



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

Μελέτη Ευρυζωνικών Πλασμονικών Διατάξεων για Εφαρμογές Datacom

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Παπαδάκη Γεωργία - Θεανώ



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ
ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

Μελέτη Ευρυζωνικών Πλασμονικών Διατάξεων για Εφαρμογές Datacom

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Παπαδάκη Γεωργία - Θεανώ

Επιβλέπων : Η. Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 6^η Σεπτεμβρίου 2011.

.....
Η. Αβραμόπουλος
Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....
Ν. Ουζούνουλου
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....
Κ. Δέρβος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2011

.....

Παπαδάκη Γεωργία - Θεανώ

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

Copyright © Γεωργία Θεανώ Παπαδάκη 2011

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.

Στους γονείς και στη νοιά μου

Περίληψη

Σκοπός της διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη συγκεκριμένων πλασματικών διατάξεων ως προς τις μελλοντικές δυνατότητες εφαρμογής τους σε διασυνδέσεις, αντικείμενο μελέτης του κλάδου των Datacom. Ο λόγος για τον οποίο ο τομέας αυτός παρουσιάζει ερευνητικό ενδιαφέρον είναι οι περιορισμοί που θέτουν οι σύγχρονες οπτικές διασυνδέσεις. Αυτές, από πλευράς των ηλεκτρονικών διατάξεων, υστερούν σε εύρος ζώνης, κατανάλωση ισχύος και παρουσιάζουν μεγάλες καθυστερήσεις και, από πλευράς των οπτικών δομών, περιορίζουν τις δυνατότητες των διασυνδέσεων ως προς στη μείωση των διαστάσεών τους.

Ως προς τη θεωρητική διερεύνηση, αναλύονται οι συνθήκες για την πραγματοποίηση πλασματικής κυματοδήγησης και παρουσιάζονται οι βασικές παράμετροι που τη χαρακτηρίζουν. Ακόμη, μελετάται η εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου για την πραγματοποίηση λειτουργίας δρομολόγησης σε πλασματικές δομές.

Ως προς την πειραματική διερεύνηση των δυνατοτήτων των πλασματικών διατάξεων, εξετάζονται δομές πλασματικών κυματοδηγών, υβριδικά συμβολόμετρα Mach-Zehnder και Ring Resonators σε λειτουργία διακοπών. Τα παραπάνω εξετάζονται ως προς τις απώλειες, τη φασματική απόκριση, τη δυνατότητα επιτέλεσης διαδικασιών δρομολόγησης, με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου, και την κατανάλωση ισχύος. Ακόμη, ελέγχεται η αξιόπιστη μετάδοση πολυκαναλικού σήματος 480Gbps μέσα από πλασματικό κυματοδηγό.

Λέξεις κλειδιά

Complementary Metal–Oxide–Semiconductor (CMOS), Silicon on Insulator (SOI), Surface Plasmon Polaritons (SPP), Dielectric Loaded Surface Plasmon Polaritons (DLSPP), Dielectric Loaded Surface Plasmon Polaritons Waveguide (DLSPPW), συμβολόμετρο Mach-Zehnder, Waveguide Ring Resonator (WRR)

Abstract

The purpose of this thesis is the study of certain plasmonic structures from the perspective of future interconnection applications, which is a domain studied in the field of Datacom. From a technological point of view, this study is important because of certain limitations present in the current optical interconnects such as the limited bandwidth and the delay times of electronics and the limited in size dielectric photonics.

As far as the theoretical analysis is concerned, the conditions of plasmonic waveguiding are investigated and the fundamental parameters that characterize it are presented and calculated for the case of structures examined in the experimental part of the study. Furthermore, the capabilities of switching and routing of plasmonic structures, under the application of the thermo-optical effect, are explored.

Regarding the experimental approach of the capabilities of plasmonic structures, plasmonic waveguides, hybrid Mach-Zehnder Interferometers and Ring Resonators in switching mode are tested. These structures are examined in terms of losses, spectral response and capabilities for performing routing functionalities, under the application of the thermo-optical effect, and power consumption. In addition, the potential of a plasmonic waveguide to reliably transmit a multi-channel signal of 480Gbps is investigated.

KeyWords

Complementary Metal–Oxide–Semiconductor (CMOS), Silicon on Insulator (SOI), Surface Plasmon Polaritons (SPP), Dielectric Loaded Surface Plasmon Polaritons (DLSPP), Dielectric Loaded Surface Plasmon Polaritons Waveguide (DLSPPW), Mach-Zehnder Interferometer, Waveguide Ring Resonator (WRR)

Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (Ε.Φ.Ε.), του Τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Για την ευκαιρία να βρεθώ σε ένα τέτοιο χώρο υψηλού ερευνητικού επιπέδου θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή της εργασίας αυτής κ. Ηρακλή Αβραμόπουλο. Ακόμη, τον ευχαριστώ για την παρότρυνση και τις συμβουλές.

Χωρίς τον Δημήτρη Καλαβρουζιώτη, ερευνητή και υποψήφιο διδάκτορα του εργαστηρίου, δε θα μπορούσε να έχει ολοκληρωθεί αυτή η εργασία. Του οφείλω το μεγαλύτερο ευχαριστώ για την όρεξη, την προσπάθεια και τη βοήθειά του αυτούς τους μήνες. Στη συνέχεια, δε θα μπορούσα να μην ευχαριστήσω των κ. Δημήτρη Αποστολόπουλο, Senior Researcher του εργαστηρίου, που ήταν πάντα πρόθυμος να απαντήσει στις ερωτήσεις μου και να με καθοδηγήσει προς τη σωστή κατεύθυνση όσον αφορά σε όλη την πορεία της εργασίας. Ένα ευχαριστώ οφείλω, ακόμη, στον Γιάννη Γιαννούλη, ερευνητή και υποψήφιο διδάκτορα του εργαστηρίου, για τη συνεχή βοήθεια και τις πολύτιμες επεξηγήσεις του στις απορίες μου, παρόλο που αυτές ήταν πολλές! Ακόμη, σε όλα τα μέλη του Ε.Φ.Ε. έχω μεγάλη ευγνωμοσύνη για το ενδιαφέρον, τις επεξηγήσεις και τη βοήθεια σε ό,τι χρειάστηκα. Η εμπειρία για ένα φοιτητή να βρεθεί στο συγκεκριμένο ερευνητικό περιβάλλον είναι σίγουρα πολύτιμη.

Στη συνέχεια, αισθάνομαι την ανάγκη να ευχαριστήσω τον καθηγητή κ. Ιωάννη Ρουμελιώτη για την παρότρυνση για ερωτήσεις και την προθυμία του να με βοηθήσει.

Ακόμη, ευχαριστώ ιδιαίτερα τον κ. Λευτέρη Οικονόμου για το ενδιαφέρον του και την πολύτιμη βοήθειά του.

Τέλος, ευχαριστώ τη νονά και τους γονείς μου για την υποστήριξη, την εμπιστοσύνη, τις συμβουλές και την υπομονή.

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο Πρώτο	10
1.1 Οπτική Τεχνολογία.....	10
1.2 Τεχνολογικές Εξελίξεις και Ανάγκες	11
1.3 Διασυνδέσεις (Interconnects)	13
1.4 Πλασμονική Τεχνολογία	15
1.5 Αντικείμενο της Διπλωματικής Εργασίας.....	17
1.6 Δομή της Εργασίας.....	18
Βιβλιογραφία 1 ^ο Κεφαλαίου	20
Κεφάλαιο Δεύτερο.....	22
2.1 Εισαγωγή.....	22
2.2 Εξισώσεις Maxwell	23
2.3 Η Κυματική Εξίσωση.....	24
2.4 Η εξίσωση Helmholtz.....	25
2.5 Οι Ρυθμοί TE και TM.....	25
2.6 Οπτική Κυματοδότηση σε Τεχνολογία SOI.....	28
2.6.1 Τεχνολογία SOI	29
2.6.2 Επίπεδος Διηλεκτρικός Κυματοδηγός.....	30
2.6.2.1 Ολική Εσωτερική Ανάκλαση	30
2.6.2.2 Συνθήκες και Παράμετροι Κυματοδότησης.....	32
2.6.3 Diffraction Limit.....	35
2.7 Πλασμονική Κυματοδότηση	36
2.7.1 Σχετική Διηλεκτρική Σταθερά των Μετάλλων	37
2.7.2 Κυματοδότηση σε Διεπιφάνεια Μετάλλου – Διηλεκτρικού	40
2.7.2.1 Συνθήκες και Παράμετροι Κυματοδότησης.....	40
2.7.2.2 Τα Surface Plasmon Polaritons	44
2.7.3 Απώλειες.....	47
2.7.4 Πάχος Διείσδυσης και Μήκος Διάδοσης.....	48
2.7.5 Περίπτωση Au και PMMA.....	51
2.8 Παρατηρήσεις-Συμπεράσματα	57
Βιβλιογραφία 2 ^ο Κεφαλαίου	59
Κεφάλαιο Τρίτο	60
3.1 Εισαγωγή.....	60
3.2 Το Θερμοοπτικό Φαινόμενο.....	61
3.3 Βασικές Δομές.....	62

3.3.1	DLSPPW	62
3.3.1.1	Σύζευξη Butt-Coupling με Adiabatic Taper	63
3.3.1.2	Θερμοοπτικό Φαινόμενο σε DLSPPW.....	64
3.3.2	Mach–Zehnder Interferometer	66
3.3.3	Waveguide Ring Resonator	69
3.3.4	Grating Couplers.....	75
3.4	Η Δομή του Chip.....	79
	Βιβλιογραφία 3 ^{ου} Κεφαλαίου	87
	Κεφάλαιο Τέταρτο.....	88
4.1	Εισαγωγή.....	88
4.2	Το Probe Station.....	88
4.3	Η Μέθοδος Cutback για Κυματοδηγούς Πυριτίου και οι Grating Couplers.....	91
4.4	Οι Πλασμονικοί Κυματοδηγοί (DLSPPW).....	102
4.5	Mach–Zehnder Interferometers	109
4.6	All Pass Racetracks	117
4.7	Racetrack Ring Resonator	121
4.8	Θερμοοπτικό Φαινόμενο και Switching Πλασμονικών Δομών.....	123
4.8.1	Θερμοοπτικό Φαινόμενο σε Asymmetric MZI	125
4.8.2	Θερμοοπτικό Φαινόμενο σε All Pass Racetrack	127
4.8.3	Μετρήσεις στην Αντίσταση του Χρυσού–Κατανάλωση Ισχύος.....	137
4.9	Συμπεράσματα.....	141
	Βιβλιογραφία 4 ^{ου} Κεφαλαίου	143
	Κεφάλαιο Πέμπτο.....	144
5.1	Εισαγωγή.....	144
5.2	Πολυπλεξία με Διαίρεση Μήκους Κύματος (WDM).....	145
5.3	Παλμοί NRZ.....	147
5.4	Bit Error Rate (BER).....	148
5.5	Διαδικασία Κατασκευής Πολυκαναλικού Σήματος και Μετρήσεις BER	152
5.6	Συμπεράσματα.....	158
	Βιβλιογραφία 5 ^{ου} Κεφαλαίου	159
	Κεφάλαιο Έκτο.....	160
6.1	Σύνοψη Αποτελεσμάτων και Συμπεράσματα	160
6.2	Προτάσεις.....	161
6.3	Άλλες εφαρμογές των SPPs	163
	Βιβλιογραφία 6 ^{ου} Κεφαλαίου	165

Κεφάλαιο Πρώτο

Εισαγωγή

1.1 Οπτική Τεχνολογία

Ένα από τα κορυφαία επιστημονικά και τεχνολογικά επιτεύγματα στην ιστορία της εξέλιξης των τηλεπικοινωνιών είναι η οπτική μετάδοση πληροφορίας, που αποτελεί την πρώτη από τις πολλές που ακολούθησαν, εφαρμογή της οπτικής ίνας. Τα πλεονεκτήματα που παρέχει η οπτική ίνα ως μέσο διάδοσης ηλεκτρομαγνητικής ισχύος είναι θεμελιώδους σημασίας για τις ανάγκες της σύγχρονης κοινωνίας της πληροφορίας. Αυτά είναι το εύρος ζώνης των **25THz** που παρέχουν τη δυνατότητα μετάδοσης σημάτων σε εξαιρετικά μεγάλες ταχύτητες και οι χαμηλές απώλειες που, από το 1797 και έπειτα, έχουν αγγίξει τα **0.2dB/km** [1].

Παράλληλα με την εμφάνιση της οπτικής ίνας, η οποία κατασκευάζεται από Διοξείδιο του Πυριτίου (SiO_2 -Silica), ακολούθησαν και άλλοι κλάδοι της σύγχρονης τεχνολογίας στους οποίους επιχειρήθηκε να ενταχθούν τα διηλεκτρικά, όπως το Διοξείδιο του Πυριτίου, ως υλικά επεξεργασίας και ολοκλήρωσης. Σαν αποτέλεσμα, λοιπόν, των παραπάνω, δημιουργήθηκε ο κλάδος της **Ολοκληρωμένης Οπτικής Τεχνολογίας**, η οποία είναι γνωστή και με τον όρο **Φωτονική Τεχνολογία** ή **Silicon Photonics**. Βασικό κίνητρο του επιστημονικού κόσμου ήταν η ανάγκη υλοποίησης διατάξεων αμιγώς οπτικής επεξεργασίας σήματος υπό τη μορφή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Η κεντρική ιδέα για την ανάπτυξη του κλάδου αυτού ήταν η ανάγκη **λύσης του προβλήματος της μείωσης του εύρους ζώνης** που προκαλεί στα οπτικά συστήματα μετάδοσης πληροφορίας η μετατροπή των οπτικών σημάτων σε ηλεκτρικά και αντίστροφα. Ο κλάδος αυτός, λοιπόν, της Ολοκληρωμένης Οπτικής επικεντρώνεται στην ανάπτυξη διηλεκτρικών κυματοδηγών και διατάξεων για την επεξεργασία οπτικού σήματος και είναι συμπληρωματικός του πολύ γηραιότερου κλάδου της Ηλεκτρονικής.

