολόμετρα, αξιοποιώντας την γραμμική συμπεριφορά του.¹¹

1.2.2 Πηγές φωτός

Σε αυτό το υποκεφάλαιο θα παρουσιάσουμε τον λόγο για τον οποίο το πυρίτιο δεν αξιοποιείται σαν υλικό lasing και θα αναφερθούμε συνοπτικά σε μερικές εναλλακτικές τέτοιες πλατφόρμες.

1.2.2.1 Ακαταλληλότητα του Si σαν πηγή

Σε κρυσταλλικές δομές, όπως αυτές του πυριτίου που εξετάζουμε, χρησιμοποιώντας το θεώρημα Bloch, η κυματική συνάρτηση ενός ηλεκτρονίου γίνεται :

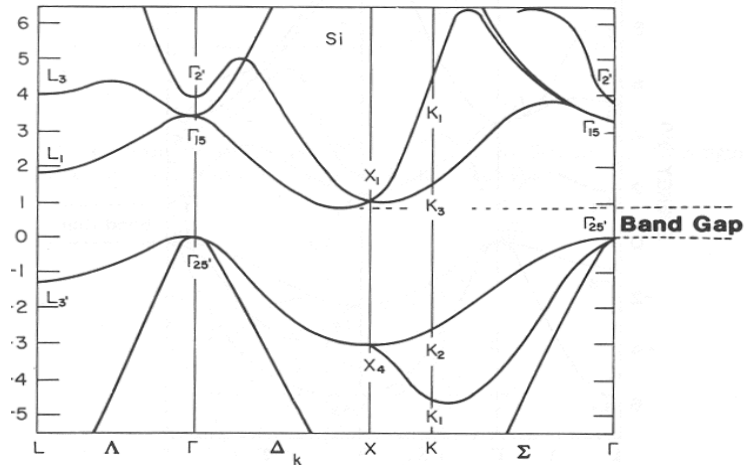
$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}), \text{ όπου η } u_{\vec{k}}(\vec{r}) \text{ είναι συνάρτηση με περιοδικότητα ίδια με αυτή της δυναμικής ενέργειας του ηλεκτρονίου στο πλέγμα}$$

Οι προσεγγίσεις της ενέργειας του ηλεκτρονίου στην ζώνη αγωγιμότητας και σθένους, είναι αντίστοιχα:

$$E = E_C + \hbar^2 \frac{k^2}{2m\nu}, \text{ όπου } E_C \text{ η ενέργεια του κατώτατου στρώματος της ζώνης αγωγιμότητας}$$

$$E = E_V - \hbar^2 \frac{k^2}{2m\nu}, \text{ όπου } E_V \text{ η ανώτερη δυνατή ενέργεια της ζώνης σθένους}$$

Λόγω των περιοδικών συνοριακών συνθηκών, τα μέτρα των συνιστωσών του κυματανύσματος $\vec{k} = \vec{k}_x + \vec{k}_y + \vec{k}_z$, παίρνουν τιμές $k_i = n_i \frac{2\pi}{L_i}$, όπου L_i το μήκος της κρυσταλλικής δομής σε κάθε κατεύθυνση και $n_i = 1, 2, 3, \dots$ ¹²



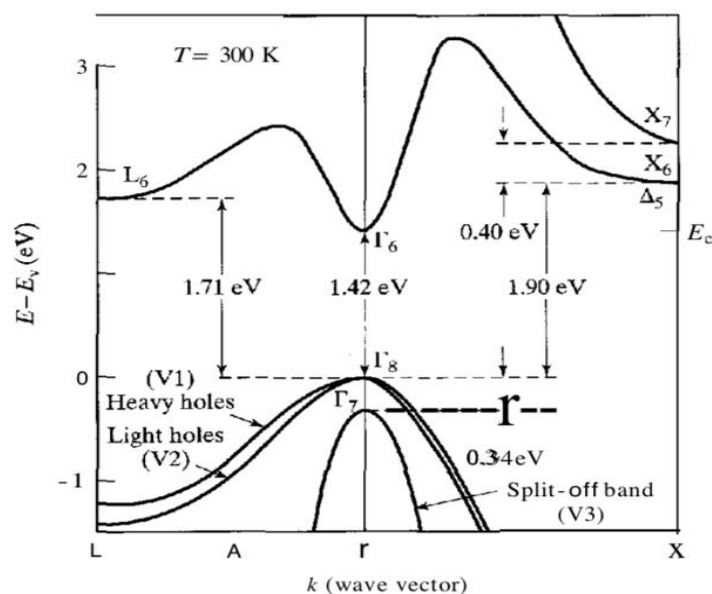
Εικόνα 1-6

Το διάγραμμα E-k του πυριτίου, επισημαίνεται το ενεργειακό διάκενο

Παρατηρούμε πως οι τιμές E_c , E_v του πυριτίου αντιστοιχούν σε διαφορετικές τιμές του k . Προκειμένου, επομένως, να διατηρείται η συνολική ορμή κατά την επανασύνδεση οπής – ηλεκτρονίου, εκπέμπεται ένα φωνόνιο, καθιστώντας έτσι το μονοκρυσταλλικό πυρίτιο ανεπαρκές σαν πλατφόρμα για πιθανή πηγή Laser.

1.2.2.2 Ετεροδομές III-V ημιαγωγών

Το βασικό κίνητρο πίσω από την προσπάθεια υλοποίησης Laser έμμεσων ημιαγωγών, ήταν η συμβατότητα με τεχνολογίες CMOS. Όμως, η χαμηλή απόδοση των εν λόγω στοιχείων, οδήγησε στην εξέταση των III-V δομών, όπως το GaAs ή το InP, ως πιθανές πηγές φωτός. Αντιπαραβάλλοντας το κάτωθι E-k διάγραμμα του GaAs με αυτό το πυριτίου, μπορούμε να δούμε πως η επανασύνδεση φορέων, θα εκπέμπει φωτόνιο, αφού η συνολική ορμή διατηρείται, χωρίς την ανάγκη εκπομπής φωνονίου.



Εικόνα 1-7

Το διάγραμμα E-k του GaAs

Τέτοιες πλατφόρμες ετεροδομών αναπτύσσονται με δύο πιθανούς τρόπους ολοκλήρωσης: συγκόλληση ή ανάπτυξη των υλικών πάνω στο πυρίτιο (μονολιθικός). Μια γρήγορη λύση για μαζική παραγωγή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων με πηγή φωτός, είναι η συγκόλληση δισκίων. Όμως, γρήγορα καθίσταται μη αποδοτική, καθώς μεγάλο μέρος του υλικού χάνεται. Επιπλέον, η ανοχή σε σφάλματα είναι πολύ μικρή, αφού μια ατέλεια 1 μm μπορεί να είναι μοιραία. Για αυτό ενδέχεται να προτιμηθούν μικρότερα τμήμα (1 mm^2) ετεροδομών προς ένωση με το πυρίτιο. Θα αναφερθούμε παρακάτω λεπτομερέστερα σε τεχνικές συγκόλλησης δισκίων πυριτίου, να σημειωθεί όμως, πως η διαφορά στον συντελεστή θερμικής διαστολής των III-V υλικών σε σχέση με αυτόν του πυριτίου, επιβάλλει αλλαγές στις μεθόδους, κυρίως όσον αφορά την θερμοκρασία ανόπτησης, προς αποφυγή ρωγμών στα III-V στοιχεία που διαστέλλονται περισσότερο.¹³

Μια δυνητικά φθηνή και αξιόπιστη εναλλακτική, είναι η επιταξιακή ανάπτυξη αυτών των ετερογενών κρυσταλλικών δομών. Εμφανίζει όμως προβλήματα, σε περίπτωση που η πλεγματική σταθερά πυριτίου και ενεργού υλικού διαφέρουν πέραν μιας κρίσιμης τιμής. Αυτή η διαφορά δημιουργεί υψηλές πυκνότητες εξάρθρωσης (τμήματα κενά ατόμων) στα ιμένα, προκαλώντας επανασυνδέσεις χωρίς εκπομπή φωτονίων.¹⁴

1.2.3 Σύζευξη ίνας και ολοκληρωμένου πλακιδίου

Η σύνδεση της ίνας με τους φωτονικούς κυματοδηγούς στο ολοκληρωμένο κύκλωμα αποτελεί σημαντικό πρόβλημα, λόγω της μεγάλης διαφοράς στις διαστάσεις ($R_{\text{iva}} \approx 5 \mu\text{m}$ και $W_{\text{Bragg}} \approx 300 \text{ nm}$). Οι μέθοδοι που έχουν αναπτυχθεί για αυτόν τον σκοπό, περιλαμβάνουν:

- Χρήση φακού για την συγκέντρωση της ακτινοβολίας στο εσωτερικό του κυματοδηγού (end-fire coupling). Αν και παρουσιάζει υψηλή απόδοση, η διαδικασία είναι κοστοβόρα και η ανοχή σε λάθη ευθυγράμμισης είναι μικρή.
- Κυματοδηγούς με σταδιακά μεγαλύτερες διαστάσεις (tapered waveguides). Η μία πλευρά αυτών των δομών έχει διαστάσεις ίσες με αυτές των κυματοδηγών στο τσιπ, ενώ βαθμιαία οι διαστάσεις αυξάνονται ώστε η επιφάνεια στην άλλη πλευρά να έχει εμβαδόν $\approx 100 \mu\text{m}^2$. Η τεχνική υλοποιείται με χρήση προηγμένων τεχνικών φωτολιθογραφίας.
- Περιθλαστικά φράγματα, τα οποία θα μελετήσουμε και δεν απαιτούν ιδιαίτερη επεξεργασία στο ολοκληρωμένο κύκλωμα (στίλβωση). Έχουν πολύ μεγαλύτερη ανοχή στην κακή ευθυγράμμιση, αν και οι ίνες χρειάζεται να βρεθούν υπό την βέλτιστη γωνία¹⁵

1.3 Κατασκευή ολοκληρωμένων φωτονικών κυκλωμάτων

Η χρησιμοποίηση ώριμων τεχνολογιών ολοκλήρωσης πυριτίου για την υλοποίηση φωτονικών κυκλωμάτων πυριτίου-σε-μονωτή (Silicon-on-Insulator), καθιστά δυνατή την μαζική παραγωγή τέτοιων τσιπ. Αυτές οι τεχνικές (SIMOX, BSOI, ELTRAN, SMART CUT) αναπτύσσονται ήδη από την δεκαετία του '70, για της ανάγκης της μικροηλεκτρονικής και μπορούν να εγγυηθούν παραγωγή μεγάλης κλίμακας. Δεν θα αναφερθούμε περισσότερο σε υβριδική ολοκλήρωση με III/V στοιχεία.

1.3.1 SIMOX

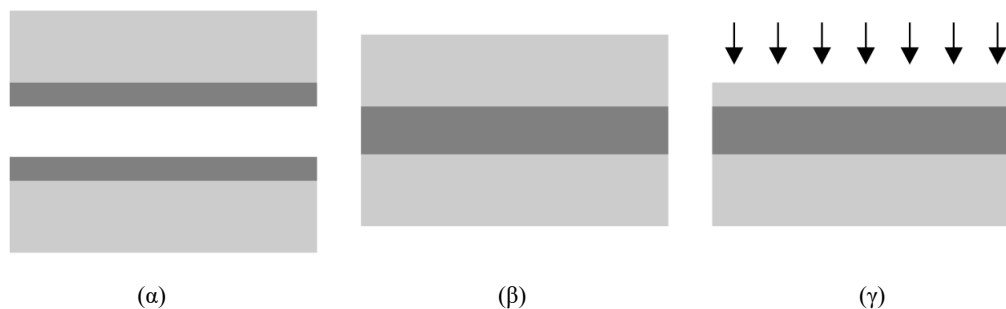
Ο διαχωρισμός μέσω εμφύτευσης οξυγόνου (Silicon by Implantation of OXygen) είναι η πιο παλιά εκ των τεχνικών που θα αναφέρουμε. Χρησιμοποιήθηκε πρώτη φορά το 1969, στην πολεμική βιομηχανία, καθώς το SiO_2 δίνει μεγαλύτερη προστασία των τσιπ σε παρεμβολές, όπως και στην διαστημική, ως μέσο θωράκισης απέναντι στην κοσμική ακτινοβολία. Στην συνέχεια, αξιοποιείται στις τηλεπικοινωνίες και τα ηλεκτρονικά ισχύος.¹⁶

Η μέθοδος συνίσταται στην παροχή στο δισκίο ιόντων οξυγόνου, δόσης τάξης μεγαλύτερης των 10^{18} cm^{-2} , σε θερμοκρασία άνω των 1350°C για μερικές ώρες. Το βάθος διείσδυσης του ιόντος, εξαρτάται από την ενέργεια εμφύτευσης, με 200keV να αντιστοιχούν σε 0,5 μm πάχους οξειδίου, με ανώτερο στρώμα πυριτίου ίσο με 0,3 μm . Σε εφαρμογές με απαιτήσεις μεγαλύτερου πάχους κυματοδηγού, μπορεί να προτιμηθεί περαιτέρω επιταξιακή ανάπτυξη πυριτίου για την δομή.¹⁷

1.3.2 BSOI

Η συγκόλληση και χάραξη SOI (Bonding and Etching Silicon-on-Insulator), βασίζεται στους ισχυρούς δεσμούς που σχηματίζουν δύο υδρόφιλες επιφάνειες μόλις έρθουν σε επαφή.

Αρχικά, οι επιφάνειες προετοιμάζονται, προκειμένου τυχόν ακαθαρσίες να αφαιρεθούν. Κατόπιν στα δισκία εναποτίθεται στρώμα οξειδίου και η διαδικασία ανάπτυξης δεσμών στην δομή ενισχύεται μέσω ανόπτησης. Το ενδιαμέσο αυτό στρώμα θα είναι το οξείδιο της συσκευής. Κατόπιν, το ένα από τα δύο στρώματα πυριτίου χαράζεται, για να πάρουμε το επιθυμητό πάχος.¹⁸ Στις εικόνες 1-8 παρουσιάζεται η διαδικασία. Αρχικά, τα στρώματα που πρόκειται να συνενωθούν οξειδώνονται. Στην συνέχεια, οι δεσμοί του SiO_2 , σαν υδρόφιλο υλικό, αναπτύσσονται και έτσι τα δισκία συγκολλούνται. Τέλος, η μία πλευρά χαράσσεται για να λάβουμε το επιθυμητό ύψος.



Εικόνα 1-8

Τα διαφορετικά στάδια της BSOI:

- (α) Παραγωγή οξειδίων στις επιφάνειες των δισκίων
- (β) Δημιουργία δεσμών
- (γ) Αφαίρεση των περιττών στρωμάτων πυριτίου

1.3.3 ELTRAN

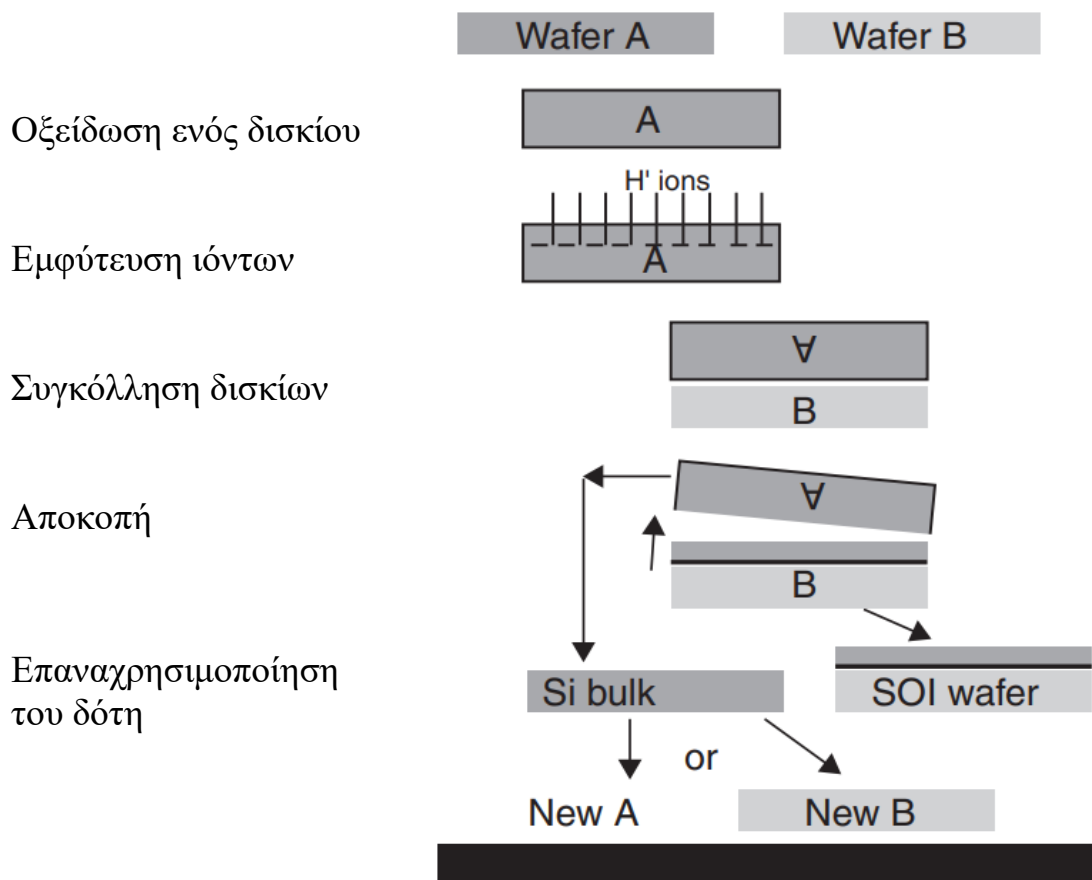
Η διαδικασία επιταξιακής μεταφοράς επιπέδου, αναπτύχθηκε την δεκαετία του '90 και μπήκε στην παραγωγή το 1997 από την Canon. Ο βασικός στόχος της μεθόδου είναι η μείωση των κενών στο κρυσταλλικό πλέγμα, τα οποία έχουν πάχος τάξης 100 nm. Τέτοιες ατέλειες μπορούν να γίνουν επικίνδυνες, εφόσον τα πάχος του πυριτίου που χρησιμοποιείται ως κυματοδηγός έχει αντίστοιχο πάχος.

Ξεκινώντας με ένα τέτοιο ελαττωματικό υλικό, αναπτύσσουμε επιταξιακό στρώμα, το οποίο οξειδώνεται θερμικά. Αυτό αξιοποιείται, μέσω τεχνικής BSOI (στην οποία αναφερθήκαμε παραπάνω), στην «συγκόλληση» με άλλο ένα δισκίο πυριτίου, το οποίο θα είναι αυτό του κυματοδηγού. Οι ατέλειες, που πλέον βρίσκονται σε ενδιάμεσο στρώμα, μας επιτρέπουν, με άσκηση μηχανικής τάσης, τον διαχωρισμό του μεγάλου δισκίου, σε δύο, με το ένα να έχει μικρό αριθμό ατελειών. Το μόνο που λείπει, πλέον, είναι η εξομάλυνση με ανόπτηση υδρογόνου του τελικού δισκίου, ενώ το πορώδες δισκίο «δότης», μπορεί να επαναχρησιμοποιηθεί, καθιστώντας την αποδοτική κατά την υιοθέτησή της στην μαζική παραγωγή.¹⁹

1.3.4 Smart Cut

Η συγκεκριμένη τεχνική βασίζεται και αυτή σε συνδυασμό της εμφύτευσης ιόντων, και της συγκόλλησης και χάραξης SOI. Ομοίως με παραπάνω, οξειδώνεται η επιφάνεια ενός δισκίου, το οποίο προορίζεται για ενδιάμεσο στρώμα. Στην συνέχεια, στο ίδιο δισκίο τοποθετούνται ελαφρά ιόντα αερίων (H ή He), το οποίο καθαρίζεται. Κατόπιν, τα δισκία συγκολλούνται και στις υδρόφιλες επιφάνειες αναπτύσσεται ισχυρός δεσμός. Το πλέγμα στο στρώμα που περιέχει τα ιόντα αερίου, έχει εξασθενημένη την μηχανική του συνοχή, κάνοντας εύκολη την αποκοπή εκεί. Έτσι, προστίθεται ένα μικρό στρώμα από το «νοθευμένο» πλακίδιο στο «καθαρό». Κατόπιν, μέσω θερμικής κατεργασίας στους 1100 °C, σε περιβάλλον Ar, οι δεσμοί του υλικού ενισχύονται. Για να πάρουμε τα τελικά δισκία, λειαίνουμε τις επιφάνειες, ώστε να καταλήξουμε σε σκληρότητα <math><1,5\text{\AA}</math> (rms).²⁰ Στα στάδια της μεθόδου επισημαίνονται στην εικόνα 1-9. Οι επιφάνειες των wafers οξειδώνονται, όπως στην BESOI, και ένα από τα δύο βομβαρδίζεται με ιόντα H⁺. Κατόπιν, τα δισκία συνενώνονται, και το μεγάλο δισκίο που προκύπτει είναι

ευαίσθητο στην αποκοπή, ακριβώς στο βάθος εμφύτευσης των ιόντων. Στην συνέχεια λαμβάνουμε το τελικό SOI wafer και αυτό του καθαρού πυριτίου ανακυκλώνεται.



Εικόνα 1-9

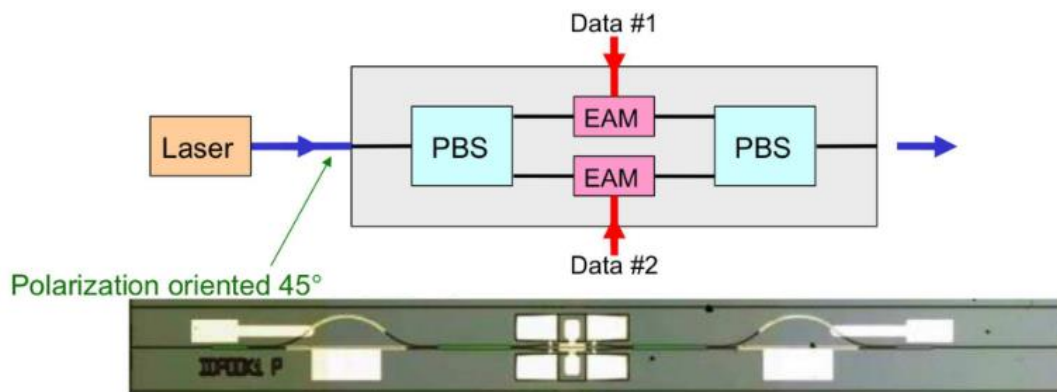
Τα βήματα της μεθόδου Smart Cut

1.4 Εφαρμογές ολοκληρωμένων φωτονικών στοιχείων

Οι μειωμένες απώλειες σκέδασης και απορρόφησης υλικού του πυριτίου και παραγώγων του, είναι γνωστές εδώ και δεκαετίες, κάτι το οποίο το κατέστησε ως κυρίαρχο σε εφαρμογές τηλεπικοινωνιών. Τα σημαντικά πλεονεκτήματα σε μέγεθος, κόστος παραγωγής, απώλειες, αποτελούν αίτια της διεύρυνσης της χρήσης τσιπ πυριτίου και της αντικατάστασης των στοιχείων οπτικής ελεύθερου χώρου. Στα τηλεπικοινωνιακά οπτικά συστήματα, οι απαιτήσεις σχεδιασμού φωτονικών κυκλωμάτων διαφέρουν ανάλογα με την απόσταση την οποία διανύει η πληροφορία. Ακόμη, λόγω της «παγίδευσης» του πεδίου εντός του πυριτίου, τέτοια ημιαγώγιμα στοιχεία είναι ελκυστικά ως αισθητήρες.

1.4.1 Χρήση εντός μητροπολιτικού δικτύου(*short-reach*)

Η κατηγορία αυτή αφορά δίκτυα διασύνδεσης καμπινών διακομιστών, ή διασύνδεση πελατών. Ως άνω όριο για τέτοια δίκτυα, αναφέρονται συνήθως τα 2 km, αλλά μπορούν να φθάνουν τα 40 km. Η επικρατούσα επιλογή για εφαρμογές μικρής εμβέλειας είναι τα λέιζερ κατακόρυφης κοιλότητας και επιφανειακής εκπομπής (VCSEL), τα οποία συνδέονται με πολυρυθμική ίνα. Αν και τα VCSEL συνδέονται χωρίς προβλήματα με τις ίνες, με το κόστος της διάταξης να είναι περιορισμένο, η απόσταση που μπορούν να εξυπηρετήσουν χωρίς μεγάλες παρεμβολές είναι ~100m. Αναλογιζόμενοι επίσης πως οι πολυρυθμικές ίνες είναι ακριβότερες των μονορυθμικών αλλά και το γεγονός πως η παραγωγή μονορυθμικών VCSEL είναι δύσκολη, είναι συμφέρουσα η υιοθέτηση ολοκληρωμένων φωτονικών στοιχείων. Μια τέτοια αρχιτεκτονική, είναι η σύζευξη φωτονικών πλακιδίων με πλήθος παράλληλων ινών, ενσωματώνοντας στο ίδιο τσιπ τα ηλεκτρονικά στοιχεία (Parallel Single Mode fiber). Όμως, το κόστος της συσκευής αυξάνεται με τον αριθμό των ινών, δημιουργώντας την ανάγκη πολυπλεξίας δεδομένων στην ίδια ίνα, βάσει, μεταξύ άλλων, του μήκους κύματος (WDM) ή της πόλωσης. Στην πολυπλεξία διαίρεσης μήκους κύματος, η πολυπλοκότητα στον αριθμό ινών, αντικαθίσταται από την πολυπλοκότητα στον αριθμό των λέιζερ, διατηρώντας όμως το πλεονέκτημα στο συνολικό κόστος. Στην περίπτωση κυματοδότησης πολλών τρόπων πόλωσης, η ορθογωνιότητα των κυματοδηγούμενων σημάτων συμβάλλει στην διατήρηση της ακεραιότητας της πληροφορίας, όμως οι ίδιες οι πολωτικές καταστάσεις μεταβάλλονται κατά μήκος των ινών. Έτσι, απαιτείται «επιτήρηση» της φάσης του πομπού, μέσω τεχνικών συνεκτικής ανίχνευσης (coherent detection). Στην εικόνα 1-10 αποτυπώνεται μία αντίστοιχη υβριδική συσκευή διαμόρφωσης με το διάγραμμά της. Το λέιζερ InP τροφοδοτεί έναν διαχωριστή πόλωσης (Polarization Beam Splitter), με κλίση κατά 45° της πόλωσης. Οι δέσμες της εξόδου του PBS φθάνουν σε ηλεκτροπτικούς διαμορφωτές που αντιστοιχούν σε διαφορετικά κανάλια δεδομένων. Οι φωτονικές δέσμες, που πλέον φέρουν πληροφορία, καταλήγουν στις εξόδους ενός δεύτερου διαχωριστή πόλωσης, ο οποίος βάσει του θεωρήματος αμοιβαιότητας επανασυνδέει τις δύο πολώσεις σε κοινό κανάλι.²¹



Εικόνα 1-10

Οπτικός διαμορφωτής διαχωρισμού πόλωσης

1.4.2 Χρήση σε δίκτυα μεγάλης εμβέλειας (*long-reach*)

Σε αυτό το εύρος εφαρμογών, το κόστος εγκατάστασης οπτικών καναλιών σε μεγάλες αποστάσεις, επιβάλλει πυκνούς αστερισμούς με πολλά διαφορετικά σύμβολα, λόγω της ανάγκης να μεγιστοποιηθεί η ροή πληροφορίας, η οποία κωδικοποιείται στην φάση και

στην πόλωση του φωτός. Σε τέτοιες διατάξεις είναι κρίσιμη η ενσωμάτωση ηλεκτρονικών στοιχείων που θα εφαρμόζουν αλγόριθμους ψηφιακής επεξεργασίας σήματος και θα διορθώνουν σφάλματα φάσης στους δέκτες.²²

Οπτικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα δεν συναντώνται μόνο επί γης. Παρατηρείται νέο ενδιαφέρον για την σταδιακή υιοθέτηση υπέρυθρων φωτονικών κυκλωμάτων σε διαστημικές αποστολές, όχι μόνο εξαιτίας του εύρους ζώνης, αλλά και των αισθητά μειωμένων τιμών βάρους, μεγέθους, κατανάλωσης ενέργειας που επιφέρει η εκμετάλλευση τέτοιων δομών, σε σύγκριση με τις αντίστοιχες κεραίες ραδιοκυμάτων (RF). Όσο ο ρυθμός μετάδοσης αυξάνεται, τόσο καθίσταται δύσκολος ο ανταγωνισμός με τα ολοκληρωμένα φωτονικά κυκλώματα, τα οποία δίνουν την δυνατότητα σμίκρυνσης δορυφόρων, ή αύξησης της πυκνότητας επιστημονικών οργάνων σε κάθε εκτόξευση. Αντίστοιχα κυκλώματα μπορούν να υποβοηθήσουν ηλεκτρονικές διεργασίες για σημαντική βελτίωση της απόδοσής τους, τα οποία εντάσσονται στον τομέα της «μικροκυματικής φωτονικής». Με βασικό χαρακτηριστικό το περιορισμένο εύρος ζώνης, λόγω των μη γραμμικών φαινομένων σε ολοκληρωμένες ηλεκτρονικές δομές, απαιτείται μεγαλύτερη πολυπλοκότητα στα μικροκυματικά στοιχεία για να ανταποκριθούν σε περιβάλλον χαμηλού σηματοθορυβικού λόγου. Σε αυτό το πλαίσιο, οπτικοί διαμορφωτές, με μεγάλο δυναμικό εύρος μπορούν να επιτρέψουν τον εντοπισμό σημάτων χαμηλής ισχύος.²³

1.4.3 Φωτονικά κυκλώματα ως αισθητήρες

Τεχνικές παρακολούθησης της δομικής ακεραιότητας, χρησιμοποιούνται ευρέως σε γέφυρες, αγωγούς υδρογονανθράκων, τούνελ και φράγματα, προκειμένου να εκτιμάται η ασφάλειά τους και να βελτιώνεται η αξιοπιστία τους. Καθώς το πολύ μικρό μέγεθός τους καθιστά ελάχιστα επεμβατική την εμφύτευσή τους, οπτικοί αισθητήρες, οι οποίοι διαμορφώνονται κυρίως σε ίνα, έχουν αποδείξει την χρησιμότητά τους στην επιτήρηση αυτών των δομών. Υπάρχει πλήθος φυσικών φαινομένων που μπορούν να αξιοποιηθούν: σκέδαση Brillouin και Rayleigh, συμβολή με δομές Fabry-Perot και Mach-Zehnder και περίθλαση λόγω περιοδικής διαταραχής του δέκτη διάθλασης. Τα μεγέθη που μετρούνται είναι η θερμοκρασία και πίεση.²⁴

Τα παραπάνω φαινόμενα μας επιτρέπουν την διερεύνηση βιοχημικών διεργασιών, σε μια σειρά τομέων (ιατρική διάγνωση, περιβαλλοντικές συνθήκες, επικίνδυνα υλικά). Οι διεργασίες οπτικής βιοχημικής ανίχνευσης αποτελούνται από βήματα προετοιμασίας της πηγής φωτός, ακτινοβολήσης του δείγματος και μέτρησης του μεταδιδόμενου φωτός, το οποίο θα διαφέρει από το προσπίπτον, λόγω της παρουσίας αναλυτέων ουσιών. Για την ανίχνευση ουσιών κάνουμε χρήση υποδοχέων στην επιφάνεια των κυματοδηγών με το φάσμα της ακτινοβολίας να εξασθενεί επιλεκτικά και τον λόγο της οπτικής έντασης εισόδου-εξόδου να δίνεται από το νόμο Beer-Lambert: $\ln \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} = \alpha(\lambda)CL$, με L την απόσταση που διασχίζει το φως, C την συγκέντρωση της αναλυτέας ουσίας και $\alpha(\lambda)$ τον συντελεστή εξασθένισης του φάσματος. Η βαθμιαία εκμετάλλευση παρόμοιων αισθητήρων, σε μη ελεγχόμενο περιβάλλον, περιορίζεται από την συνθετότητα της προετοιμασίας του δείγματος και τα ερωτηματικά για την μηχανική και θερμική συμπεριφορά τους.²⁵