Σύμφωνα με όσα αναφέρονται παραπάνω, κατά την εξέλιξη της τεχνολογίας και ειδικότερα της οπτικής ολοκλήρωσης, παρατηρείται μια στροφή του ενδιαφέροντος της μελέτης του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος προς μεγαλύτερες συχνότητες και μικρότερα μήκη κύματος. Η φασματική περιοχή που αποτελεί σήμερα το κέντρο του τεχνολογικού ενδιαφέροντος είναι αυτή των 1550nm, που αντιστοιχούν στα 193THz. Αυτή η περιοχή μικρών κύματος έχει

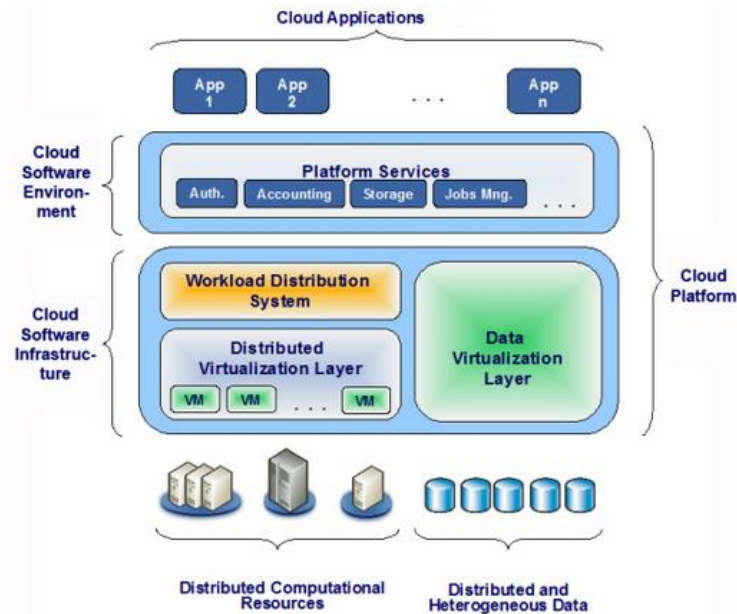
εδραιωθεί στον τομέα της μετάδοσης πληροφορίας σε μεγάλες αποστάσεις. Ζητούμενο των ημερών είναι, όπως αναφέρεται και παραπάνω, η δυνατότητα επεξεργασία οπτικών σημάτων, δηλαδή σημάτων που ανήκουν σε αυτή τη φασματική περιοχή, χωρίς τη μετατροπή τους σε ηλεκτρικά. Η ανάγκη αυτή είναι πολύ έντονη σε περιπτώσεις τεχνολογικών εφαρμογών όπου απαιτούνται υπολογιστικές διεργασίες υψηλών επιδόσεων (**High-Performance Computing - HPC**). Για να καταστεί η επεξεργασία σήματος στην οπτική περιοχή δυνατή, φαίνεται η τεχνολογία της ολοκληρωμένης οπτικής τεχνολογίας που έχει υιοθετήσει τεχνικές ολοκλήρωσης όπως η **SOI** (Silicon on Insulator) [2], η μονολιθική ολοκλήρωση (Monolithic Optoelectronic Integration) [3] με InP [4], με GaAs [5,6], η ολοκλήρωση με επιταξία [7] και άλλες τεχνικές ολοκλήρωσης να τείνουν να αντικαταστήσουν την κλασσική ολοκληρωμένη Ηλεκτρονική, τεχνικής ολοκλήρωσης **CMOS** (Complementary metal–oxide–semiconductor). Από την άλλη, η τεχνική ολοκλήρωσης CMOS κρατά ακόμη τα σκήπτρα στη βιομηχανία και για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται πάντα σαν πλατφόρμα πάνω στην γίνεται η ολοκλήρωση των διατάξεων της οπτικής τεχνολογίας (ή αλλιώς Φωτονικής). Αξίζει, λοιπόν, να σημειωθεί η συμβατότητα των δύο παραπάνω τεχνικών ολοκλήρωσης.

1.2 Τεχνολογικές Εξελίξεις και Ανάγκες

Με μια ματιά στις τεχνολογικές εξελίξεις των τελευταίων δεκαετιών, μπορεί κανείς εύκολα να κατανοήσει γιατί η έρευνα των ημερών έχει έντονα στρέψει το ενδιαφέρον της, εκτός από τη ενσύρματη μετάδοση πληροφορίας σε υψηλές ταχύτητες (telecom), που είναι πλέον εξασφαλισμένη λόγω των δυνατοτήτων της οπτικής ίνας, στους τρόπους επεξεργασίας και δρομολόγησης της πληροφορίας αυτής σε κέντρα και μεταξύ κέντρων υπολογιστών. Αυτή η περιοχή της επιστήμης της Πληροφορίας ονομάζεται Datacom.

Πιο συγκεκριμένα, λόγω της ευρείας χρήσης του Internet, που ανέρχεται στους 2.9 τρισεκατομμύρια χρήστες στα μέσα του 2011 [8], η ανάγκη για άριστη επίδοση των Servers του Διαδικτύου τόσο ως προς την **γρήγορη επεξεργασία** και αποστολή πληροφορίας όσο και ως προς την **ανάγκη χαμηλής κατανάλωσης ισχύος** είναι μη διαπραγματεύσιμη. Αυτή η μεγάλη κινητικότητα στο διαδίκτυο, έχει οδηγήσει στην εμφάνιση ενός νέου τεχνολογικού όρου: του **Cloud Computing**. Το Cloud Computing εκφράζει την σημερινή κατάσταση του διαδικτύου, δηλαδή τη χρησιμοποίηση πολλών και διαφορετικών Servers, που είναι ηλεκτρονικοί υπολογιστές ή ομάδες υπολογιστών που εξυπηρετούν τις ανάγκες των χρηστών των ιστοσελίδων, επεξεργάζονται και παρέχουν τις εφαρμογές του διαδικτύου. Οι Servers είναι

καταναμημένοι ανά τον κόσμο, χωρίς ο χρήστης του Internet να γνωρίζει με ποιό Server είναι συνδεδεμένος κάθε στιγμή. Αυτή η κατάσταση οδηγεί στην απαίτηση πολύ καλών επιδόσεων αυτού του παγκόσμιου δικτύου Servers, το οποίο καλείται να επεξεργαστεί κίνηση δεδομένων της τάξης των Tbps.



Εικόνα 1.1- Cloud Computing

Μια ακόμη έννοια, η οποία είναι συνδεδεμένη με το Cloud Computing είναι αυτή των **Υπερυπολογιστών**. Οι υπερυπολογιστές είναι ότι πιο σύγχρονο έχει να αναδείξει η επιστήμη των Υπολογιστών, της Ηλεκτρονικής και της Οπτικής Τεχνολογίας. Πρόκειται για υπολογιστές με τεράστιες δυνατότητες επεξεργασίας, που αφορούν στην ταχύτητα ή **διεκπεραιωτική ικανότητα (throughput)** και στην δυνατότητα πολύπλοκων υπολογισμών. Εξυπηρετούν κυρίως της σημερινές επιστημονικές απαιτήσεις για γρήγορη ταχύτητα αριθμητικών υπολογισμών, της τάξης PFlops (floating point operations per second) και πρόκειται για πολλούς ηλεκτρονικούς υπολογιστές συνδεδεμένους μεταξύ τους ώστε να γίνεται **παράλληλη επεξεργασία** των σημάτων σε διαφορετικούς επεξεργαστές και πυρήνες.

Το παραπάνω παράδειγμα του Cloud Computing υποδεικνύει ότι ο σημερινός τρόπος επεξεργασίας και παροχής της πληροφορίας δε γίνεται με χρήση απλών ηλεκτρονικών υπολογιστών αλλά με συστοιχίες τέτοιων (**racks**), με **Blade Servers**, δηλαδή ομάδες Servers που επιτυγχάνουν χαμηλότερες καταναλώσεις ισχύος, και με Υπερυπολογιστές. Τα παραπάνω συστήματα μπορούν συνολικά να αναφέρονται ως Κέντρα Πληροφορίας (**Data Centers**) [9] στα οποία επιτελείται πάντα παράλληλη επεξεργασία των δεδομένων. Όπως θα περίμενε κανείς, η λειτουργία ενός τέτοιου κέντρου πληροφορίας δημιουργεί θέματα που αξίζει να διερευνηθούν

και αφορούν στην **κατανάλωση ηλεκτρικής ισχύος**, στα **συστήματα ψύξης**, στο **μήκος των καλωδιώσεων**, στον **απαραίτητο χώρο** για την τοποθέτηση των πολυάριθμων racks και στην **πολυπλοκότητα**. Ένα παράδειγμα των παραπάνω είναι το σύστημα Roadrunner της IBM, ένα από τα καλύτερα συστήματα υψηλής υπολογιστικής απόδοσης (High Performance Computing System- HPCS) στον κόσμο. Το συγκεκριμένο, μπορεί να φτάσει την υπολογιστική ταχύτητα των 1PFlops, η οποία, όμως, για να επιτευχθεί, απαιτεί περισσότερα από 5000 ενεργά καλώδια (active cables) των 100 μέτρων, τα οποία συνδέουν 296 racks, τα οποία είναι δομημένα σε 18 συνδεδεμένες μονάδες (Connected Units-CU), καθεμία από τις οποίες έχει throughput που ξεπερνά τα 384Gb/s. Όλο το παραπάνω σύστημα αγγίζει σε κατανάλωση ισχύος τα 3.9MW. Αντίστοιχα συστήματα με τριπλάσια υπολογιστική ταχύτητα ξεπερνούν σε κατανάλωση ισχύος τα 30MW, και έχουν απαιτήσεις καλωδιώσεων, με ενεργά καλώδια, που ξεπερνούν σε μήκος τα 20.000 χιλιόμετρα. Όσον αφορά στις χωρικές απαιτήσεις τέτοιων Data Centers, αυτές αγγίζουν τα 8500m² κτηριακών εγκαταστάσεων [9].

1.3 Διασυνδέσεις (Interconnects)

Ένα θέμα που δεν έχει θιχτεί ως τώρα αλλά αποτελεί συνδυαστικό κρίκο όλων των παραπάνω αναφερθέντων απαιτήσεων είναι αυτό των **διασυνδέσεων (interconnects)** των Data Centers. Ο όρος «διασυνδέσεις» αναφέρεται στις συνδέσεις τόσο μεταξύ δομικών μονάδων ενός υπολογιστή, για παράδειγμα μεταξύ της μνήμης cache και του επεξεργαστή, δηλαδή **on chip** και **chip-to-chip** διασυνδέσεις, όσο και στις διασυνδέσεις μέσα σε συστοιχίες υπολογιστών (**intra-rack interconnects**) και μεταξύ συστοιχιών υπολογιστών (**inter-rack interconnects**). Η ποιότητα των διασυνδέσεων ενός συστήματος ενός Data Center καθορίζει πολλές από τις δυνατότητες του, όπως τη δυνατότητα γρήγορης δρομολόγησης των δεδομένων και την ταχύτητά του. Οι ζητούμενες προδιαγραφές για τις διασυνδέσεις είναι πολλές και μπορούν να ταξινομηθούν στις παρακάτω μεγάλες ομάδες ερευνητικού ενδιαφέροντος:

- Μικρές Καθυστερήσεις: Όσο αυξάνεται η διεκπεραιωτική ικανότητα των υπολογιστών αλλά και η ταχύτητα αριθμητικών υπολογισμών αυτών, τόσο γίνεται πιο επιτακτική η ανάγκη για γρήγορες διασυνδέσεις, ώστε να μπορεί να αξιοποιηθεί η τρομακτική ταχύτητα των υπολογιστικών διεργασιών αλλά και το μεγάλο εύρος ζώνης των ενσύρματων μέσων μετάδοσης, δηλαδή των ενεργών καλωδίων για μικρές αποστάσεις και των οπτικών ινών για μεγαλύτερες. Η βελτίωση των διασυνδέσεων των υπολογιστών προς αυτή την κατεύθυνση σχετίζεται με το λεγόμενο Access Latency αυτών.

- Μικρές Διαστάσεις: Η απαίτηση μικρότερων διαστάσεων σχετίζεται τόσο με την ανάγκη για γρήγορες διασυνδέσεις, όσο και με τις χωρικές απαιτήσεις σε επίπεδο chip, σε επίπεδο υπολογιστών και κατ' επέκταση σε επίπεδο Data Centers.
- Μικρή Κατανάλωσης Ισχύος: Έχουν ήδη αναφερθεί η μεγάλες καταναλώσεις ισχύος των σημερινών Data Centers. Η ανάγκη για μείωση της κατανάλωσης αυτής σχετίζεται τόσο με θέματα κόστους όσο και με οικολογικά θέματα. Ο σχεδιασμός αποδοτικών ως προς την ισχύ που καταναλώνουν διασυνδέσεων μπορεί μειώσει και τη συνολική κατανάλωση των Data Center. Με την ανάγκη για μειωμένη κατανάλωση ηλεκτρικής ισχύος συνδέεται άμεσα και ο παράγοντας των δυνατοτήτων ψύξης των ηλεκτρονικών.
- Μειωμένη Πολυπλοκότητα: Δεδομένου του πλήθους των καλωδιώσεων των Data Centers και των αναγκών για γρήγορη επεξεργασία και δρομολόγηση των δεδομένων, αντιλαμβάνεται κανείς την ανάγκη για μειωμένη πολυπλοκότητα στη δομή των διασυνδέσεων.

Οι παραπάνω προδιαγραφές για τις διασυνδέσεις εξετάζονται παράλληλα με την εξέλιξη της τεχνολογίας τόσο στον τομέα της Ηλεκτρονικής όσο και στον τομέα της Ολοκληρωμένης Οπτικής. Το αποτέλεσμα, μέχρι σήμερα, είναι ο συγκερασμός των μοναδικών δυνατοτήτων των ημιαγωγών της Ηλεκτρονικής με αυτές των διηλεκτρικών της Ολοκληρωμένης Οπτικής για τη δημιουργία των λεγόμενων **Optical Interconnects** [10,11], δηλαδή οπτικών διασυνδέσεων, σε πλατφόρμες SOI συμβατές με την κλασσική τεχνολογία CMOS της ηλεκτρονικής.

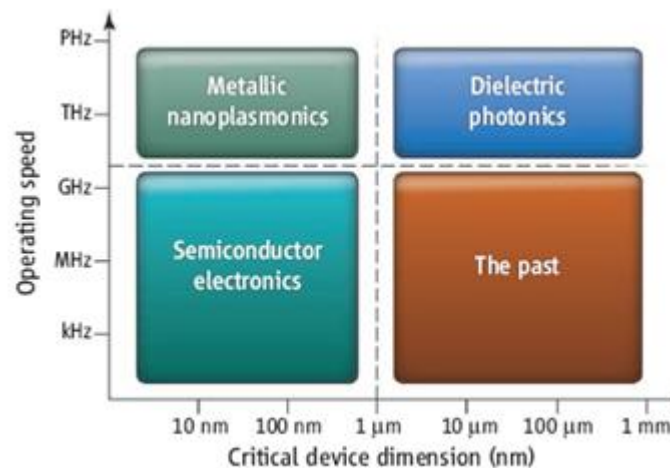
Τα πλεονεκτήματα της Οπτικής Ολοκλήρωσης αφορούν κυρίως στις πολύ χαμηλές απώλειες των κυματοδηγών Πυριτίου που εκτιμώνται στα 2dB/cm. Αντίστοιχα, τα πλεονεκτήματα της Ηλεκτρονικής σχετίζονται με τη μεγάλη πυκνότητα ολοκλήρωσης σε chip τεχνολογίας CMOS που μπορεί να φτάσει σε κλίμακα νανομέτρων (nm).

Όμως, καθώς οι ικανότητες των ηλεκτρονικών υπολογιστών βελτιώνονται, οι οπτικές διασυνδέσεις παρουσιάζουν περιορισμένες δυνατότητες ως προς το μέγεθος, τον θερμοκρασιακό τους έλεγχο και το εύρος ζώνης [12]. Πιο συγκεκριμένα, οι ημιαγωγοί της Ηλεκτρονικής δημιουργούν προβλήματα ταχύτητας, δηλαδή παρουσιάζουν μη αποδεκτά επίπεδα καθυστερήσεων, και, ακόμη, θέτουν περιορισμούς στις ταχύτητες μετάδοσης δεδομένων μέχρι το κατώφλι των 10GHz περίπου [13]. Από την άλλη, η τεχνολογία των Silicon Photonics περιορίζεται χωρικά σε διαστάσεις κάποιων μικρομέτρων (μm) από το λεγόμενο diffraction limit (βλ. Παράγραφο 2.6.3) και αυτό είναι κάτι που δεν επιτρέπει την περαιτέρω αύξηση της πυκνότητα ολοκλήρωσης.

1.4 Πλασμονική Τεχνολογία

Τα παραπάνω προβλήματα οδηγούν σε αναζήτηση άλλων υλικών και διατάξεων για τις οπτικές διασυνδέσεις. Ο σημαντικότερος από τους περιορισμούς που αναφέρθηκαν είναι η αδυναμία μείωσης των διαστάσεων των δομών της Ολοκληρωμένης Οπτικής πέρα από το κατώφλι που ορίζουν οι νόμοι της περίθλασης του φωτός (diffraction limit). Η επιστημονική έρευνα, λοιπόν, στρέφεται προς αναζήτηση άλλων μηχανισμών διάδοσης της οπτικής ισχύος για την περίπτωση των οπτικών διασυνδέσεων [14].

Μια υποσχόμενη τεχνολογία που δείχνει να έχει τις δυνατότητες να ξεπεράσει τον περιορισμό αυτό ώστε να ικανοποιηθούν οι σύγχρονες χωρικές απαιτήσεις για ψηφιακά chip και διασυνδέσεις, δηλαδή η ανάγκη για οπτικές δομές με διαστάσεις μικρότερες από τα μήκη κύματος της οπτικής περιοχής, είναι η Πλασμονική Τεχνολογία. Στο επόμενο σχήμα φαίνονται οι περιορισμοί της Ηλεκτρονικής και της Ολοκληρωμένης Οπτικής, οι οποίες αναφέρθηκαν στην προηγούμενη ενότητα, αλλά και οι δυνατότητες της τεχνολογίας των Πλασμονικών διατάξεων.



Εικόνα 1.2- Δυνατότητες και Περιορισμοί των Τεχνολογιών Ολοκλήρωσης της Εποχής μας

Οι βασικές αρχές της πλασμονικής τεχνολογίας, της οποίας οι εφαρμογές στις μορφές διασυνδέσεων που αναφέρονται στην προηγούμενη ενότητα αποτελούν το αντικείμενο της παρούσας εργασίας, άρχισαν να μελετώνται εκτενώς τη δεκαετία του 1980. Στηρίζονται στην γνωστή ιδιότητα των μετάλλων να μην απορροφούν την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αλλά, για συγκεκριμένη περιοχή συχνοτήτων, να της επιτρέπουν να διεισδύει σε κάποιο ελάχιστο βάθος της επιφάνειάς τους, επιτρέποντας έτσι τη μετάδοση οπτικής ισχύος σε διαστάσεις μικρότερες από το μήκος κύματος. Η δομή των διατάξεων πλασμονικής τεχνολογίας, για εφαρμογές Datacom, που ζητούμενο είναι η κυματοδότηση οπτικής ισχύος σε διαστάσεις

νανομέτρων (nm), ορίζει μια επιφάνεια μεταξύ ενός μετάλλου και ενός διηλεκτρικού, συνήθως πολυμερούς, στην οποία είναι δυνατή η διέγερση ταλαντώσεων των ελεύθερων ηλεκτρονίων του μετάλλου, οι οποίες ονομάζονται ταλαντώσεις επιφανειακών πλασμονίων (Surface Plasmon Oscillations). Αυτές, όταν συζευγνύονται με την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συγκεκριμένης συχνότητας λαμβάνουν τη μορφή κύματος της ίδιας συχνότητας και ονομάζονται **Surface Plasmon Polaritons**. Έτσι, επιτυγχάνεται κυματοδήγηση της οπτικής ισχύος στην **επιφάνεια** των δύο μέσων, και όχι σε μια περιοχή με χωρικά όρια, όπως στην περίπτωση των διηλεκτρικών κυματοδηγών τεχνολογίας SOI.

Ο δημοφιλέστερος όρος που σχετίζεται με την **πλασμονική κυματοδήγηση** είναι το λεγόμενο «**confinement**» που εκφράζει τις δυνατότητες περιορισμού του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου σε διαστάσεις της τάξης μερικών μόλις νανομέτρων (nm). Το confinement αυτό φαίνεται να πληροί τις απαραίτητες προϋποθέσεις για μικρότερες και γρηγορότερες διασυνδέσεις. Ένα ακόμη σημαντικό πλεονέκτημα της τεχνολογίας αυτής που, στην περίπτωση των εφαρμογών Datacom, είναι το στοιχείο εκείνο που καθιστά τη δημιουργία πλασμονικών δομών για κυματοδήγηση φωτός πραγματοποιήσιμη, είναι η συμβατότητά της με τις τεχνικές ολοκλήρωσης CMOS. Αυτές οι τεχνικές ολοκλήρωσης εφαρμόζονται μέχρι τώρα και στην τεχνολογία των Silicon Photonics. Μάλιστα, η σύγχρονη τεχνολογία ολοκλήρωσης, που βασίζεται στο Πυρίτιο, χρησιμοποιεί ήδη μεταλλικές δομές σε διαστάσεις νανομέτρων, όπως Χαλκό και Αλουμίνιο, για τη μετάδοση ηλεκτρικών σημάτων μεταξύ transistor [15], κάτι που δείχνει ότι ο δρόμος για την εδραίωση της πλασμονικής τεχνολογίας σε εφαρμογές on chip έχει ήδη ανοίξει. Οι μεταλλικοί δρόμοι για τη δημιουργία της διαχωριστικής επιφάνειας μετάλλου-διηλεκτρικού για την κυματοδήγηση της ισχύος υπό μορφή Surface Plasmon Polaritons μπορούν, ακόμη, να χρησιμοποιηθούν και για τροφοδότηση ηλεκτρικής ισχύος των πλασμονικών δομών [9].

Από την άλλη, δε μπορεί κανείς να παραλείψει την αναφορά των μεγάλων απωλειών διάδοσης από τις οποίες συνοδεύεται η πλασμονική κυματοδήγηση, λόγω της παρουσίας του μετάλλου. Ένας ακόμη παράγοντας απωλειών, εκτός από τις ωμικές απώλειες του μετάλλου είναι και η ευαισθησία των διηλεκτρικών στις μεγάλες θερμοκρασίες. Η επίδραση των απωλειών στις εφαρμογές της πλασμονικής τεχνολογίας μπορεί να ελαττωθεί, σε κάποιο βαθμό, με την επιλογή κατάλληλου μετάλλου αλλά και διηλεκτρικού.

Σημειώνεται, τέλος, ότι οι εφαρμογές των Surface Plasmon Polaritons δεν περιορίζονται στο χώρο του κλάδου των Datacom και της επεξεργασίας δεδομένων σε οπτικές συχνότητες, αλλά αφορούν και άλλους τομείς των επιστημών με πιο δημοφιλή τον κλάδο της

Φασματοσκοπίας Raman. Ακόμη, εντάσσονται δυναμικά σε χώρους όπως η βιολογία, η βιοϊατρική τεχνολογία, η τεχνολογία των αισθητήρων και των ανιχνευτών.

1.5 Αντικείμενο της Διπλωματικής Εργασίας

Αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η εξέταση της πλασμονικής τεχνολογίας από τη σκοπιά του κλάδου των Datacom και, πιο συγκεκριμένα, σε εφαρμογές διασυνδέσεων (interconnects) για κέντρα πληροφορίας (Data Centers). Η εξέταση τέτοιων δομών ικανών να χρησιμοποιηθούν σε πραγματικές διασυνδέσεις αποτελεί περιοχή έντονου ενδιαφέροντος της παγκόσμιας επιστημονικής έρευνας την τελευταία δεκαετία [14,15,16]. Ζητούμενο, λοιπόν, είναι ο έλεγχος του κατά πόσο είναι δυνατός ο συγκερασμός των βασικών τεχνολογιών της Ολοκληρωμένη Οπτικής, ή αλλιώς Φωτονικής, και της τεχνικής ολοκλήρωσης Silicon-on-Insulator (SOI), με την δομή μετάλλου-διηλεκτρικού που επιτάσσει η πλασμονική τεχνολογία, πάντα κάτω από τις αρχές της ολοκλήρωσης CMOS της Κλασσικής Ηλεκτρονικής, που αποτελεί τη βάση όλων των ψηφιακών chip της βιομηχανίας. Οι κύριες λειτουργίες των πλασμονικών δομών που εξετάζονται είναι αυτές της **αξιόπιστης μετάδοσης οπτικού σήματος**, της **δρομολόγησης δεδομένων** και του **switching**, αυτές δηλαδή που πραγματοποιούνται και σε πραγματικές εφαρμογές διασυνδέσεων.

Η παραπάνω μελέτη, κρίθηκε σκόπιμο να γίνει τόσο σε θεωρητικό επίπεδο όσο και σε πειραματικό. Όσον αφορά στη θεωρητική διερεύνηση, λοιπόν, επιχειρήθηκε να παρουσιαστεί ο φυσικός μηχανισμός της πλασμονικής κυματοδότησης, που αποτελεί τη βάση για τις υπόλοιπες λειτουργίες που καλούνται να επιτελούν οι πλασμονικές δομές που παρουσιάζονται. Η παρουσίαση του θεωρητικού υπόβαθρου γίνεται με στόχο την εξαγωγή βασικών μαθηματικών σχέσεων που διέπουν την κυματοδότηση με Surface Plasmon Polaritons. Σκοπός ήταν, τελικά, να παρουσιαστούν τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά αυτού του τρόπου μετάδοσης οπτικής ισχύος, οι περιορισμοί λόγω απωλειών και τα πλεονεκτήματα των μικρών διαστάσεων των δομών. Ακόμη, να υπολογιστούν αριθμητικά οι βασικές παράμετροι της πλασμονικής κυματοδότησης, ώστε να λειτουργήσουν, στην συνέχεια της παρουσίασης των πειραματικών αποτελεσμάτων, σαν μεγέθη αναφοράς.

Η πειραματική μελέτη των πλασμονικών διατάξεων έγινε στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών (Ε.Φ.Ε.) του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Οι διατάξεις που μελετήθηκαν βρίσκονται πάνω σε ένα πλασμονικό chip του εργαστηρίου και είναι πλασμονικοί κυματοδηγοί, οπτικά φίλτρα Mach-Zehnder με πλασμονικούς βραχίονες και πλασμονικοί δακτύλιοι (Rings).

Αυτές μελετήθηκαν ως προς τις δυνατότητες χειρισμού τους σαν διακόπτες (switches) ελεγχόμενοι ηλεκτρονικά, μέσω του θερμοοπτικού φαινομένου. Στην εργασία, λοιπόν, παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν στον έλεγχο των **απωλειών**, των **φασματικών αποκρίσεων** και των δυνατοτήτων των παραπάνω δομών, παράλληλα με τον έλεγχο της κατανάλωσης ισχύος τους, ως προς το **switching** και ως προς την **αξιόπιστη μετάδοση πολυκαναλικού σήματος**, που αποτελεί την κεντρική κατεύθυνση μετάδοσης στην οπτική τεχνολογία.

1.6 Δομή της Εργασίας

Στο δεύτερο κεφάλαιο της εργασίας αυτής παρουσιάζεται ο φυσικός μηχανισμός της πλασμονικής κυματοδήγησης αλλά και της κυματοδήγησης σε κλασσικό διηλεκτρικό κυματοδηγό Πυριτίου, για τη σύγκριση των δύο. Η διαδικασία που ακολουθείται για την εξαγωγή των σχέσεων που διέπουν τα δύο παραπάνω είδη κυματοδήγησης ξεκινά από τη γενική περιγραφή των νόμων του Maxwell. Η ανάλυση γίνεται παράλληλα και για τις δύο περιπτώσεις μέχρι το σημείο στο οποίο αυτό είναι δυνατό. Ως προς την μελέτη των διηλεκτρικών κυματοδηγών Πυριτίου τεχνολογίας SOI, παρουσιάζεται ο κύριος περιοριστικός παράγοντας των διαστάσεων αυτών, που δεν είναι άλλος από το γνωστό diffraction limit. Μεταβαίνοντας στην πλασμονική κυματοδήγηση, εξάγονται και παρουσιάζονται συνολικά οι βασικές σχέσεις που τη διέπουν και, τέλος, γίνεται ο υπολογισμός των σημαντικότερων παραμέτρων της κυματοδήγησης, για την περίπτωση των υλικών και της γεωμετρίας των δομών που εξετάστηκαν πειραματικά.

Στο τρίτο κεφάλαιο της εργασίας γίνεται μια συνοπτική παρουσίαση των βασικών αρχών λειτουργίας των διατάξεων που μελετήθηκαν πειραματικά. Παρουσιάζονται οι διαστάσεις τους και η αναμενόμενη συμπεριφορά τους, μέσω διαγραμμάτων των συναρτήσεων μεταφοράς ή φασματικών αποκρίσεων, κάποιων από αυτές.

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρατίθενται τα πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν στον χαρακτηρισμό των δομών που αναφέρθηκαν παραπάνω ως προς τις απώλειες και τις φασματικές αποκρίσεις. Για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων με τη θεωρία, χρησιμοποιούνται εκτιμήσεις απωλειών με βάση τα μεγέθη αναφοράς που υπολογίστηκαν στο δεύτερο κεφάλαιο της εργασίας. Στο τέλος του κεφαλαίου αυτού παρουσιάζεται η δυνατότητα switching ενός πλασμονικού συμβολόμετρου Mach-Zehnder και ενός Ring, με θερμοοπτικό τρόπο. Ακόμη, ελέγχονται οι παραπάνω δομές ως προς την κατανάλωση ηλεκτρικής ισχύος τους, που είναι ένας

από τους σημαντικότερες παράγοντες ελέγχου για την εφαρμογή των πλασμονικών διατάξεων σε διασυνδέσεις (interconnects), μαζί με το μέγεθός τους.

Στο πέμπτο κεφάλαιο της εργασίας περιγράφεται η πειραματική διαδικασία δημιουργίας ψηφιακής κίνησης WDM δώδεκα καναλιών και τα αποτελέσματα της μετάδοσής της μέσα από ένα πλασμονικό κυματοδηγό. Τα πειραματικά αποτελέσματα αφορούν στη διερεύνηση των δυνατοτήτων των κυματοδηγών αυτών ως προς την αξιόπιστη μετάδοση πληροφορίας, δηλαδή χωρίς σφάλματα. Το μέγεθος που μετράται και σχολιάζεται είναι ο ρυθμός σφαλμάτων (BER).

Τελικά, στον επίλογο της εργασίας αυτής, γίνεται σχολιασμός των συνολικών αποτελεσμάτων των πειραμάτων, προτείνονται βελτιώσεις της πλασμονικής κυματοδότησης με κριτήριο τόσο τα πειραματικά αποτελέσματα όσο και τη θεωρία και, τέλος, παρουσιάζονται κάποιες εφαρμογές της πλασμονικής τεχνολογίας που δεν ανήκουν στον κλάδο των Datacom αλλά έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον.