1.5 Παραγωγή σύνθετων υλικών και χρήση φωτονικών αισθητήρων

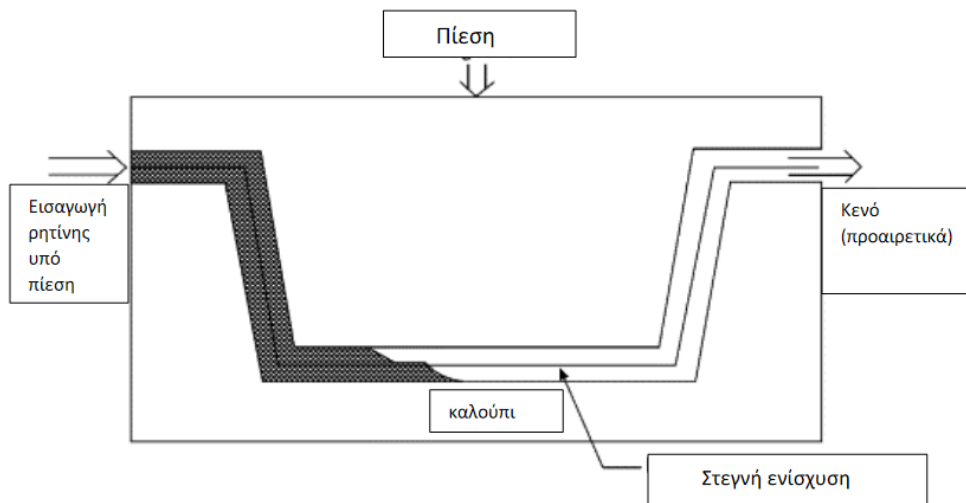
Τα σύνθετα υλικά παράγονται μέσω της ανάμιξης τουλάχιστον δύο υλικών, σε μακροσκοπική κλίμακα, των οποίων το μείγμα έχει μηχανικές ή φυσικές ιδιότητες οι οποίες δεν εμφανίζονται στο κάθε ένα ξεχωριστά. Για την δημιουργία του, χρησιμοποιείται συστατικό, συχνά χαμηλής πυκνότητας, το οποίο διατηρεί την γεωμετρική μορφή της δομής, και ονομάζεται μήτρα. Ακόμη, εκμεταλλευόμεστε υλικά ενίσχυσης, συχνά ινώδη ή κοκκώδη, τα οποία δίνουν στο σύνθετο υλικό βελτιωμένες ιδιότητες. Η πιο απλή διαδικασία σχηματισμού συνίσταται στην χρήση καλούπιού σε ασκό κενού με μεταφορά ρητίνης, ή με λεπτά ιμένα ρητίνης και ινών που εναλλάσσονται.²⁰ Στην αεροπορική βιομηχανία, εξαρτήματα από τέτοια υλικά προτιμώνται λόγω της μηχανικής αντοχής και ακαμψίας τους. Στην εικόνα 1-11 βλέπουμε μία από τις μεθόδους σύνθεσης τέτοιων υλικών, για την παραγωγή εξαρτημάτων μεσαίου μεγέθους. Ίνες ή στεγνό ύφασμα ενίσχυσης, τοποθετούνται πρώτα και κατόπιν εισέρχεται η ρητίνη, μέχρι να καλύψει πλήρως το καλούπι. Αφότου γεμίσει, το καλούπι θερμαίνεται.²⁶

Ενσωματωμένοι φωτονικοί αισθητήρες σε αυτό τον κλάδο, μπορούν να αξιοποιηθούν για την *in situ* επισκόπηση των εξαρτημάτων, όπως και για έξυπνες δομές οι οποίες αλλάζουν προκειμένου να προσαρμοστούν σε αλλαγές στο περιβάλλον (*adapttronics*). Ακόμη, η διεύρυνση της χρήσης σύνθετων υλικών αγγίζει και τα ίδια τα καλούπια, καθιστώντας τα φθηνότερα, κάνοντας, όμως, δυνατή και την άμεση παρακολούθηση της διαδικασίας σκλήρυνσης, αυξάνοντας την αποδοτικότητα και τον ποιοτικό έλεγχο των διαδικασιών παραγωγής των εξαρτημάτων.²⁷

Καθώς δύο από τις κρίσιμες παραμέτρους στην κατασκευή είναι η θερμοκρασία και η πίεση, τα φράγματα Bragg, λόγω του πολύ μικρού μεγέθους τους, της δυνατότητας πολυπλεξίας δεδομένων από πολλούς αισθητήρες, και της μαζικής παραγωγής μέσω τεχνικών που αναφερθήκαμε παραπάνω, καθίστανται καλή επιλογή για βελτίωση της επισκόπησης της διαδικασίας παραγωγής εξαρτημάτων σύνθετων υλικών. Τέτοιες συσκευές, λειτουργούν σαν ζωνοφρακτικά φίλτρα, ανακλώντας συγκεκριμένο εύρος συχνοτήτων, το οποίο μετακινείται βάσει αλλαγών σε συγκεκριμένες παραμέτρους (πίεση, θερμοκρασία).²⁸ Οι συντελεστές θερμοκρασίας (κ_T) και πίεσης (κ_ε) που καθορίζουν την μετακίνηση του μήκους κύματος Bragg:

$$\kappa_T = \left[1 - \frac{1}{2} n_0^2 (p_{11} + 2p_{12}) \right] a_L + \frac{\alpha_n}{n_0}$$
$$\kappa_\varepsilon = 1 - \frac{1}{2} n_0^2 [(1 - \nu_f) p_{12} - \nu_f p_{11}]$$

όπου n_0 ο δείκτης διάθλασης, ν_f ο λόγος Poisson, a_L ο συντελεστής θερμικής διαστολής, α_n ο θερμοοπτικός συντελεστής και p_{11} , p_{12} οι σταθερές Pockel.²⁴



Εικόνα 1-11
Τεχνική έγχυσης ρητίνης

Βιβλιογραφία

1. Packard, K. S. (1984), *The Origin of Waveguides: A Case of Multiple Rediscovery*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 32(9), 961–969
2. Tingye Li. (1983), *Advances in Optical Fiber Communications: An Historical Perspective*, IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 1(3), 356–372
3. https://www.osa-opn.org/home/articles/volume_31/march_2020/features/the_breakthrough_birth_of_low-loss_fiber_optics/
4. Ye, W. N., & Xiong, Y. (2013), *Review of silicon photonics: history and recent advances*, Journal of Modern Optics, 60(16), 1299–1320
5. Pouloupoulos, G. (2020), *Design and development of SOI platform integrated circuits and optical interfaces for applications in optical communications networks*, PhD thesis, 35-36
6. Ye, W. N., & Xiong, Y. (2013), *Review of silicon photonics: history and recent advances*, Journal of Modern Optics, 60(16), 1299–1320
7. Soref, R. A., Schmidtchen, J., & Petermann, K. (1991), *Large single-mode rib waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂*, IEEE Journal of Quantum Electronics, 27(8), 1971–1974
8. Selvaraja, Shankar Kumar & Sethi, Purnima, (2018), *Review on Optical Waveguides*
9. De Leonardis, F., Giannoccaro, G., Troia, B., Passaro, V. M. N., & Perri, A. G. (2011), *Design of optimized SOI slot waveguides for homogeneous optical sensing in near infrared*, 2011 4th IEEE International Workshop on Advances in Sensors and Interfaces (IWASI)
10. Q. Zhao, M. Rajaei, and O. Boyraz, (2016), *Silicon Nitride on Silicon-on-Insulator: a Platform for Integration Active Control over Passive Components*, in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2016), paper JW2A.125.
11. D’Orazio, A., De Sario, M., Petruzzelli, V., & Prudenzeno, F. (n.d.). *Lithium niobate integrated optical devices*, Proceedings of 2001 3rd International Conference on Transparent Optical Networks (IEEE Cat. No.01EX488).
12. K. Thyagarajan, A. K. Ghatak, *Lasers: Theory and Applications*, Springer, New York and London, 324-327
13. Ch. Cornet, Y. Léger, C. Robert (2016), *Integrated Lasers on Silicon*, Elsevier, 47-54
14. U. W. Pohl (2020), *Epitaxy of semiconductors: Physics and Fabrication of semiconductors*, Springer, 77-78
15. Berroth, M. & Vogel, Wolfgang & Sfar Zaoui, Wissem & Föhn, Thomas & Klinger, Sandra. (2011), *Silicon Photonic Devices for Advanced Modulation Formats*
16. Lam, H. W. (1987), *SIMOX SOI for integrated circuit fabrication*, IEEE Circuits and Devices Magazine, 3(4), 6–11
17. G. Reed, A. Knight (2004), *Silicon Photonics: An Introduction*. Southern Gate, Chichester, UK, Wiley, 133-135
18. O. Kononchuk, Bich-Yen Nguyen (2014), *Silicon-on-Insulator (SOI) Technology: Manufacture and Applications*, Woodhead Publishing, 7-8

19. T. Yonehara, K. Sakaguchi (2002), *Eltran[®] (SOI-Epi Wafer[™]) Technology*, Progress in SOI structures and Devices Operating at Extreme Conditions, 39-52
20. A. Wittkower, A. Auberton-Herve, C. Maleville (2000), *SMART-CUT(R) technology for SOI: A new high-volume application for ion implantation*, International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, Ion Implantation Technology
21. Doerr, C. R. (2015), *Silicon photonic integration in telecommunications*, Frontiers in Physics, 3
22. Doerr, C., & Chen, L. (2018). *Silicon Photonics in Optical Coherent Systems*, Proceedings of the IEEE, 1–11
23. Tzintzarov, G. N., Rao, S. G., & Cressler, J. D. (2021), *Integrated Silicon Photonics for Enabling Next-Generation Space Systems*, Photonics, 8(4), 131
24. Her, S.-C., & Lin, W.-N. (2020). *Simultaneous Measurement of Temperature and Mechanical Strain Using a Fiber Bragg Grating Sensor*, Sensors, 20(15), 4223
25. Kinet, D., Mégret, P., Goossen, K., Qiu, L., Heider, D., & Caucheteur, C. (2014), *Fiber Bragg Grating Sensors toward Structural Health Monitoring in Composite Materials: Challenges and Solutions*, Sensors, 14(4), 7394 – 7419
26. Πάρδου, Αικ., (2020), *Σύνθετα Υλικά Πολυμερικής Μήτρας με Ανόργανα και Οργανικά μέσα ενίσχυσης Μηχανικών και Θερμικών ιδιοτήτων*
27. Ferdinand, P., Magne, S., Dewynter-Marty, V., Rougeault, S., & Maurin, L. (2002), *Applications of Fiber Bragg Grating Sensors in the Composite Industry*, MRS Bulletin, 27(05), 400–407
28. Khoun, L., Oliveira, R. de, Michaud, V., & Hubert, P. (2011), *Investigation of process-induced strains development by fibre Bragg grating sensors in resin transfer moulded composites*, Composites Part A: Applied Science and Manufacturing, 42(3), 274–282

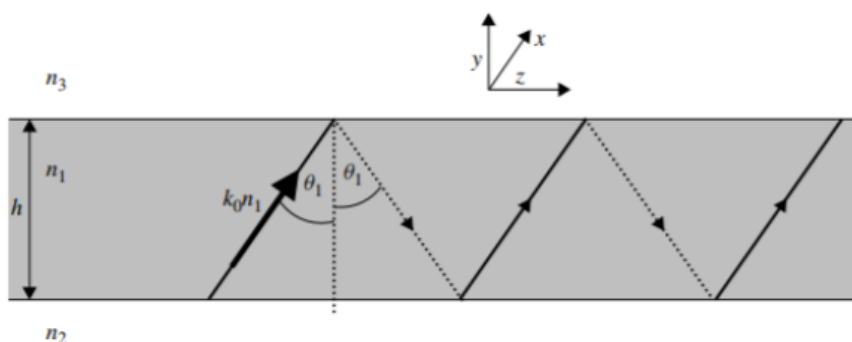
2. Κυματοδήγηση-Περιθλαστικά φράγματα

Στο κεφάλαιο αυτό θα ξεκινήσουμε από την πιο απλή περίπτωση κυματοδηγού, για να εισάγουμε την κρίσιμη έννοια του ενεργού δείκτη διάθλασης. Ακόμη, θα παρουσιάσουμε μία από τις πρώτες εφαρμογές θεωρίας συζευγμένων ρυθμών για πλέγματα στα οποία ο δείκτης διάθλασης παρουσιάζει ημιτονοειδή διαταραχή. Με δεδομένο όμως, πως θα υλοποιηθούν φράγματα τετραγωνικής διαταραχής, θα παρουσιαστούν και οι αριθμητικές μέθοδοι που θα χρησιμοποιηθούν στην συνέχεια.

2.1 Μονοδιάστατοι κυματοδηγοί

Σε αυτή την ενότητα θα προσεγγίσουμε την διάδοση του φωτός σε κυματοδηγό στρώματος, εκμεταλλευόμενοι τις παραδοχές της γεωμετρικής οπτικής.

Μια σημαντική ιδιότητα του ορατού φωτός (όπως του υπέρυθρου και του υπεριώδους), είναι το εξαιρετικά μικρό μήκος κύματος, κάτι που σε προβλήματα με διατάξεις πολύ μεγαλύτερου μήκους, μας επιτρέπει να θεωρήσουμε την διάδοση του φωτός ως ακτίνες. Ένα πολύ απλό τέτοιο παράδειγμα είναι και ο κυματοδηγός παράλληλων πλακών, εφόσον οι διαστάσεις των διεπαφών είναι πολύ μεγαλύτερες του μήκους κύματος.



Εικόνα 2-1

Ανακλάσεις ακτίνες στο εσωτερικό κυματοδηγού

Στην γεωμετρική οπτική, ο βασικός μηχανισμός που εξηγεί την διάδοση στο μέσο, είναι οι πολλαπλές εσωτερικές ανακλάσεις, εφόσον η ακτίνα προσπίπτει με γωνία μεγαλύτερη της κρίσιμης. Η κρίσιμη γωνία πέρα από την οποία έχουμε ολική ανάκλαση, υπολογίζεται από το νόμο του Snell:

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{n_1}{n_2}.$$

Το κυματόνυσμα μας δίνει την διεύθυνση διάδοσης του κύματος, και με απλή τριγωνομετρία μπορεί να αναλυθεί σε δύο κατευθύνσεις. Για τις συνιστώσες του έχουμε αντίστοιχα:

$$k_z = n_1 k_0 \sin \theta_1$$

$$k_y = n_1 k_0 \cos \theta_1$$

Όπου n_1 ο συντελεστής διάθλασης στην ενδιάμεση πλάκα, και $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$

Ορίζουμε, στο συγκεκριμένο παράδειγμα, τον ενεργό συντελεστή διάθλασης ως:

$$n_{eff} = n_1 \sin \theta_1$$

Μπορεί να θεωρηθεί, επομένως, πως η διάδοση γίνεται κατά την διεύθυνση z , με συντελεστή διάθλασης n_{eff} .¹

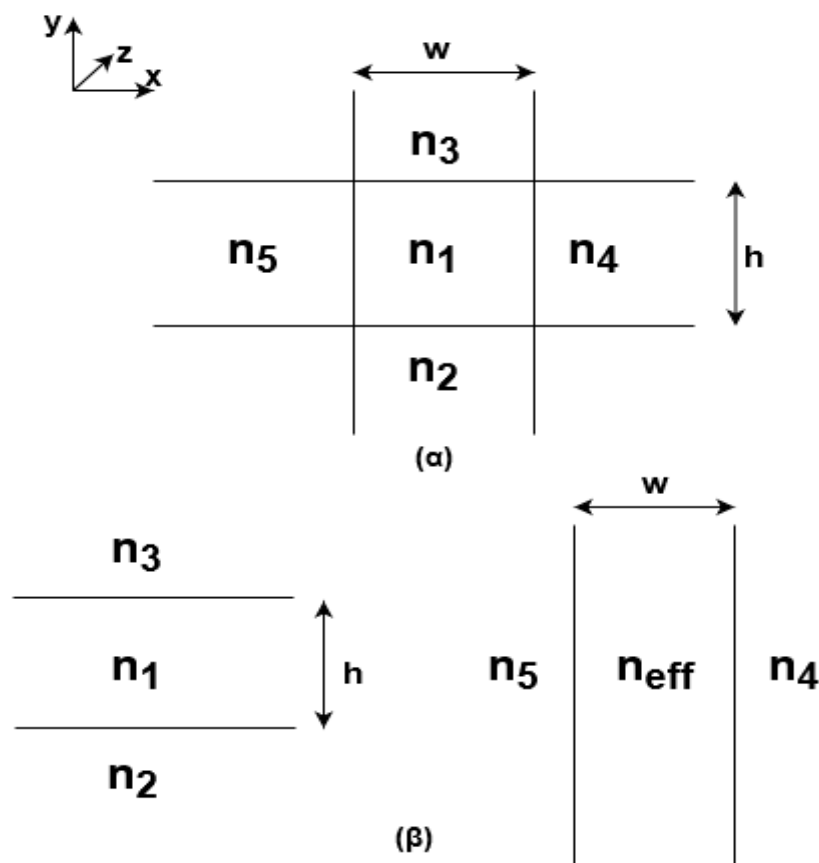
Έστω οι μετατοπίσεις φάσεις στις πάνω και κάτω πλάκες, είναι φ_u και φ_l είναι αντίστοιχα, οι επιτρεπόμενες γωνίες πρόσπτωσης βρίσκονται μέσω της:

$$n_1 k_0 \cos \theta_1 h - \varphi_u - \varphi_l = 2m\pi, \text{ όπου } m = 1, 2, \dots$$

Παρατηρούμε ότι επιτρέπονται μόνο διακριτές τιμές γωνιών, και κάθε μία χαρακτηρίζει και έναν ρυθμό διάδοσης.

2.2 Κυματοδηγός Καναλιού – Μία πρώτη προσέγγιση

Η έννοια του ενεργού δείκτη διάθλασης, που ορίσαμε προηγουμένως, θα βοηθήσει στην ανάλυση κυματοδηγών με περιορισμούς σε δύο κατευθύνσεις.



Εικόνα 2-2

(α) Η κάθετη τομή του κυματοδηγού

(β) Χωρισμός σε του κυματοδηγού καναλιού σε δύο επίπεδους κυματοδηγούς

Ξεκινώντας από την εξίσωση Helmholtz :

$$\frac{\partial^2 \Phi(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi(x,y)}{\partial y^2} + k_0^2 (\epsilon_r(x,y) - n_{eff}^2) \Phi(x,y) = 0 \quad (2.2.1)$$

Εφαρμόζοντας χωρισμό μεταβλητών, έχουμε την εξίσωση:

$$\frac{1}{f(x)} \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{g(y)} \frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + k_0^2 (\epsilon_r(x,y) - n_{eff}^2) = 0 \quad (2.2.2)$$

Και θέτοντας το άθροισμα πρώτου και τρίτου όρου, ως $k_0^2 N^2(x)$, η (2.2.2) γίνεται:

$$\frac{\partial^2 g(y)}{\partial y^2} + k_0^2 (\epsilon_r(x,y) - N^2(x)) g(y) = 0 \quad (2.2.3-\alpha)$$

$$\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + k_0^2 (N^2(x) - n_{eff}^2) f(x) = 0 \quad (2.2.3-\beta)$$

Στην συνέχεια, λύνουμε διαδοχικά τις εξισώσεις για τους κυματοδηγούς που προέκυψαν μετά τον διαχωρισμό, με τον ενεργό δείκτη που βρήκαμε αρχικά, να αντικαθιστά τον δείκτη διάθλασης του ενδιάμεσου στρώματος στον δεύτερο.

Σε περίπτωση TE πόλωσης, λύνουμε την TE ιδιοεξίσωση στον πρώτο κυματοδηγό, και την αντίστοιχη TM στον δεύτερο. Για TM η σειρά είναι αντίστροφη.²

Στην εικόνα 2-2α διακρίνουμε, την κάθετη διατομή του κυματοδηγού, η οποία αναλύεται σε δύο κυματοδηγούς στρώματος, με περιορισμούς στον άξονα x και y, όπως φαίνεται στην εικόνα 2-2β.

Αυτή η μέθοδος είναι απλή στην σύλληψή της και μπορεί να δώσει αναλυτικές λύσεις για τετραγωνικούς κυματοδηγούς. Όμως, παρουσιάζει αδύναμη σύγκλιση όταν η κανονικοποιημένη συχνότητα δεν είναι πολύ μεγάλη και υποτιμά την σταθερά διάδοσης σε δομές λωρίδας (strip).³

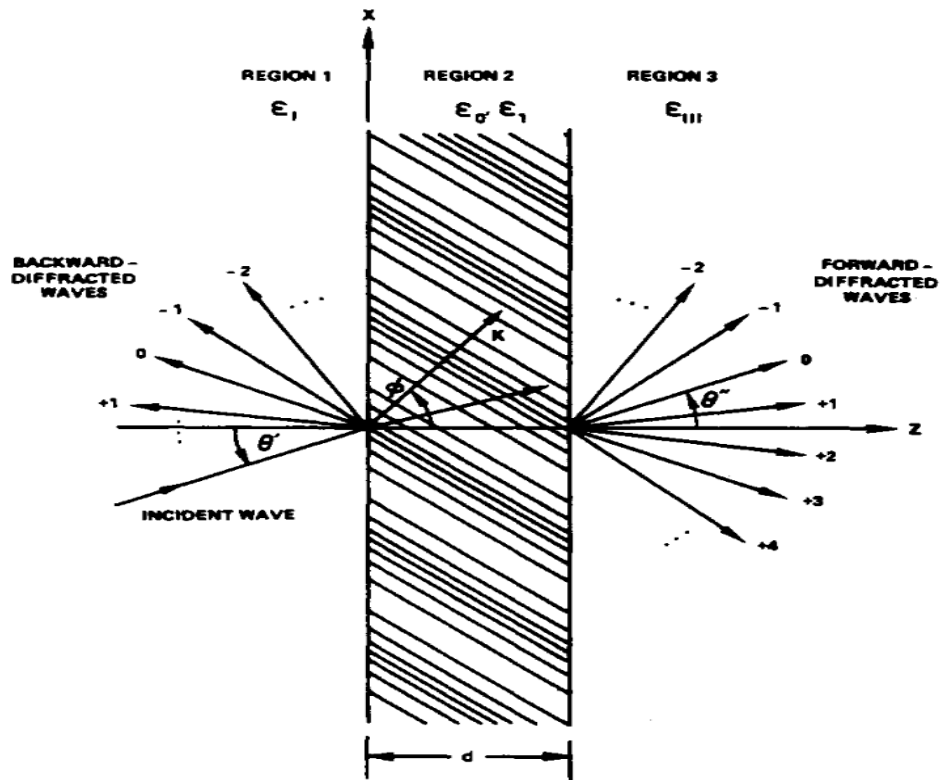
2.3 Δομές Bragg

Στο κεφάλαιο αυτό θα ξεκινήσουμε παρουσιάζοντας μία εφαρμογή θεωρίας συζευγμένων ρυθμών σε φωτονικά φράγματα, η οποία λαμβάνει υπόψη της το σύνολο των περιθλώμενων κυμάτων. Κατόπιν, θα παρουσιάσουμε την εργασία του H.Kogelnik για την περίπτωση περίθλασης Bragg και θα καταλήξουμε σε σχέσεις για την σύζευξη προσπιπτόντων και Bragg περιθλώμενων κυμάτων.

2.3.1 Γενικά για περιθλαστικές δομές

Θεωρούμε δομή με διηλεκτρική σταθερά της μορφής $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} + \vec{K})$, όπου $\vec{K} = K(\sin\varphi\hat{x} + \cos\varphi\hat{z})$, το διάνυσμα της διαταραχής του πλέγματος και $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, με Λ την περίοδο διαταραχής.

Στην εικόνα 2-3, βλέπουμε την διάταξη, αποτελούμενη από πλέγμα με κεκλιμένες επιφάνειες διαταραχών. Η γωνία πρόσπτωσης είναι θ' , και οι διάφοροι περιθλώμενοι ρυθμοί επισημαίνονται με τους ακέραιους αριθμούς που τους χαρακτηρίζουν, στις περιοχές 1 και 3. Διακρίνουμε το διάνυσμα της διαταραχής \vec{K} .



Εικόνα 2-3

Φράγμα παράλληλης πλάκας

Με δεδομένη τη μορφή του φράγματος, θα φθάσουμε αναλυτικά στους τύπους των διεγερόμενων περιθλάσεων, ορίζοντας στην πορεία και κάποια χρήσιμα μεγέθη.

Από τις εξισώσεις Maxwell-Faraday και το νόμο του Ampère (για $J=0$), καταλήγουμε στην:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \varepsilon(r) \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = 0 \quad (2.3.1)$$

Και επίσης:

$$\begin{aligned} \nabla(\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) &= 0 \quad (\text{νόμος Gauss}) \\ \Leftrightarrow \vec{E} \vec{\nabla}(\varepsilon(\vec{r})) + \varepsilon(\vec{r}) \vec{\nabla} \vec{E} &= 0 \end{aligned}$$

- Για TE πόλωση:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E \hat{y} \\ \Leftrightarrow \vec{E} \vec{\nabla}(\varepsilon(\vec{r})) &= 0 \text{ και καταλήγουμε στην } \vec{\nabla} \vec{E} = 0 \end{aligned}$$

Άρα η 2.3.1 γίνεται:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \varepsilon(r) \vec{E} = 0 \quad (2.3.2)$$

- Για TM πόλωση ($\vec{E} = E_x \hat{x} + E_z \hat{z}$):

$$\nabla^2 \vec{E} + \vec{\nabla} \frac{\vec{E} \cdot \vec{\nabla}(\varepsilon(\vec{r}))}{\varepsilon(r)} + k_0^2 \varepsilon(r) \vec{E} = \emptyset$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \frac{\vec{\nabla} \varepsilon}{\varepsilon} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) + k_0^2 \varepsilon(r) \vec{H} = \emptyset$$

Από το ανάδελτα εσωτερικού γινομένου, καταλήγουμε στην:

$$\vec{\nabla} \varepsilon \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = -(\vec{\nabla} \varepsilon \vec{\nabla}) \vec{H}$$

Και καθώς στην TM πόλωση ($\vec{H} = H \hat{y}$), έχουμε την βαθμωτή εξίσωση:

$$\nabla^2 H - (\vec{\nabla} \varepsilon \vec{\nabla}) H + k_0^2 \varepsilon(r) H = 0$$

Επίσης τα περιθλώμενα κύματα πρέπει να ικανοποιούν την συνθήκη Floquet:

$$\sigma_{vi} = k_v - jK$$

Επομένως το ηλεκτρικό πεδίο στις περιοχές είναι της μορφής:

- Περιοχή I

$$E_I = E_{inc} \exp(-j\vec{k}_{inc}\vec{r}) + \sum_{i=-\infty}^{+\infty} R_i \exp(-j\vec{k}_{1i}\vec{r})$$

- Περιοχή II

$$E_{II} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} D_i \exp(-j\vec{\sigma}_{vi}\vec{r})$$

- Περιοχή III

$$E_{III} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} T_i \exp(-j\vec{k}_{3i}\vec{r})$$

Εφαρμόζοντας τις συνοριακές συνθήκες:

$$z = 0 : (\vec{k}_{1i})_x = (\vec{\sigma}_{vi})_x$$

$$z = d : (\vec{\sigma}_{vi})_x = (\vec{k}_{3i})_x$$

Από τις παραπάνω συνθήκες, μαζί με το νόμο του Snell για τις διαχωριστικές επιφάνειες, καταλήγουμε στις σχέσεις:

$$j \frac{\lambda_0}{\Lambda} \sin \varphi = n_0 \sin \theta + n_0 \sin \theta_i$$

$$j \frac{\lambda_0}{\Lambda} \sin \varphi = n_l \sin \theta' + n_l \sin \theta_i'$$

Που αντιστοιχούν στα περιθλώμενα προς τα εμπρός και προς τα πίσω αντίστοιχα.⁴

Ορίζονται τα παρακάτω μεγέθη:

$$Q' = \frac{Q}{\cos\theta} = \frac{2\pi\lambda d}{(\varepsilon_0)^{1/2} \Lambda^2 \cos\theta}$$

$$\gamma_{TE} = \frac{\pi\varepsilon_1 d}{2\lambda_0(\varepsilon_0)^{1/2} \cos\theta}$$

$$\gamma_{TM} = \frac{\pi\varepsilon_1 d \cos(2(\theta - \varphi))}{2\lambda_0(\varepsilon_0)^{1/2} \cos\theta}$$

Για τιμές $Q'\gamma < 1$, έχουμε περίθλαση Raman-Nath, με πολλαπλά περιθλώμενα κύματα να διεγείρονται

Για $\frac{Q}{2\gamma} < 1$, έχουμε περίθλαση Bragg, με ένα (πρακτικά) περιθλώμενο κύμα να παράγεται.⁵

2.3.2 Συνθήκη Bragg

Στο παρόν υποκεφάλαιο θα υπολογίσουμε την απόδοση της σύζευξης μεταξύ του περιθλώμενου ρυθμού Bragg και του προσπίπτοντος κύματος.

Έχουμε την σχέση:

$$m \frac{\lambda_0}{n_0} = 2\Lambda \sin\theta, \text{ για } \varphi = 90^\circ$$

Η οποία αποτελεί την συνθήκη Bragg, για ακέραιες τιμές του m.⁶

Για κεκλιμένο επίπεδο, δηλαδή $\varphi \neq 90^\circ$:

$$\theta_s = \theta - (90^\circ - 180^\circ - \varphi), \text{ επομένως}$$

$$\sin(\theta_s) = \sin(90^\circ - (\varphi - \theta)) = \cos(\varphi - \theta) \text{ και η συνθήκη Bragg γίνεται:}$$

$$m \frac{\lambda_0}{n_0} = 2\Lambda \cos(\varphi - \theta)$$

2.3.2.1 TE πόλωση

Δείξαμε προηγουμένως, πως η διάδοση του ηλεκτρικού πεδίου παίρνει την μορφή:

$$\nabla^2 E + k_0^2 \varepsilon(r) E = 0$$

Και η σταθερά διάδοσης :

$$k^2 = \beta^2 - 2j\alpha\beta + 2\kappa\beta \left(e^{-i\vec{k}\vec{r}} + e^{i\vec{k}\vec{r}} \right) \quad (2.3.3)$$

Όπου κ είναι η σταθερά που περιγράφει την σύζευξη του προσπίπτοντος κύματος R και του κύματος που προκύπτει από την περίθλαση. Για κ=0, δεν υπάρχει φαινόμενο περίθλασης.

Η λύση της 2.3.2, είναι επομένως:

$$E = R(z)e^{-i\vec{k}_{inc}\vec{r}} + S(z)e^{-i\vec{\sigma}\vec{r}} \quad (2.3.4), \text{ όπου } \vec{\sigma} = \vec{k}_{inc} - \vec{K} = \sigma_x \hat{x} + \sigma_z \hat{z} \quad (2.3.5)$$

Αντικαθιστώντας τις 2.3.3, 2.3.4, 2.3.5 στην 2.3.2, καταλήγουμε στις σχέσεις:

$$R'' - jk_0 n_0 \cos\theta R' + k_0^2 \frac{\epsilon_1}{2} S = 0 \quad (2.3.6)$$

$$S'' - 2j(k_0 n_0 \cos\theta - k \cos\varphi) S' + (k_0^2 n_0^2 - |\vec{\sigma}|^2) S + k_0^2 \frac{\epsilon_1}{2} R = 0 \quad (2.3.7)$$

Οι συναρτήσεις R,S μεταβάλλονται αργά, επομένως αγνοούμε τα R'' και S'' και οι 2.3.6-2.3.7 γίνονται:

$$c_R R' = -jkS$$

$$c_S S'' + j\vartheta S = -jkR$$

και έχουμε λύσεις της μορφής:

$$R(z) = r_1 e^{\gamma_1 z} + r_2 e^{\gamma_2 z}$$

$$S(z) = s_1 e^{\gamma_1 z} + s_2 e^{\gamma_2 z}$$

Εφαρμόζοντας συνοριακές συνθήκες $R(0) = 1, S(0) = 0, c_s > 0$ για πλέγμα στο οποίο η περίθλαση Bragg διαδίδεται στην περιοχή (3) (πλέγμα μεταφοράς) και παίρνουμε:

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{c_R} + \frac{\alpha}{c_S} + j \frac{\vartheta}{c_S} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\alpha}{c_R} - \frac{\alpha}{c_S} - j \frac{\vartheta}{c_S} \right)^2 - 4 \frac{k^2}{c_R c_S}}, \text{ με } k = \frac{\pi n_1}{\lambda_0}$$

$$s_1 = -s_2 = -j \frac{k}{c_S (\gamma_1 - \gamma_2)}$$

και α η μέση σταθερά απορρόφησης

Για πλέγματα ανάκλασης, υπολογίζουμε για $R(0) = 1, S(d) = 0, c_s < 0$

2.3.2.2 TM πόλωση

$$\nabla^2 \vec{E} + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + k_0^2 \epsilon(r) \vec{E} = 0$$

Οι λύσεις θεωρούμε πως έχουν την μορφή:

$$\vec{E} = \vec{R}(z) e^{-i\vec{k}_{inc} \cdot \vec{r}} + \vec{S}(z) e^{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{r}}$$

Όπου $\vec{R}(z) = R(z) \hat{r}_E$ και $\vec{S}(z) = S(z) \hat{s}_R$, με:

$$\hat{r}_E = \cos\theta \hat{x} - \sin\theta \hat{z}$$

$$\hat{s}_R = \cos\theta_i \hat{x} - \sin\theta_i \hat{z}$$

μας δίνουν την πόλωση του διαθλώμενου και περιθλώμενου αντίστοιχα

Αντικαθιστώντας την παραπάνω σχέση στην κυματική εξίσωση, παίρνουμε:

$$c_R R' = -jkS(\hat{r}_E \hat{s}_R)$$

$$c_S S'' + j\vartheta S = -jk(\hat{r}_E \hat{s}_R) R$$

Βλέπουμε, πως η διαφορά με τις αντίστοιχες εξισώσεις της TE πόλωσης, είναι ο όρος του εσωτερικού γινομένου των διανυσμάτων της πόλωσης.