Βιβλιογραφία 1^{ου} Κεφαλαίου

- [1] T.Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka and T. Miyashita, «Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55 μm », 1979, Electron Lett
- [2] Roel Baets, Wim Bogaerts, Dirk Taillaert, Pieter Dumon, Peter Bienstman, Dries Van Thourhout, Joris Van Campenhout, Vincent Wiaux, Johan Wouters, Stephan Beckx, «Low Loss Nanophotonic Waveguides and Ring Resonators in Silicon-on-Insulator», Belgium, 2006
- [3] Zhechao Wang, Carl Junesand, Wondwosen Metaferia, Chen Hu, Sebastian Lourdudoss, Lech Wosinski, « A Monolithic Integration Platform for Silicon Photonics», School of ICT, Royal institute of Technology (Sweden), 16440 Kista, Sweden
- [4] Ghirardi F., Bruno A., Mersali B., Brandon, J., Giraudet, L., Scavennec A., Carencio, A., « Monolithic Integration of InP based polarization diversity heterodyne photoreceiver with electrooptic adjustability», 1995, Lab. de Bagneux, CNET, Bagneux
- [5] J. F. Ahadian, P. T. Vaidyanathan, S. G. Patterson, Y. Royter, D. Mull, G. S. Petrich, W. D. Goodhue, S. Prasad, L. A. Kolodziejski, and C. G. Fonstad, Jr., «Practical OEIC's Based on the Monolithic Integration of GaAs-InGaP LED's with Commercial GaAs VLSI Electronics», IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 34, NO. 7, July 1998
- [6] Kai Ma, Student Member, IEEE, Ray Chen, Student Member, IEEE, David A. B. Miller, Fellow, IEEE and James S. Harris, Jr., Fellow, IEEE, «Novel On-Chip Fully Monolithic Integration of GaAs Devices With Completely Fabricated Si CMOS Circuits», IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, VOL. 11, NO. 6, November/December 2005
- [7] Stephen E. RALPH and Alan DOOLITTLE, «Epitaxial Integration of III-Nitride Devices with Lithium Niobate Optical Waveguides», School of Electrical and Computer Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta Georgia 30328
- [8] URL: <http://www.internetworldstats.com/stats.htm>
- [9] «Merging Plasmonic and Silicon Photonics Technology towards Tb/s routinf in optical interconnects», FP7-ICT-2009-4
- [10] Lin Liu and Yuanyuan Yang, «Achieving 100% Throughput in Input-Buffered WDM Optical Packet Interconnects», Dept. of Electrical & Computer Engineering, State University of New York, Stony Brook, NY 11794, USA
- [11] K.A. Williams, M. Glick, T. Lin, G.F. Roberts, R.V. Penty, I.H. White, «Monolithic Integration of Semiconductor Optical Switches for Optical Interconnects», Tambridge Universily Engineering Department, Trumpington Strcct, Cambridge CB2 3PZ, UK,
- [12] Oriol Gili de Villasante, Master Thesis « Design and Simulation of Vertical Grating Coupler for Photonic Intergrated System-in-Package», Berlin, April 2010

[13] Mark L. Brongersma and Vladimir M. Shalaev, «The Case of Plasmonics», www.sciencemag.org, April 23, 2010

[14] Shaloo Rakheja, Azad Naeemi, «Interconnects for Novel State Variables: Performance Modeling and Device and Circuit Implications», IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.57, No. 10, October 2010

[15] Rashid Zia, Jon A. Schuller, Anu Chandran and Mark L. Brongersma «Plasmonics: The New Chip-Scale Technology», Geballe Laboratory for Advanced Materials, Stanford University, Stanford , USA

[16] Dawoon Choi, Il-Min Lee, Yongjun Lim, Junghyun Park, and ByoungHo Lee, «Design of metal-grating-based surface plasmon interconnector between thin metal films», National Creative Research Center for Active Plasmonics Application Systems, Inter-University Semiconductor Research Center and School of Electrical Engineering, Seoul National University, 2009, Korea

Κεφάλαιο Δεύτερο

Φυσικές Αρχές Κλασσικής και Πλασμονικής Κυματοδήγησης

2.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η μαθηματική ανάλυση τόσο της κλασσικής κυματοδήγησης στην οπτική τεχνολογία όσο και της τεχνολογίας πλασμονικής κυματοδήγησης. Η κλασσική κυματοδήγηση αναφέρεται στην περίπτωση των διηλεκτρικών κυματοδηγών Πυριτίου τεχνικής ολοκλήρωσης SOI που συνήθως αποτελούν τα μέσα κυματοδήγησης σε φωτονικά chip. Από την άλλη πλευρά, η περίπτωση της πλασμονικής κυματοδήγησης αφορά στην μετάδοση της οπτικής ισχύος στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ δύο υλικών μέσων με διαφορετικά χαρακτηριστικά.

Πιο συγκεκριμένα, για να καταστεί δυνατή η παρουσίαση της περίπτωσης κυματοδήγησης σε SOI τεχνολογία αλλά και της περίπτωσης πλασμονικής κυματοδήγησης, ακολουθεί μια γενική παρουσίαση της διαδικασίας διεξαγωγής των μαθηματικών σχέσεων μέσω των οποίων μελετούνται και οι δύο μηχανισμοί. Η γενική αυτή ανάλυση συνεχίζεται μέχρι το σημείο εκείνο στο οποίο απαιτείται διαχωρισμός των δύο περιπτώσεων για λόγους διαφορετικών ιδιοτήτων των μέσων κυματοδήγησης. Στην ανάλυση αυτή θεωρείται πάντα ότι η μαγνητική διαπερατότητα των μέσων που αναφέρονται είναι ίση με αυτή του κενού, δηλαδή αναφερόμαστε σε μη μαγνητικά υλικά για τα οποία ισχύει $\mu = \mu_0 \approx 8.854 \times 10^{-12} \text{F/m}$, και ότι η απόλυτη διηλεκτρική σταθερά του κενού είναι ίση με $\epsilon_0 \approx 1.127 \times 10^{-6} \text{H/m}$. Έτσι, το μέγεθος που θα διαχωρίσει τη διαφορετική φύση των υλικών είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά $\epsilon(\mathbf{r})$ που έχει διαφορετικές εκφράσεις για διηλεκτρικά και για μέταλλα, στην οποία αφιερώνεται συγκεκριμένη ενότητα στο παρόν κεφάλαιο.

Στόχος του παρόντος κεφαλαίου είναι η παρουσίαση των πλεονεκτημάτων και των μειονεκτημάτων των δύο τεχνολογιών και η σύγκρισή τους. Ακόμη, ο υπολογισμός και η παρουσίαση κάποιων θεμελιωδών παραμέτρων της πλασμονικής τεχνολογίας, για την περίπτωση του πλασμονικού chip που μελετάται, οι οποίες χρησιμοποιούνται σαν μεγέθη

αναφοράς για τα κεφάλαια που ακολουθούν και αναφέρονται σε πειραματικές εφαρμογές κάποιων πλασμονικών διατάξεων.

2.2 Εξισώσεις Maxwell

Οι νόμοι του Maxwell παρουσιάστηκαν για πρώτη φορά στην δημοσίευση «On Physical Lines of Force», το 1861, από το James Clerk Maxwell. Αυτοί, μαζί με το νόμο του Lorentz που περιγράφει την ηλεκτρομαγνητική δύναμη και τις συντακτικές σχέσεις κάθε υλικού θέτουν τα θεμέλια της οπτικής αλλά και της ηλεκτρονικής τεχνολογίας.

Πριν την παρουσίαση των εξισώσεων, σημειώνονται τα ακόλουθα: για την περιγραφή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στον κενό χώρο αρκεί το ζεύγος των διανυσματικών μεγεθών \mathbf{E} και \mathbf{H} , τα οποία αντιστοιχούν στην ηλεκτρική και μαγνητική ένταση του πεδίου. Η επίδραση της ύλης στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο καθιστά απαραίτητη την εισαγωγή των διανυσμάτων \mathbf{D} και \mathbf{B} τα οποία αντιστοιχούν στην διηλεκτρική μετατόπιση και στην μαγνητική επαγωγή [1]. Πηγές του ηλεκτροστατικού πεδίου θεωρούνται τα ηλεκτρικά φορτία, τα οποία εισάγονται στις εξισώσεις Maxwell με τη μορφή χωρικής πυκνότητας ηλεκτρικού φορτίου ρ (Cb/m³) και πηγή του μαγνητοστατικού πεδίου θεωρείται το ηλεκτρικό ρεύμα, το οποίο στις εξισώσεις Maxwell εμφανίζεται με τη μορφή επιφανειακής πυκνότητας ηλεκτρικού ρεύματος \mathbf{J} (A/m²). Ακολουθεί η παρουσίαση των εξισώσεων Maxwell στη διαφορική τους μορφή.

$$\text{Νόμος του Gauss για τον Ηλεκτρισμό: } \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.2.1)$$

Η παραπάνω σχέση είναι αυτή που ορίζει σαν πηγή του ηλεκτροστατικού πεδίου το ηλεκτρικό φορτίο και εκφράζει το νόμο του Coulomb που περιγράφει τη σχέση μεταξύ κατανομής φορτίου και κατανομής ηλεκτρικού πεδίου.

$$\text{Νόμος του Gauss για το Μαγνητισμό: } \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2.2)$$

Ο νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς εκφράζει το γεγονός ότι δεν υπάρχουν μαγνητικά φορτία, ή μαγνητικά μονόπολα όπως αλλιώς ονομάζονται. Από μαθηματικής σκοπιάς, υποδεικνύει ότι το μαγνητικό πεδίο είναι σωληνοειδές.

$$\text{Νόμος των Faraday-Maxwell: } \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.2.3)$$

Η παραπάνω εξίσωση εκφράζει το νόμο της επαγωγής του Faraday, σύμφωνα με τον οποίο κάθε χρονική μεταβολή μαγνητικής ροής επάγει ένα ηλεκτρικό πεδίο.

$$\text{Νόμος των Ampere- Maxwell: } \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2.4)$$

Η Εξίσωση 2.2.4 υποδεικνύει ότι σαν πηγές του μαγνητικού πεδίου μπορούν να θεωρηθούν τόσο χρονικές μεταβολές ηλεκτρικού φορτίου, δηλαδή το ηλεκτρικό ρεύμα, όσο και χρονικές μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου.

Αξίζει να σημειωθεί ότι οι παραπάνω εξισώσεις δεν είναι γραμμικά ανεξάρτητες μεταξύ τους. Αντίθετα, έχοντας σαν εργαλεία το θεώρημα της διανυσματικής ανάλυσης του Stokes και το νόμο διατήρησης του φορτίου:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.2.5)$$

μπορεί κανείς να μεταβεί από τους νόμους του Gauss για το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο στους νόμους Faraday-Maxwell και Ampere-Maxwell και αντίστροφα [2].

2.3 Η Κυματική Εξίσωση

Θεωρώντας χώρο χωρίς ηλεκτρικά φορτία και ρεύματα ($\rho = 0, \mathbf{J} = 0$), οι Εξισώσεις (2.2.3) και (2.2.4) μπορούν να συνδυαστούν και να δώσουν την παρακάτω σχέση:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (2.3.1)$$

Στη συνέχεια, χρησιμοποιώντας τις ταυτότητες $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ και $\nabla(\varepsilon \mathbf{E}) \equiv \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E}$ και γνωρίζοντας ότι, λόγω της απουσίας ηλεκτρικών φορτίων, ισχύει ότι $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, η Εξίσωση (2.3.1) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.3.2)$$

Η παραπάνω σχέση απλουστεύεται πολύ στις οπτικές συχνότητες γιατί, σε αυτή την περιοχή συχνοτήτων, μπορεί να θεωρηθεί ότι η εξάρτηση της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς από τον χώρο $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ είναι αμελητέα για αποστάσεις της τάξης των οπτικών μηκών κύματος. Μετά από την παραδοχή αυτή, λαμβάνεται η επόμενη σχέση:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3.3)$$

Η παραπάνω είναι, φυσικά, η γνωστή κυματική εξίσωση. Έχει αξία να τονιστεί ότι η ίδια εξίσωση ισχύει και για το διάνυσμα της μαγνητικής έντασης \mathbf{H} .

2.4 Η εξίσωση Helmholtz

Από το σημείο αυτό και μέχρι το τέλος της παρούσας εργασίας, θα περιοριστούμε στη μελέτη μονοχρωματικής ακτινοβολίας, κάτι που σημαίνει ότι η εξάρτηση όλων των εξεταζόμενων μεγεθών από το χρόνο θα είναι της μορφής $e^{-j\omega t}$.

Στην ειδική αυτή περίπτωση, η κυματική εξίσωση μπορεί να απλουστευθεί αρκετά και να καταλήξει στην εξίσωση Helmholtz. Η αξία της Helmholtz έγκειται στο ότι καθιστά δυνατή και απλή τη μελέτη των φαινομένων κυματοδότησης σε οποιαδήποτε γεωμετρία. Υποθέτοντας λοιπόν ότι το ηλεκτρικό πεδίο έχει τη μορφή $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-j\omega t}$, και έχοντας υπόψη ότι $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, η Κυματική Εξίσωση (2.3.3) μπορεί να μετατραπεί στην παρακάτω σχέση:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (2.4.1)$$

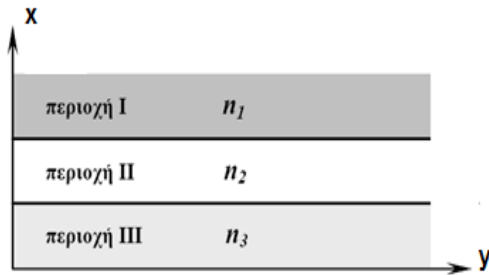
όπου $k_0 = \omega/c$ το κυματοδιάνυσμα του ελεύθερου χώρου, που έχει κατεύθυνση τη κατεύθυνση διάδοσης του κύματος. Προφανώς, ισχύουν τα ανάλογα και για τη μαγνητική ένταση \mathbf{H} . Η Σχέση 2.4.1 είναι γνωστή ως εξίσωση Helmholtz [3].

2.5 Οι Ρυθμοί TE και TM

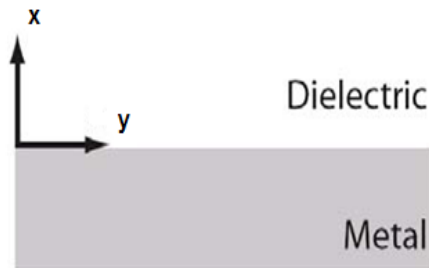
Στο σημείο αυτό, είναι απαραίτητο να ορισθούν οι γεωμετρίες των δύο περιπτώσεων: της κλασσικής κυματοδότησης σε διηλεκτρικό κυματοδηγό τεχνολογίας SOI και της πλασμονικής κυματοδότησης. Σκοπός είναι να γίνουν άλλες δύο παραδοχές οι οποίες θα ισχύουν και στις δύο περιπτώσεις και απλουστεύουν ιδιαίτερα τα μαθηματικά χωρίς καμία βλάβη της γενικότητας. Συγκεκριμένα, εκτός από την παραδοχή για τη χρονική εξάρτηση, η οποία, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, θα είναι της μορφής $e^{-j\omega t}$, ισχύουν ακόμη τα ακόλουθα:

- Πρώτον, θεωρούμε σαν άξονα διάδοσης τον άξονα z και στις δύο περιπτώσεις που θα μελετηθούν. Αυτή η υπόθεση δεν βλάπτει τη γενικότητα εφόσον η κυματοδότηση πάντα αναφέρεται σε μοναδική διεύθυνση διάδοσης.
- Δεύτερον, θεωρείται ανεξαρτησία από τον άξονα y , δηλαδή ισχύει $\frac{\partial}{\partial y} = 0$. Η παραδοχή αυτή μπορεί να γίνει εφόσον τα χαρακτηριστικά των μέσων διάδοσης δε διαφοροποιούνται κατά τη διεύθυνση y και η γεωμετρία είναι κατάλληλη--κάτι που θα φανεί στην παρουσίαση των δύο διατάξεων--. Στη συγκεκριμένη εργασία, το μέγεθος αναφοράς που διαχωρίζει τις δυο περιπτώσεις κυματοδότησης είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά $\varepsilon(\mathbf{r})$. Μπορεί να θεωρηθεί ότι, σε κάθε περίπτωση, αυτή είναι ανεξάρτητη της διεύθυνσης y .