Εφόσον $\sin\theta_i = \frac{\sigma_x}{\sigma}, \cos\theta_i = \frac{\sigma_z}{\sigma}$

Καταλήγουμε στην:

$$\hat{r}_E \hat{s}_R = -\cos[2(\theta - \varphi)]$$

Η απόδοση σκέδασης, το μέγεθος που μας δίνει το λόγο της έντασης του περιθλώμενου κύματος προς αυτό του προσπίπτοντος, είναι:

$$\eta = \sin^2 \gamma^7$$

2.4 Αλγόριθμοι

Στο συγκεκριμένο υποκεφάλαιο θα παρουσιαστούν οι αλγόριθμοι που θα χρησιμοποιήσουμε για τον σχεδιασμό των περιθλαστικών δομών, θα συζητηθούν τα πλεονεκτήματα και οι περιορισμοί τους. Αφού αναφερθούν βασικά στοιχεία της δημοφιλούς μεθόδου FDTD (μέθοδος πεπερασμένων διαφορών στο πεδίο του χρόνου), η οποία υπολογίζει το πεδίο στις 3 διαστάσεις, θα αναλυθεί ο αλγόριθμος για τον υπολογισμό του πεδίου σε δύο διαστάσεις (Finite Difference Eigenmode). Τέλος, θα παρουσιαστεί η μέθοδος επίλυσης προβλημάτων συζευγμένων ρυθμών (Eigenmode expansion).

2.4.1 FDTD

Αποτελεί μία από τις πλέον χρησιμοποιούμενες αριθμητικές μεθόδους για τον υπολογισμό του H/M πεδίου και βασίζεται στην διακριτοποίηση των εξισώσεων στροβιλισμού, από τις οποίες, όταν αναπτύσσουμε τον τελεστή, λαμβάνουμε τις εξισώσεις:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)$$

Κατόπιν, για να επιλυθούν αριθμητικά οι παραπάνω εξισώσεις, οι οποίες περιέχουν μερικές παραγώγους πρώτης τάξης, είναι δυνατό οι εξισώσεις να διακριτοποιηθούν. Στην συνέχεια οι παράγωγοι, χρονικές και χωρικές, μπορούν να προσεγγισθούν μέσω κεντρικών διαφορών, δηλαδή η παράγωγος ως προς z οποιασδήποτε συνιστώσας πεδίου σε σημείο (i,j,k) την χρονική στιγμή nΔt γράφεται:

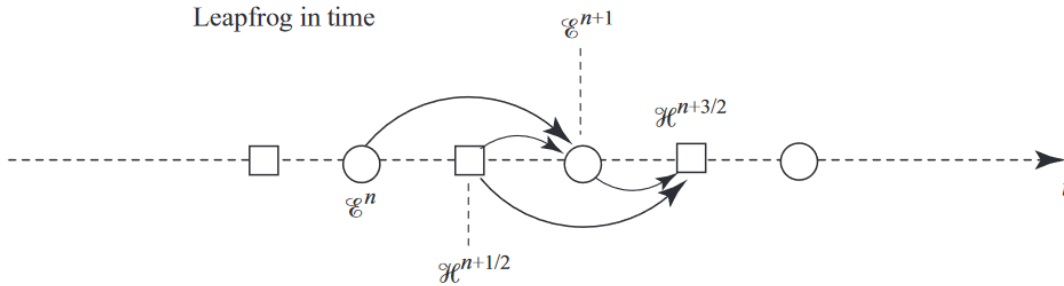
$$\frac{\partial G}{\partial z} \Big|_{i,j,k} = \frac{G_{i,j,k+1/2}^n - G_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} + O[(\Delta z)^2]$$

Οι παράγωγοι ως προς τον χρόνο διακριτοποιούνται με δεύτερης τάξης κεντρική διαφορά, ώστε:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Big|^{n+1/2} \approx \frac{\vec{E}^{n+1} - \vec{E}^n}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon} [\nabla \times \vec{H}]^{n+1/2}$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \Big|^{n+1} \approx \frac{\vec{H}^{n+3/2} - \vec{H}^{n+1/2}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} [\nabla \times \vec{E}]^{n+1}$$

Δηλαδή το ηλεκτρικό πεδίο υπολογίζεται στα ακέραια πολλαπλάσια των βημάτων, ενώ το μαγνητικό στα ενδιάμεσα του ηλεκτρικού, κάτι που αποτυπώνεται ακριβώς στην εικόνα 2-5. Να σημειώσουμε πως τα διανύσματα αποθηκεύονται ακριβώς στα σημεία στα οποία ορίζονται. Ο αλγόριθμος αυτό είναι γνωστός σαν leapfrog και δίνεται στην εικόνα 2-4:



Εικόνα 2-4

Ο αλγόριθμος Leapfrog για τον υπολογισμό του Η/Μ πεδίου

Η ευστάθεια της μεθόδου καθορίζεται από το όριο Courant, το οποίο περιορίζει την επιλογή του χρονικού βήματος:

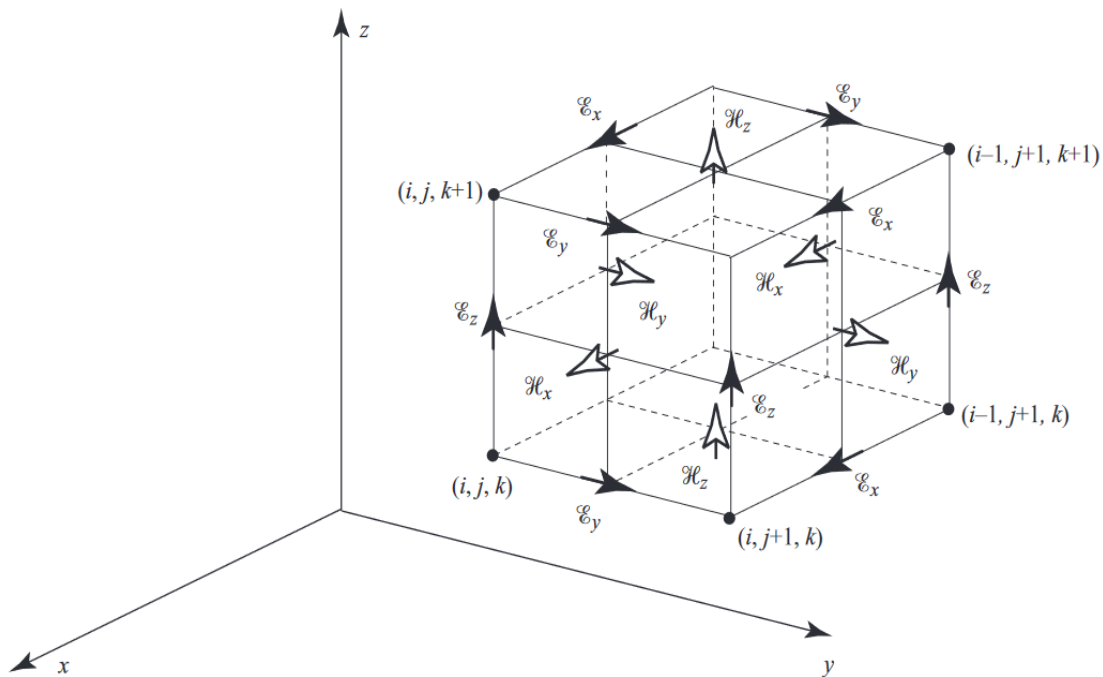
$$\Delta t < \frac{1}{c} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$

Σε ανοιχτά προβλήματα, είναι αναγκαίο να ορίσουμε εμείς τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες, έχοντας να διαλέξουμε μεταξύ της οικονομίας υπολογιστικών πόρων και της εξαφάνισης μη πραγματικών ανακλώμενων συνιστωσών, που παράγονται από τις συνοριακές συνθήκες.⁸

Στην περίπτωση που θέλουμε να μην εμφανίζονται οι παραπάνω συνιστώσες, θα χρησιμοποιήσουμε απορροφητικές συνοριακές συνθήκες. Η πλέον γνωστή τέτοια συνθήκη, είναι αυτή του τέλεια προσαρμοσμένου στρώματος (PML-perfectly matched layer), η οποία ορίζει ημιχώρο έτσι ώστε να απορροφά κύμα τυχαίας πόλωσης και ευρέως φάσματος, δίχως κάποια ανάκλαση. Επομένως, οι συνοριακές συνθήκες μπορούν να βρίσκονται κοντά στην συσκευή της οποίας μελετάται η συμπεριφορά.⁹

Σε αντίθετη περίπτωση, όταν δηλαδή ιεραρχείται η οικονομία υπολογιστικών πόρων, μία επιλογή είναι αυτή του ορισμού μεταλλικής επιφάνειας. Θα αναφερθούμε αργότερα σε αυτό το είδος συνοριακής συνθήκης, όπου θα φανεί η αξία της στην εξοικονόμηση

μνήμης. Αξίζει όμως να αναφερθεί πως παράγει συνιστώσες που προκύπτουν από ανακλάσεις στο σύνορο και λόγω αυτού, μπορεί να επιλεγεί όταν η δομή που προσομοιώνεται βρίσκεται μακριά από αυτό.⁹



Εικόνα 2-5

Το τρισδιάστατο πλέγμα Yee

2.4.2 FDE

Ο αλγόριθμος Finite Difference Eigenmode χρησιμοποιεί το πλέγμα του Yee, γνωστό στην μέθοδο FDTD (Finite Domain Time Difference), σε δύο διαστάσεις. Πρόκειται για πλήρως διανυσματική μέθοδο, η οποία υπολογίζει το Η/Μ πεδίο σε μία επιφάνεια. Θεωρώντας λύσεις $\approx \exp(i(\beta z - \omega t))$ και αντικαθιστώντας στο νόμο Ampère-Maxwell::

$$jk_0 H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - j\beta E_y$$

$$jk_0 H_y = j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x}$$

$$jk_0 H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}$$

Όπως και στον Maxwell-Faraday:

$$jk_0 \varepsilon_r E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - j\beta H_y$$

$$jk_0 \varepsilon_r E_y = j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$jk_0 \varepsilon_r E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}$$

Διακριτοποιώντας τις παραπάνω σχέσεις, παίρνουμε:

$$ik_0 H_x(j, l) = \frac{[E_z(j, l+1) - E_z(j, l)]}{\Delta y} - i\beta E_y(j, l)$$

$$ik_0 H_y(j, l) = i\beta E_x(j, l) - \frac{[E_z(j+1, l) - E_z(j, l)]}{\Delta x}$$

$$ik_0 H_z(j, l) = \frac{[E_y(j+1, l) - E_y(j, l)]}{\Delta x} - \frac{[E_x(j, l+1) - E_x(j, l)]}{\Delta y}$$

$$-i\varepsilon_{rx}(j, l)E_x(j, l) = \frac{[H_z(j, l) - H_z(j, l-1)]}{\Delta y} - i\beta H_y(j, l)$$

$$-i\varepsilon_{ry}(j, l)E_y(j, l) = i\beta H_x(j, l) - \frac{[H_z(j, l) - H_z(j-1, l)]}{\Delta x}$$

$$-i\varepsilon_{rz}(j, l)E_z(j, l) = \frac{[H_y(j, l) - H_y(j-1, l)]}{\Delta x} - \frac{[H_x(j, l) - H_x(j, l-1)]}{\Delta y}, \text{ όπου}$$

$$\varepsilon_{rx}(j, l) = \frac{[\varepsilon_r(j, l) + \varepsilon_r(j, l-1)]}{2}$$

$$\varepsilon_{ry}(j, l) = \frac{[\varepsilon_r(j, l) + \varepsilon_r(j-1, l)]}{2}$$

$$\varepsilon_{rz}(j, l) = \frac{[\varepsilon_r(j, l) + \varepsilon_r(j-1, l-1) + \varepsilon_r(j, l-1) + \varepsilon_r(j-1, l)]}{4}$$

Στην εικόνα 2-6 διακρίνουμε κελιά του πλέγματος Yee, μέσω του οποίου οι εξισώσεις στροβιλισμού λύνονται αριθμητικά.

$$\mathbf{Q} \begin{bmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_{xx} & \mathbf{Q}_{xy} \\ \mathbf{Q}_{yx} & \mathbf{Q}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} \mathbf{H}_x \\ \mathbf{H}_y \end{bmatrix}$$

Και ισχύει πως:

$$\mathbf{P}_{xx} = -k_0^{-2} \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y + (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x)(\boldsymbol{\varepsilon}_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y),$$

$$\mathbf{P}_{yy} = -k_0^{-2} \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x + (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y)(\boldsymbol{\varepsilon}_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x),$$

$$\mathbf{P}_{xy} = \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y (\boldsymbol{\varepsilon}_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) - k_0^{-2} (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x) \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x,$$

$$\mathbf{P}_{yx} = \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x (\boldsymbol{\varepsilon}_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y) - k_0^{-2} (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y) \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y.$$

Όπως και για την ιδιοεξίσωση του μαγνητικού πεδίου:

$$\mathbf{Q}_{xx} = -k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y + (\boldsymbol{\varepsilon}_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x)(k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y),$$

$$\mathbf{Q}_{yy} = -k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x + (\boldsymbol{\varepsilon}_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y)(k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x),$$

$$\mathbf{Q}_{xy} = -(\boldsymbol{\varepsilon}_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x),$$

$$\mathbf{Q}_{yx} = -(\boldsymbol{\varepsilon}_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y) \mathbf{U}_x \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \boldsymbol{\varepsilon}_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y).$$

Για το προηγούμενο παράδειγμα συνοριακών τιμών (που αντιστοιχεί στην περίπτωση μετάλλου), προκύπτει $\mathbf{V}_x = -\mathbf{U}_x^T$ και $\mathbf{V}_y = -\mathbf{U}_y^T$. Από τις παραπάνω εξισώσεις, μπορεί να γίνει φανερό πως $\mathbf{Q}_{xx} = \mathbf{P}_{yy}^T$, $\mathbf{Q}_{yy} = \mathbf{P}_{xx}^T$, $\mathbf{Q}_{xy} = -\mathbf{P}_{xy}^T$, $\mathbf{Q}_{yx} = -\mathbf{P}_{yx}^T$.

Σε περίπτωση που ο ε_r είναι πραγματικός, δηλαδή η απορρόφηση του υλικού είναι αμελητέα, οι πίνακες \mathbf{P} και \mathbf{Q} είναι αραιοί και πραγματικοί. Αυτό το είδος πινάκων μπορεί να αποθηκευτεί αποδοτικά, χωρίς μεγάλη δέσμευση μνήμης. Με γνωστές μεθόδους αριθμητικής επίλυσης προβλημάτων ιδιοτιμών, υπολογίζεται ο ενεργός δείκτης διάθλασης των ρυθμών που θα κυματοδηγηθούν $n_{eff} = \frac{\beta}{k_0}$ όπως και τα πεδία τους για την επιφάνεια επίλυσης.¹⁰

2.4.3 EME

Σε δομή της οποίας ο δείκτης διάθλασης δεν μεταβάλλεται (ή μεταβάλλεται αργά) κατά την κατεύθυνση διάδοσης, η λύση των εξισώσεων του Maxwell για το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι υπέρθεση κυμάτων της μορφής:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{e}_m(x, y) e^{j\beta_m z} \text{ θεωρώντας μονοχρωματική ακτινοβολία και χρονική εξάρτηση της μορφής } e^{j\omega t}$$

Ο όρος \vec{e}_m αποτελεί την ιδιοσυνάρτηση του προβλήματος, και β_m η ιδιοτιμή της λύσης. Άρα οι υπολογιζόμενοι ρυθμοί έχουν μία πολύ απλή εξάρτηση από την z , κάτι που επιτρέπει στην μέθοδο να εφαρμόζεται αποδοτικά σε αργά μεταβαλλόμενες δομές στην κατεύθυνση διάδοσης.

Συνήθως στους κυματοδηγούς εμφανίζονται δύο είδη ρυθμών, που αποτελούν πλήρης βάση λύσεων, δηλαδή κάθε λύση των εξισώσεων Maxwell αποτελεί υπέρθεσή τους. Πρόκειται για τους:

- Κυματοδηγούμενους ρυθμούς: διαδίδονται χωρίς απώλειες μέσα στην δομή
- Ρυθμοί ακτινοβολίας: Αποτελούν ένα άπειρο σύνολο το οποίο μεταφέρει ενέργεια μακριά από την δομή.

Το H/M πεδίο παίρνει την μορφή:

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_k \vec{E}_m(x, y)(a_k e^{j\beta_m z} + b_k e^{-j\beta_m z})$$

$$\vec{H}(x, y, z) = \sum_k \vec{H}_m(x, y)(a_k e^{j\beta_m z} - b_k e^{-j\beta_m z})$$

Οι εξισώσεις δείχνουν την εξάρτηση των πεδίων από συνιστώσες διαδιδόμενες σε +z και -z.

Εφαρμόζοντας τις συνοριακές συνθήκες για το ηλεκτρικό πεδίο:

$$\sum_{k=1}^N (a_k^{(+)} e^{j\beta_k z} - a_k^{(-)} e^{-j\beta_k z}) \mathbf{E}_{k,t}^{(a)}(x, y) = \sum_{k=1}^N (b_k^{(+)} e^{j\beta_k z} - b_k^{(-)} e^{-j\beta_k z}) \mathbf{E}_{k,t}^{(b)}(x, y)$$

Στην εικόνα 2-6 διακρίνονται οι συντελεστές που προκύπτουν από τις εξισώσεις συνέχειας του ηλεκτρικού πεδίου, στην διεπαφή δύο κυματοδηγών διαφορετικών διαστάσεων πυρήνα και μανδύα.

Σημειώνουμε ότι οι ρυθμοί είναι ορθοκανονικοί, δηλαδή ισχύει:

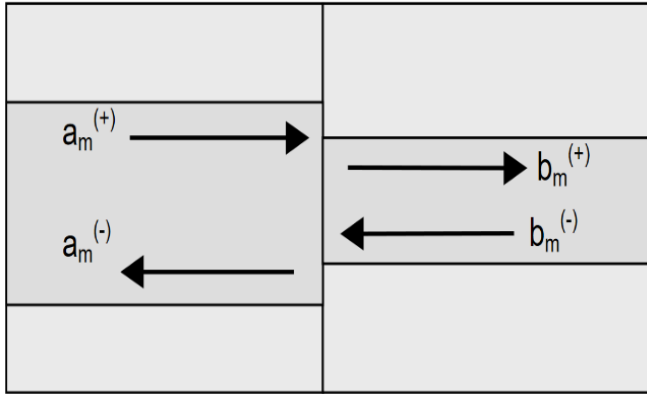
$$\int (E_{x,j} H_{y,k} - E_{y,j} H_{x,k}) d\vec{S} = \delta_{jk}$$

Μετά από πράξεις μπορούμε να αντλήσουμε τον πίνακα σκέδασης:

$$\begin{bmatrix} \vec{a}^- \\ \vec{b}^+ \end{bmatrix} = S_j \begin{bmatrix} \vec{a}^+ \\ \vec{b}^- \end{bmatrix}$$

Για ένα ευθύ τμήμα κυματοδηγού, ο πίνακας σκέδασής του, γίνεται:

$$\begin{bmatrix} e^{j\beta_1 z} & 0 & 0 \\ 0 & e^{j\beta_2 z} & 0 \\ 0 & 0 & e^{j\beta_3 z} \end{bmatrix}, \text{ ο οποίος υπολογίζεται εύκολα, μόλις υπολογιστούν οι } \\ \text{ρυθμοί}$$



Εικόνα 2-7

Οι συντελεστές των τρόπων διάδοσης.

Καθώς μελετούμε περιοδική δομή, ο πίνακας σκέδασης μίας περιόδου, είναι ο ίδιος σε όλες, αφού δεν εφαρμόζουμε αποδισμό (θα αναφερθούμε στο επόμενο κεφάλαιο), έχοντας έτσι γρήγορη εκτέλεση του αλγορίθμου για ολόκληρη την δομή.¹¹

Εφόσον η επίλυση των εξισώσεων είναι αναλυτική, με την προσέγγιση της μεθόδου να είναι στον αριθμό των ιδιοσυναρτήσεων που χρησιμοποιούνται. Δηλαδή για $m \rightarrow +\infty$, θα παίρναμε την ακριβή λύση. Έτσι, υπολογίζουμε στο ίδιο «βήμα» TE και TM πόλωση. Απαιτείται, όμως, προσοχή, καθώς η πολυπλοκότητα εκτέλεσης και οι απαιτήσεις σε μνήμη αυξάνονται κυβικά όσο μεγαλώνει η κάθετη τομή.¹²

Βιβλιογραφία

1. G. Reed, A. Knight, *Silicon Photonics: An Introduction*. Southern Gate, Chichester, UK: Wiley, 2004, pp. 24-25
2. K. Kawano, T. Kitoh, *Introduction to optical waveguide analysis*, Wiley, 2001, pp. 34-37
3. K. S. Chiang, *Performance of the effective-index method for the analysis of the dielectric waveguides*, Optics letters, Vol. 16, No.10, pp. 714-716, May 1991
4. T. K. Gaylord, M. G. Moharam, *Analysis and applications of optical diffraction by gratings*, Proceedings of the IEEE, 73(5), 894–937, 1985
(μέσω σημειώσεων και Γλύτση στο http://users.ntua.gr/eglytsis/IO/Grating_Diffraction.pdf)
5. Moharam, M. G., & Young, L. (1978). *Criterion for Bragg and Raman-Nath diffraction regimes*, Applied Optics, 17(11), 1757
6. Gaylord, T. K., & Moharam, M. G. (1981). *Thin and thick gratings: terminology clarification*, Applied Optics, 20(19), 3271
7. Kogelnik, H. (1969), *Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings*. Bell System Technical Journal, 48(9), 2909–2947(μέσω σημειώσεων και Γλύτση στο http://users.ntua.gr/eglytsis/IO/Grating_Diffraction.pdf)
8. Inan, U. S., & Marshall, R. A. (2011), *Numerical Electromagnetics: The FDTD method*, Cambridge, 72–112
9. Gedney, S. D. (2011). *Introduction to the Finite-Difference Time-Domain (FDTD) Method for Electromagnetics*, Synthesis Lectures on Computational Electromagnetics, 6(1), 1–250
10. Zhu, Z., & Brown, T. (2002), *Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers*, Optics Express, 10(17), 8
11. Gallagher, D. F. G., & Felici, T. P. (2003), *Eigenmode expansion methods for simulation of optical propagation in photonics: pros and cons*, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies
12. Gallagher, D. F. G., (2008), *Photonic CAD matures*, IEEE LEOS Newsletter, 22(1), 8

3. Σχεδιασμός Δομής Bragg

Στην ενότητα αυτή, θα ξεκινήσουμε περιγράφοντας την μεθοδολογία σχεδιασμού περιθλαστικού φράγματος Bragg, σε κυματοδηγό λωρίδας, αποτελούμενη από τμήματα διαφορετικής ορθογωνικής διατομής. Ο σχεδιασμός θα ξεκινήσει με την χρήση του αλγορίθμου FDE και τον υπολογισμό του ενεργού δείκτη διάθλασης των θεμελιωδών ρυθμών, για διαφορετικές τιμές της διαφοράς πλατών των δύο τμημάτων. Από τις τιμές του n_{eff} θα εξαχθεί η περίοδος του πλεγμάτων Bragg, ώστε για τους συγκεκριμένους ρυθμούς, η ανάκλαση να έχει συχνότητα συντονισμού της επιλογής μας. Είναι αναγκαίο, όμως, να μελετηθεί περαιτέρω η συμπεριφορά του για παραμέτρους που θα επηρεάσουν τον πειραματικό χαρακτηρισμό. Η απόκριση για αυτές τις παραμέτρους θα ληφθεί κάνοντας χρήση του αλγορίθμου EME, από τον οποίο θα λάβουμε αποτελέσματα για την ισχύ των ρυθμών ακτινοβολήσης (radiation modes), όπως και για αυτή των κυματοδηγούμενων. Αφότου επιλεγούν διαστάσεις με ικανοποιητική απόκριση, μέσω του ίδιου αλγορίθμου, θα προσομοιωθεί η συμπεριφορά του φράγματος στην αλλαγή της θερμοκρασίας, βάσει των κριτηρίων των πρότερων βημάτων.

3.1 Πρώτες σχεδιαστικές παραδοχές - Μεθοδολογία

Στον σχεδιασμό περιθλαστικών δομών, τα μεγέθη που μας ενδιαφέρουν είναι κυρίως η κεντρική συχνότητα του φάσματος των ανακλάσεων, του υποδιπλασιασμού ισχύος και οι απώλειες ζεύξης. Ακόμη, προτιμάται μονότροπη λειτουργία, δηλαδή κυματοδηγήση μόνο των θεμελιωδών τρόπων διάδοσης. Μία διέγερση τρόπων ανώτερης τάξης θα δημιουργούσε πρόβλημα στις μετρούμενες ανακλάσεις, αφού θα λαμβάναμε και άλλες, πέραν των θεμελιωδών.¹

Πρέπει να τονιστεί, πως οι ανάγκες των εργαστηρίων για παραγωγή πρωτότυπων ημιαγωγικών στοιχείων είναι διαφορετικές από αυτές των σχεδιαστών βιομηχανικών εφαρμογών, λόγω της περιορισμένης παραγωγής που απαιτούν. Για την κάλυψη των αναγκών της επιστημονικής κοινότητας, έχουν δημιουργηθεί υπηρεσίες διαμοιρασμού του χώρου των δισκίων για διαφορετικά σχέδια, γνωστές ως Multi-Project Wafers (MPW). Πρώτη τέτοια υπηρεσία αποτελεί η MOSIS, η οποία ιδρύθηκε το 1981 από την DARPA.² Για την παραγωγή των τσιπ χρησιμοποιείται η υπηρεσία Europractice, στην οποία συμμετέχει το IMEC.

Καθώς χρησιμοποιούμε πλατφόρμα ολοκλήρωσης πυριτίου του IMEC, έχουμε περιορισμούς στο πάχος του πυριτίου, όπως και σε αυτό του SiO_2 . Στον πίνακα 3.1 δίνονται κάποιες βασικές παράμετροι:

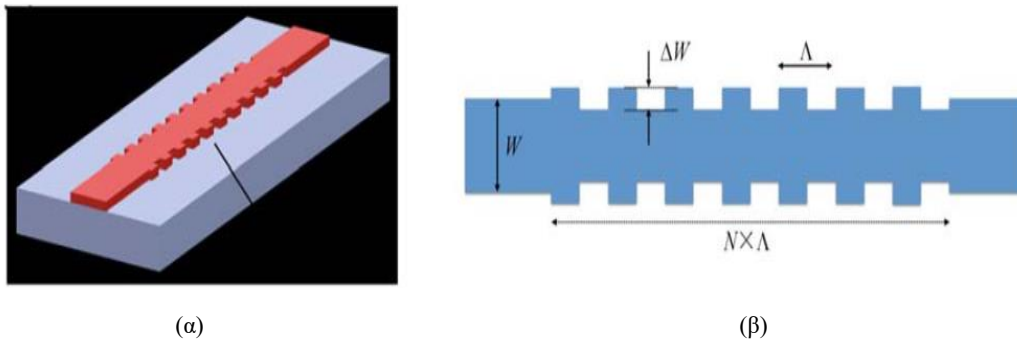
Si	SiO_2	Περίβλημα	Λ
220 nm	4 μm	SiO_2	1.55 μm

Πίνακας 3.1

Παράμετροι κατασκευαστή πλακιδίων

Το είδος της περιθλαστικού φράγματος που θα μελετήσουμε, είναι αυτό του κυματοδηγού λωρίδας (strip), με την διαταραχή του δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού να επισυμβαίνει λόγω της αλλαγής στο πλάτος του κυματοδηγού.

Υπενθυμίζουμε πως το υπόστρωμα SiO₂ περιορίζει το μεγαλύτερο μέρος του πεδίου εντός του πυριτίου, λόγω της μεγάλης διαφοράς στους δείκτες διάθλασης πυρήνα-μανδύα. Στην εικόνα 3-1³, αποτυπώνεται η διάταξη που θα υλοποιηθεί, επισημαίνεται με W το πλάτος κυματοδηγών εισόδου και εξόδου, κατάλληλα ορισμένες για μονορυθμική λειτουργία (450 nm για TE-500 nm για TM). Βλέπουμε ότι η δομή είναι περιοδική. Με ΔW ορίζεται η διαφορά πλάτους, με N ο αριθμός των περιόδων και Λ το μήκος της περιόδου.



Εικόνα 3-1

Το πλέγμα Bragg κυματοδηγού λωρίδας:

(α) Πάνοψη

(β) Προοπτικά

Για τον εν λόγω σχεδιασμό, θα χρησιμοποιήσουμε το πρόγραμμα MODE της Lumerical, και συγκεκριμένα δύο αλγορίθμους που προηγουμένως αναφέραμε λεπτομερειακώς, τους FDE και EME.

Αρχικά, για δεδομένη διαφορά στα πλάτη της πρώτης με την δεύτερη ημιπερίοδο, χρησιμοποιούμε τον αλγόριθμο FDE, για να υπολογίσουμε τους ενεργούς δείκτες διάθλασης, όπως και τα πεδία στην κάθετη τομή των πεδίων των κυματοδηγούμενων ρυθμών. Κατόπιν παίρνουμε την περίοδο από τον τύπο:

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{eff}},$$

με $\lambda_B = 1.55 \mu m$ και Λ η περίοδος του πλέγματος

Από αυτήν την σχέση, προκύπτει η ευαισθησία σε θερμοκρασία και πίεση:

$$\frac{d\lambda_B}{\lambda_B} = \left(\frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right) dT + \left(\frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{d\varepsilon} + \frac{1}{n} \frac{dn}{d\varepsilon} \right) d\varepsilon$$

Επιλέγουμε να προσομοιάσουμε μόνο την ηλεκτροοπτική συμπεριφορά του, με τον όρο $\frac{dn}{dT} = 0.00018 (1/K)$

Πιο γνωστή, όμως, είναι η πεπερασμένη μορφή αυτής:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (a_\Lambda + a_n)\Delta T + (1 - a_p)\varepsilon,$$

όπου α_n ο θερμοοπτικός, a_L συντελεστής θερμικής διαστολής, και ο a_p αντίστοιχος της πίεσης²

Το εύρος ζώνης του κύριου λοβού, όπως και του μέγιστου ύψους των ανακλάσεων:

$$\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_g} \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2},$$

$$R = \tanh^2(\kappa L)$$

με κ τον συντελεστή ζεύξης που ορίσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, L το συνολικό μήκος της δομής ($L=200\Lambda$) και

$$n_g = n(\omega) + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}, \text{ γνωστός και ως δείκτης ομάδας.}^4$$

Οι απαιτήσεις για τις σχεδιαστικές παραμέτρους θα συγκρούονται, με το R και το εύρος ζώνης να απαιτούν μεγάλο και μικρό κ , αντίστοιχα. Η περίοδος της δομής καθορίζει το κατά πόσο η απόκριση του φίλτρου συντονίζεται στα 1550 nm, όμως για τις υπόλοιπες παραμέτρους απαιτείται το συνολικό μήκος δομής να μεγιστοποιείται.

Θα ξεκινήσουμε υπολογίζοντας τα πεδία των ρυθμών που κυματοδηγούνται σε κάθε τμήμα διαφορετικού πλάτους, μέσω του αλγορίθμου FDE. Υπενθυμίζουμε ότι ο FDE υπολογίζει το H/M πεδίο σε μία επιφάνεια. Επιλέγουμε πρώτα την επιφάνεια εισόδου του πρώτου τμήματος. Οι κυματοδηγούμενοι ρυθμοί εξαρτώνται από τις διαστάσεις της κάθετης διατομής του κυματοδηγού και τα υλικά πυρήνα και μανδύα. Για τον κάθε ρυθμό, ο αλγόριθμος υπολογίζει τον ενεργό δείκτη διάθλασης που αντιστοιχεί σε αυτόν. Επαναλαμβάνουμε την διαδικασία, ορίζοντας ως επιφάνεια εκτέλεσης του αλγορίθμου την είσοδο του δεύτερου τμήματος.

Η ακρίβεια των φωτολιθογραφικών τεχνικών που θα χρησιμοποιηθούν, μας επιτρέπει να επιλέξουμε πλήθος δυνατών τιμών του κύκλου λειτουργίας του φράγματος. Ο συντελεστής ζεύξης μεγιστοποιείται για τιμή του duty cycle ίση με 50%.⁵ Επιδιώκουμε την μέγιστη δυνατή σύζευξη περιθλώμενων και προσπίπτοντων κυμάτων, έτσι, γίνεται σαφές πως για τον συνολικό ενεργό δείκτη ισχύει:

$$n_{eff} = 0.5n_1 + 0.5n_2,$$

με n_1, n_2 οι τιμές των αντίστοιχων ενεργών δείκτων διάθλασης του πρώτου και δεύτερου τμήματος

Βάσει αυτών, για πλήθος τιμών της διαφοράς πλάτους μεταξύ των δύο τμημάτων, θα μπορέσουμε να βρούμε την περίοδο του φράγματος, για το ζητούμενο μήκος κύματος (1.55 μm). Επίσης, η κάθετη τομή στην οποία ορίζεται ο αλγόριθμος και μας δίνει την ένταση των πεδίων, θα μας βοηθήσει να εξάγουμε κάποια πρώτα ποιοτικά συμπεράσματα για τις διαστάσεις της δομής που θα προσομοιώσουμε στην συνέχεια.

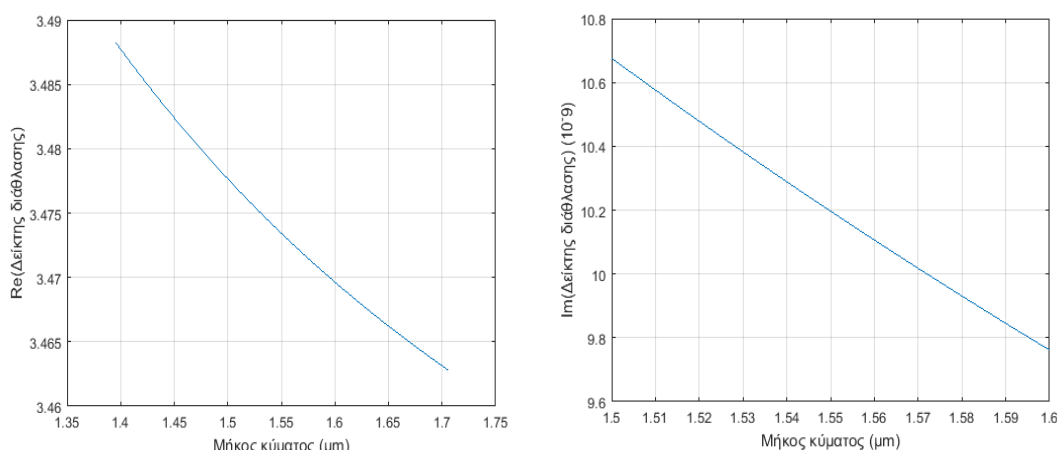
Από το προηγούμενο κεφάλαιο διαπιστώνουμε, πως η απόκριση ενός τέτοιου στοιχείου δεν μπορεί να είναι ίδια για TE και TM ρυθμό, καθώς ο ενεργός δείκτης διάθλασης αλλάζει, επομένως κατά τον σχεδιασμό, θα ακολουθήσουμε δύο φορές την ίδια μεθοδολογία, μία για κάθε περίπτωση.

Με δεδομένη την περίοδο στην TE και TM περίπτωση, θα χρησιμοποιήσουμε τον αλγόριθμο EME, για να υπολογιστεί το φάσμα των ανακλάσεων του πλέγματος. Αξίζει να επαναληφθεί πως δεν είναι απαραίτητη η προσομοίωση κάθε περιόδου του

φράγματος, καθώς ο πίνακας σκέδασης είναι κοινός για όλες, δηλαδή, αρκεί να μελετήσουμε μία.

Όμως, πρέπει να επισημανθεί πως το πεπερασμένο μήκος του συνόλου του πλέγματος επηρεάζει την απόδοση της ζεύξης, με περισσότερη ισχύ σε πλευρικούς λοβούς στο φάσμα των ανακλάσεων, σε βάρος της κεντρικής συχνότητας (θα εξηγηθεί παρακάτω). Με δεδομένες τις περιόδους προηγουμένως βρήκαμε, θα σαρώσουμε την δομή σε ένα φάσμα συχνοτήτων, γύρω από τα 1.55 μm . Βάσει των κριτηρίων που τέθηκαν παραπάνω (μέγιστη ισχύς ανακλάσεων, εύρος 3dB, συχνότητα συντονισμού), θα επιλέξουμε τις διαστάσεις με τις βέλτιστες τιμές. Για τις συγκεκριμένες διατάξεις, θα προχωρήσουμε ξανά σε προσομοιώσεις EME, με την θερμοκρασία να είναι η παράμετρος που μεταβάλλεται, υπολογίζοντας έτσι την ευαισθησία.

Χρησιμοποιούμε την κάτωθι μοντελοποίηση, για να προσεγγιστεί η συμπεριφορά του δείκτη διάθλασης του πυριτίου. Στην εικόνα 3-2, διακρίνουμε το πραγματικό (α) και το φανταστικό (β) τμήμα. Η ύπαρξη έστω και μικρού φανταστικού μέρους στα 1.55 μm , υποδηλώνει την ύπαρξη απωλειών υλικού, λόγω απορρόφησης.



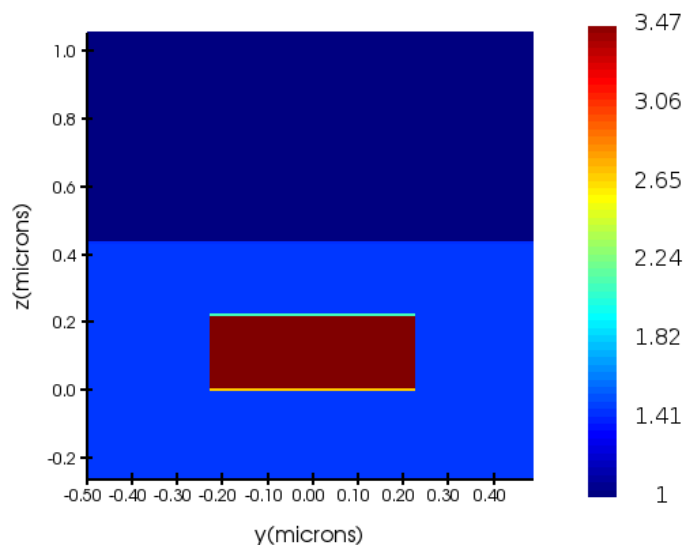
Εικόνα 3-2

Το μοντέλο του δείκτη διάθλασης του πυριτίου

3.2 FDE

Αρχικά, θα προσομοιώσουμε φράγμα περιόδου 500 nm , διαφορά πλάτους ημιπεριόδων ίση με 10 nm και πλάτους κυματοδηγών εισόδου και εξόδου επίσης ίσο με 450 nm , προκειμένου να έχουμε μονορρυθμική μετάδοση TE ρυθμού. Το αντίστοιχο τέτοιο πλάτος μονορρυθμικής μετάδοσης TM είναι 500 nm .

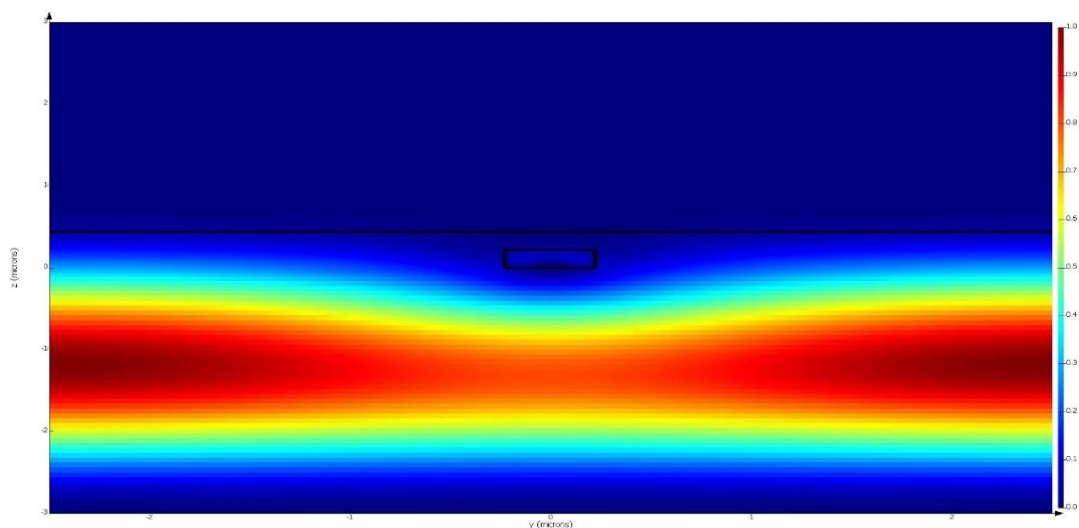
Υπενθυμίζουμε πως η λωρίδα πυριτίου επικάθεται σε υπόστρωμα ύψους 4 μm . Γύρω από την λωρίδα υπάρχει στρώμα SiO_2 . Ο υπόλοιπος χώρος θεωρείται πως είναι αέρας. Στην εικόνα 3-3 παρατίθεται η κάθετη τομή με επισήμανση των δεικτών διάθλασης του κάθε υλικού.



Εικόνα 3-3

Κάθετη τομή της δομής με επισήμανση των δεικτών διάθλασης

Το «παράθυρο» στο οποίο εκτελείται ο αλγόριθμος, έχει διαστάσεις 5×6 (μm^2). Διαλέγουμε συνοριακές συνθήκες μετάλλου, καθώς όπως αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, οι συνοριακές συνθήκες μετάλλου παράγουν αραιούς πραγματικούς πίνακες, οι οποίοι αποθηκεύονται χωρίς μεγάλη δέσμευση μνήμης. Οι διαστάσεις είναι επαρκώς μεγάλες ώστε οι παραγόμενοι, από τις ανακλάσεις στο μέταλλο, ρυθμοί, να βρίσκονται εκτός του φράγματος. Στην εικόνα 3-4 διακρίνουμε τον 4^{ης} τάξης ρυθμό που υπολογίζει ο αλγόριθμος. Οι διαστάσεις του παραθύρου είναι επαρκώς μεγάλες προκειμένου να μην επηρεάζουν την δομή Bragg.

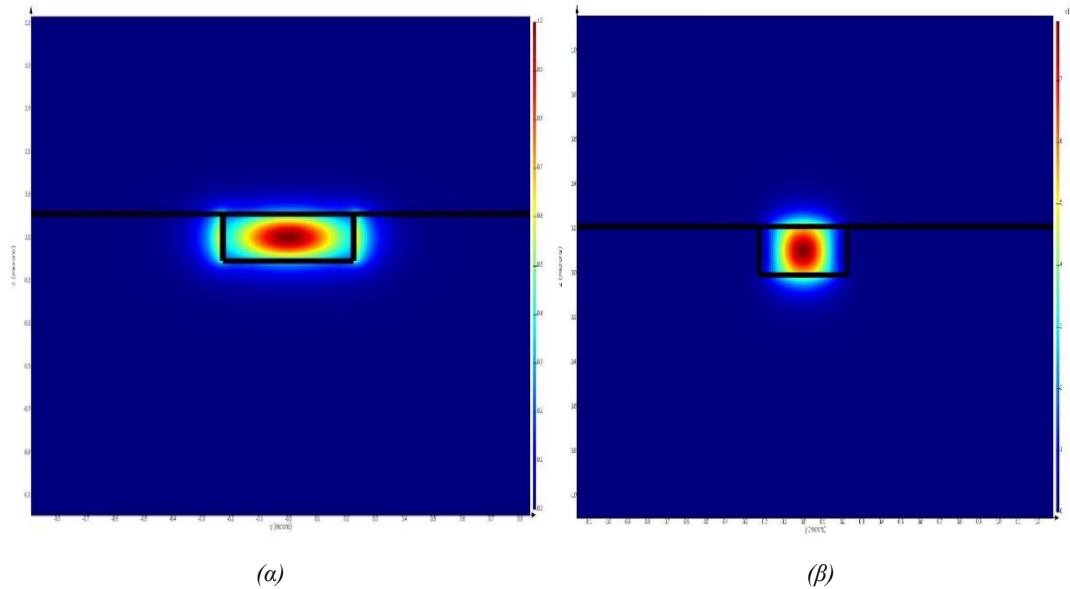


Εικόνα 3-4

Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου ενός παρασιτικού ρυθμού

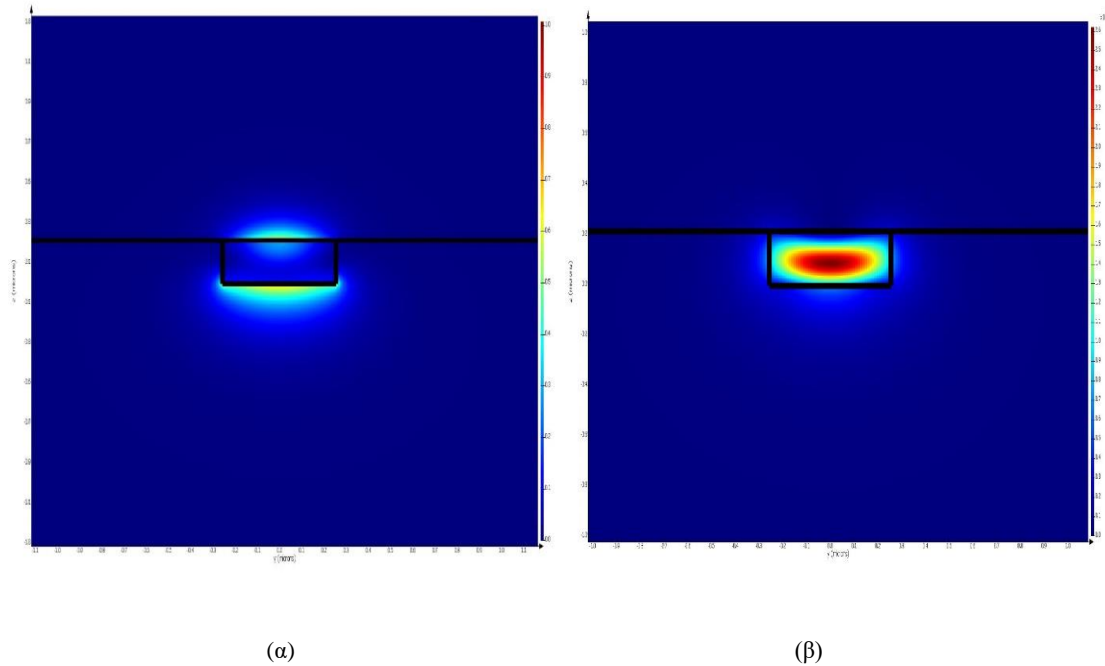
Με την χρήση του αλγορίθμου, βρίσκουμε τους ρυθμούς μετάδοσης που χαρακτηρίζονται από τους κάτωθι ενεργούς δείκτες διάθλασης:

- $n_{eff} \approx 2,33$, για τον TE ρυθμό
- $n_{eff} \approx 1,613$, για τον TM ρυθμό



Εικόνα 3-5

Ένταση ηλεκτρικού (α) και μαγνητικού πεδίου (β) στην TE πόλωση



Εικόνα 3-6

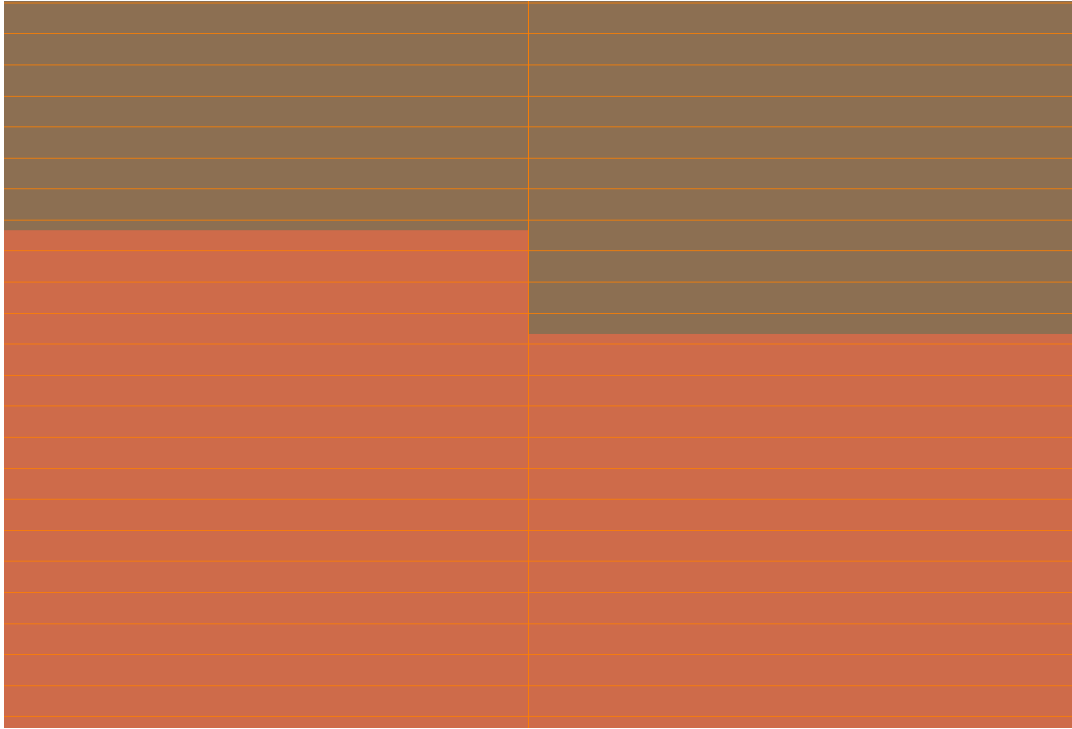
Ένταση ηλεκτρικού (α) και μαγνητικού πεδίου (β) στην TM πόλωση

Στην πρώτη κάθετη τομή, αυτήν της TE πόλωσης, παρατηρούμε πως η ένταση του πεδίου συσσωρεύεται στο εσωτερικό του κυματοδηγού, ακριβώς όπως μας προΐδεάζει η τιμή του ενεργού δείκτη, η οποία είναι πιο κοντά στην τιμή του πυριτίου (≈ 3.47), από αυτήν του αέρα ή του SiO_2 (≈ 1.5). Το αντίθετο μπορούμε να ισχυριστούμε για την περίπτωση του TM ρυθμού. Οι συνοριακές συνθήκες για την TM πόλωση, για διεπαφή με μεγάλη διαφορά δεικτών διάθλασης (άνω του 0.5), καταλήγει σε αποσβεννύμενα πεδία πολύ ισχυρότερα αυτών της TE πόλωσης, κάτι που αποτυπώνεται και στον ενεργό δείκτη διάθλασης του ρυθμού.

Για την TM πόλωση, μπορούμε να παρατηρήσουμε πως υπάρχει ασυμμετρία στο πάνω και το κάτω όριο του κυματοδηγού, κάτι αναμενόμενο, εφόσον δεν χρησιμοποιούμε το ίδιο υλικό σε αυτά τα στρώματα.

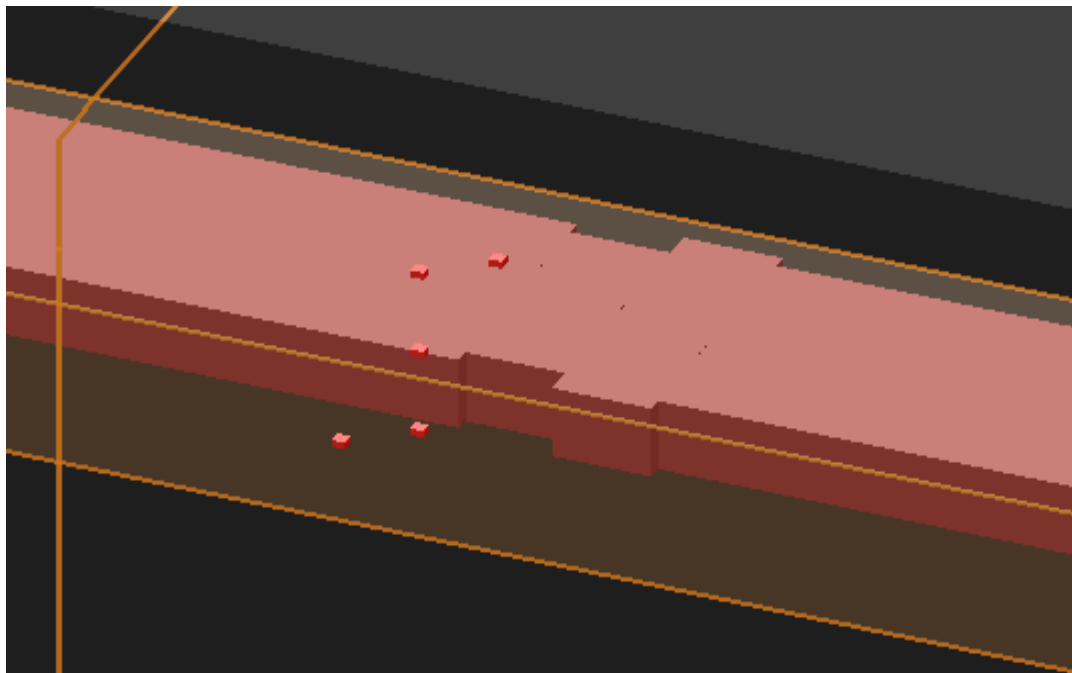
Καθώς ο ενεργός δείκτης είναι μικρότερος, λιγότερη ισχύς διαδίδεται εντός του κυματοδηγού. Αυτό μας προΐδεάζει πως οι ιδεατές δομές για TM πόλωση, θα έχουν μεγαλύτερη διαφορά πλάτους από αυτές των TE ρυθμών.

Σε κάθε περίπτωση είναι αναγκαίος ο εύστοχος προσδιορισμός των διαστάσεων του πλέγματος Yee, κυρίως στην κατεύθυνση που μεταβάλλουμε, εν προκειμένω την y . Η κατανομή των TM ρυθμών, ίσως επιβάλλει πλέγμα πιο «λείο» στην εγκάρσια κατεύθυνση z . Στις πολλαπλές εκτελέσεις των αλγορίθμων, προς βελτιστοποίηση αυτών των διαστάσεων, πρέπει, προφανώς, να τηρείται ισορροπία μεταξύ της μέγιστης ακρίβειας και υπολογιστικών πόρων. Το κελί του πλέγματος Yee έχει διαστάσεις 25×60 (nm^2), κάτι που είναι ανεπαρκές, καθώς το πλάτος της διαταραχής του πλέγματος μπορεί να πάρει μικρότερες τιμές. Ως συμβιβασμό των απαιτήσεων της προσομοίωσης, θα χρησιμοποιήσουμε δεύτερο πλέγμα Yee, το οποίο θα περιβάλλει πολύ πιο στενά την δομή και θα επιβάλλει εντός του πλάτους κελιού < 10 nm. Το εμβαδό της διατομής του δεύτερου πλέγματος έχει εμβαδό 600×500 nm^2 , ώστε να υπολογίζονται και ρυθμοί που ακτινοβολούν εκτός της δομής. Έτσι, μπορούμε να υπολογίζουμε τους θεμελιώδεις ρυθμούς με σημαντική ακρίβεια. Ακόμη, καθώς επιλέγουμε οι συνοριακές συνθήκες του προσομοιωτικού μοντέλου να αποτελούν μεταλλικές επιφάνειες, ώστε να έχουμε πιο γρήγορους υπολογισμούς, οι ρυθμοί ανώτερης τάξης που αυτές παράγουν, οι οποίοι βρίσκονται εκτός του αισθητήρα και δεν ανταποκρίνονται σε πραγματικούς ρυθμούς, δεν κοστίζουν σημαντικά σε υπολογιστικούς πόρους. Στις εικόνες 3-7 και 3-8 φαίνονται οι διαστάσεις των κελιών, όπως επίσης και τον χώρο που περιβάλλει το νέο πλέγμα. Πρέπει να τονιστεί πως δεν ορίζεται νέα περιοχή προσομοίωσης, παρά μόνο οι διαστάσεις των κελιών.



Εικόνα 3-7

Οι διαστάσεις του κελιού στο νέο πλέγμα Yee

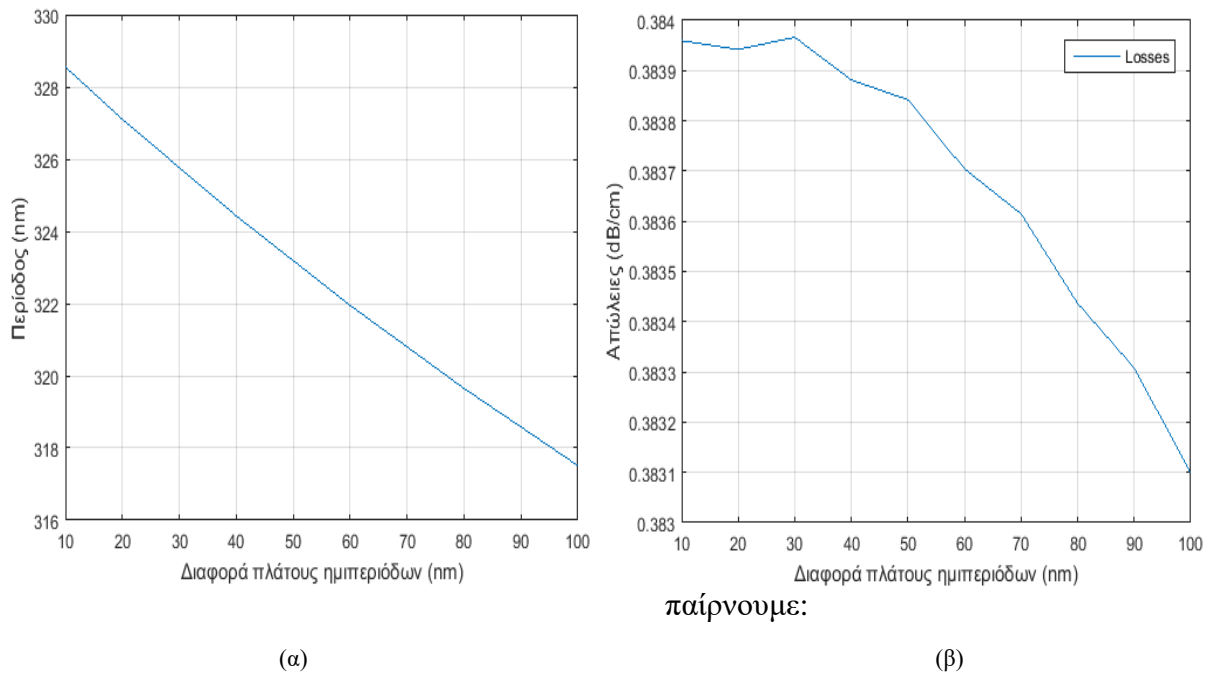


Εικόνα 3-8

Το μοντέλο προσομοίωσης με επισήμανση (πορτοκαλί) της περιοχής του δεύτερου πλέγματος Yee

3.2.1 TE πόλωση

Τρέχουμε προσομοιώσεις για διαφορά πλατών από 10 έως 100 nm, για μήκος κύματος Bragg 1.55 μm, με επιφάνεια προσομοίωσης την διατομή του πρώτου τμήματος. Επαναλαμβάνουμε την διαδικασία προσομοιώνοντας διατομή του δεύτερου τμήματος. Αφού ο αλγόριθμος υπολογίσει τον ενεργό δείκτη διάθλασης, υπολογίζεται η περίοδος, η οποία μπορεί να βρεθεί μέσω του τύπου $\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n_{eff}}$. Έτσι:



Εικόνα 3-9

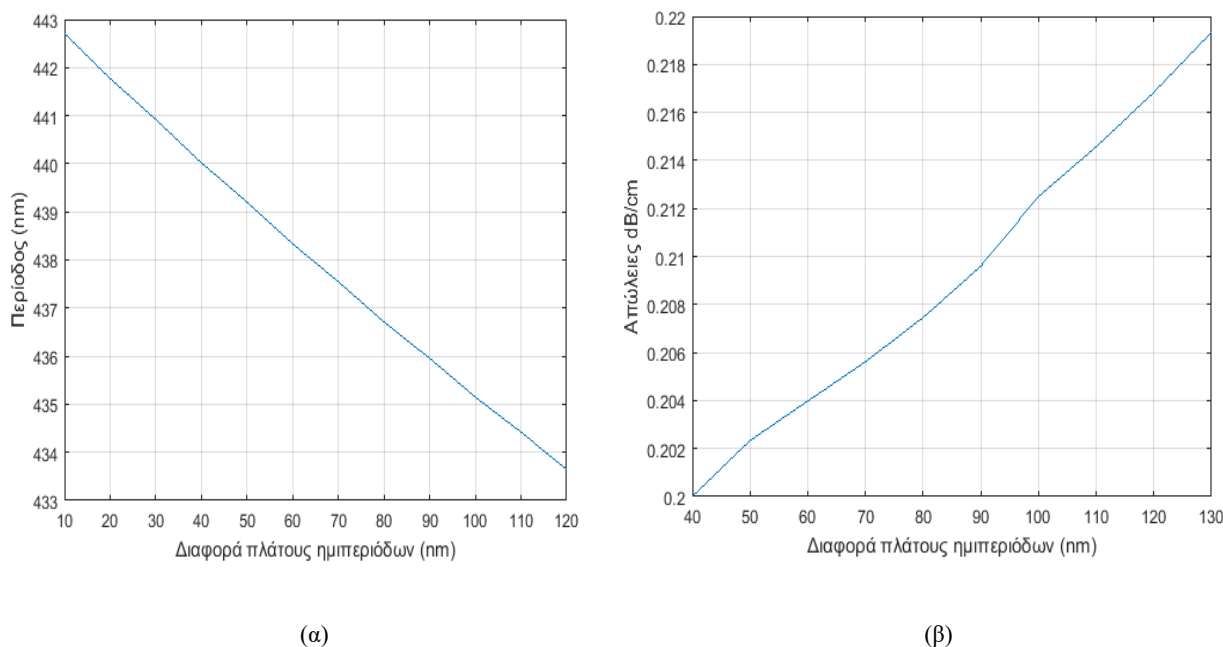
- (α) Περίοδος συναρτήσει της διαφοράς πλάτους (TE)
- (β) Απώλειες συναρτήσει της διαφοράς πλάτους (TE)

Από την βιβλιογραφία διακρίνουμε πως ο ενεργός δείκτη διάθλασης αυξάνεται με αντίστοιχη αλλαγή στο πλάτος κυματοδηγού λωρίδας, επομένως η περίοδος μειώνεται.⁶ Η μεταβολή του μήκους κύματος συντονισμού συναρτήσει της διαταραχής έχει γραμμική συμπεριφορά, και ανέρχεται στα $\approx 0.12 \frac{\text{μετακίνηση μήκους κύματος (nm)}}{\text{διαταραχή πλάτους (nm)}}$.