Οι δύο παραπάνω παραδοχές παρουσιάζονται ποιοτικά στο παρακάτω σχήμα των δύο περιπτώσεων διατάξεων.



Σχήμα 2.5.α
Διηλεκτικός Κυματοδηγός



Σχήμα 2.5.β
Πλασμονική Κυματοδότηση

Οι δύο παραπάνω παραδοχές συνοψίζονται θεωρώντας ότι η μαθηματική έκφραση για το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι της μορφής: $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(x)e^{\gamma z}e^{-j\omega t}$ [4]. Ισχύει ότι $\gamma = \alpha + j\beta$, όπου $\alpha < 0$ είναι ο συντελεστής εξασθένησης του μέσου διάδοσης και β είναι ο συντελεστής διάδοσης ή στροφή φάσης όπως αλλιώς ονομάζεται. Για απλούστευση θα θεωρηθεί, προς το παρόν, ότι τα διηλεκτρικά των διατάξεων δεν εισάγουν απώλειες και έτσι $\alpha = 0$. Το θέμα των απωλειών των διηλεκτρικών επανεξετάζεται στη συνέχεια.

Συνεχίζοντας την μαθηματική διαδικασία για την εύρεση της κατανομής του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου σε κάθε περίπτωση, θα χρησιμοποιηθεί η Εξίσωση Helmholtz που παρουσιάστηκε πιο πάνω. Γνωρίζοντας λοιπόν ότι :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x)e^{j\beta z}e^{-j\omega t} = \mathbf{E}(x)e^{j(\beta z - \omega t)} \quad (2.5.1)$$

όπου $\mathbf{E}(x) = (E_x, E_y, E_z)$, και ότι:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(x)e^{j\beta z}e^{-j\omega t} = \mathbf{H}(x)e^{j(\beta z - \omega t)} \quad (2.5.2)$$

όπου $\mathbf{H}(x) = (H_x, H_y, H_z)$, παίρνουμε την παρακάτω εξίσωση Helmholtz, για το ηλεκτρικό πεδίο:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E}(x) = 0 \quad (2.5.3)$$

Αντίστοιχα, για το μαγνητικό πεδίο ισχύει:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{H}(x) = 0 \quad (2.5.4)$$

Στο σημείο αυτό είναι αναγκαίο να εφαρμοστούν οι νόμοι των Faraday-Maxwell και Ampere-Maxwell. Από τις Εξισώσεις (2.2.3) και (2.2.4), έχοντας υπόψη τις παραπάνω

παραδοχές, δηλαδή ότι $\frac{\partial}{\partial y}=0$ και ότι για το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο ισχύουν οι σχέσεις (2.5.1) και (2.5.2) , μετά από πράξεις, καταλήγει κανείς στο παρακάτω σύνολο γραμμικά ανεξάρτητων εξισώσεων που προσδιορίζουν πλήρως την κατανομή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Οι εξισώσεις αυτές είναι οι παρακάτω.

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = j\omega\mu_0 H_z \quad (2.5.5)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - j\beta E_x = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.5.6)$$

$$E_y = -\frac{\omega\mu_0}{\beta} H_x \quad (2.5.7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = -j\omega\varepsilon_0\varepsilon E_z \quad (2.5.8)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} - j\beta H_x = j\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y \quad (2.5.9)$$

$$H_y = \frac{\omega\varepsilon_0\varepsilon}{\beta} E_x \quad (2.5.10)$$

Από τις παραπάνω εξισώσεις, το σύνολο των (2.5.5), (2.5.6) και (2.5.7) προέκυψαν από τον νόμο των Faraday-Maxwell και το σύνολο των (2.5.8),(2.5.9) και (2.5.10) προέκυψαν από τον νόμο των Ampere-Maxwell.

Παρατηρώντας το σύνολο των παραπάνω εξισώσεων, διακρίνει εύκολα κανείς ότι αποτελείται από δύο ανεξάρτητα υποσύνολα εξισώσεων τα οποία ορίζουν δύο διαφορετικά είδη ρυθμών. Πιο συγκεκριμένα, οι Εξισώσεις (2.5.5), (2.5.7) και (2.5.9) ορίζουν τους TE ρυθμούς, όπου μόνο οι συνιστώσες E_y, H_x, H_z είναι μη μηδενικές και οι Εξισώσεις (2.5.6), (2.5.8) και (2.5.10) ορίζουν τους TM ρυθμούς όπου μόνο οι H_y, E_x και E_z είναι μη μηδενικές. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο οποιασδήποτε πόλωσης μπορεί να αποδειχθεί ότι αποτελείται από συνδυασμό TE και TM ρυθμών.

Επιστρέφοντας στην ειδική περίπτωση της εξίσωσης Helmholtz για διάδοση στον άξονα z και ανεξαρτησία από τον άξονα y, δηλαδή στις Εξισώσεις (2.5.3) και (2.5.4), μπορεί κανείς να παρατηρήσει ότι αυτές αναλύονται σε έξι γραμμικά ανεξάρτητες εξισώσεις που καθεμία αντιστοιχεί σε καθεμία από τις συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Λόγω της ισχύος των Εξισώσεων (2.5.5)-(2.5.10) και της σχέσης μεταξύ αυτών που αναφέρεται στην προηγούμενη παράγραφο, αρκεί να λυθεί η Helmholtz για μια συνιστώσα εκ των E_y, H_x, H_z για τους ρυθμούς TE και για μια συνιστώσα εκ των H_y, E_x και E_z για τους ρυθμούς TM.

Με βάση τα παραπάνω, στη συνέχεια παρουσιάζεται η τριάδα των εξισώσεων που ορίζει τους ρυθμούς TE.

$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_y(x) = 0$	(2.5.11)
$H_z = -j \frac{1}{\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}$	(2.5.12)
$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} E_z$	(2.5.13)

Πίνακας 2.5.1-Οι εξισώσεις για ρυθμούς TE

Η Εξίσωση (2.5.11) προήλθε με εφαρμογή της (2.5.3) στην συνιστώσα E_y του πεδίου, και οι (2.5.12) και (2.5.13) προέρχονται από τις (2.5.5) και (2.5.7) αντίστοιχα.

Ομοίως, οι τριάδα εξισώσεων που ορίζει τους ρυθμούς TM είναι η παρακάτω:

$\frac{\partial^2 H_y(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) H_y(x) = 0$	(2.5.14)
$E_z = j \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x}$	(2.5.15)
$E_x = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_y$	(2.5.16)

Πίνακας 2.5.2-Οι εξισώσεις για ρυθμούς TM

Σημειώνεται ότι η (2.5.14) προέρχεται από εφαρμογή της (2.5.4) στη συνιστώσα H_y του πεδίου, και ότι οι (2.5.15) και (2.5.16) προέρχονται από τις (2.5.8) και (2.5.10) αντίστοιχα.

Στο σημείο αυτό έχει ολοκληρωθεί η ανάλυση των γενικών αρχών της κυματοδότησης. Στη συνέχεια διαχωρίζονται οι δύο ανεξάρτητες περιπτώσεις της κλασσικής κυματοδότησης σε τεχνολογία SOI και της πλασμονικής κυματοδότησης. Και στις δύο περιπτώσεις η ανάλυση θα βασίζεται στους δύο παραπάνω Πίνακες 2.5.1 και 2.5.2.

2.6 Οπτική Κυματοδότηση σε Τεχνολογία SOI

Πριν την παρουσίαση του μηχανισμού με τον οποίο κυματοδηγείται το φως σε κλασσικούς κυματοδηγούς Πυριτίου, θεωρείται σκόπιμο να παρουσιαστεί συνοπτικά η πλατφόρμα ολοκλήρωσης που εφαρμόζεται στα κλασσικά φωτονικά ολοκληρωμένα κυκλώματα (Nanophotonic ICs). Κατά κανόνα, η τεχνολογία αυτή ονομάζεται SOI (Silicon-on-Insulator). Οι βασικές ιδέες και κάποια χαρακτηριστικά της τεχνολογίας αυτής παρουσιάζονται εν συντομία στο παρακάτω υποκεφάλαιο.

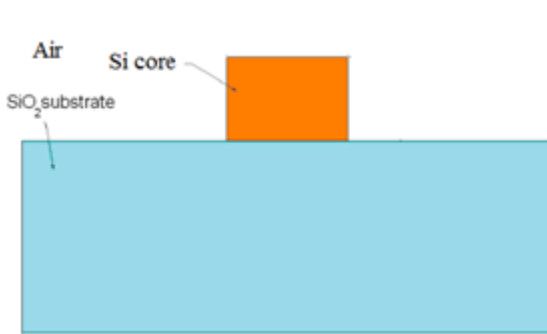
2.6.1 Τεχνολογία SOI

Η τεχνολογία SOI είναι, στον τομέα των φωτονικών διατάξεων, μια από τις επικρατούσες τεχνολογίες ολοκλήρωσης για την κατασκευή κυματοδηγών που λειτουργούν στα μήκη κύματος από 450nm έως και τα 1600nm. Δύο είναι τα βασικά πλεονεκτήματα της τεχνολογίας αυτής [5].

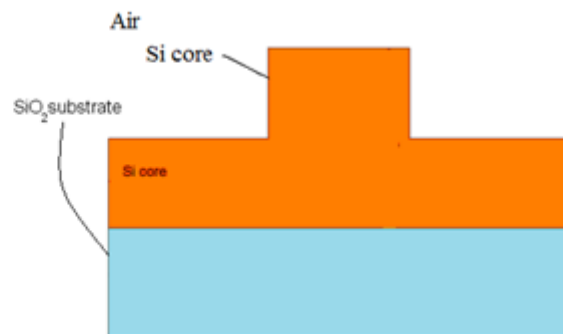
Πρώτον, μέσω της γεωμετρικής οπτικής, κανείς μπορεί να συμπεράνει ότι, χρησιμοποιώντας υλικά με μεγάλη διαφορά στους δείκτες διάθλασης, μπορεί να επιτευχθεί κυματοδότηση σε εξαιρετικά περιορισμένο χώρο με μικρή διαφυγή πεδίου. Αυτό έχει οδηγήσει στην κατασκευή οπτικών διατάξεων με εντυπωσιακά μικρές διαστάσεις που κυμαίνονται σε λίγες εκατοντάδες νανομέτρων (nm). Το θέμα αυτό παρουσιάζεται με λεπτομέρεια στη συνέχεια του κεφαλαίου.

Δεύτερον, ένας ακόμη λόγος για τον οποίο η SOI τεχνολογία είναι ευρέως διαδεδομένη είναι η συμβατότητά της με την ως τώρα υπάρχουσα τεχνολογία CMOS. Η CMOS τεχνολογία είναι αυτή που οδήγησε, μετά το 1960, στην μεγάλη ανάπτυξη της μικροηλεκτρονικής λόγω της χαμηλής κατανάλωσης ισχύος και του χαμηλού επιπέδου θορύβου για τα οποία διακρίνεται. Η συμβατότητα των δύο τεχνολογιών παρέχει την δυνατότητα της κατασκευής οπτικών διατάξεων με χαμηλό κόστος, κάτι που μέχρι το 1980 δεν θεωρούνταν δεδομένο.

Στους κλασσικούς κυματοδηγούς αυτής της τεχνολογίας, οι οποίοι ονομάζονται επίπεδοι διηλεκτρικοί κυματοδηγοί, το φως κυματοδηγείται κατά μήκος ενός στρώματος Πυριτίου (Si) , το οποίο έχει δείκτη διάθλασης ίσο με $n_{Si} = 3.48$ για μήκος κύματος $\lambda = 1550nm$,ο οποίος περιβάλλεται από αέρα ($n_{air} = 1$) και ένα στρώμα διοξειδίου του υριτίου (SiO_2), με δείκτη διάθλασης $n_{SiO_2} = 1.44$ για το ίδιο μήκος κύματος. Οι δύο επικρατούσες γεωμετρίες φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 2.6.1.α – Κυματοδηγός SOI Τύπου Stip



Σχήμα 2.6.1.β – Κυματοδηγός SOI Τύπου Rib

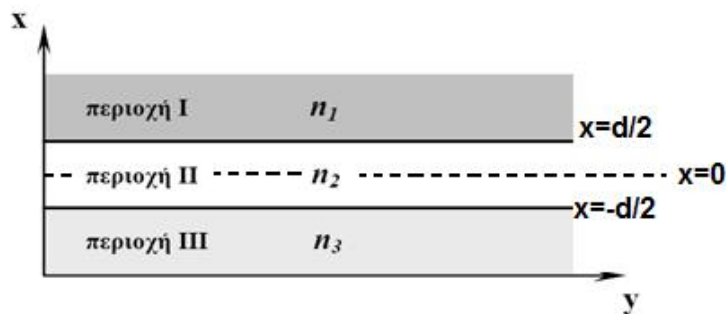
Μια παρατήρηση που αξίζει να αναφερθεί και αποτελεί ένα από τα σοβαρά πλεονεκτήματα της τεχνολογίας SOI σε φωτονικά chip έχει να κάνει με το θέμα των απωλειών.

Το μέγεθος εκείνο το οποίο σχετίζεται με τις απώλειες ενός υλικού είναι το φανταστικό μέρος της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς. Εφόσον η τεχνολογία SOI αφορά διηλεκτρικά υλικά, τα οποία έχουν πραγματική διηλεκτρική σταθερά, οι απώλειές τους αποτελούν περιοριστικό παράγοντα μόνο σε πολύ μεγάλα μήκη διάδοσης. Ένας κλασσικός διηλεκτρικός κυματοδηγός, όπως αυτός που θα παρουσιαστεί στην επόμενη ενότητα έχει απώλειες περίπου 2dB/cm. Εφόσον ένα φωτονικό chip σπανίως ξεπερνά σε διαστάσεις κάποια εκατοστά (cm), η τεχνολογία SOI αποτελεί τη βέλτιστη, μέχρι τώρα, τεχνολογία όσον αφορά στην κατανάλωση και στην απώλεια ισχύος σε ολοκληρωμένα κυκλώματα.

Το βασικό της μειονέκτημα, από την άλλη, είναι ότι οι διαστάσεις τέτοιων διηλεκτρικών κυματοδηγών δεν μπορούν να μειωθούν πέρα από ένα κατώφλι, που είναι συνάρτηση του χρησιμοποιούμενου μήκους κύματος. Αυτό το θέμα παρουσιάζεται στην Ενότητα 2.6.3.