Παρατηρούμε ότι οι απώλειες στον κυματοδηγό είναι μικρές και οφείλονται κυρίως στο φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης του πυριτίου. Καθώς είναι της τάξης ≈ 0.38 dB/cm, δεν θα ληφθούν υπόψη στην συνέχεια του σχεδιασμού.

3.2.2 TM πόλωση

Ομοίως με τα παραπάνω, για διαφορά πλατών 40 nm έως 130 nm, μεγαλύτερες από αυτές των TE δομών έχουμε:



Εικόνα 3-10

(α) Περίοδος συναρτήσει της διαφοράς πλάτους (TM)

(β) Απώλειες συναρτήσει της διαφοράς πλάτους (TM)

Αντίστοιχα αποτελέσματα με αυτά της TE πόλωσης λαμβάνουμε και για την περίοδο του TM φράγματος. Πρέπει να υπενθυμιστεί, όμως, πως η κατανομή του πεδίου της αυτής της πόλωσης πλησιάζει τα τοιχώματα, επηρεάζοντας έτσι τον ενεργό δείκτη διάθλασης, άρα και την περίοδο που θα επιλεγεί.

Οι απώλειες είναι της τάξης των 0.2 dB/cm, πολύ μικρές για να μας απασχολήσουν, και όπως παραπάνω, προκαλούνται από το φανταστικό τμήμα του δείκτη διάθλασης του υλικού κυματοδότησης.

3.3 Προσομοίωση ΕΜΕ

Εφόσον λάβαμε τις περιόδους που αντιστοιχούν σε δομές του συγκεκριμένου μήκους κύματος ανακλάσεων, θα προχωρήσουμε στην μελέτη των συζευγμένων ρυθμών, κατά την κατεύθυνση διάδοσης της οπτικής ισχύος. Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, θα λάβουμε τον πίνακα σκέδασης του στοιχείου μίας περιόδου, και συγκεκριμένα το διάνυσμα s_{11}^2 , το οποίο δίνει την ισχύ των ρυθμών που εξέρχονται της θύρας 1 και εισέρχονται από την ίδια θύρα, ως προς το δειγματοληπτημένο φάσμα.

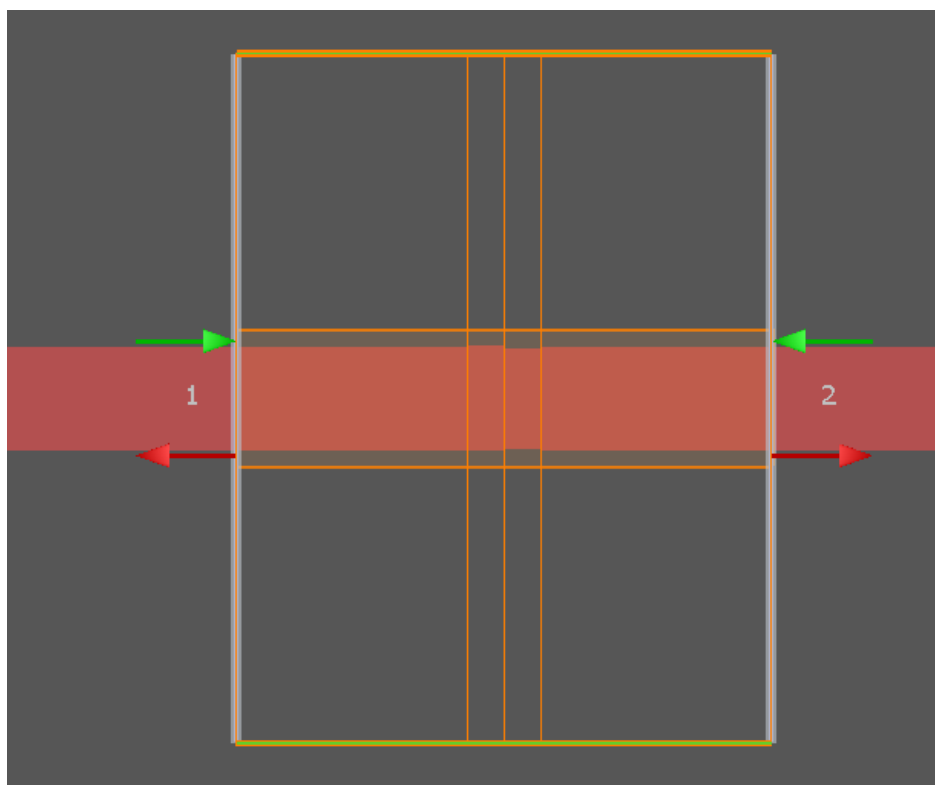
3.3.1 Διαλογή δομών

Σκοπός των προηγούμενων ήταν να εξάγουμε πιθανές περιόδους του πλέγματος, για συχνότητα 1.55 μm , για κάθε πόλωση. Στο παρόν βήμα, θα επιλέξουμε τις διατάξεις των στοιχείων, βάσει της ισχύος και του εύρους ζώνης για την προσομοίωση της δομής σε αλλαγή θερμοκρασίας. Θέλοντας να ενσωματώσουμε σε διατάξεις δυνατότητα

πολυπλεξίας δεδομένων πολλών αισθητήρων, μπορούμε να επιλέξουμε πλέγματα με μικρό αποσυντονισμό από τα 1550 nm.

Υπενθυμίζουμε πως χρειάζεται προσοχή στις παραμέτρους της εν λόγω προσομοίωσης, καθώς το πλέγμα της (mesh), πρέπει να είναι μικρότερο της διαφοράς πλάτους. Σε διαφορετική περίπτωση, θα υποτιμηθεί η επίδραση της αλλαγής της. Οι διαστάσεις του πλέγματος και των κελιών της διατομής για τον αλγόριθμο EME είναι $3 \times 2 \mu m^2$ και $10 \times 16 nm^2$. Η ανάλυση κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης γίνεται βάσει του μήκους των διαφορετικών τμημάτων. Χρησιμοποιούμε το μικρότερο πλέγμα που ορίσαμε προηγουμένως για μεγαλύτερη ακρίβεια κοντά στην διάταξη.

Στην εικόνα 3-11 φαίνονται κάποιες παράμετροι του αλγορίθμου EME. Επιλέγουμε διάταξη με μήκος περιόδου 324 nm και διαταραχή πλάτους 20 nm. Κατόπιν, χωρίζεται σε 4 τμήματα, των οποίων μετρούνται οι κυματοδηγούμενοι ρυθμοί όπως και στις διεπαφές τους, μέσω των συνοριακών συνθηκών Maxwell για τις εφαπτομενικές συνιστώσες των πεδίων. Η περιοχή εκτέλεσης του αλγορίθμου είναι επαρκώς μεγάλη ώστε να χρησιμοποιηθεί μεταλλικό σύνορο, και καθώς τα πλεονεκτήματα τους παραμένουν για την εν λόγω διάταξη, επομένως διατηρούνται και εδώ.

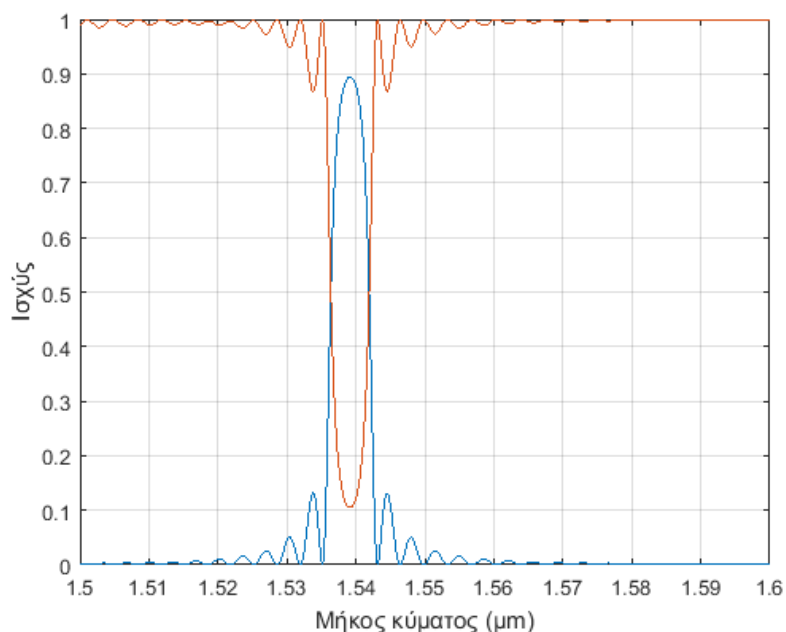


Εικόνα 3-11

Η εκτέλεση του αλγορίθμου EME

Σαρώνουμε το φάσμα μεταξύ 1.5-1.6 μm με ανάλυση $\approx 66 pm$. Διαλέγουμε τα στοιχεία της πάνω γραμμής του πίνακα σκέδασης για το σύνολο του φράγματος Bragg (S_{11}, S_{12}) που αντιστοιχούν στις ανακλώμενη και μεταφερόμενη ισχύ.

Η ανάκλαση του πλέγματος, όπως και το φάσμα της μεταφερόμενης ισχύος, θα έχει την παρακάτω μορφή:



Εικόνα 3-12

Με γαλάζιο: Η ανακλώμενη ισχύς

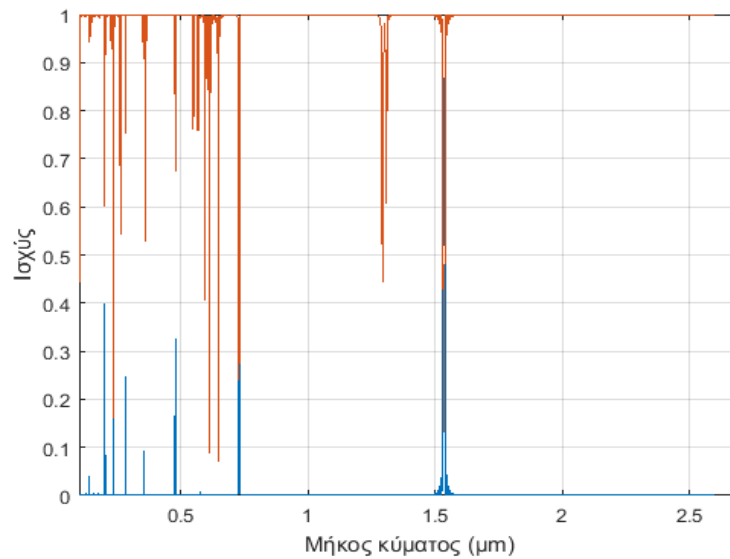
Με κόκκινο: Η μεταφερόμενη ισχύς

Εύκολα παρατηρούμε πως η ανακλώμενη ισχύς είναι αυτή που αφαιρείται από την μεταφερόμενη.

Έγινε λόγος, προηγουμένως, πως λόγω πεπερασμένου αριθμού περιόδων, είναι αδύνατη η μονοχρωματική συμπεριφορά. Μην έχοντας μια άπειρη δομή, ο μετασχηματισμός Fourier του φάσματος της απόκρισης του πλέγματος θα έχει την μορφή $\frac{\sin x}{x}$, καθώς η δομή Bragg είναι «τετραγωνική», με αρχή και τέλος. Πράγματι, διακρίνουμε την ύπαρξη πλευρικών λοβών στο φάσμα, οι οποίοι θα μπορούσαν να αντιμετωπιστούν με αποδισμό (apodization), μέσω της μεταβολής του «κύκλου λειτουργίας» (duty cycle), κρατώντας σταθερή την περίοδο. Μία τέτοια λύση προτιμάται και για αντιστάθμιση διασποράς, κάτι που θα ήταν χρήσιμο εφόσον μελετούσαμε την συμπεριφορά των μεταδιδόμενων κυμάτων. Πρέπει να σημειωθεί όμως, πως η εφαρμογή συνάρτησης αποδισμού επηρεάζει το φάσμα της απόκρισης, με διεύρυνση του φάσματος του κύριου λοβού, κάτι που δεν είναι επιθυμητό.

Αναφέρθηκε πως οι αισθητήρες σχεδιάζονται για μονορυθμική λειτουργία. Πρόκειται, όμως, για την ιδανική περίπτωση λόγω του ότι συχνά εμφανίζονται ρυθμοί ανώτερης

τάξης. Η μεγάλη απόσταση στο φάσμα αυτών των ρυθμών με τον θεμελιώδη, αποτελεί επαρκή προϋπόθεση για ορθή λειτουργία, κάτι που εμφανίζεται στο γράφημα της 3-13.



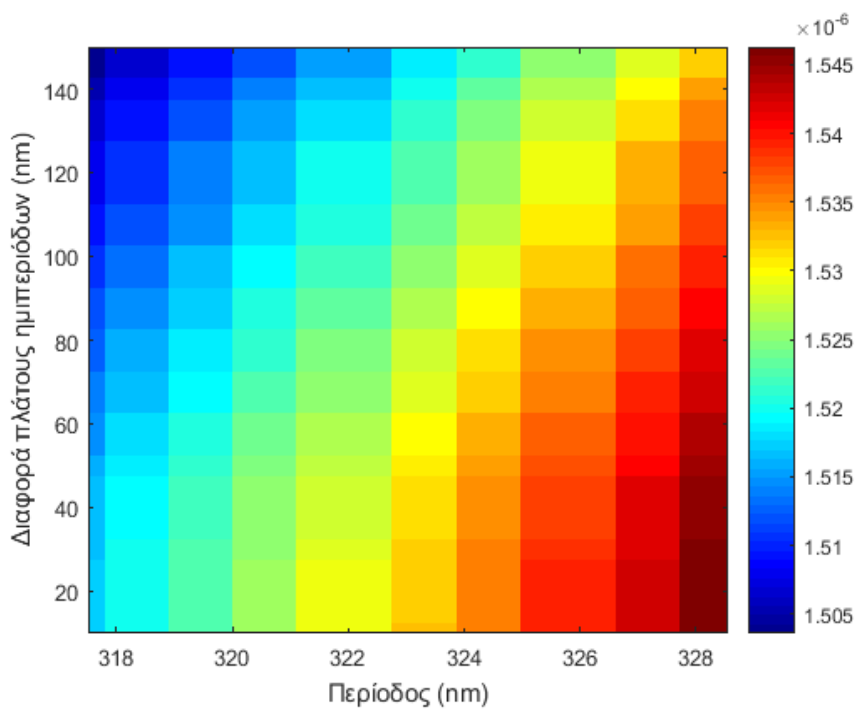
Εικόνα 3-13

Ο θεμελιώδης και οι παρασιτικοί ρυθμοί

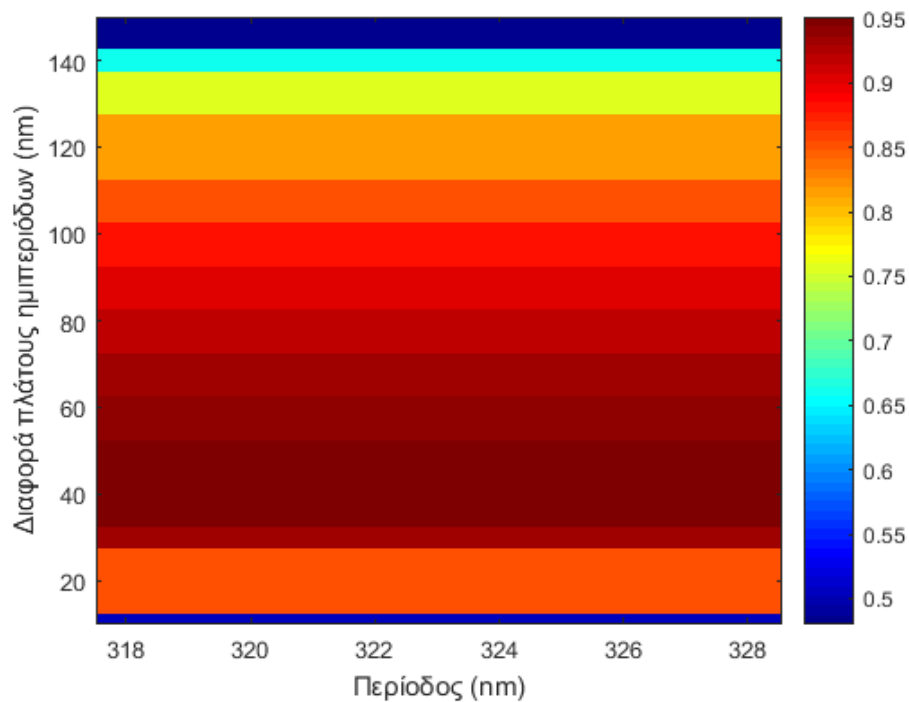
Χρησιμοποιώντας αυτές τις παραμέτρους, εκτελούμε διαδοχικές προσομοιώσεις για εύρος περιόδου 317.5 έως 328.5 nm και διαφορά πλάτους 10 έως 140 nm.

3.3.1.1 TE πόλωση

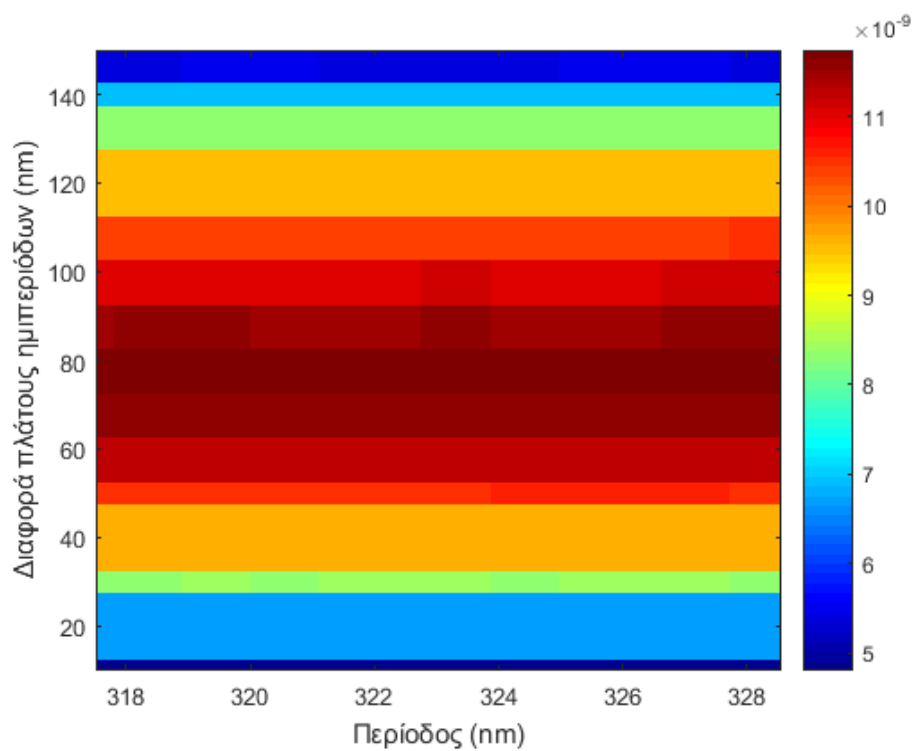
Για μονορυθμική κυματοδότηση στην TE πόλωση, θυμίζουμε ότι πρέπει να ορίσουμε πλάτος τμημάτων εισόδου και εξόδου ίσο με 450 nm. Οι προσομοιώσεις μας δίνουν:



(α)



(β)



(γ)

Εικόνα 3-14

(α) Μήκος κύματος Bragg

(β) Μέγιστη ισχύς ανακλάσεων

(γ) Εύρος ζώνης κύριου λοβού ανακλάσεων

Στις εικόνες 3-14 διακρίνουμε την το μήκος κύματος Bragg (σε μm), με τον χρωματικό άξονα να διατρέχει τις τιμές 1.505 μm έως 1.55 μm . Επίσης, αποτυπώνεται το ποσοστό της ανακλώμενης ισχύος (σε γραμμική κλίμακα) και το εύρος ζώνης (nm) σε χρωματικούς άξονες με τιμές 0.5 έως 0.95 και 5 μέχρι 12 nm αντίστοιχα.

Μπορούμε να δούμε αντίστοιχα αποτελέσματα σε συγγενείς δομές, με ημιτονοειδή διαταραχή πλάτους.⁷

Αρχίζει να γίνεται σαφές γιατί ο σχεδιασμός της διάταξης δεν σταμάτησε στον αλγόριθμο FDE. Ας εξετάσουμε την απόκριση του φωτονικής συσκευής για $\Delta W=40\text{nm}$ και $\Lambda=328\text{ nm}$. Το μήκος κύματος Bragg βρίσκεται πολύ κοντά στο ιδανικό, όπως και η μέγιστη ισχύς, κάτι που αντισταθμίζεται από το εύρος ημίσειας ισχύος, το οποίο δεν μας εξυπηρετεί. Όσο αυτό το εύρος μεγαλώνει, τόσο η έξοδος των αλγορίθμων εντοπισμού κορυφής (peak tracking) της πειραματικής διάταξης, θα απέχει από την πραγματική κορυφή. Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω, θα επιλέξουμε διαφορά πλάτους 10-30 nm στην TE πόλωση, καθώς εκεί εντοπίζουμε ικανοποιητικά επίπεδα ισχύος ανακλάσεων, με αυτή να παίρνει τιμές από 0.85 έως τα 0.95. Το μήκος κύματος της απόκρισης, κυμαίνεται από 1.53 έως τα 1.54 για $\Lambda = 322 \rightarrow 326\text{ nm}$. Όμως, δεν επιλέγουμε διαστάσεις μόνο βάσει της μέγιστης ισχύος, λόγω του ότι μεγαλώνει αρκετά το εύρος 3dB του κύριου λοβού. Για πλάτος διαταραχής στα όρια που προσδιορίσαμε, οι τιμές που θα λάβει θα είναι στο διάστημα $7.5 \rightarrow 8.5\text{ nm}$.

Λόγω των παραπάνω, θα απομονώσουμε τις δομές με διαστάσεις:

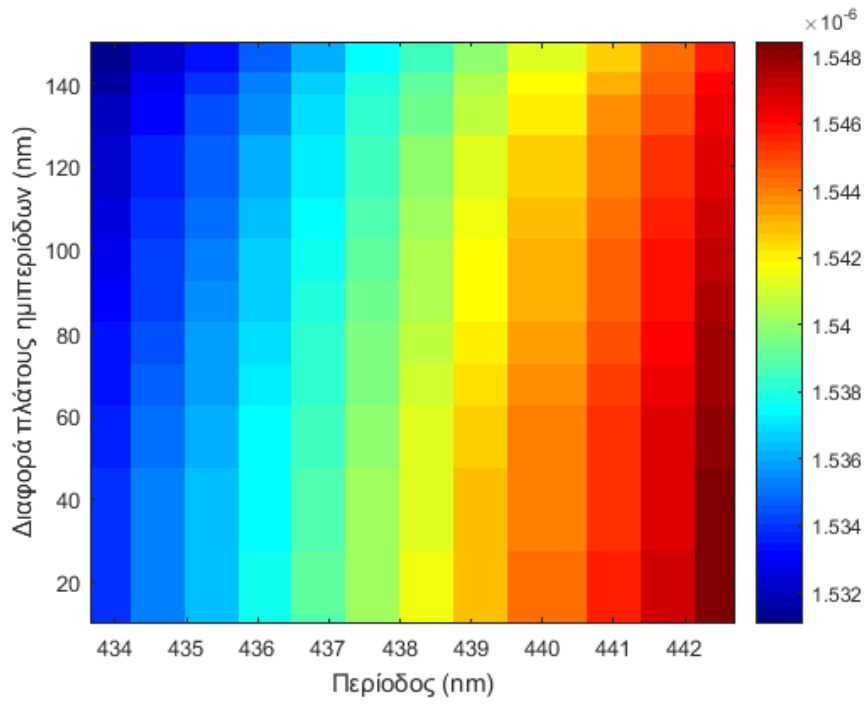
Περίοδος (nm)	Διαφορά Πλατών (nm)
322	10
	20
	30
324	10
	20
	30
326	10
	20
	30

Πίνακας 3.2

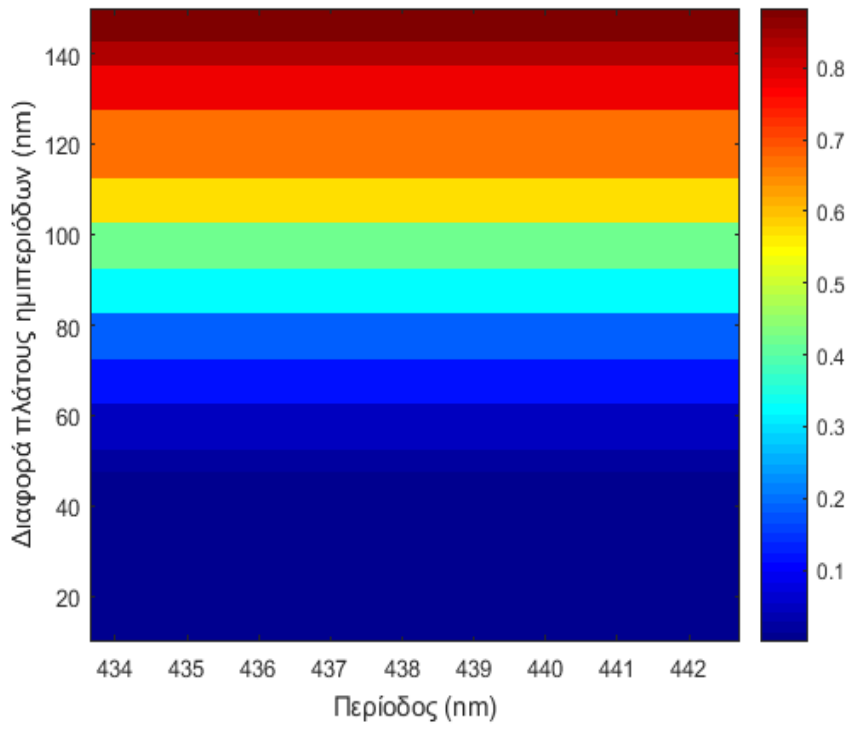
Διαστάσεις δομών που επιλέχθηκαν για TE πόλωση

3.3.1.2 TM πόλωση

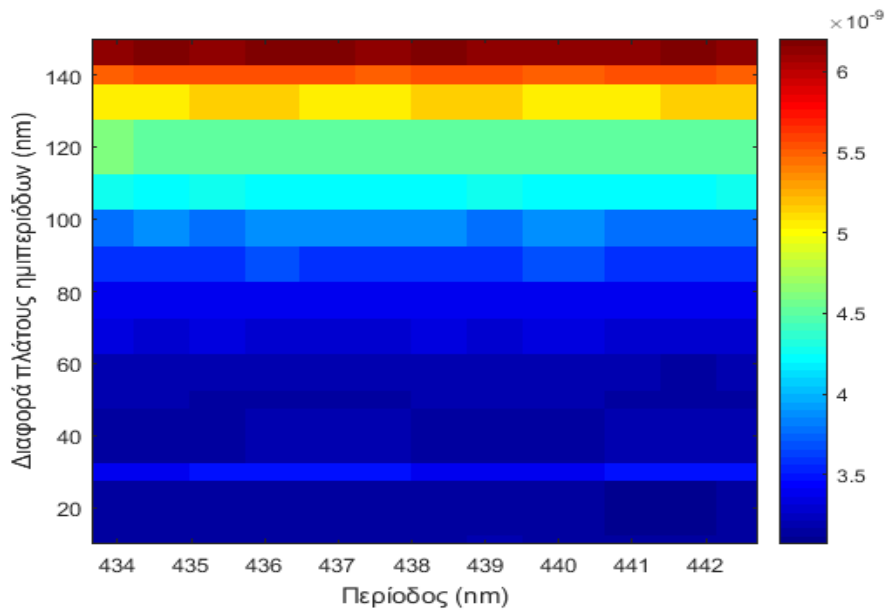
Επαναλαμβάνουμε τα παραπάνω, με αλλαγή διαστάσεων τμημάτων εισόδου και εξόδου στα 500 nm. Στις εικόνες 3-15 διακρίνονται τα αποτελέσματα για τις παραμέτρους που περιγράφουν τον κύριο λοβό του φάσματος των ανακλώμενων. Οι μονάδες των χρωματικών αξόνων είναι πανομοιότυπες με αυτές των πλέγματων εγκάρσιας ηλεκτρικής πόλωσης. Για το μήκος κύματος Bragg, η ελάχιστη τιμή λαμβάνεται $\sim 1532\text{ nm}$ (μπλε) και η μέγιστη $\sim 1550\text{ nm}$ (μπορντώ). Η ισχύς της κορυφής παίρνει τιμές <0.9 και το εύρος 3 dB εντοπίζεται στην περιοχή $3 \rightarrow 6.2\text{ nm}$.



(α)



(β)



(γ)

Εικόνα 3-15

- (α) Μήκος κύματος Bragg
- (β) Μέγιστη ισχύς ανακλάσεων
- (γ) Εύρος ζώνης κύριου λοβού ανακλάσεων

Στα χρωματικά διαγράμματα 3-15, μπορούμε να διακρίνουμε μεγαλύτερη εγγύτητα του φάσματος των ανακλάσεων στην συχνότητα συντονισμού, επομένως οποιαδήποτε από τις διαθέσιμες διαστάσεις και αν διαλέξουμε, δεν θα επηρεαστεί δραματικά η κεντρική συχνότητα. Η ισχύς της περίθλασης Bragg για διαφορά πλάτων $10 \rightarrow 80 \text{ nm}$ μας δίνουν εξαιρετικά χαμηλή ισχύ (<0.3 στην γραμμική κλίμακα), επομένως απορρίπτονται. Η απόκριση των φραγμάτων με πλάτος διαταραχής $100 \rightarrow 120 \text{ nm}$ είναι καλύτερη, καθώς η ισχύς και το $\Delta\lambda_{3dB}$ βρίσκονται μεταξύ των τιμών $0.4 \rightarrow 0.55$ και $4.3 \rightarrow 4.8 \text{ nm}$. Επιδιώκουμε η τιμή του εύρους ζώνης να είναι αισθητά μικρότερη σε σχέση με τις TE δομές, ώστε πειραματικά να συγκριθεί η πλέον συμφέρουσα προσέγγιση (μέγιστο R ή ελάχιστο $\Delta\lambda_{3dB}$).

Συμβιβάζοντας το ύψος της ισχύος των ανακλάσεων με το εύρος 3 dB του κυρίου λοβού, καταλήγουμε στα παρακάτω ζεύγη:

Περίοδος (nm)	Διαφορά Πλατών (nm)
440	100
	110
	120
444	100
	110
	120
450	100
	110
	120

Πίνακας 3.3

Διαστάσεις δομών που επιλέχθηκαν για TM πόλωση

3.3.1.3 Συμπεράσματα

Τα φράγματα που επιλέχθηκαν για την TE πόλωση εμφανίζουν μεγαλύτερο αποσυντονισμό, περίπου 20 nm σε σχέση με αυτόν της TM. Επίσης, το «ταβάνι» των ανακλάσεων είναι $\approx 11\%$ μεγαλύτερο για τις TE δομές Bragg, αλλά οι TM υπερτερούν στο εύρος ζώνης, με την φασματική απόσταση των σημείων ημίσειας ισχύος να είναι $\approx 50\%$ μικρότερη.

Ο συντελεστής ζεύξης (κ), εξαρτάται από το duty cycle, όπως και το πλάτος της διαταραχής (corrugation width).⁸ Καθώς αυξάνεται μόνο το δεύτερο, αυξάνεται και η τιμή του συντελεστή, για σταθερό συνολικό μήκος πλέγματος. Η μεγάλη επίδρασή του φαίνεται στα γραφήματα μέγιστης ισχύος αλλά και εύρους 3 dB. Κινούμενοι σε κοντινές τιμές περιόδων, ώστε να διατηρείται η συχνότητα λειτουργίας στην C band, η επιρροή της αλλαγής του μήκους είναι αμελητέα.

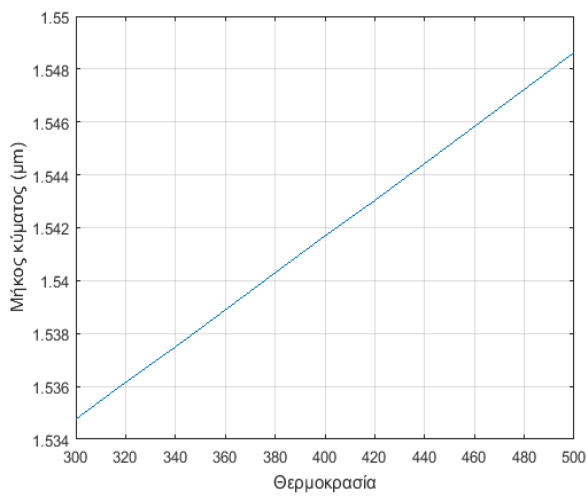
Συγκρίνοντας τις διαστάσεις των δομών, καταλήγουμε στο συμπέρασμα πως η κατανομή της ισχύος των H/M πεδίων για κάθε τύπο πόλωσης καθορίζει το μέγεθος του «δοντιού» με την βέλτιστη συμπεριφορά. Για την εγκάρσια ηλεκτρική πόλωση, η ακτινοβολία του θεμελιώδους ρυθμού εντοπίζεται στο εσωτερικό της λωρίδας πυριτίου, επομένως το απαιτούμενο πλάτος της διαταραχής είναι 10-30 nm. Για την εγκάρσια μαγνητική πόλωση, ο πολύ μικρότερος ενεργός δείκτης διάθλασης, φανερώνει πως περισσότερη ισχύς βρίσκεται στις διαχωριστικές επιφάνειες. Επομένως είναι αναγκαία η διαφορά πλάτους ημιπεριόδων να είναι πολύ μεγαλύτερη για να λάβουμε τις μέγιστες τιμές ανακλάσεων και ελάχιστο εύρος 3 dB.

3.3.2 Προσομοίωση θερμοκρασίας

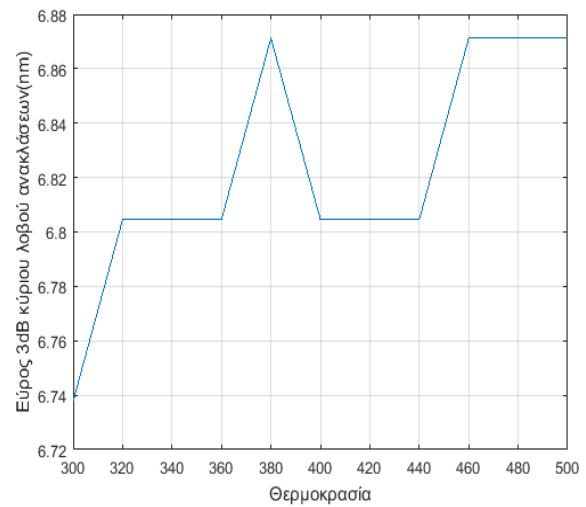
Χωρίς κάποια αλλαγή στις παραμέτρους των προσομοιώσεων EME, αλλάζουμε την θερμοκρασία του μοντέλου. Παρακάτω δίνονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για κάποιες από τις δομές που επιλέξαμε, με μόνη μεταβλητή την θερμοκρασία. Προς αποφυγή συγχύσεων, επισημαίνεται πως τα δύο πρώτα γραφήματα μας παρουσιάζουν μόνο παραμέτρους που περιγράφουν τον κύριο λοβό, με το πλήρες φάσμα να δίνεται στο τρίτο. Όπως και παραπάνω, δεν εξετάζουμε μόνο το κεντρικό μήκος κύματος των κύριων λοβών (σε μm), αλλά και το εύρος υποδιπλασιασμού ισχύος (σε nm), καθώς και αυτό θα είναι απαραίτητο στο πειραματικό σκέλος, για τον προσδιορισμό (best fit) της κεντρικής συχνότητας. Για κάθε 20 °C λαμβάνουμε το φάσμα των ανακλάσεων. Ο οριζόντιος άξονας δίνεται σε μονάδες K. Επίσης, παρατίθενται η φασματική απόκριση κάθε βήματος 20 °C.

3.3.2.1 TE πόλωση

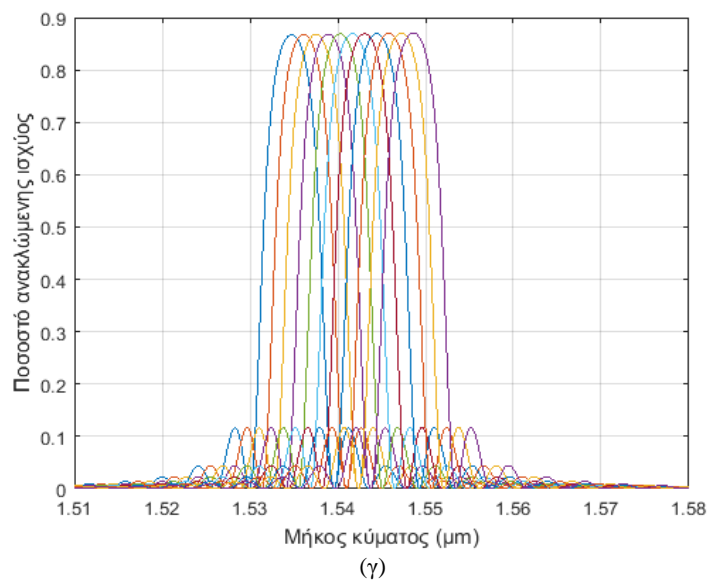
- Περίοδος = 324 nm, Διαφορά πλάτους = 20 nm, 200 περίοδοι



(α)



(β)



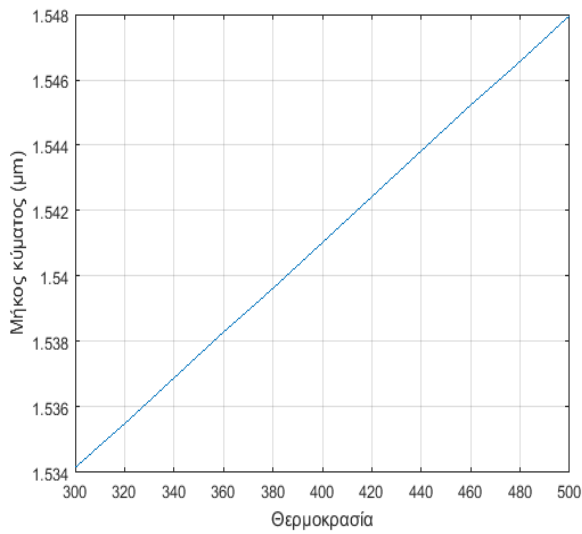
(γ)

Εικόνα 3-16

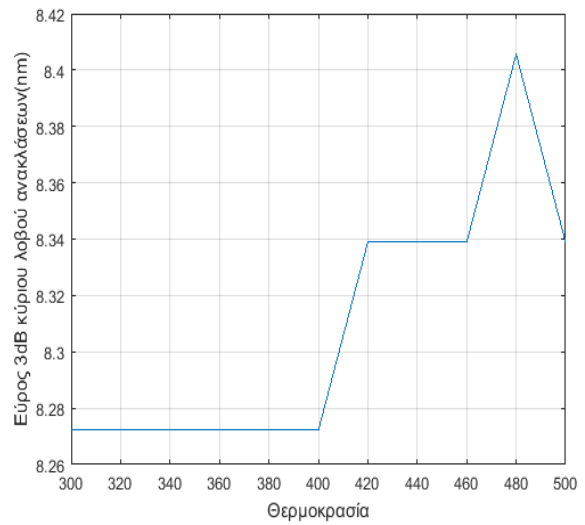
- (α) Μήκος κύματος Bragg
 (β) Εύρος ζώνης υποδιπλασιασμού ισχύος
 (γ) Το φάσμα των ανακλάσεων για κάθε θερμοκρασία

Η γραμμική συμπεριφορά της κεντρικής συχνότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας, λόγω του θερμοοπτικού συντελεστή, εμφανίζεται εδώ. Η διαφορά στο εύρος ζώνης 3dB, είναι τάξης pm, επομένως δεν θα επηρεάσει σημαντικά τον χαρακτηρισμό της δομής. Η ευαισθησία του φωτονικού στοιχείου είναι σταθερή στα 70 pm/°C.

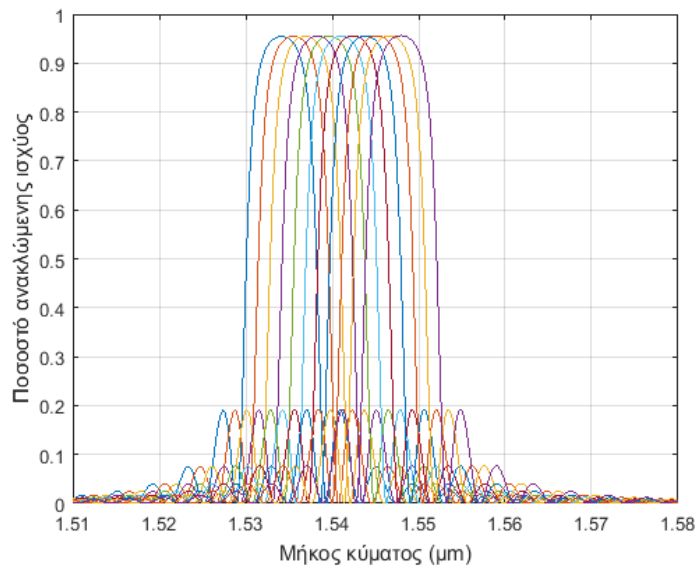
- Περίοδος = 324 nm, Διαφορά πλάτους = 30 nm, 200 περίοδοι



(α)



(β)



(γ)

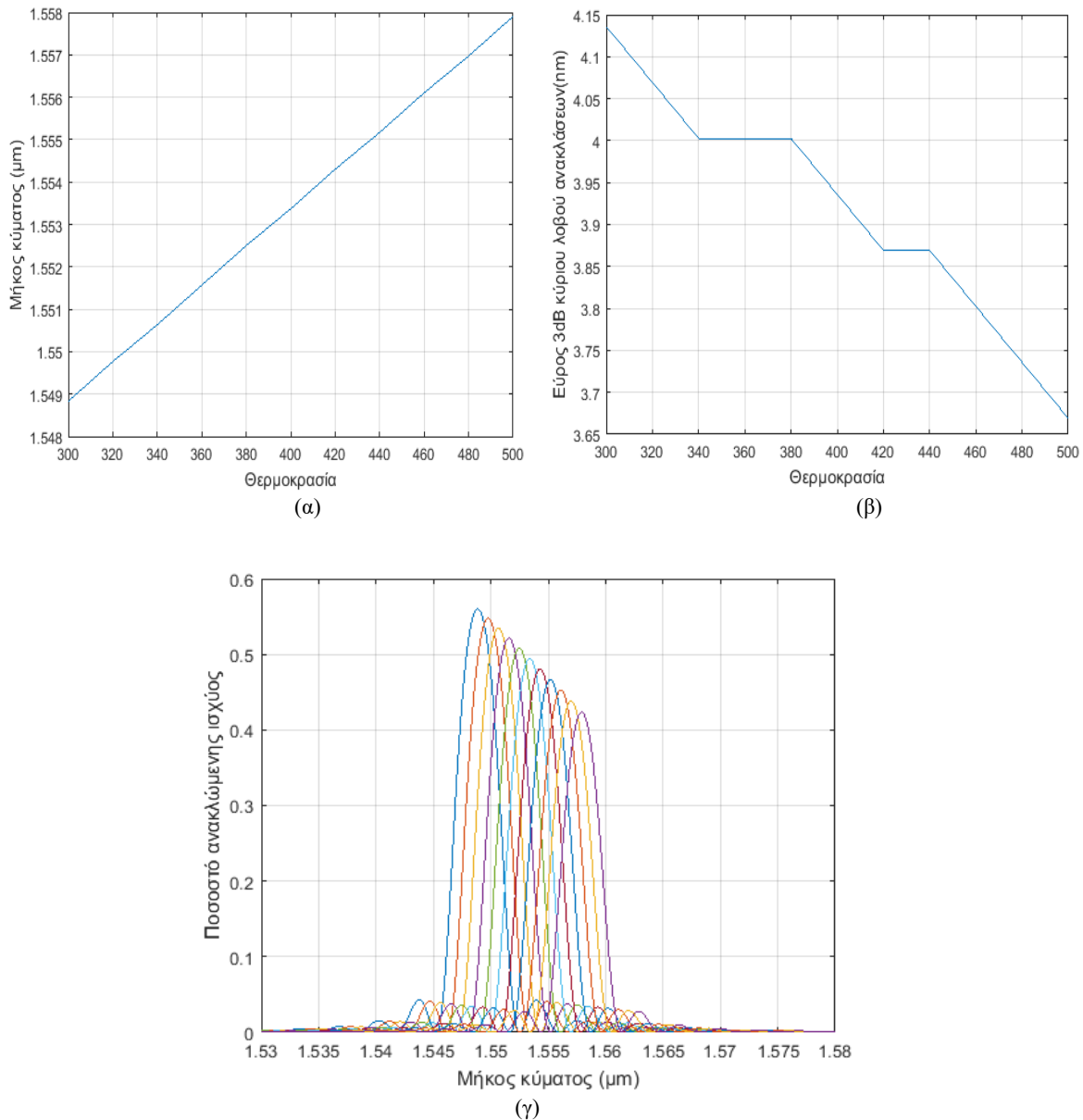
Εικόνα 3-17

- (α) Μήκος κύματος Bragg
 (β) Εύρος ζώνης υποδιπλασιασμού ισχύος
 (γ) Το φάσμα των ανακλάσεων για κάθε θερμοκρασία

Οι πρώτες παρατηρήσεις που εξαγάγαμε στην προηγούμενη περίπτωση, δεν διαφοροποιούνται στην παρούσα. Θα μπορούσε να προστεθεί το εμπειρικό συμπέρασμα πως η αλλαγή στο εύρος υποδιπλασιασμού ισχύος για $dw=30$ nm, έχει την μορφή του αντίστοιχου για $dw=20$ nm, με μία μετακίνηση κατά ~ 100 °C. Η ευαισθησία για τις άνωθι διαστάσεις είναι 70 pm/°C.

3.3.2.2 TM πόλωση

- Περίοδος = 444 nm, Διαφορά πλάτους = 110 nm, 200 περίοδοι



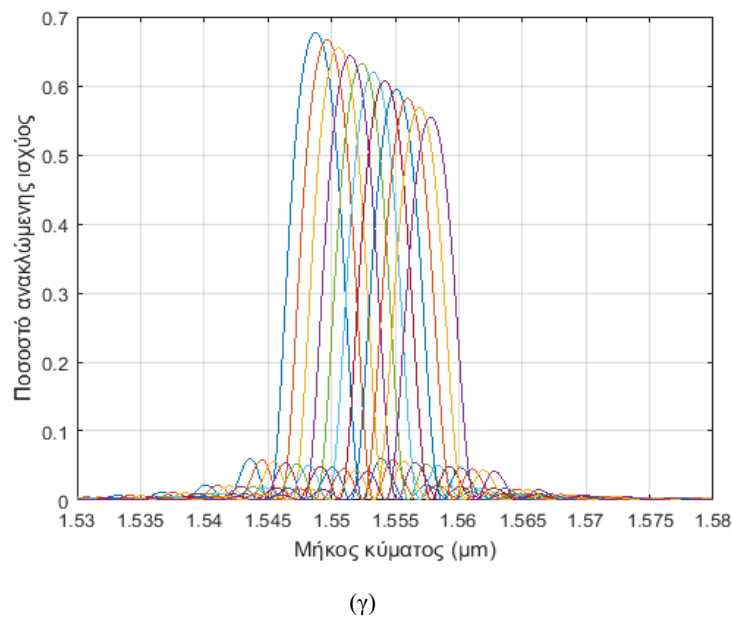
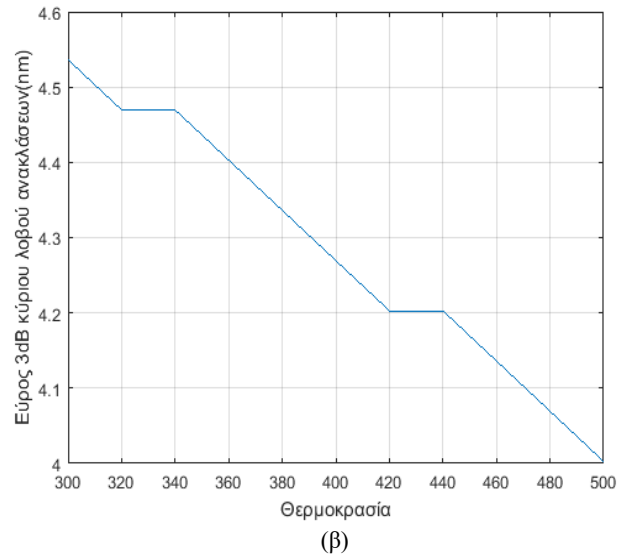
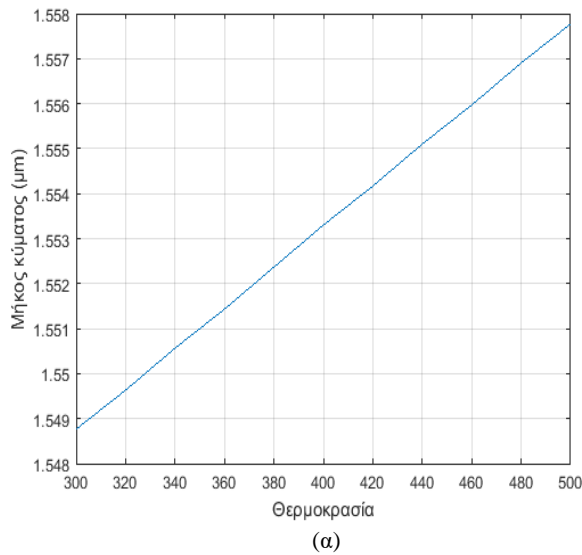
Εικόνα 3-18

- (α) Μήκος κύματος Bragg
(β) Εύρος ζώνης υποδιπλασιασμού ισχύος
(γ) Το φάσμα των ανακλάσεων για κάθε θερμοκρασία

Η μετακίνηση της συχνότητας κορυφής του ανακλάσεων είναι γραμμική ως προς την θερμοκρασία, όπως ακριβώς στην εγκάρσια ηλεκτρική πόλωση. Υπάρχουν, όμως, σημαντικές διαφορές με την προηγούμενη πολωτική κατάσταση. Πιο σημαντική από αυτές, είναι η πτώση στην ισχύ των ανακλάσεων, με την αύξηση της θερμοκρασίας. Επίσης, η μείωση στο εύρος υποδιπλασιασμού ισχύος στην TM πόλωση, συνιστά την

ακριβώς αντίθετη συμπεριφορά από αυτήν της TE πόλωσης. Το μήκος κύματος μεταβάλλεται με ρυθμό 45 nm/°C.

- Περίοδος = 444 nm, Διαφορά πλάτους = 120 nm, 200 περίοδοι



Εικόνα 3-19

- (α) Μήκος κύματος Bragg
- (β) Εύρος ζώνης υποδιπλασιασμού ισχύος
- (γ) Το φάσμα των ανακλάσεων για κάθε θερμοκρασία

Τα συμπεράσματα για $dw=110$ nm, βρίσκουν εφαρμογή και στην παρούσα δομή: έχουμε γραμμική μεταβολή της συχνότητας μέγιστης ισχύος, πτώση της ισχύος και του εύρους ζώνης 3 dB με αύξηση της θερμοκρασίας. Τέλος, η σύγκριση, στην TE

πόλωση, για την μεταβολή του εύρους 3 dB σε $dw=20$ nm και 30 nm, μπορεί να επαναληφθεί, με την διαφορά πως η μετακίνηση κατά 100 °C στην TM πόλωση είναι προς τα «αριστερά». Η ευαισθησία παραμένει στα 45 pm/°C.

3.3.2.3 Συμπεράσματα

Αναφέρθηκε η γραμμική συμπεριφορά της συχνότητας λειτουργίας των φραγμάτων, κάτι που εξηγείται από την μοντελοποίηση της συμπεριφοράς του πυριτίου που εισαγάγαμε, του οποίου ο δείκτης διάθλασης (το πραγματικό του μέρος ακριβέστερα) μεταβάλλεται κατά $\frac{dn}{dT} \approx 0.00018$ (1/K). Αντιπαραβάλλοντας τους δύο τύπους πλεγμάτων, τα αντίστοιχα για εγκάρσιο ηλεκτρικό πεδίο παρουσιάζουν μεγαλύτερη ευαισθησία στην αλλαγή θερμοκρασίας (100 pm/ °C), όπως και στην μέγιστη ισχύ ανακλάσεων (κατά 50%). Η διαφορά στην συμπεριφορά αυτή οφείλεται στον μεγαλύτερο εγκλωβισμό του TE ρυθμού στο πυρίτιο, το οποίο είναι το μοναδικό υλικό στην προσομοίωση με ευαισθησία στην θερμοκρασία.

Η επιθυμητή συμπεριφορά των TM φραγμάτων συνίσταται στο, συγκριτικά, μικρότερο εύρος 3 dB ($\approx 50\%$ μικρότερο σε σχέση με TE). Επίσης, παρουσιάζουν πτώση ισχύος με την αύξηση της θερμοκρασίας, ίση με ≈ -0.04 dB/°C.

Έχοντας τα παραπάνω, καθώς:

$$R = \tanh^2(\kappa L) \Rightarrow \kappa L = \tanh^{-1}(\sqrt{R})$$

Με απλές πράξεις παίρνουμε:

$$\Delta\lambda_B = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_g L} \sqrt{(\kappa L)^2 + \pi^2},$$

Λόγω της μείωση της κορυφής των ανακλάσεων, κατά την αύξηση της θερμοκρασίας στην TM πόλωση, με αντίστοιχη μείωση του εύρους ζώνης, μπορούμε να αποφανθούμε πως η μεταβολή του όρου κL , είναι μεγαλύτερη της μεταβολής του μήκους κύματος Bragg.

Στην TE πόλωση, με σταθερό R και $\frac{d\lambda_B}{dT} > 0$, τότε το $\Delta\lambda_B$ θα αυξάνεται.

Βιβλιογραφία

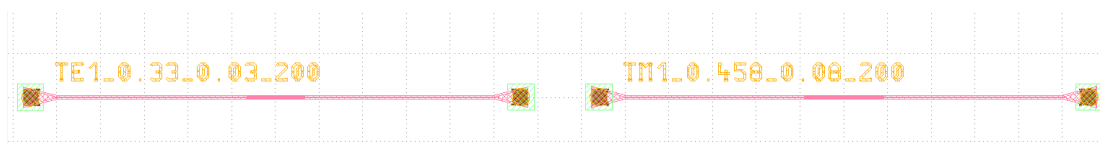
1. Kaushal, S., Cheng, R., Ma, M., Mistry, A., Burla, M., Chrostowski, L., & Azaña, J. (2018), *Optical signal processing based on silicon photonics waveguide Bragg gratings: review*, *Frontiers of Optoelectronics*, 11(2), 163–188
2. Pina, C. A. (2002), *Evolution of the MOSIS VLSI educational program*, *Proceedings First IEEE International Workshop on Electronic Design, Test and Applications*
3. Passaro, V. M. N., Loiacono, R., D'Amico, G., & De Leonardis, F. (2008). *Design of Bragg Grating Sensors Based on Submicrometer Optical Rib Waveguides in SOI*. *IEEE Sensors Journal*, 8(9), 1603–1611
4. Wang X. (2014), *Design and fabrication of integrated optical waveguides and sidewall Bragg gratings*, Διδακτορική διατριβή, Texas A&M University, 82
5. Matveenko, V. P., Kosheleva, N. A., Shardakov, I. N., & Voronkov, A. A. (2018), *Temperature and strain registration by fibre-optic strain sensor in the polymer composite materials manufacturing*, *International Journal of Smart and Nano Materials*, 9(2), 99–110
6. Wang, X., Shi, W., Yun, H., Grist, S., Jaeger, N. A. F., & Chrostowski, L. (2012), *Narrow-band waveguide Bragg gratings on SOI wafers with CMOS-compatible fabrication process*, *Optics Express*, 20(14), 15547
7. Brazas, J. C., & Li, L. (1995), *Analysis of input-grating couplers having finite lengths*, *Applied Optics*, 34(19), 3786
8. Yisu Yang, Yangjin Ma, Hang Guan, Yang Liu, Steven Danziger, Stewart Ocheltree, Keren Bergman, Tom Baehr-Jones, Michael Hochberg, (2015), *Phase coherence length in silicon photonic platform*, *Opt. Express* 23, 16890-16902
9. Klitis, C., Cantarella, G., Strain, M. J., & Sorel, M. (2017), *High-extinction-ratio TE/TM selective Bragg grating filters on silicon-on-insulator*, *Optics Letters*, 42(15), 3040
10. Wang, X., Shi, W., Vafaei, R., Jaeger, N. A. F., & Chrostowski, L. (2011), *Uniform and Sampled Bragg Gratings in SOI Strip Waveguides with Sidewall Corrugations*, *IEEE Photonics Technology Letters*
11. Saktioto, T., Ali, J., Rahman, R.A., Fadhali, M., & Zainal, J. (2008), *Theoretical and empirical comparison of coupling coefficient and refractive index estimation for coupled waveguide fiber*. *Journal of Applied Science, Engineering and Technology*, 2

4. Χαρακτηρισμός των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων

Η διπλωματική εργασία ολοκληρώνεται με την πειραματική αξιολόγηση των δομών που σχεδιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο. Αρχικά, είναι αναγκαίο να παρουσιαστεί το σύνολο της πειραματικής διάταξης, μαζί με τα χαρακτηριστικά κάθε στοιχείου της. Στην συνέχεια, θα παρουσιαστεί το είδος φραγμάτων που χρησιμοποιείται για να βρεθεί η κεντρική συχνότητα με την μέγιστη ακρίβεια. Ακολουθούν τα αποτελέσματα των μετρήσεων των ανακλάσεων των υπόλοιπων πλεγμάτων Bragg, σε θερμοκρασία δωματίου και στην περίπτωση θέρμανσης των ολοκληρωμένων πλακιδίων.

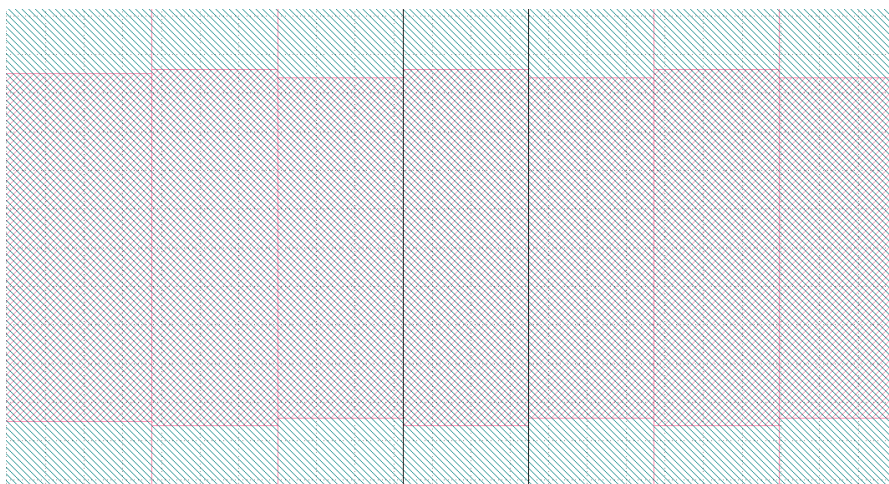
4.1 Πειραματικά Διάταξη

Αρχικά, χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα Klayout, σχεδιάζουμε την μάσκα, η οποία θα καλύπτει το πλακίδιο πυριτίου, έτσι ώστε να χαραχθεί μέσω φωτολιθογραφίας το κάθε φωτονικό στοιχείο. Η μάσκα αποτελείται από μία στήλη πλεγμάτων για κάθε πόλωση (TE, TM), κομμάτια των οποίων απομονώσαμε στην εικόνα 4-1. Η υλοποίηση ενός αισθητήρα Bragg στην μάσκα αποτυπώνεται στην εικόνα 4-2.



Εικόνα 4-1

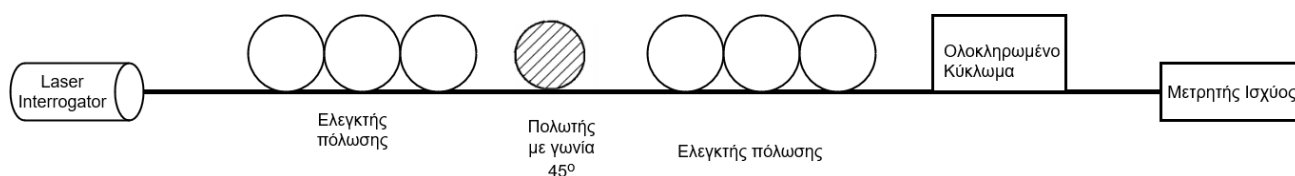
Μια γραμμή της μάσκας με περιγραφή του κάθε στοιχείου



Εικόνα 4-2

Τμήμα πλέγματος TE πόλωσης

Για να προχωρήσουμε στον χαρακτηρισμό, καταλήξαμε στην διάταξη της εικόνας 4-3. Η πηγή συνεκτικού φωτός όπως και ο φασματικός αναλυτής θα αποτελεί μία συσκευή τύπου interrogator, και το φως θα φεύγει και θα επιστρέφει στην εν λόγω συσκευή μέσω του ίδιου διαδρόμου δεδομένων. Αμέσως μετά την πηγή, τοποθετούνται στοιχεία που ευθυγραμμίζουν την πολωτική κατάσταση στην επιθυμητή για την λειτουργία των αισθητήρων. Αναγκαίος είναι ο έλεγχος της ευθυγράμμισης, ο οποίος πραγματοποιείται μέσω μετρητή ισχύος.



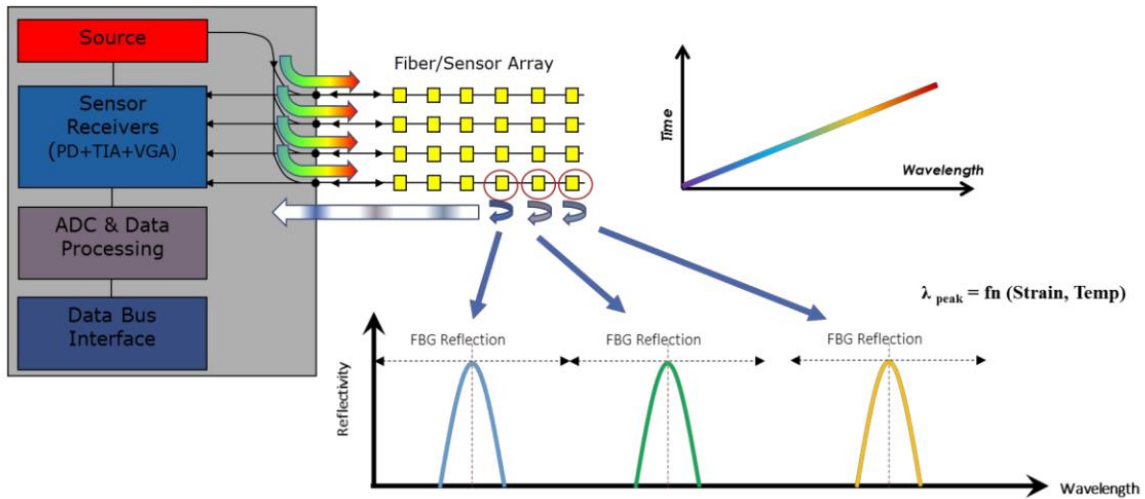
Εικόνα 4-3

Η πειραματική διάταξη

Στο πρώτο κεφάλαιο, αναφερθήκαμε σε μεθόδους διασύνδεσης οπτικών ινών με ολοκληρωμένα στοιχεία. Επιλέξαμε την μέθοδο των περιθλαστικών φραγμάτων, λόγω των σημαντικών πλεονεκτημάτων σε κόστος, καθώς όχι μόνο αποφεύγουμε τα προβλήματα που απορρέουν από την χρήση μη ολοκληρωμένων στοιχείων, αλλά και λόγω του ότι δεν απαιτείται μεγαλύτερη ακρίβεια φωτολιθογραφικής εκτύπωσης.

Για την διασύνδεση των επιμέρους στοιχείων χρησιμοποιείται μονότροπη ίνα, προκειμένου να συμφωνεί με την μονορυθμική λειτουργία του εξεταζόμενου ολοκληρωμένου κυκλώματος. Όμως, αυτός ο τύπος ίνας, χαρακτηρίζεται από διασπορά τρόπου πόλωσης, και οι αισθητήρες σχεδιάζονται για χρήση σε συγκεκριμένη πόλωση, καθιστώντας αναγκαίο τον ακριβή έλεγχο της. Σε όλο το μήκος οι ίνες συνδέονται με προσαρμογείς τύπου PM-FC.