2.6.2 Επίπεδος Διηλεκτρικός Κυματοδηγός

Στο Σχήμα 2.6.2 που ακολουθεί, παρουσιάζεται η συνηθισμένη δομή ενός επίπεδου διηλεκτρικού κυματοδηγού. Οι περιοχές I, II και III αποτελούν περιοχές διαφορετικών διηλεκτρικών μέσων. Αυτό σημαίνει ότι και οι τρεις περιοχές χαρακτηρίζονται από μια θετική, πραγματική σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_i . Η περιοχή II είναι αυτή στην οποία κυματοδηγείται το μεγαλύτερο ποσοστό της ισχύος.



Σχήμα 2.6.2 - Επίπεδος Διηλεκτρικός Κυματοδηγός (εγκάρσια τομή)

2.6.2.1 Ολική Εσωτερική Ανάκλαση

Η βασική έννοια στην οποία στηρίζεται η κλασσική κυματοδηγηση, στην οπτική τεχνολογία, είναι αυτή της ολικής εσωτερικής ανάκλασης (TIR- Total Internal Reflection) στην διεπιφάνεια μεταξύ υλικών με μεγάλη διαφορά στους δείκτες διάθλασης, όπως έδειξε ο John

Tyndall το 1870 [6]. Ο μηχανισμός της διάδοσης στηρίζεται στις πολλαπλές, διαδοχικές, εσωτερικές ανακλάσεις στις διαχωριστικές επιφάνειες μεταξύ του χώρου στον οποίο γίνεται η κυματοδότηση και του μέσου που τον περιβάλλει.

Είναι σκόπιμο να υπογραμμιστεί ότι ο τρόπος με τον οποίο κυματοδηγείται το φως σε διηλεκτρικούς κυματοδηγούς δεν είναι ο ίδιος με τον οποίο κυματοδηγείται σε μικροκυματικές εφαρμογές. Σε μικροκυματικές εφαρμογές ο κυματοδηγός αποτελείται στην ουσία από μια κλειστή κοιλότητα από μέταλλο. Έτσι, εφόσον τα μέταλλα σε μικροκυματικές συχνότητες αποτελούν πλήρως ανακλαστικά μέσα, δεν απαιτείται να πληρείται κάποια συνθήκη ώστε να καθίσταται δυνατή η ολική εσωτερική ανάκλαση και το πεδίο να κυματοδηγείται μόνο εντός των ορίων του κυματοδηγού. Σε αντίθεση με τη μικροκυματική περιοχή, στην περίπτωση των εφαρμογών στην οπτική περιοχή δεν υπάρχουν σαφή χωρικά όρια εντός των περιοχών I, II και III μέσα στα οποία κυματοδηγείται το φως (εφόσον και οι τρεις περιοχές του Σχήματος 2.6.2 αποτελούνται από διηλεκτρικά τα οποία επιτρέπουν τη διάδοση πεδίου εντός τους). Μπορεί απλώς να ειπωθεί ότι απαιτείται το μεγαλύτερο ποσοστό της ισχύος να κυματοδηγείται στο μέσο II του παραπάνω σχήματος. Λόγω των παραπάνω, σε εφαρμογές οπτικής τεχνολογίας, πρέπει τα υλικά των κυματοδηγών να πληρούν κάποιες προδιαγραφές.

Οι προδιαγραφές αυτές αναφέρονται συνοπτικά παρακάτω, πριν συνεχιστεί η μαθηματική ανάλυση της κυματοδότησης του φωτός στη γεωμετρία του Σχήματος 2.6.2. Μέσω της γεωμετρικής οπτικής έχουμε τα επόμενα: Εφόσον έχουν θεωρηθεί μη μαγνητικά υλικά για τα οποία ισχύει $\mu = \mu_0$, ο δείκτης διάθλασης κάθε υλικού εξαρτάται μόνο από τη σχετική διηλεκτρική σταθερά, δηλαδή ισχύει $\eta_i = \sqrt{\epsilon_i}$ για $i = I, II, III$. Από το νόμο του Snell, για την πρόσπτωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στη διεπιφάνεια I-II, παίρνουμε ότι πρέπει να ισχύει :

$$\eta_2 \sin \theta_{i(II-I)} = \eta_1 \sin \theta_{r(II-I)} \quad (2.6.1)$$

Όμως, από την απαίτηση της ολικής εσωτερικής ανάκλασης ($\theta_{r(II-I)} \geq 90^\circ$), για τη διάδοση του κύματος έχουμε ότι :

$$\sin \theta_{i(II-I)} \geq \frac{\eta_1}{\eta_2} \leftrightarrow \theta_{i(II-I)} \geq \arcsin \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} \right) \quad (2.6.2)$$

Επομένως πρέπει να ισχύει ότι :

$$\eta_2 \geq \eta_1 \quad (2.6.3)$$

Ομοίως, για την ολική εσωτερική ανάκλαση στη διεπιφάνεια II-III θα πρέπει να ισχύει ότι :

$$\eta_2 \geq \eta_3 \quad (2.6.4)$$

2.6.2.2 Συνθήκες και Παράμετροι Κυματοδότησης

Επιστρέφοντας στη μαθηματική ανάλυση της κυματοδότησης, θα μελετηθούν αρχικά οι ρυθμοί TE. Η Εξίσωση (2.5.11) του Πίνακα 2.5.1 ισχύει για κάθε μια από τις περιοχές I,II,III, δηλαδή:

$$\frac{\partial^2 E_{iy}(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 \varepsilon_i - \beta^2) E_{iy}(x) = 0$$

Όπου $i = 1,2,3$.

Πρέπει να υπογραμμιστεί ότι ο συντελεστής διάδοσης β είναι κοινός και για τις τρεις περιοχές, κάτι που προκύπτει από τις οριακές συνθήκες των εξισώσεων Maxwell.

Είναι γνωστό ότι η παραπάνω εξίσωση δίνει εκθετικές λύσεις εάν ισχύει ότι $k_0^2 \varepsilon_i < \beta^2$ ενώ δίνει αρμονικές λύσεις εάν $k_0^2 \varepsilon_i > \beta^2$. Με επισκόπηση της γεωμετρίας του Σχήματος 2.6.2, γίνεται σαφές ότι επιθυμούνται εκθετικά μειούμενες λύσεις στις περιοχές I και III και αρμονικές λύσεις στην περιοχή II. Για απλούστευση των πράξεων ορίζονται τα:

$$k_1 = -\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1}, k_2 = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2}, k_3 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_3} \quad (2.6.5)$$

Με βάση τα παραπάνω πρέπει να ισχύουν:

- $\varepsilon_1 < \frac{\beta^2}{k_0^2} \rightarrow E_{1y}(x) = C_1 \exp \{k_1(x - d/2)\}$, για την περιοχή $x > d/2$
- $\varepsilon_2 > \frac{\beta^2}{k_0^2} \rightarrow E_{2y}(x) = C_2 \sin(k_2 x + \varphi)$, για την περιοχή $x > -d/2$ και $x < d/2$
- $\varepsilon_3 < \frac{\beta^2}{k_0^2} \rightarrow E_{3y}(x) = C_3 \exp \{k_3(x + \frac{d}{2})\}$, για την περιοχή $x < -d/2$

Οι σταθερές C_1, C_2, C_3 και φ βρίσκονται με εφαρμογή των οριακών συνθηκών των νόμων του Maxwell. Συγκεκριμένα, πρέπει να ισχύει η συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών που στην περίπτωση των ρυθμών TE είναι τα E_y και H_z . Για τη συνέχεια του E_y έχουμε τα παρακάτω:

- Διαχωριστική επιφάνεια $x = d/2 : E_{y1} = E_{y2} \rightarrow$

$$C_1 = C_2 \sin(k_2 \frac{d}{2} + \varphi) \quad (2.6.6)$$

- Διαχωριστική επιφάνεια $x = -d/2 : E_{y2} = E_{y3} \rightarrow$

$$C_2 \sin(-k_2 \frac{d}{2} + \varphi) = C_3 \quad (2.6.7)$$

Για τη συνέχεια της συνιστώσας H_z , λόγω της Εξίσωσης (2.5.12) του Πίνακα 2.5.1, αρκεί να ισχύει η συνέχεια της παραγώγου ως προς x του E_y

- Διαχωριστική επιφάνεια $x = d/2$: $\frac{\partial E_{y1}}{\partial x} = \frac{\partial E_{y2}}{\partial x} \rightarrow$

$$k_1 C_1 = k_2 C_2 \cos\left(k_2 \frac{d}{2} + \varphi\right) \quad (2.6.8)$$

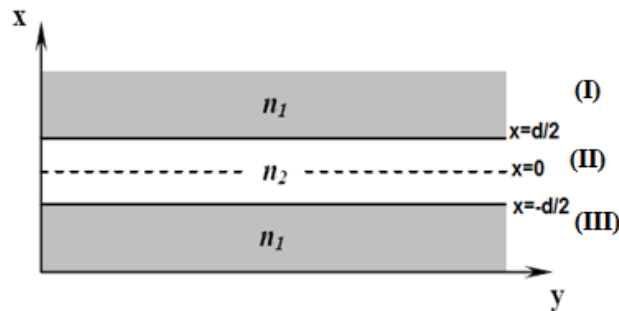
- Διαχωριστική επιφάνεια $x = -d/2$: $\frac{\partial E_{y2}}{\partial x} = \frac{\partial E_{y3}}{\partial x} \rightarrow$

$$k_2 C_2 \cos\left(-k_2 \frac{d}{2} + \varphi\right) = k_3 C_3 \quad (2.6.9)$$

Μετά από επίλυση του συστήματος των Εξισώσεων (2.6.6)-(2.6.9) , προκύπτει η παρακάτω έκφραση για τη φάση φ του E_{y2} :

$$\varphi = m \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} \arctan \left\{ \frac{k_2 (k_1 + k_3)}{k_1 k_3 - k_2^2} \right\} \quad (2.6.10)$$

Στο σημείο αυτό γίνεται σαφές ότι, προς απλοποίηση των υπολογισμών, είναι σκόπιμο να θεωρηθεί ότι τα διηλεκτρικά των περιοχών I και III είναι ίδια¹. Έτσι, στα επόμενα θα ισχύει $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$. Η διάταξη που προκύπτει ονομάζεται επίπεδος, συμμετρικός, διηλεκτρικός κυματοδηγός και απεικονίζεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 2.6.3 - Επίπεδος Συμμετρικός Διηλεκτρικός Κυματοδηγός (εγκάρσια τομή)

Με βάση αυτή την παραδοχή μπορεί ναδειχθεί, από τη Σχέση (2.6.5) ότι:

$$k_1 = -\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1} = -k_3 \quad (2.6.11)$$

Τότε, η Σχέση (2.6.10) δίνει:

$$\varphi = m \frac{\pi}{2} \quad (2.6.12)$$

όπου $m \in \mathbb{Z}$.

¹ Σημειώνεται ότι το πρόβλημα του επίπεδου διηλεκτρικού κυματοδηγού με διαφορετικά μέσα στις περιοχές I και III μπορεί να λυθεί πιο εύκολα με τη μέθοδο του Εγκάρσιου Συντονισμού [7].

Από την παραπάνω σχέση γίνεται φανερό ότι τα μεγέθη $k_1, k_2, \beta, C_1, C_2, C_3$ εξαρτώνται όλα από τον ακέραιο αριθμό m . Για κάθε m ορίζεται ένας διαφορετικός ρυθμός ΤΕ. Τα χαρακτηριστικά μεγέθη κάθε ρυθμού δίνονται στον παρακάτω πίνακα. Η Εξίσωση (2.6.15) είναι η εξίσωση διασποράς του προβλήματος.

$k_0^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = k_{m1}^2 + k_{m2}^2$	(2.6.13)
$\tan\left(k_{m2}\frac{d}{2} + m\frac{\pi}{2}\right) = \frac{k_{m2}}{k_{m1}}$	(2.6.14)
$\beta_m^2 = k_0^2\varepsilon_2 - k_{m2}^2 = k_{m1}^2 + k_0^2\varepsilon_1$	(2.6.15)

Πίνακας 2.6.1 Η τριάδα των εξισώσεων που χαρακτηρίζει την κυματοδότηση σε επίπεδο διηλεκτρικό κυματοδηγό

Οι δύο πρώτες σχέσεις του Πίνακα 2.6.1 προέκυψαν από τις Σχέσεις (2.6.5), (2.6.11), (2.6.6) και (2.6.8) αντίστοιχα. Η τρίτη προέρχεται από την (2.6.5) και δίνει τον συντελεστή διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, εφόσον λυθεί το σύστημα των (2.6.13) και (2.6.14) ως προς k_{m1}, k_{m2} .

Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι το σύστημα των Εξισώσεων (2.6.6.) έως (2.6.9) έχει άπειρες λύσεις ως προς C_1, C_2, C_3 . Τα μεγέθη αυτά μπορούν να υπολογιστούν από τη συνθήκη κανονικοποίησης. Στην πράξη, αυτές εξαρτώνται από την ισχύ του ηλεκτρομαγνητικού κύματος που εισάγεται στον κυματοδηγό. Παρατίθενται παρακάτω οι τελικές μορφές των συνιστωσών E_y των ρυθμών ΤΕ για οποιοδήποτε m .

- **Περιοχή I:** $E_{1my}(x, z, t) = C_{1m} \exp\{k_{1m}\left(x - \frac{d}{2}\right)\} \exp\{j(\beta_m z - \omega t)\}$, για $x > d/2$
- **Περιοχή II:** $E_{2my}(x, z, t) = C_{2m} \sin(k_{2m}x + \varphi) \exp\{j(\beta_m z - \omega t)\}$, για $x > -d/2$ και $x < d/2$
- **Περιοχή III:** $E_{3my}(x, z, t) = C_{3m} \exp\{-k_{1m}\left(x + \frac{d}{2}\right)\} \exp\{j(\beta_m z - \omega t)\}$, για $x - d/2$

όπου τα k_{1m}, k_{2m}, β_m δίνονται από τον Πίνακα 2.6.1. Οι συνιστώσες H_z, H_x δίνονται από τις Εξισώσεις (2.5.12) και (2.5.13) αντίστοιχα, του Πίνακα 2.5.1.

Όσον αφορά στους ρυθμούς ΤΜ, η ανάλυση που ακολουθείται είναι η ίδια ακριβώς. Τα αποτελέσματα στα οποία καταλήγει κανείς είναι όμοια, δηλαδή η συνιστώσα H_y του πεδίου θα έχει την παρακάτω μορφή.

- **Περιοχή I:** $H_{1my}(x, z, t) = A_{1m} \exp\{k_{1m}\left(x - \frac{d}{2}\right)\} \exp\{j(\beta_m z - \omega t)\}$, για $x > d/2$

- **Περιοχή II:** $H_{2my}(x, z, t) = A_{2m} \sin(k_{2m}x + \varphi) \exp \{j(\beta_m z - \omega t)\}$, για $x > -d/2$ και $x < d/2$
- **Περιοχή III:** $H_{3my}(x, z, t) = A_{3m} \exp \{-k_{1m}(x + \frac{d}{2})\} \exp \{j(\beta_m z - \omega t)\}$, για $x < -d/2$

όπου τα k_{1m}, k_{2m}, β_m δίνονται και πάλι από τον Πίνακα 2.6.1 Οι συνιστώσες E_z, E_x δίνονται από τις Εξισώσεις (2.5.15) και (2.5.16), αντίστοιχα, του Πίνακα 2.5.2.

2.6.3 Diffraction Limit

Η τεχνολογία SOI που περιγράφεται παραπάνω είναι αυτή που κυριαρχεί στον τομέα της οπτικής τεχνολογίας τα τελευταία εξήντα χρόνια. Παρόλα τα σοβαρά πλεονεκτήματα που παρουσιάστηκαν, δηλαδή τον ικανοποιητικό περιορισμό της ισχύος εντός της περιοχής κυματοδότησης, τη συμβατότητα με την τεχνολογία CMOS και τις εντυπωσιακά χαμηλές απώλειες, υπάρχει ένας περιοριστικός παράγοντας.

Όσο οι εφαρμογές της οπτικής τεχνολογίας εξαπλώνονται σε τομείς που απαιτούν όλο και μικρότερες διαστάσεις chip, όπως η τεχνολογία των αισθητήρων, οι απεικονιστικές μέθοδοι για την βιολογία και τη βιοϊατρική, οι διασυνδέσεις (interconnects) σε Data Centers και άλλες, τόσο αυξάνεται η ανάγκη υλοποίησης φωτονικών διατάξεων με πολύ μικρές διαστάσεις. Όμως, για τις εφαρμογές σε τεχνολογία SOI, δομικό στοιχείο των οποίων είναι ο διηλεκτρικός κυματοδηγός, υπάρχει ένα κατώφλι μέχρι το οποίο μπορεί κανείς να περιορίσει το μέγεθος των διατάξεων. Το κατώφλι αυτό είναι γνωστό ως diffraction limit. Σχετίζεται με ιδιότητα του φωτός να περιθλάται όταν συναντά αντικείμενα πολύ μικρότερα από το μήκος κύματός του. Το diffraction limit υπαγορεύει ότι η μικρότερη διάσταση που μπορεί να έχει μια δομή τεχνολογίας SOI δεν μπορεί να είναι μικρότερη από το παρακάτω [3]:

$$d.l. = \frac{\lambda_0}{2\eta}$$

όπου η ο δείκτης διάθλασης του μέσου που περιβάλλει τον κυματοδηγό και λ_0 το μήκος κύματος στο κενό. Στις περισσότερες εφαρμογές, το μέσο αυτό είναι το SiO_2 το οποίο έχει δείκτη διάθλασης $\eta_{\text{SiO}_2} = 1.44$. Έτσι, με ένα προσεγγιστικό υπολογισμό για εφαρμογές στην περιοχή των μηκών κύματος στα 1550nm, φαίνεται ότι οι διαστάσεις των διατάξεων δε μπορούν να ξεπεράσουν το όριο των 538nm, δηλαδή το ένα τρίτο του μήκους κύματος στο κενό.

Για να συσχετιστεί το πρόβλημα αυτό με τον επίπεδο διηλεκτρικό κυματοδηγό του Σχήματος 2.6.3 που παρουσιάστηκε παραπάνω και αποτελεί την κλασσική περίπτωση

κυματοδότησης σε τεχνολογία SOI, δίνεται ότι το ελάχιστο απαιτούμενο πάχος d αυτού, ώστε να μπορεί να επιτευχθεί μονορυθμική λειτουργία --κάτι που συχνά απαιτείται-- είναι [5]:

$$d_{min} = \frac{\lambda_0/2\eta_2}{\sqrt{1 - (\eta_1/\eta_2)^2}} = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{(\eta_2^2 - \eta_1^2)}}$$

Όπου η_1 ο δείκτης διάθλασης των περιοχών I και III και η_2 ο δείκτης διάθλασης της περιοχής II. Για πολυστρωματικές (multilayer) εφαρμογές, όπου υπάρχουν διαδοχικά στρώματα SiO₂ ($\eta_1=1.44$) και Si ($\eta_2=3.48$), ο παραπάνω τύπος, για την περιοχή των μηκών κύματος γύρω από τα 1550nm, δίνει ελάχιστη απαιτούμενη διάσταση κυματοδηγού **245nm** δηλαδή το ένα έκτο του μήκους κύματος. Από το αριθμητικό αυτό παράδειγμα γίνεται φανερό το πρόβλημα των περιορισμένων δυνατοτήτων των κλασσικών διηλεκτρικών κυματοδηγών προς τη μείωση των διαστάσεων τους, λόγω του diffraction limit.

Παρακάτω παρουσιάζεται η έννοια της πλασμονικής τεχνολογίας, χαρακτηριστικά της οποίας υποδεικνύουν ότι το diffraction limit μπορεί να ξεπεραστεί στην περίπτωση κυματοδότησης σε διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού [8].

2.7 Πλασμονική Κυματοδότηση

Στην Ενότητα αυτή θα αναλυθεί ο μηχανισμός της πλασμονικής κυματοδότησης. Πρόκειται για ένα άλλο τρόπο διάδοσης της οπτικής ισχύος, όπου το φως δεν εγκλωβίζεται σε μια περιοχή μεταξύ στρωμάτων διαφορετικών υλικών. Αντίθετα, η διάδοση της ισχύος γίνεται στη διεπιφάνεια μεταξύ ενός μετάλλου και ενός διηλεκτρικού, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.5.β της Ενότητας 2.5. Αυτού του είδους η διάδοση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας προκαλεί συνεκτικές ταλαντώσεις ηλεκτρονίων στην επιφάνεια του μετάλλου.

Στη γενική περίπτωση, οι ταλαντώσεις των ελεύθερων ηλεκτρονίων ενός μετάλλου στην επιφάνειά του, σε υψηλές συχνότητες, ονομάζονται ταλαντώσεις επιφανειακών πλασμονίων (Surface Plasmon Oscillations-SPOs). Η περίπτωση που οι ταλαντώσεις αυτές που είναι συζεύξιμες με ηλεκτρομαγνητικό κύμα συγκεκριμένων χαρακτηριστικών ονομάζονται Surface Plasmon Polaritons. Τα χαρακτηριστικά αυτά αφορούν τόσο την πόλωσή τους όσο και την συχνότητά τους, όπως θα φανεί στη συνέχεια. Παρατηρήθηκαν πρώτη φορά το 1957 από τον R.H.Ritchie.

Στις επόμενες ενότητες, λοιπόν, παρουσιάζεται η κυματοδότηση με Surface Plasmon Polaritons, χωρίς να γίνει εκτενής ανάλυση της Φυσικής της ταλάντωσης των επιφανειακών

πλασμονίων (SPOs). Κάτι τέτοιο θα απαιτούσε, σε συνδυασμό με τις εξισώσεις Maxwell που επιλύονται παρακάτω για την προαναφερθείσα γεωμετρία, και τη χρήση της γραμμικοποιημένης εξίσωσης του Boltzmann και μπορεί να βρεθεί στη βιβλιογραφία [8].

2.7.1 Σχετική Διηλεκτρική Σταθερά των Μετάλλων

Σε μη μαγνητικά υλικά, το μέγεθος εκείνο που διαφοροποιεί τη φύση των διηλεκτρικών από τα μέταλλα είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ . Το μέγεθος αυτό, για τα μέταλλα, είναι μιγαδικός αριθμός, εξαρτάται από τη συχνότητα και ορίζεται από τον παρακάτω γενικό τύπο.

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_B + j \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega} = \epsilon_R(\omega) + j\epsilon_I(\omega) \quad (2.7.1)$$

όπου ϵ_B μια σταθερά η οποία θα συζητηθεί αμέσως παρακάτω και $\sigma(\omega)$ η αγωγιμότητα του μετάλλου η οποία είναι επίσης μιγαδικό μέγεθος.

Για τη συνέχεια της παρουσίασης της συμπεριφοράς των μετάλλων, με βάση την έκφραση της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς τους, κρίνεται σκόπιμο να παρουσιαστούν κάποια βασικά μεγέθη των μετάλλων.

- Συχνότητα Πλάσματος (Bulk Plasmon frequency): $\omega_p = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon_0 m}}$, όπου n η πυκνότητα ηλεκτρονίων του μετάλλου και m η ενεργός μάζα τους. Για τα ευγενή μέταλλα ισχύει ότι $\omega_p \sim 10^{15} \text{ r/s}$.
- Συχνότητα Συντονισμού (Resonance Frequency): ω_{RP} . Πρόκειται για τη συχνότητα εκείνη στην οποία μηδενίζεται το πραγματικό μέρος της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ενός μετάλλου και είναι συνήθως λίγο μικρότερη από την συχνότητα πλάσματος.
- Χρόνος Χαλάρωσης: $\tau = 1/\gamma$. Για το μέγεθος αυτό ισχύει ότι $\tau \sim 10^{-15} \text{ s}$, ή $\gamma \sim 10^{15} \text{ Hz}$, σε θερμοκρασία δωματίου.
- Βάθος διείσδυσης ή Επιδερμικό βάθος (Skin Depth): δ : ορίζεται ως η κάθετη απόσταση από την επιφάνεια ενός μετάλλου μέχρι το σημείο εκείνο μέσα στον όγκο του όπου η ισχύς του κύματος έχει μειωθεί κατά 63.21% περίπου.

Ένα μοντέλο που επιτρέπει τη μελέτη της συμπεριφοράς των μετάλλων σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων είναι το μοντέλο πλάσματος (Plasma Model [3]), το οποίο είναι γνωστό και ως μοντέλο του Drude. Η βασική παραδοχή του μοντέλου αυτού είναι ότι ένα μέταλλο αποτελείται από ακίνητους, σταθερούς, θετικά φορτισμένους πυρήνες των ατόμων, ανάμεσα στους οποίους κινείται ένα αέριο ελεύθερων ηλεκτρονίων (free electron gas).

Σύμφωνα, λοιπόν, με το μοντέλο του Drude για τη σχετική διηλεκτρική σταθερά των μετάλλων ισχύουν τα ακόλουθα:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega} = \varepsilon_R(\omega) + j\varepsilon_I(\omega) \quad (2.7.2)$$

Το μειονέκτημα του μοντέλου του Drude είναι ότι δε λαμβάνει υπόψη τα δεσμευμένα ηλεκτρόνια του μετάλλου. Όμως, αυτή η απλούστευση επηρεάζει τη διάκριση μεταξύ των περιοχών συχνοτήτων όπου τα μέταλλα παρουσιάζουν διαφορετικές συμπεριφορές. Επειδή στην παρούσα εργασία και για τη διερεύνηση των επιφανειακών πλασμονίων η παραπάνω διάκριση έχει ιδιαίτερη σημασία, είναι απαραίτητο να ληφθεί υπόψη ο παράγοντας των δεσμευμένων ηλεκτρονίων. Για το λόγο αυτό, τροποποιείται η έκφραση της διηλεκτρικής σταθεράς της Σχέσης (2.7.2) ως εξής:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_B - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\gamma\omega} = \varepsilon_R(\omega) + j\varepsilon_I(\omega) \quad (2.7.3)$$

Η παραπάνω σχέση εκφράζει το τροποποιημένο μοντέλο Drude. Ο όρος ε_B , ο οποίος είναι ο ίδιος όρος που εμφανίζεται και στην Εξίσωση (2.7.1), αναφέρεται στα δεσμευμένα ηλεκτρόνια του μετάλλου, ενώ ο δεύτερος όρος αναφέρεται στη συνεισφορά των ελεύθερων ηλεκτρονίων του. Σημειώνεται ότι συνήθως ισχύει: $0 < \varepsilon_B < 10$.

Η Σχέση (2.7.3) αναλύεται στις δύο επόμενες:

$$\varepsilon_R(\omega) = \varepsilon_B - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.7.4)$$

$$\varepsilon_I(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (2.7.5)$$

Από τις δύο παραπάνω σχέσεις φαίνεται καθαρά ο ισχυρισμός που αναφέρθηκε παραπάνω: Ότι, δηλαδή, η συμπεριφορά των μετάλλων εξαρτάται από την περιοχή συχνοτήτων που ενδιαφέρει. Παρατηρείται, μάλιστα, ότι, με χρήση του τροποποιημένου μοντέλου του Drude, το πραγματικό μέρος της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς μπορεί να προσεγγιστεί από μια γνησίως αύξουσα συνάρτηση που μηδενίζεται στην συχνότητα ω_{RP} και το φανταστικό μέρος της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς προσεγγίζεται από μια γνησίως φθίνουσα συνάρτηση (βλ. Σχήμα 2.7.5). Με βάση τα παραπάνω, διαχωρίζονται τρεις περιοχές συχνοτήτων.

- **1^η περιοχή: $f < \gamma$**

Η περιοχή αυτή είναι η περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων. Σ' αυτή την περιοχή, από τους Τύπους (2.7.4) και (2.7.5) συμπεραίνει κανείς ότι ισχύουν:

$$\varepsilon_R(\omega) < 0 \quad \text{και} \quad \varepsilon_I \gg \varepsilon_R.$$

Είναι η περιοχή στην οποία τα μέταλλα παρουσιάζουν έντονη απορρόφηση η οποία ακολουθεί το νόμο του Beer [3]. Σύμφωνα με αυτόν, η ένταση $I(x)$ ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που προσπίπτει σε επιφάνεια μετάλλου εξασθενεί στον όγκο του μετάλλου, κατά την κάθετη στην επιφάνεια διεύθυνση x , σύμφωνα με τη σχέση:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$

όπου α ο συντελεστής απόσβεσης ο οποίος ισούται με $\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2\tau\omega}{c^2}}$. Τελικά, το πεδίο αποσβένει μέσα στον όγκο του μετάλλου μετά από απόσταση $\delta = \frac{1}{\alpha}$, η οποία ονομάζεται πάχος διείσδυσης ή επιδερμικό βάθος (skin depth).

• **2^η περιοχή: $1 \leq \omega\tau \leq \omega_p\tau$**

Στη δεύτερη περιοχή συνεχίζει να ισχύει η σχέση $\epsilon_R(\omega) < 0$. Στην περιοχή αυτή, τα μέταλλα χαρακτηρίζονται κυρίως από την έντονη ανακλαστικότητα τους. Αυτό σημαίνει ότι ο συντελεστής ανάκλασης R είναι κοντά στη μονάδα επομένως το ποσοστό της ισχύος ενός προσπίπτοντος στην επιφάνεια ηλεκτρομαγνητικού κύματος που θα μπορούσε να διεισδύσει μέσα στον όγκο του μετάλλου είναι σχεδόν μηδενικό.

• **3^η περιοχή: $\omega \gg \omega_p$**

Στην περιοχή αυτή, οι ενέργειες των φωτονίων είναι πάνω από την ενέργεια καταφλίου των μετάλλων. Έτσι, η πρόσπτωσή τους πάνω σε μεταλλικές επιφάνειες είναι ικανή να προκαλέσει διέγερση εσωτερικών μεταβάσεων των ηλεκτρονίων από ενέργειες κάτω από την ενέργεια Fermi² σε ενέργειες πάνω αυτή. Αυτό το συμπέρασμα είναι εξαιρετικά σημαντικό γιατί υπονοεί ότι, θεωρητικά τουλάχιστον, η συμπεριφορά των μετάλλων σε αυτή την περιοχή μπορεί να γίνει με τις ίδιες προσεγγίσεις που γίνονται για τις ενεργειακές μεταβάσεις στους ημιαγωγούς [3]. Στην περιοχή αυτή μπορεί να γίνει η εξής απλοποίηση:

$$\epsilon_R(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.7.6)$$

Επομένως, ισχύει ότι $\epsilon_R(\omega) > 0$.