Ως πηγή φωτός, έχουμε interrogator FAZT I4G, ο οποίος στέλνει έναν στενό, φασματικά, παλμό και με συχνότητα 2/4/8 kHz καλύπτει εύρος 39.2/18/8 nm αντίστοιχα. Σε αυτόν επιστρέφονται τα σήματα των ανακλάσεων, τα οποία μετατρέπονται σε ηλεκτρικά και κατόπιν δειγματοληψίας σε ψηφιακά. Τα δεδομένα μεταφέρονται σε έναν διάδρομο δεδομένων, για περαιτέρω ανάλυση. Αξίζει να σημειωθεί πως η συγκεκριμένη συσκευή δεν μας δίνει το ακριβές επίπεδο της λαμβανόμενης ισχύος σε κάθε συχνότητα, παρά μόνο σχετικά μεγέθη. Ακόμα και η συχνότητα των ανακλάσεων, εξαρτάται από το συνολικό μήκος των ινών. Όμως, το ότι λαμβάνουμε σχετικές τιμές δεν θα μας εμποδίσει στον χαρακτηρισμό, καθώς είναι επαρκές να γνωρίζουμε την μεταβολή μεγεθών στον οριζόντιο άξονα (κεντρική συχνότητα, φάσμα ανακλάσεων) κατά την αλλαγή των συνθηκών του περιβάλλοντος.¹ Η εικόνα 4-4 μας παρουσιάζει την λειτουργία της συσκευής. Το πάνω δεξιά γράφημα δείχνει την συχνότητα του κάθε παλμού που διεγείρει ως προς τον χρόνο, ο οποίος τροφοδοτεί τέσσερα κανάλια, τα οποία μπορούν να καταλήξουν σε πλήθος αισθητήρων πίεσης ή/και θερμοκρασίας (έως 120), συνδεδεμένων σειριακά. Η υψηλή απόδοση του Interrogator οφείλεται εν μέρει στην υλοποίηση του αλγορίθμου εντοπισμού κορυφής σε συστοιχία προγραμματιζόμενων πυλών (FPGA). Εφόσον η απόκριση των αισθητήρων το επιτρέπει (το εύρος ζώνης συγκεκριμένα), μπορούν να αποτυπωθούν οι ανακλάσεις του συνόλου των πλεγμάτων Bragg κάθε καναλιού.



Εικόνα 4-4

Η λειτουργία της χρησιμοποιούμενης πηγής

Για να ελέγξουμε την πόλωση του κύματος που προσπίπτει στο ολοκληρωμένο κύκλωμα, χρησιμοποιούμε πολωτή στραμμένο κατά 45°, ο οποίος λειτουργεί σαν φίλτρο που επιτρέπει κύματα με πόλωση στην κατεύθυνση αυτή. Βασικό πρόβλημα της διάταξής μας, είναι η αντιμετώπιση των ανεπιθύμητων ανακλάσεων που προέρχονται από το σύνολο του ολοκληρωμένου κυκλώματος. Λόγω αυτού, η πειραματική διάταξη φέρει ελεγκτές πόλωσης και στις δύο πλευρές του πολωτή. Ο πρώτος, ρυθμίζει την πόλωση του φωτός από τον interrogator στην κατεύθυνση του πολωτικού φίλτρου. Ο δεύτερος, επιτελεί δύο λειτουργίες:

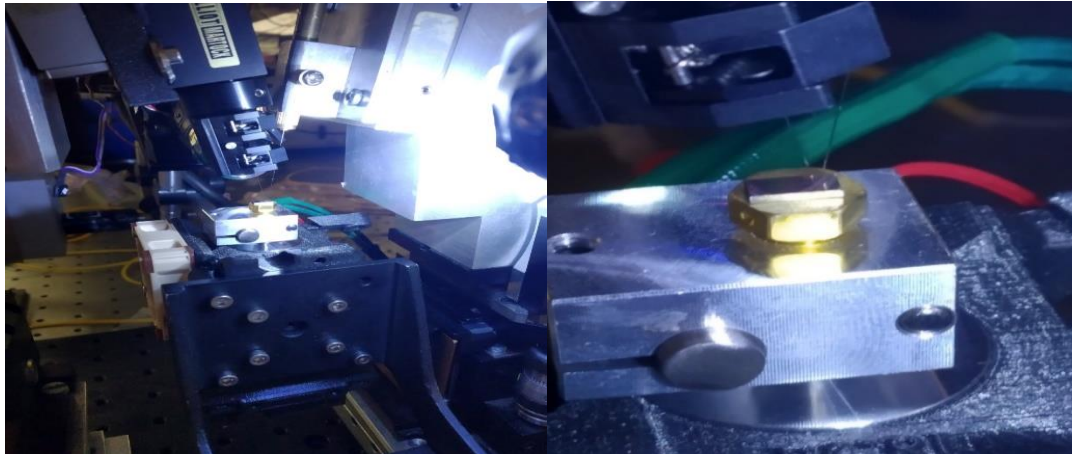
- Αντιστοιχίζει την πόλωση του φωτός στην λειτουργία κάθε αισθητήρα (TE- TM)
- Επιλέγει μόνο τις ανακλάσεις από τα φράγματα Bragg να περάσουν από το πολωτικό φίλτρο, απορρίπτοντας έτσι μεγάλο κομμάτι του θορύβου. Λόγω αυτού, απαιτείται προσεκτική ρύθμιση.

Εναλλακτικά, θα μπορούσε να επιλεγεί διάταξη ενός ελεγκτή πόλωσης και υγρού συμφωνίας φάσης στο ολοκληρωμένο κύκλωμα, προκειμένου να μειωθούν οι απώλειες σύζευξης μεταξύ κυματοδηγούμενων ρυθμών της ίνας και του θεμελιώδους ρυθμού του αισθητήρα.

Μέχρι τώρα, αναφερθήκαμε μόνο στις ανακλάσεις του φωτονικού αισθητήρα, καθώς εκεί θα πραγματοποιούνται βασικές μετρήσεις. Η μεταφερόμενη, μέσω του πλέγματος, ισχύς χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της σύνδεσης της ίνας στο ολοκληρωμένο, μέσω αντίστοιχου μετρητή. Ακριβώς επειδή υπάρχουν απώλειες διεπαφής ίνας-τσιπ και οι ανεπιθύμητες ανακλάσεις φέρουν μεγάλη ισχύ, η μέγιστη τιμή του μετρητή δεν θα ταυτίζεται με την επιθυμητή πόλωση. Επομένως, η χρησιμότητα του μετρητή έγκειται μόνο στον έλεγχο της ευθυγράμμισης.

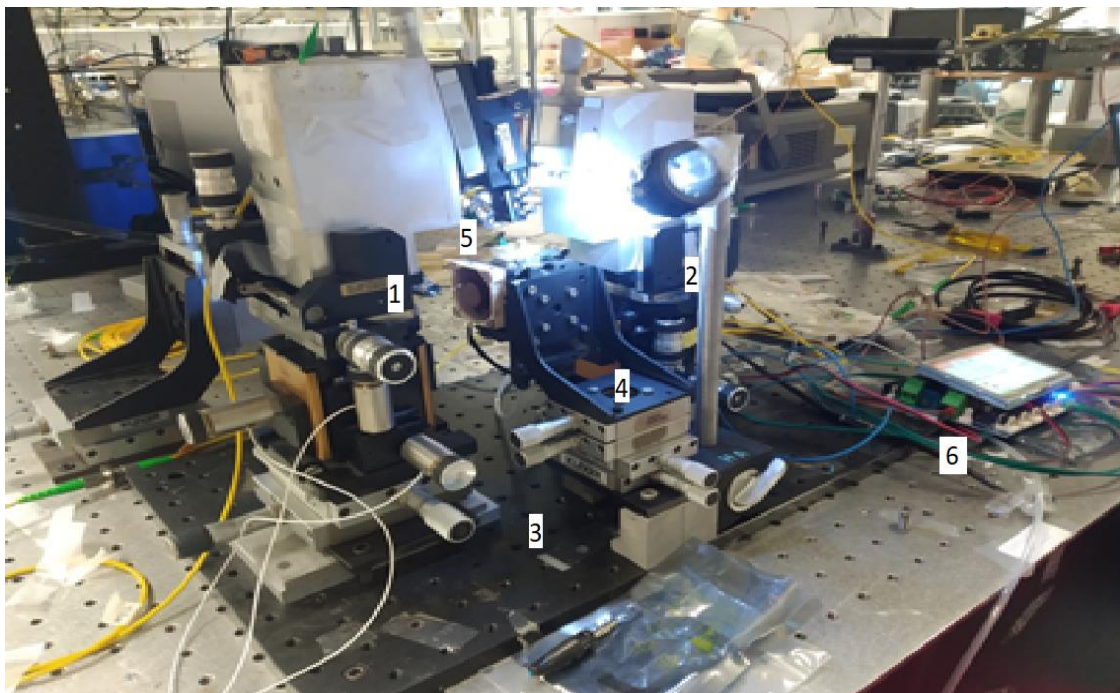
Ο πάγκος στον οποίο βρίσκεται το κύκλωμα, αποτελείται από πιεζοηλεκτρικούς ρυθμιστές θέσης 6 αξόνων, για τις ίνες εισόδου και εξόδου. Αντίστοιχος χειροκίνητος μηχανισμός ρυθμίζει την θέση του τσιπ, το οποίο βρίσκεται πάνω σε τσοκ κενού ώστε να συγκρατείται από τυχόν κραδασμούς.

Στην εικόνα 4-5α διακρίνουμε την τοποθέτηση των ρυθμιστών θέσης, υπό γωνία στην οποία μεγιστοποιείται η απόκριση της δομής. Στην 4-5β φαίνεται το τσοκ το οποίο μαζί με μία αντλία κενού βοηθά στην σταθεροποίηση του πλακιδίου. Ο πειραματικός πάγκος, αποτυπώνεται στην εικόνα 4-5γ. Τα επιμέρους στοιχεία της διάταξης τοποθετούνται και στερεώνονται πάνω στο μεταλλικό breadboard (3) προκειμένου να αποφευχθούν διαταραχές στην πολωτική κατάσταση ή στην ευθυγράμμιση. Καθώς αυτά έχουν διαστάσεις μm ή μικρότερες, η ευθυγράμμιση απαιτεί την χρήση μικροσκοπίου.



(α)

(β)



(γ)

Εικόνες 4-5

(α)-(β): Η διάταξη ρυθμιστών-τσοκ κενού-τσιπ

(γ): 1-2: Πιεζοηλεκτρικοί ρυθμιστές

3: Μεταλλικό breadboard

4: Χειροκίνητος ρυθμιστής θέσης

5: Μικροσκόπιο

6: Thermocouple

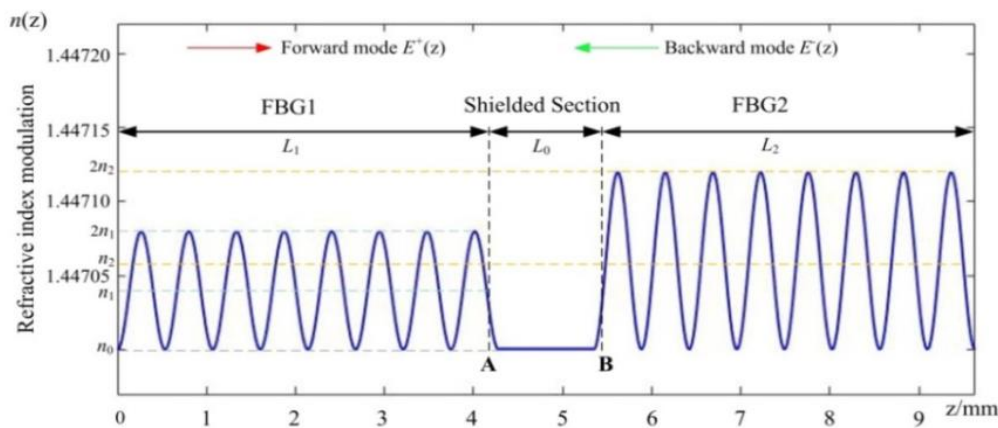
Η θερμοκρασία ελέγχεται από ένα θερμοστοιχείο συνδεδεμένο σε πλατφόρμα ανοικτού κώδικα της duet3d.

4.2 Πειραματικά αποτελέσματα και χαρακτηρισμός

Στην παρούσα ενότητα θα μετρηθούν οι παράμετροι πάνω στους οποίους βασίστηκε ο σχεδιασμός. Αρχικά η συχνότητα λειτουργίας θα βρεθεί με την μέγιστη δυνατή ακρίβεια, βάσει δομής που σχεδιάστηκε με κριτήριο την στενότητα του παλμού της απόκρισης. Στην συνέχεια τα πλέγματα Bragg αξιολογούνται, αρχικά στους 25 °C και κατόπιν με αλλαγή της θερμοκρασίας. Η συμπεριφορά τους συγκρίνεται με τα αποτελέσματα προσομοιώσεων και μέσω της αντιπαραβολής τους εξάγουμε συμπεράσματα.

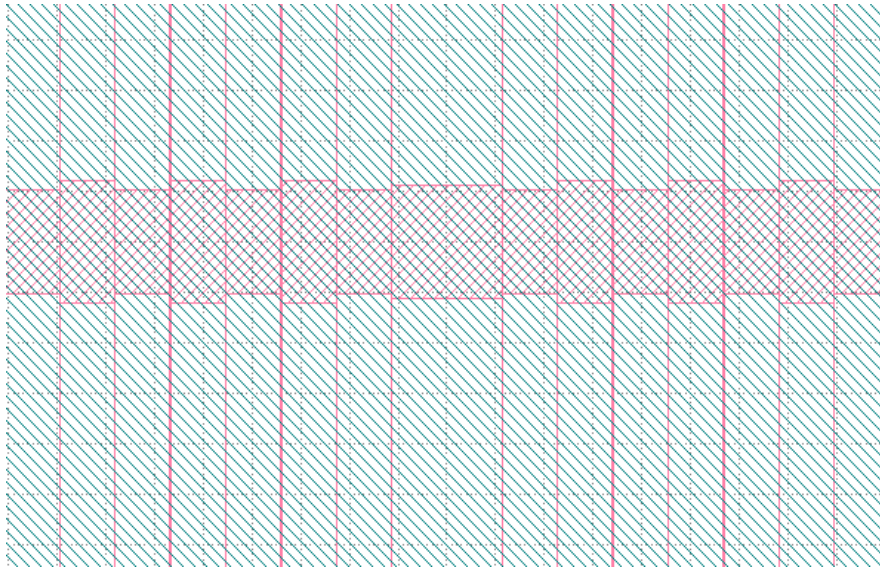
4.2.1 Ακρίβεια μετρήσεων

Για να υπολογίσουμε την βέλτιστη ακρίβεια της παρούσας διάταξης, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε πλέγματα Bragg μετατόπισης φάσης, τα οποία συμπεριφέρονται σαν δομή Fabry–Pérot, λόγω διακοπής στην περιοδική διαταραχή του δείκτη διάθλασης. Έτσι, η ισχύς των ανακλάσεων τους, παρουσιάζει κοιλάδα στενού εύρους ζώνης. Η συγκεκριμένη ιδιότητα τα καθιστά ελκυστική επιλογή σε εφαρμογές πολυπλεξίας διαίρεσης μήκους κύματος (WDM).² Στην εικόνα 4-6 μπορούμε να δούμε ένα τέτοιο πλέγμα ημιτονοειδούς μεταβολής του δείκτη διάθλασης, με διαφορετικό πλάτος σε κάθε πλευρά εκατέρωθεν της διακοπής της διαταραχής. Η περίπτωση που χρησιμοποιούμε εμφανίζεται στην εικόνα 4-7.



Εικόνα 4-6

Η αλλαγή συντελεστή διάθλασης κατά μήκος ενός phase-shifted Bragg πλέγματος

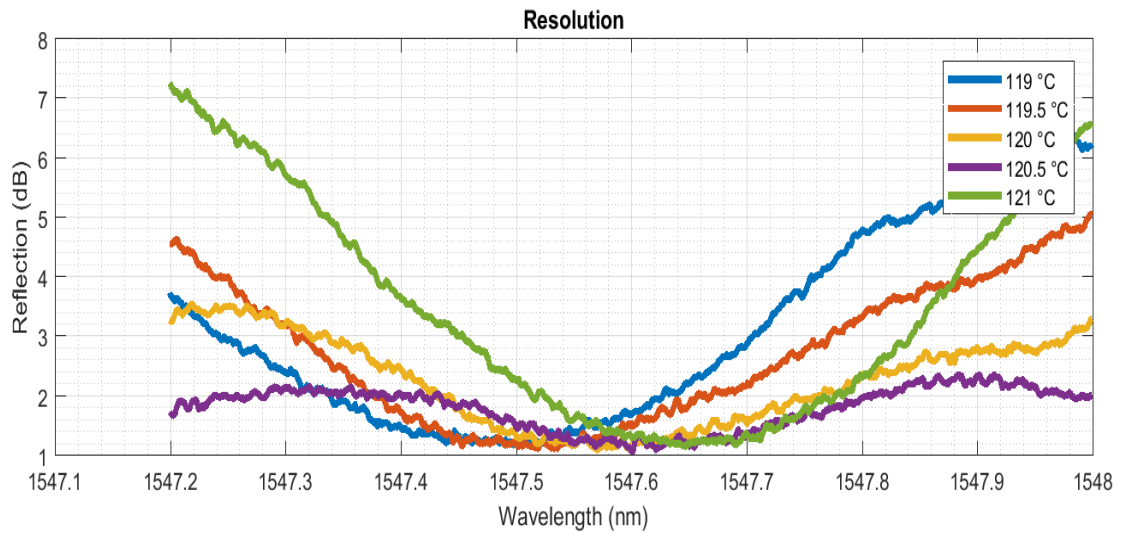


Εικόνα 4-7

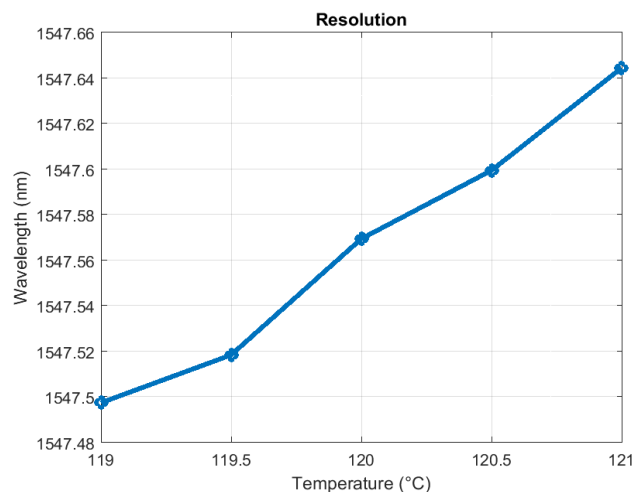
Το phase-shifted φράγμα Bragg που χρησιμοποιούμε στο πείραμα

Η δομή σχεδιάστηκε για λειτουργία σε TE πόλωση, με περίοδο 324 nm και διαφορά πλατών 20nm. Εκατέρωθεν της διακοπής της διαταραχής εμφανίζεται ίδια διαφορά πλατών, και η εν λόγω διακοπή εκτείνεται κατά μήκος μιας περιόδου. Ξεκινήσαμε από τους 119 °C και φθάσαμε μέχρι τους 121 °C, με βήμα 0.5 °C, περιμένοντας την θερμοκρασία να σταθεροποιηθεί για λίγα λεπτά.

Τα αποτελέσματα είναι τα κάτωθι:



(α)



(β)

Εικόνες 4-8

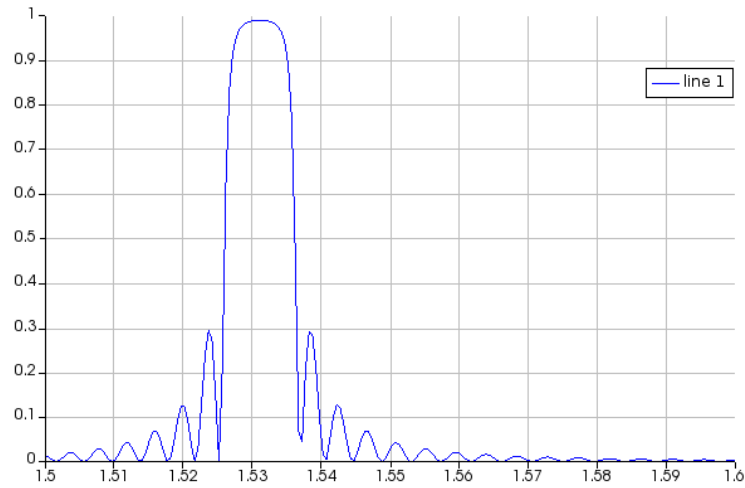
Φάσμα (α) και μήκος κύματος ανακλάσεων (β) της ισχύος των ανακλάσεων

Στα πειραματικά δεδομένα της 4-8.α παρουσιάζεται η κοιλάδα των ανακλάσεων του πλέγματος Bragg μετατόπισης φάσης, με κάθε χρώμα να αντιστοιχίζεται σε διαφορετική θερμοκρασία. Γίνεται φανερό πως το φάσμα μετακινείται προς μεγαλύτερα μήκη κύματος, κάτι που αποτυπώνεται και στο λ_B . Ένας προσεκτικός παρατηρητής μπορεί να αντιληφθεί πως ο οριζόντιος άξονας διατρέχει μία απόσταση 800 μm . Το εύρος ζώνης, επομένως, είναι εξαιρετικά στενό, βοηθώντας σε καλύτερο υπολογισμό της κεντρικής συχνότητας. Πρέπει να τονιστεί ξανά, πως η απόκριση των φραγμάτων είναι εξαιρετικά ευμετάβλητη σε κάθε αλλαγή της πόλωσης, επομένως είναι αναγκαία η προσεκτική ρύθμισή της. Διακρίνουμε από την 4-8.β πως πετυχαίνουμε ακρίβεια ίση με 0.5 °C. Σε μελλοντική πειραματική διάταξη, θα είναι δυνατό να ελέγξουμε τις δομές με βήμα 0.3 °C. Η ευαισθησία στην αλλαγή θερμοκρασίας κυμαίνεται στα 80 $\mu\text{m}/^\circ\text{C}$.

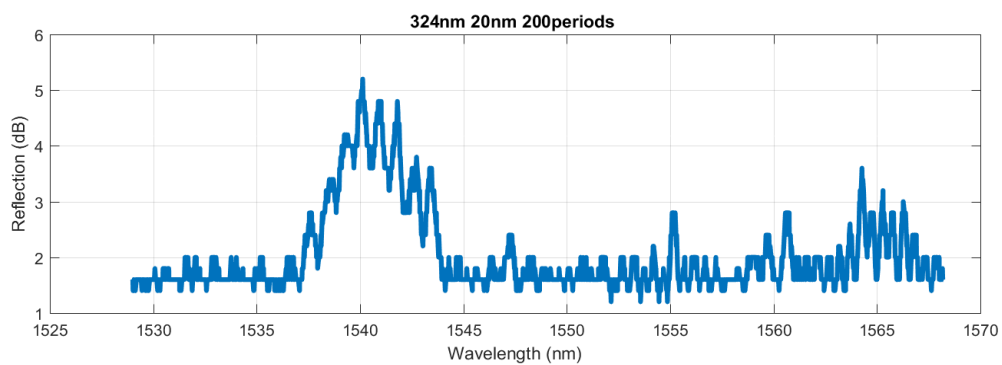
4.2.2 Αποτελέσματα σε θερμοκρασία δωματίου

Τοποθετούμε την ίνα από την πηγή στην είσοδο κάθε δομής, και την ίνα που καταλήγει στον μετρητή ισχύος στην έξοδό τους. Χρησιμοποιούμε τους πιεζοηλεκτρικούς ρυθμιστές, ελέγχοντας με το μικροσκόπιο και τον μετρητή ισχύος την τοποθέτηση των ινών. Ρυθμίζουμε προσεκτικά τους ελεγκτές πόλωσης, ώστε να ευθυγραμμίζεται το φως από την πηγή στον πολωτή και στην πολωτική κατάσταση κάθε αισθητήρα. Ο οριζόντιος άξονας δίνεται σε μm (α) και nm (β) και ο κάθετος σε γραμμική κλίμακα στα αποτελέσματα των προσομοιώσεων.

- Περίοδος = 324 nm, Διαφορά πλάτους = 20 nm, 200 περίοδοι



(α)



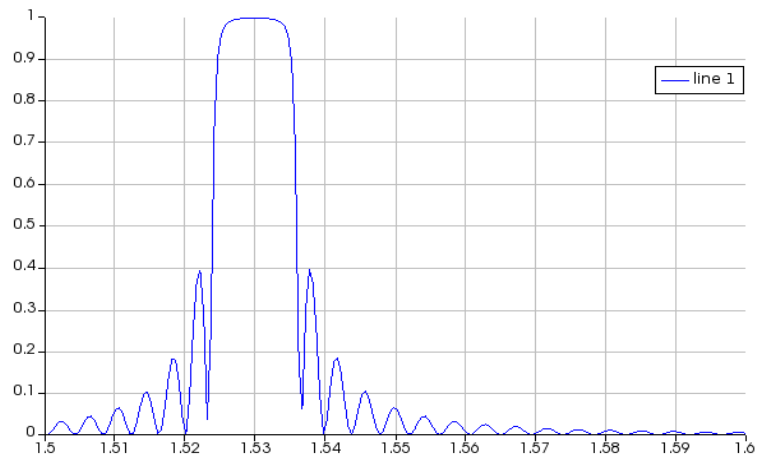
(β)

Εικόνες 4-9

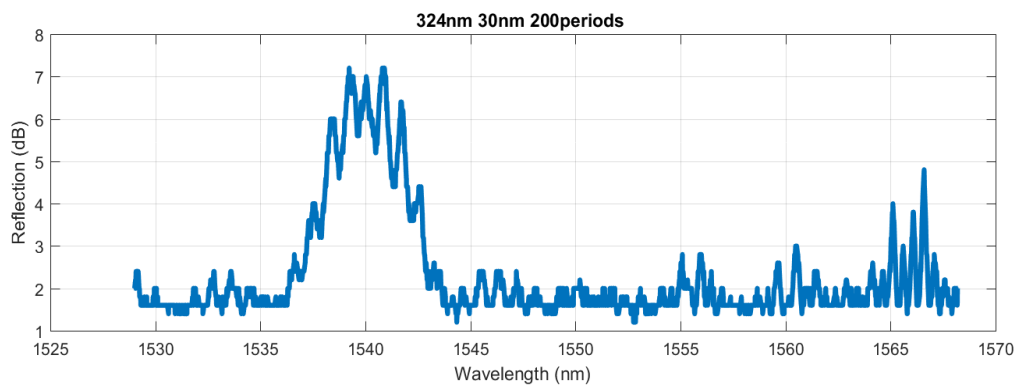
Ανακλάσεις προσομοιώσεων (α) και πειραματικής διάταξης (β) της δομής

Το μήκος κύματος Bragg εντοπίζεται πειραματικά $\approx 1541 \text{ nm}$, μία απόκλιση περίπου 6-8 nm από αυτή των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης. Το εύρος ζώνης μετριέται στα $\approx 7 \text{ nm}$.

- Περίοδος = 324 nm, Διαφορά πλάτους = 30 nm, 200 περίοδοι



(α)



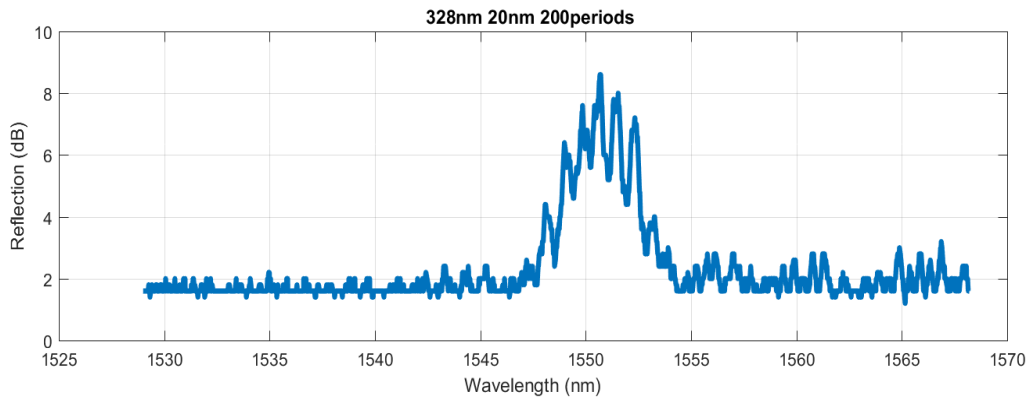
(β)

Εικόνες 4-10

Ανακλάσεις προσομοιώσεων (α) και πειραματικής διάταξης (β) της δομής

Σημαντικό εύρημα που επιβεβαιώνει την αξιοπιστία της διάταξης είναι η διατήρηση του μήκους κύματος των ανακλάσεων στα 1541 nm για διαφορετικό φράγμα ίδιας περιόδου με το προηγούμενο. Το εύρος υποδιπλασιασμού ισχύος είναι ≈ 7 nm

- Περίοδος = 328 nm, Διαφορά πλάτους = 20 nm, 200 περίοδοι

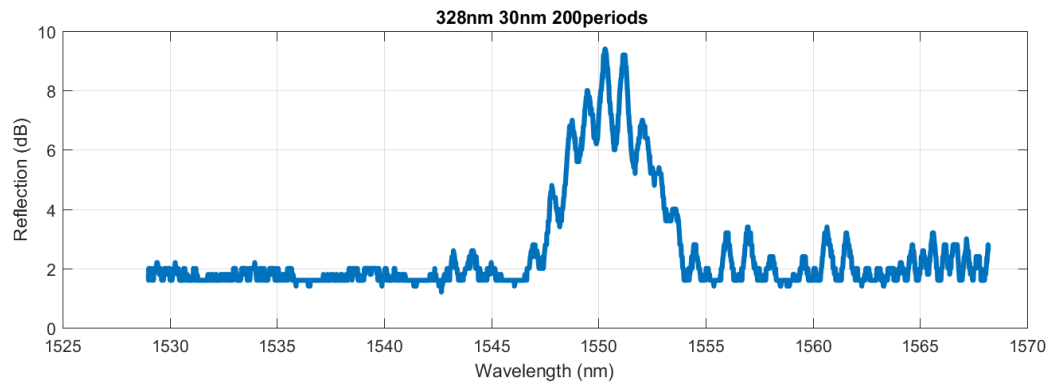


Εικόνες 4-11

Ανακλάσεις πειραματικής διάταξης

Η μετακίνηση στα «ερυθρά» κατά 10 nm στο μήκος κύματος Bragg που περιμέναμε, από φράγμα περιόδου 324 nm σε 328 nm, εμφανίζεται πειραματικά, με $\lambda_B \approx 1551 \text{ nm}$. Το 3 dB εύρος ζώνης είναι λίγο μικρότερο σε σχέση με τα προηγούμενα, περίπου 6 nm.

- Περίοδος = 328 nm, Διαφορά πλάτους = 30 nm, 200 περίοδοι



Εικόνες 4-12

Ανακλάσεις πειραματικής διάταξης

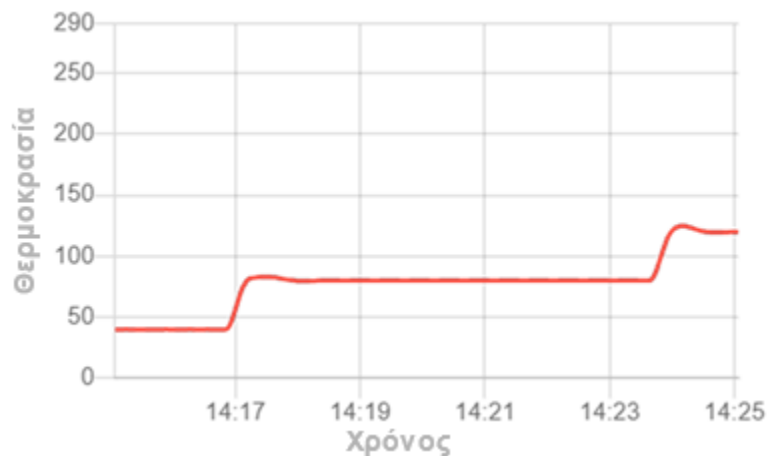
Η κεντρική συχνότητα ανακλάσεων δεν μεταβάλλεται, σε σχέση με την προηγούμενο πλέγμα, εφόσον η περίοδος της δομής δεν αλλάζει. Το εύρος 3 dB, μεγαλώνει με την αύξηση της διαφοράς πλάτους, στην παρούσα δομή μετριέται στα $\approx 7 \text{ nm}$.

Στην σύγκριση μετρήσεων-προσομοιώσεων, διακρίνουμε αρμονικές που προκαλούνται από την διεπαφή ίνας-τσιπ. Μία πηγή τέτοιου «σήματος διαμόρφωσης», είναι οι ανακλάσεις Fresnel, οι οποίες παράγονται από το περιθλαστικό φράγμα και καθορίζεται από την ίδια την δομή. Η πιο σημαντική συνεισφορά σε αυτές τις ανακλάσεις, οφείλονται στην δεύτερης τάξης ανάκλαση της περιοδικής δομής, η οποία εξαρτάται από την γωνία σύζευξης. Σε πλέγμα Bragg με μεγάλη διαφορά στον δείκτη διάθλασης, αυτές οι ανακλάσεις καθίστανται ευρυζωνικές.³ Είναι δυνατή η εξάλειψη μεγάλου μέρους τους, με χρήση ειδικού υγρού συμφωνίας φάσης στην εν λόγω διεπαφή. Σε περίπτωση που θα μπορούσαμε να εξακριβώσουμε το ακριβές ύψος των

παλμών, οι πλευρικοί λοβοί θα μπορούσαν να μας βοηθήσουν στον προσδιορισμό του φέροντος σήματος, με την κορυφή τους να αναμένονται περίπου 4 dB κάτω από την κορυφή του κύριου λοβού. Πρέπει να σημειωθεί πως διεγείρονται ανώτεροι ρυθμοί 20-25 nm μακριά από την κορυφή του κύριου λοβού στις δομές με $\Lambda=324$ nm, κάτι που δύναται να δημιουργήσει προβλήματα στην χρήση πολλών τέτοιων αισθητήρων στην σειρά.

4.2.3 Αποτελέσματα με μεταβαλλόμενη θερμοκρασία

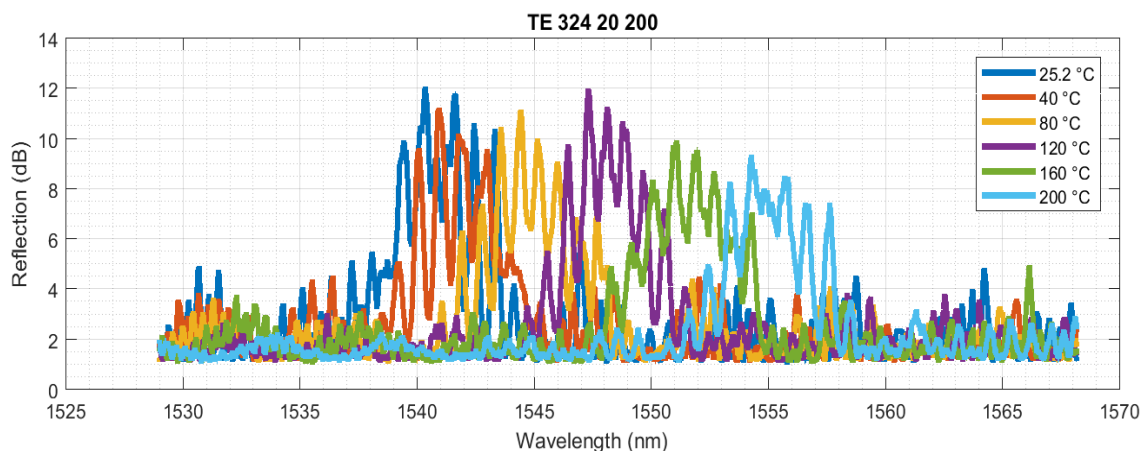
Ξεκινήσαμε από θερμοκρασία δωματίου (25.2 °C) και μετράμε έως τους 200 °C. Όμως, δεν σταθεροποιείται στιγμιαία, χρειάζεται χρόνος, μικρότερος των τεσσάρων λεπτών. Κατόπιν, συνεχίζουν να υπάρχουν διακυμάνσεις (<0.1 °C). Το τελικό φάσμα που παίρνουμε είναι μέσος όρος 10 μετρήσεων, με το «φίλμ» να διαρκεί περίπου 3 δευτερόλεπτα. Στην εικόνα 4-13 διακρίνουμε έναν κύκλο θέρμανσης του φωτονικού πλακιδίου που χρησιμοποιούμε.



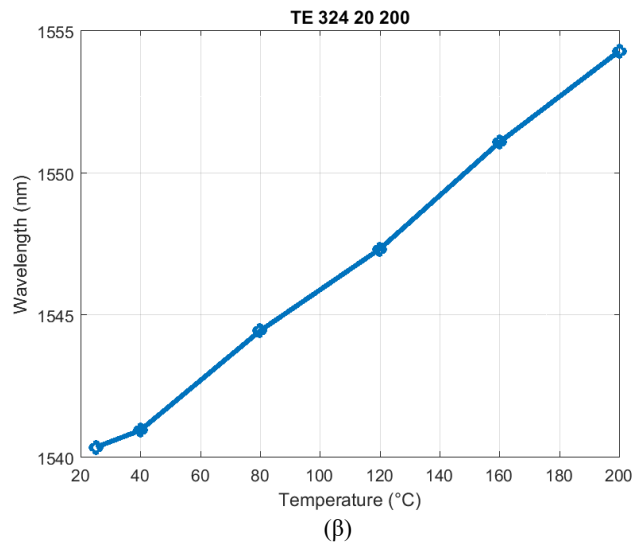
Εικόνες 4-13

Μεταβολή θερμοκρασίας συναρτήσεως του χρόνου

- Περίοδος = 324 nm, Διαφορά πλάτους = 20 nm, 200 περίοδοι



(α)



Εικόνες 4-14

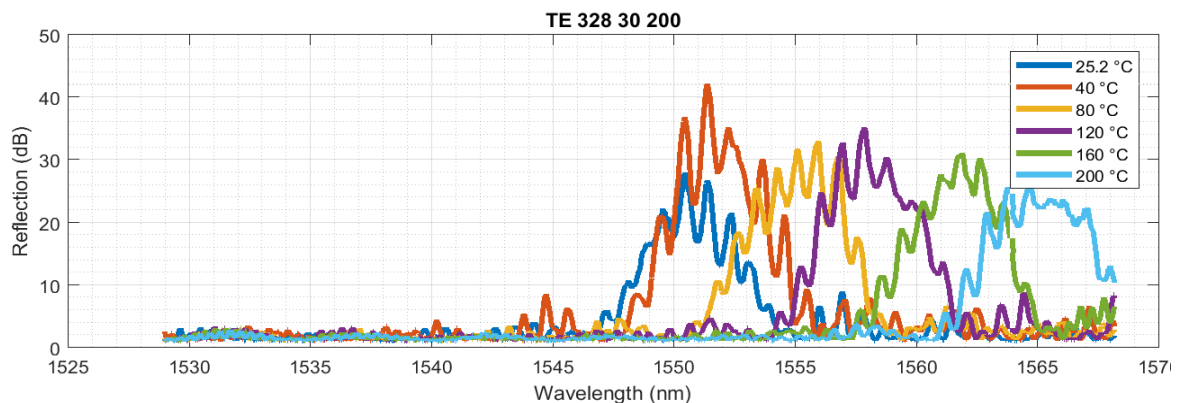
Μεταβολή φάσματος (α) κεντρικής συχνότητας (β) συναρτήσει της θερμοκρασίας για $\Lambda=324$ nm και $\Delta W=20$ nm

Στις αλλαγές θερμοκρασίας, σε κάποιες περιπτώσεις, μπορούμε να βελτιστοποιήσουμε την πόλωση καθώς η απόκριση του φίλτρου μεταβάλλεται. Αυτό γίνεται φανερό παρατηρώντας και το φάσμα των ανακλάσεων σε διάφορες θερμοκρασίες. Ενώ αναμένουμε το φασματικό περιεχόμενο να μετακινείται με μορφή αμετάβλητη, ανάλογα με την αλλαγή θερμοκρασίας, εντούτοις, αυτό αλλάζει.

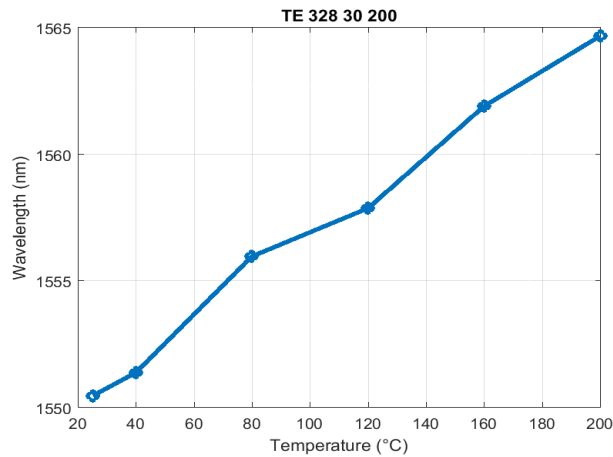
Πρέπει να υπενθυμισθεί πως ενώ στις προσομοιώσεις δεν συνυπολογίστηκε η θερμική διαστολή του υλικού, αυτή θα εμφανιστεί στις πειραματικές δομές και σε μεγάλες θερμοκρασίες θα δημιουργεί προβλήματα ευθυγράμμισης με την ίνα, κάτι που αντισταθμίζεται εύκολα με τους πιεζοηλεκτρικούς ρυθμιστές θέσης.

Είναι όμως δυνατός ο προσδιορισμός της κεντρικής συχνότητας του κύριου λοβού. Παρατηρούμε, έτσι, πως η κεντρική συχνότητα των ανακλάσεων έχει μια γραμμική, σχεδόν, σχέση με την θερμοκρασία, η οποία συνιστά αναμενόμενη συμπεριφορά. Πειραματικά, μπορούμε να προσδιορίσουμε την θερμοοπτική συμπεριφορά $\approx 0.084\text{nm}/^\circ\text{C}$.

- Περίοδος = 328 nm, Διαφορά πλάτους = 20 nm, 200 περίοδοι



(α)



(β)

Εικόνες 4-15

Μεταβολή φάσματος (α) κεντρικής συχνότητας (β) συναρτήσει της θερμοκρασίας για $\Lambda=328$ nm και $\Delta W=30$ nm

Ομοίως με προηγουμένως, το φάσμα μεταβάλλεται με την αλλαγή της θερμοκρασίας, κάτι που δεν αντιστοιχίζεται στα αποτελέσματα των προσομοιώσεων. Όμως, είναι δυνατός ο προσδιορισμός της τιμής του θερμοοπτικού συντελεστή του στοιχείου, προσδιοριζόμενος πειραματικά στα $\approx 0.08 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. Υπενθυμίζουμε ότι μπορούμε να αποφανθούμε μόνο για την μετακίνηση του φάσματος και όχι για τις ακριβείς τιμές. Και στα δύο πλέγματα που εξετάστηκαν σε μεταβαλλόμενη θερμοκρασία, η μικρή απόκλιση της ευαισθησίας από την γραμμική συμπεριφορά οφείλεται στο ότι δεν λάβαμε υπόψη τον συντελεστή θερμικής διαστολής του Si στις προσομοιώσεις, όπως και το σύνολο της θερμικής συμπεριφοράς του SiO_2 .

4.2.4 TM πλέγματα

Τα πλέγματα που σχεδιάστηκαν για TM πόλωση, δεν ανταποκρίνονται στην συμπεριφορά που περιμέναμε από τις προσομοιώσεις. Οφείλουμε να εξετάσουμε τυχόν αστοχίες που οδήγησαν σε αυτό το αποτέλεσμα. Έχουμε ως δεδομένα πως οι απώλειες απορρόφησης και σκέδασης είναι πολύ μικρές λόγω των χρησιμοποιούμενων υλικών και της συχνότητας λειτουργίας της διάταξης, όπως και το γεγονός πως οι περιθλαστικοί ζεύκτες αποδίδουν στην κυματοδήγηση της ισχύος εντός της δομής. Επομένως δεν τηρείται η συνθήκη Bragg και ο πιο πιθανός μηχανισμός που εξηγεί την απόκριση, είναι η διαφορά στο ύψος του κυματοδηγού στο πλακίδιο με αυτού που σχεδιάστηκε, κάτι που δεν επιτρέπει στο φωτονικό στοιχείο να λειτουργήσει σαν φίλτρο.

Βιβλιογραφία

1. Ibrahim, S., Farnan, M., Karabacak, D., Singer, J. (2016), *Enabling Technologies for Fiber Optic Sensing*, Proc. SPIE 9899, Optical Sensing and Detection IV, 98990Z
2. Zhou, J., Guo, K., He, J., Hou, M., Zhang, Z., Liao, C., Wang, Y., Xu, G., Wang, Y. (2018), *Novel fabrication technique for phase-shifted fiber Bragg gratings using a variable-velocity scanning beam and a shielded phase mask*, Optics Express, 26(10), 13311
3. D. Vermeulen, Y. De Koninck, Y. Li, E. Lambert, W. Bogaerts, R. Baets, and G. Roelkens, (2012), *Reflectionless grating couplers for Silicon-on-Insulator photonic integrated circuits*, Opt. Express **20**, 22278-22283

5. Συμπεράσματα-Προοπτικές

5.1 Σύνοψη-Συμπεράσματα

Η υιοθέτηση σύνθετων υλικών αγγίζει ολοένα και περισσότερους κλάδους, μεταξύ αυτών, και τα ίδια τα εκμαγεία τους. Έτσι, η δυνατότητα της χρήσης φωτονικών αισθητήρων, ενσωματωμένων στα σύνθετα υλικά, μπορεί να αξιοποιηθεί, χαρίζοντάς μας καλύτερη επιτήρηση κι επομένως μεγαλύτερη αποδοτικότητα της διαδικασίας παραγωγής. Σκοπός μας ήταν ο σχεδιασμός και η πειραματική αξιολόγηση αισθητήρων, οι οποίοι ανακλούν τμήμα του φάσματος, βάσει της θερμοκρασίας. Επιλέξαμε να παραχθούν με ώριμες τεχνολογίες CMOS, για δυνατότητα παραγωγής μεγάλης κλίμακας.

Αρχικά, παρουσιάσαμε κάποιες θεμελιώδεις έννοιες, μέσω διαφορετικών γεωμετριών κυματοδηγών και περιθλαστικών φραγμάτων. Κατόπιν εξετάσαμε τους αλγορίθμους FDE και EME που χρησιμοποιήσαμε στις προσομοιώσεις.

Στην συνέχεια, χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα Mode της Lumerical, προσομοιώνουμε την συμπεριφορά δομής Bragg μίας περιόδου, αποτελούμενο από τμήματα πυριτίου, που τοποθετούνται πάνω σε SiO₂. Μέσω του αλγορίθμου FDE, και για διαφορετικές διαστάσεις προκειμένου να διατηρείται η μονορυθμική κυματοδηγήση για κάθε πόλωση (TE-TM), βρίσκουμε ένα σύνολο διαφορετικών μηκών περιόδου. Με δεδομένα αυτά τα μήκη, και για διαφορετικό πλάτος ημιπεριόδων, επιλέγουμε διαστάσεις με βέλτιστη συμπεριφορά των ανακλάσεων για 3 κριτήρια: ισχύς, εύρος φάσματος και εγγύτητα στα 1.55 μm. Η συγκεκριμένη μέθοδος σχεδιασμού υλοποιείται και για τις 2 πολώσεις.

Πειραματικά, για να χαρακτηρίσουμε τα ολοκληρωμένα κυκλώματα, χρησιμοποιούμε interrogator για σάρωση του φάσματος γύρω από την επιθυμητή συχνότητα λειτουργίας, μέσω διαδοχικών στενών παλμών. Έτσι, αποφεύγουμε τις ανεπιθύμητες ανακλάσεις που θα μας δυσκόλευαν στην περίπτωση χρήσης πηγής ευρείας ζώνης (πχ ίνας ερβίου). Για αισθητήρα TE πόλωσης καταλήγουμε σε ευαισθησία της τάξης $\approx 0.08 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, απόδοση που προσεγγίζει την αναμενόμενη από τις προσομοιώσεις ($\approx 0.1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$). Οι αντίστοιχοι της TM πόλωσης δεν μας δίνουν απόκριση, εξαιτίας κατασκευαστικών ατελειών, οι οποίες γίνονται κρίσιμες λόγω της κατανομής της ισχύος του H/M πεδίου αυτής της πόλωσης. Για τις ακριβείς τιμές χρειάζεται βαθμονόμηση, συνυπολογίζοντας το μήκος των ινών διασύνδεσης, κάτι που δεν μας εμποδίζει όμως από το να εξάγουμε χρήσιμες τιμές, αυτές της μεταβολής της φασματικής απόκρισης συναρτήσει της θερμοκρασίας. Το επίπεδο ισχύος των ανακλάσεων μετριέται στα $\approx -1.5 \text{ dB}$. Πολύ σημαντικό στοιχείο είναι η συμπεριφορά της συχνότητας λειτουργίας προσιδιάζει σε γραμμική σε όλο το εύρος της θερμοκρασίας που απαιτείται, όπως και η επαναληψιμότητα των μετρήσεων μετά από κύκλους θέρμανσης του ολοκληρωμένου κυκλώματος.

5.2 Μελλοντική έρευνα

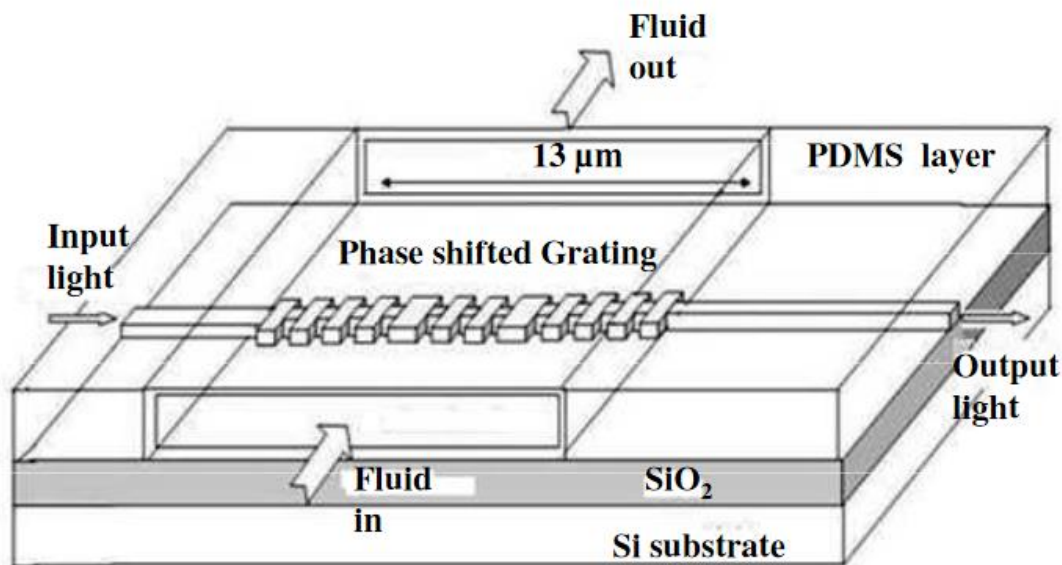
Ο πρώτος κύκλος ανάπτυξης των αισθητήρων έδωσε χρήσιμα αποτελέσματα, όμως περαιτέρω κύκλοι βελτιστοποίησης είναι αναγκαίοι, για οπτικά συστήματα που θα ανταποκρίνονται πλήρως στις προδιαγραφές ενός αυτοεπιτηρούμενου εργαλείου παραγωγής σύνθετων υλικών. Ακόμη, με αφετηρία την τεχνογνωσία από την παρούσα εργασία και λαμβάνοντας υπόψη πως τα σημαντικά οφέλη της αξιοποίησης παρόμοιων οπτικών αισθητήρων έχουν ήδη διευρύνει τις χρήσεις τους σε άλλους κλάδους, θα παρουσιαστούν πιθανές κατευθύνσεις στις οποίες μπορεί η ερευνητική προσπάθεια να στραφεί.

5.2.1 Επόμενη φάση σχεδιασμού

Πρέπει να σημειωθεί πως το εύρος ανακλάσεων των συγκεκριμένων δομών (10-12 nm) δεν είναι ικανοποιητικό για την παρούσα πειραματική διάταξη. Εδώ το μικρό φασματικό «άνοιγμα» της κοιλάδας των ανακλάσεων στα πλέγματα μετατόπισης φάσης, μπορεί να τα καταστήσει ως μια καλή επιλογή. Μία ακόμη παράμετρος που χρίζει διερεύνησης είναι ο αριθμός των περιόδων, αύξηση του οποίου μπορεί να βοηθήσει στην ακρίβεια των μετρήσεων, με «αντίβαρο» τις επιπλέον απώλειες. Άλλη σημαντική μεταβλητή που θα πρέπει να μελετηθεί, είναι ο «κύκλος λειτουργίας» τέτοιων περιοδικών περιθλαστικών δομών, όχι μόνο ως σχεδιαστική επιλογή ομοιόμορφων πλεγμάτων (πλεγμάτων που φέρουν ίδια περίοδο διαταραχής), αλλά και ως εργαλείο περιορισμού των πλευρικών λοβών της φασματικής απόκρισης, με χρήση πολλών διαφορετικών περιόδων¹.

5.2.2 Προοπτικές άλλων εφαρμογών

Η τάση ευρύτατης παρακολούθησης περιβαλλοντικών συνθηκών και βιομηχανικών διεργασιών, με κινητά ή σταθερά μέσα, δημιουργεί την ανάγκη προσαρμογών των φωτονικών στοιχείων που μελετήσαμε. Η διαφορά δεικτών διάθλασης μανδύα-πυρήνα, μπορεί να γίνει μηχανισμός για την ανίχνευση αερίων, μέσω της αφαίρεση της επίστρωσης SiO₂, προκειμένου διαρρέοντες ρυθμοί να αλληλεπιδρούν απευθείας με τις ουσίες που μας ενδιαφέρουν. Η χρήση πλεγμάτων μετατόπισης φάσης, παρόμοιους με αυτούς που υλοποιήθηκαν, σε συνδυασμό με μικρορροϊκά κανάλια, μπορούν να δώσουν αισθητήρες με απόκριση πολύ στενού εύρους ζώνης και μεγάλης ευαισθησίας, καθιστώντας δυνατή την υλοποίηση συσκευών εργαστηρίου-σε-τσιπ (lab-on-a-chip). Στην εικόνα 5-1, παρουσιάζεται ένα παρόμοιο πλέγμα, κατασκευασμένο σε πλατφόρμα SOI. Επισημαίνεται χώρος στον οποίο εισέρχεται το δείγμα, πλάτους 13 μm.²

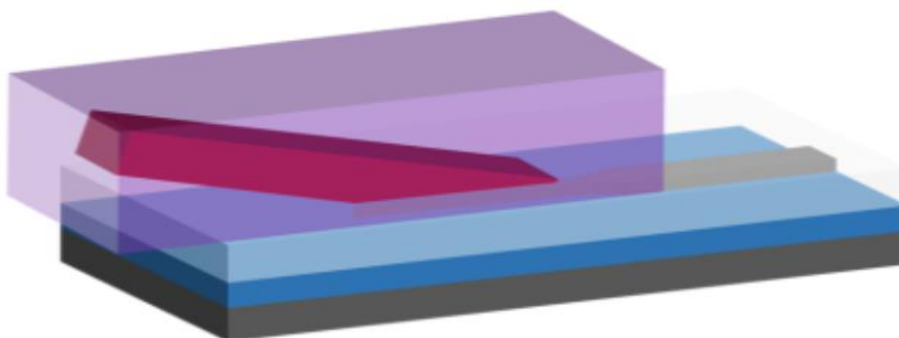


Εικόνα 5-1

Σκαρίφημα βιοαισθητήρα φράγματος Bragg

Η γρήγορη απόκριση των φωτονικών αισθητήρων, διευρύνει την προοπτική χρήσης τους στην παραγωγή σύνθετων υλικών, αρχικά στην αεροδιαστημική, σε πιο σύνθετους κύκλους σκλήρυνσης. Λαμβάνοντας υπόψη πως, λόγω των χαμηλότερων απαιτήσεων ποιοτικού ελέγχου, οι αντίστοιχοι κύκλοι στην αυτοκινητοβιομηχανία διαρκούν κάποια λεπτά, πατώντας ακόμη περισσότερο στα πλεονεκτήματα αυτής της προσέγγισης. Αν και η μελέτη που πραγματοποιήσαμε αποτελεί προπαρασκευή, εντούτοις, λόγω των μικρότερων κύκλων σκλήρυνσης, απαιτείται να διερευνηθεί η καταπόνηση τους για μεγάλο πλήθος συνεχόμενων θερμικών κατεργασιών.

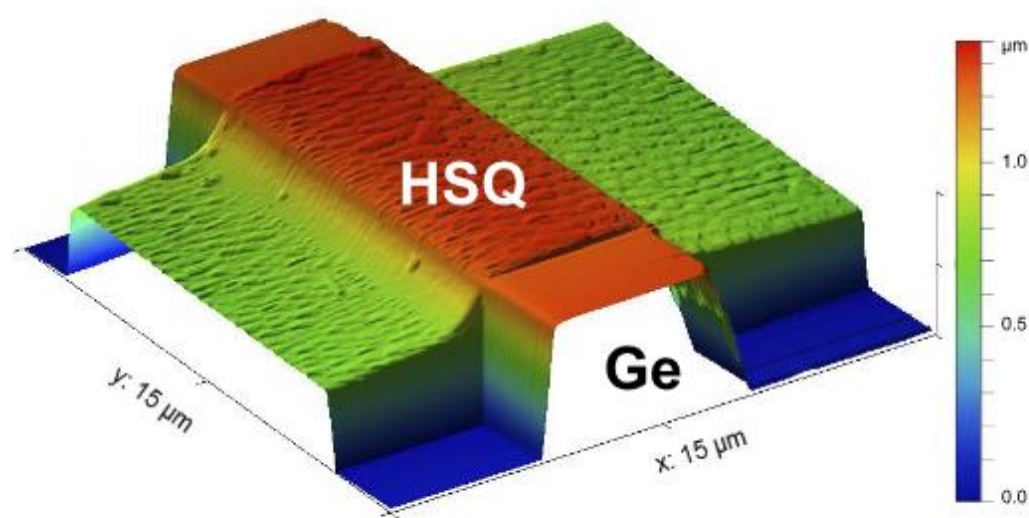
Τα φωτονικά στοιχεία που εξετάσαμε, λόγω των εξαιρετικά μικρών διαστάσεων, τάξης μεγέθους μικρότερων αυτών μιας ίνας, τα καθιστά δελεαστικά για σειρά εφαρμογών, που απαιτούν η ενσωμάτωσή τους να είναι ελάχιστα επεμβατική. Έτσι, βασικό πρόβλημα των συγκεκριμένων διατάξεων, είναι η αποδοτική ζεύξη τους με την ίνα. Το σθένος της ζεύξης, η θωράκιση απέναντι στην πολωτική συμπεριφορά και το εύρος ζώνης, είναι ανάλογο του κόστους κατασκευής των διεπαφών. Έτσι, η εξέταση διάφορων εναλλακτικών που συμβιβάζουν σχεδιαστική αρτιότητα και κόστος, είναι πιθανό πεδίο έρευνας.³ Στην εικόνα 5-2⁴ διακρίνουμε μία τέτοια πρόταση, σύζευξης γυαλιού με πλατφόρμα φωτονικής πυριτίου, υπό γωνία 2°.



Εικόνα 5-2

Κεκλιμένη διεπαφή γυαλιού-σε-πυρίτιο

Στις εφαρμογές που εξετάσαμε αξιοποιήθηκε ένα μικρό τμήμα της κεντρικής υπέρυθρης ζώνης (1.1-8 μm). Σε αυτό το φάσμα βρίσκονται συχνότητες απορρόφησης αερίων, οι οποίες οφείλονται στην δόνηση των χημικών δεσμών των μορίων. Μετρώντας την εξασθένιση του φωτός λόγω των αναλυτών, μπορούμε να προσδιορίσουμε ποσοτικά και ποιοτικά την σύσταση ουσιών. Όμως, οι υπάρχουσες συσκευές είναι ογκώδεις και κοστοβόρες, κάτι που οι πλατφόρμες ολοκλήρωσης πυριτίου μπορούν να βελτιώσουν.⁵ Οι δομές SOI που υλοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία, φέρουν υπόστρωμα οξειδίου το οποίο παρουσιάζει σημαντικές απώλειες στο τμήματα του φάσματος. Μία εναλλακτική λύση είναι η χρήση Ge σε μία διάταξη γερμανίου-σε-πυρίτιο (Ge-on-Si), η οποία βασίζεται στην χαμηλή απορρόφηση του γερμανίου στο φάσμα 2-15 μm .⁶ Στην εικόνα 5-3, παρουσιάζεται ακριβώς μία τέτοια δομή, η οποία περιβάλλεται από $\text{H}_8\text{Si}_8\text{O}_{12}$ το οποίο αποτελεί και το αναλυτέο⁷.



Εικόνα 5-3

Διάταξη Ge-on-Si

Εφόσον αξιοποιήσαμε την ευαισθησία στην θερμοκρασία των δομών αυτού του φάσματος, γίνεται αντιληπτό πως η αξιοπιστία κατά την χρήση τους στην φασματοσκοπία θα επηρεάζεται σημαντικά από το περιβάλλον. Το γεγονός αυτό αποτελεί ένα από τα κίνητρα της διερεύνησης τρόπων διαχείρισης της θερμότητας των οπτικών τσιπ. Η μονολιθική κατασκευή των στοιχείων περιορίζει την πρόσβαση στο καθένα από αυτά, επομένως είναι δύσκολο το να μετρηθεί μεμονωμένα η θερμοκρασία κάθε στοιχείου. Η υιοθέτηση σχεδιαστικών κανόνων προκειμένου να αποφευχθεί η θερμική παρεμβολή καναλιών, συγκρούεται με την ανάγκη για μεγαλύτερη ολοκλήρωση, κάτι που μπορεί να γίνει αντικείμενο μελέτης.⁸

Βιβλιογραφία

1. Laskowski, D., Tosik, G., Irace, A., Breglio, G., & de Laurentis, M. (2007), *Bragg Gratings Filter with Apodized Duty-Cycle for 10GHz Channel Spacing DWDM System*, 2007 9th International Conference - The Experience of Designing and Applications of CAD Systems in Microelectronics
2. P. Prabhathan, V. M. Murukeshan, Zhang Jing, and Pamidighantam V. Ramana, (2009), *Compact SOI nanowire refractive index sensor using phase shifted Bragg grating*, Opt. Express **17**, 15330-15341
3. Marchetti, R., Lacava, C., Carroll, L., Gradkowski, K., Minzioni, P., (2019) *Coupling strategies for silicon photonics integrated chips [Invited]*, Photon. Res. **7**, 201-239
4. G. Pouloupoulos, D. Kalavrouziotis, J. R. Macdonald, P. Mitchell, N. Psaila and H. Avramopoulos, "Angled 3D Glass-to-Silicon Photonics Coupling Interface," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 29, no. 9, pp. 763-766, 1 May1, 2017
5. Lin, Hongtao, Luo, Zhengqian, Gu, Tian, Kimerling, Lionel C., Wada, Kazumi, Agarwal, Anu, Hu, Juejun, (2018), *Mid-infrared integrated photonics on silicon: a perspective*, Nanophotonics, vol. 7, no. 2, pp. 393-420
6. Nedeljkovic, M., Penades, J. S., Mittal, V., Murugan, G.S., Khokhar, A. Z., Littlejohns, C., Carpenter, L. G., Gawith, C. B. E., Wilkinson, J. S., Mashanovich, G. Z. (2017), *Germanium-on-silicon waveguides operating at mid-infrared wavelengths up to 8.5 μm* , Opt. Express **25**, 27431-27441
7. Ugne Griskeviciute, Ross W. Millar, Kevin Gallacher, Joao Valente, and Douglas J. Paul, (2020), *Ge-on-Si waveguides for sensing in the molecular fingerprint regime*, Opt. Express **28**, 5749-5757
8. Shusmitha Kyatam, Debarati Mukherjee, Hugo Neto, Joana C. Mendes, (2019), *Thermal management of photonic integrated circuits: impact of holder material and epoxies*, Appl. Opt. **58**, 6126-6135