² Η ενέργεια Fermi (E_F) ενός μετάλλου αποτελεί ένα στατιστικό μέγεθος που εκφράζει την μέση ενέργεια εκείνων των ηλεκτρονίων ενός μετάλλου που συνεισφέρουν στην αγωγιμότητά τους. Συγκεκριμένα, η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων αυτών ισούται περίπου με $\frac{3}{5} E_F$.

2.7.2 Κυματοδότηση σε Διεπιφάνεια Μετάλλου – Διηλεκτρικού

2.7.2.1 Συνθήκες και Παράμετροι Κυματοδότησης

Στην ενότητα αυτή γίνεται η πλήρης εφαρμογή των εξισώσεων Maxwell για τη γεωμετρία του παρακάτω σχήματος. Αποδεικνύεται, έτσι, ότι σε συγκεκριμένη περιοχή συχνοτήτων και με συγκεκριμένη πολωτική κατάσταση του φωτός, είναι δυνατή η κυματοδότηση οπτικής ισχύος στη διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού. Το πλεονέκτημα μιας τέτοιας μορφής κυματοδότησης είναι το λεγόμενο «confinement», δηλαδή η δυνατότητα να περιοριστούν εξαιρετικά οι χωρικές απαιτήσεις για τη διάδοση.



Σχήμα 2.7.1 - Πλασμονικός Κυματοδηγός (εγκάρσια τομή)

Θεωρείται ότι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του μετάλλου είναι η μιγαδική ποσότητα $\epsilon_1(\omega)$ και ισχύουν για αυτή όσα αναφέρονται στην προηγούμενη ενότητα. Η σχετική διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού έχει σταθερή τιμή ϵ_2 . Όπως έχει υποθεθεί στην Ενότητα 2.5 και φαίνεται από το παραπάνω σχήμα, ισχύει και εδώ ότι $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, δηλαδή υπάρχει ανεξαρτησία από τον άξονα y . Ακόμη, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα έχουν χρονική εξάρτηση της μορφής $e^{-j\omega t}$. Τέλος, η διάδοση γίνεται κατά την κατεύθυνση z .

Με βάση τα παραπάνω έχουμε ότι το ηλεκτρικό πεδίο, τόσο στην περιοχή του μετάλλου όσο και στην περιοχή του διηλεκτρικού, είναι της μορφής:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_i(x)e^{j\beta z}e^{-j\omega t} = \mathbf{E}_i(x)e^{j(\beta z - \omega t)}$$

όπου $i = 1, 2$, αναφερόμενοι στις δύο περιοχές του Σχήματος 2.7.1.

Στο σημείο αυτό επανερχόμαστε στην ανάλυση των TE και TM ρυθμών που παρουσιάστηκαν στην Ενότητα 2.5, για την περίπτωση του Σχήματος 2.7.1. Οι λύσεις και για τα δύο ήδη ρυθμών θα εξαχθούν από τους Πίνακες 2.5.1 και 2.5.2. Μπορεί κανείς, με επισκόπηση της γεωμετρίας, να συμπεράνει ότι τα πεδία πρέπει να φθίνουν εκθετικά καθώς

απομακρυνόμαστε από την διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού, δηλαδή από την επιφάνεια $x = 0$, κάτι που πρέπει να ισχύει και για τα δύο είδη ρυθμών.

Εξετάζονται αρχικά οι ρυθμοί TE. Με βάση τις Σχέσεις (2.5.11)-(2.5.13) του Πίνακα 2.5.1, εξάγεται η μορφή των ρυθμών.

- **Περιοχή 1, $x < 0$:** $E_{1y}(x, z) = A_1 e^{k_1 x} e^{j\beta z}$
 $H_{1z}(x, z) = -jA_1 \frac{1}{\omega\mu_0} k_1 e^{k_1 x} e^{j\beta z}$
 $H_{1x}(x, z) = -A_1 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{k_1 x} e^{j\beta z}$
- **Περιοχή 2, $x > 0$:** $E_{2y}(x, z) = A_2 e^{-k_2 x} e^{j\beta z}$
 $H_{2z}(x, z) = jA_2 \frac{1}{\omega\mu_0} k_2 e^{-k_2 x} e^{j\beta z}$
 $H_{2x}(x, z) = -A_2 \frac{\beta}{\omega\mu_0} e^{-k_2 x} e^{j\beta z}$

όπου $k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_1(\omega)$ και $k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_2$

Τα k_1, k_2 είναι τέτοια ώστε $Re\{k_1\} > 0$ και $Re\{k_2\} > 0$, ώστε τα πεδία να φθίνουν εκθετικά καθώς απομακρυνόμαστε από την διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού.

Οι οριακές συνθήκες για το E_y και το H_z στην επιφάνεια $x = 0$ δίνουν:

- Διαχωριστική επιφάνεια $x = 0$: $E_{y1} = E_{y2} \rightarrow$
 $A_1 = A_2$ (2.7.7)
- Διαχωριστική επιφάνεια $x = 0$: $H_{z1} = H_{z2} \rightarrow$
 $A_1(k_1 + k_2) = 0$ (2.7.8)

Από τις Σχέσεις (2.7.7) και (2.7.8), δεδομένου ότι $Re\{k_1\} > 0$ και $Re\{k_2\} > 0$, το μοναδικό συμπέρασμα είναι ότι :

$$A_1 = A_2 = 0 \quad (2.7.9)$$

Η παραπάνω σχέση εκφράζει ένα σημαντικό γεγονός: Τα Surface Plasmon Polaritons δε συζευγνύονται με ρυθμούς TE. Αυτό, πρακτικά σημαίνει ότι για να διεγείρει κανείς αρμονικές, συνεκτικές, ταλαντώσεις ηλεκτρονίων στην επιφάνεια ενός μετάλλου, απαιτείται σύζευξη με ηλεκτρομαγνητικό κύμα συγκεκριμένων χαρακτηριστικών πόλωσης. Το θέμα αυτό θα συζητηθεί σε μεγαλύτερο βάθος μετά την παρουσίαση των ρυθμών TM.

Με βάση τις Σχέσεις (2.5.14)-(2.5.16) του Πίνακα 2.5.2, εξάγεται η μορφή των ρυθμών αυτών.

- **Περιοχή 1, $x < 0$:**

$$\left. \begin{aligned} H_{1y}(x, z) &= A_1 e^{k_1 x} e^{j\beta z} \\ E_{1z}(x, z) &= jA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} k_1 e^{k_1 x} e^{j\beta z} \\ E_{1x}(x, z) &= A_1 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1(\omega)} e^{k_1 x} e^{j\beta z} \end{aligned} \right\} \quad (2.7.10)$$

- **Περιοχή 2, $x > 0$:**

$$\left. \begin{aligned} H_{2y}(x, z) &= A_2 e^{-k_2 x} e^{j\beta z} \\ E_{2z}(x, z) &= -jA_2 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} k_2 e^{k_2 x} e^{j\beta z} \\ E_{2x}(x, z) &= A_2 \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{k_2 x} e^{j\beta z} \end{aligned} \right\} \quad (2.7.11)$$

όπου:

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1(\omega) \quad \text{και} \quad k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \quad (2.7.12)$$

Τα k_1, k_2 είναι και πάλι τέτοια ώστε να ισχύουν οι σχέσεις: $Re\{k_1\} > 0$ και $Re\{k_2\} > 0$.

Οι οριακές συνθήκες για το H_y και το E_z στην επιφάνεια $x = 0$ δίνουν:

- Διαχωριστική επιφάνεια $x = 0$: $H_{y1} = H_{y2} \rightarrow$

$$A_1 = A_2 \quad (2.7.13)$$

- Διαχωριστική επιφάνεια $x = 0$: $E_{z1} = E_{z2} \rightarrow$

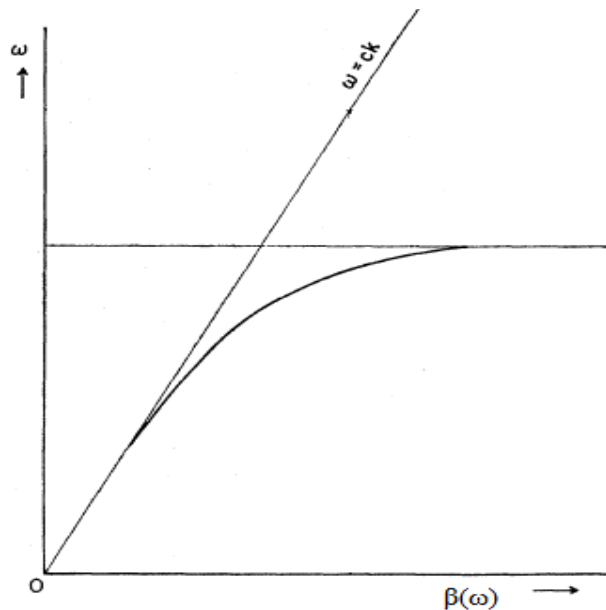
$$\frac{k_1}{k_2} = -\frac{\varepsilon_1(\omega)}{\varepsilon_2} \quad (2.7.14)$$

Εφόσον έχει απαιτηθεί να ισχύει $Re\{k_1\} > 0$ και $Re\{k_2\} > 0$, από τη Σχέση (2.7.14) συμπεραίνει κανείς ότι τα Surface Plasmon Polaritons μπορούν να διεγερθούν σε διεπιφάνεια μεταξύ οποιονδήποτε υλικών τα οποία έχουν αντίθετα πρόσημα στο πραγματικό μέρος της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς τους. Η απαίτηση αυτή ικανοποιείται στην περίπτωση μετάλλου-διηλεκτρικού για την συγκεκριμένη περιοχή συχνοτήτων. Αναφέρεται ότι τα Surface Plasmon Polaritons που διεγείρονται σε τέτοιες επιφάνειες ονομάζονται Dielectric Loaded Surface Plasmon Polaritons (DLSPP). Η περιοχή συχνοτήτων στην οποία πληρούνται οι συνθήκες κυματοδότησης σε επιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού είναι εκείνη για την οποία το μέταλλο διατηρεί την μεταλλική συμπεριφορά του, δηλαδή ισχύει $\varepsilon_1(\omega) < 0$. Για να ισχύει αυτό απαιτούνται συχνότητες μικρότερες από τη συχνότητα συντονισμού (Resonance Frequency ω_{RP}) του μετάλλου.

Συνδυάζοντας τις Εξισώσεις (2.7.12) και (2.7.14) μπορεί κανείς να πάρει την έκφραση του συντελεστή διάδοσης β για τους ρυθμούς TM. Αυτή είναι η παρακάτω:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega) \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2}} \quad (2.7.17)$$

Η σχέση αυτή είναι η σχέση διασποράς του προβλήματός μας και είναι έγκυρη τόσο για πραγματικά όσο και για φανταστικά $\varepsilon_1(\omega)$. Είναι μια σχέση με σημασία καθώς, μέσω αυτής, μπορεί να βρεθεί η περιοχή συχνοτήτων στην οποία μπορούν να διεγερθούν τα Surface Plasmon Polaritons. Αυτό δε θα γίνει στη παρούσα εργασία αναλυτικά, καθώς, επειδή ο όρος $\varepsilon_1(\omega)$ της Σχέσης (2.7.15) εισάγει με πολύπλοκο τρόπο την συχνότητα ω , απαιτούνται αριθμητικές μέθοδοι για την επίλυσή της [9]. Παρόλα αυτά, παρατίθεται η γραφική παράσταση του $\beta(\omega)$ συναρτήσει του ω .



Σχήμα 2.7.2 – Αναπαράσταση της σχέσης διασποράς

Από την παραπάνω γραφική παράσταση, στην οποία, εκτός από τη σχέση διασποράς της διεπιφάνειας μετάλλου-διηλεκτρικού, παρουσιάζεται και η σχέση διασποράς του αέρα ($\omega = ck$), μπορεί κανείς να υποθέσει ότι, εφόσον αυτές οι δύο δεν τέμνονται πουθενά, θα υπάρχουν προβλήματα στη του σύζευξη φωτός από τον αέρα (ή οποιοδήποτε άλλο διηλεκτρικό μέσο) στη διεπιφάνεια του προβλήματος. Αυτό όντως ισχύει και επιλύεται συνήθως με τις γεωμετρίες Otto και Kretschmann-Raether [3]. Το θέμα αυτό, όμως, δεν αφορά την παρούσα εργασία.

Μια σημαντική παρατήρηση είναι ότι, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.7.2, καθώς το $\beta(\omega)$ μεγαλώνει, η συχνότητα τείνει να πάρει μια σταθερή τιμή, όπως φαίνεται από το παραπάνω σχήμα, η οποία αποδεικνύεται ότι είναι η εξής:

$$\omega_{SP} = \frac{\omega_{RP}}{\sqrt{1+\varepsilon_2}} \quad (2.7.16)$$

Η συχνότητα ω_{SP} λέγεται συχνότητα επιφανειακών πλασμονίων (Surface Plasmon Frequency) και είναι η συχνότητα εκείνη για την οποία το πλάτος της ταλάντωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων του μετάλλου μεγιστοποιείται. Με άλλα λόγια είναι η συχνότητα συντονισμού των Surface Plasmon Polaritons. Έχουμε, λοιπόν, ότι για $\beta \rightarrow \infty$ ισχύει το εξής: $\omega \rightarrow \omega_{SP} = \frac{\omega_{RP}}{\sqrt{1+\varepsilon_2}}$. Σημειώνεται ότι η συνθήκη $\beta \rightarrow \infty$ είναι γενικά επιθυμητή καθώς εγγυάται μεγάλο μήκος διάδοσης του κύματος.

Από την άλλη μεριά, όμως, με βάση τα όσα έχουν ειπωθεί μέχρι τώρα, στη συχνότητα ω_{SP} επιτυγχάνεται όχι μόνο μεγάλο μήκος διάδοσης, αλλά και μέγιστο πλάτος της ταλάντωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων της επιφάνειας του μετάλλου. Αυτό, όμως, οδηγεί σε μεγάλες απώλειες. Η παρατήρηση αυτή είναι σημαντική για την επιλογή της συχνότητας με την οποία διεγείρει κανείς τα επιφανειακά πλασμόνια για τεχνολογικές εφαρμογές και σχολιάζεται με λεπτομέρεια σε επόμενη ενότητα του κεφαλαίου αυτού.

Σημειώνεται, τέλος, ότι εφόσον είναι γνωστό ότι τα μέταλλα δεν επιτρέπουν τη διείσδυση μεγάλου ποσοστού ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας μέσα σε αυτά, τουλάχιστον για συχνότητες πολύ μικρότερες από τη συχνότητα πλάσματος, έχει νόημα κανείς να επιδιώκει να διεγείρει επιφανειακά πλασμόνια για συχνότητες αρκετά κοντά στην συχνότητα επιφανειακών πλασμονίων ω_{SP} .

2.7.2.2 Τα Surface Plasmon Polaritons

Στο σημείο θα παρουσιαστεί η μαθηματική έκφραση που αποδεικνύει την ύπαρξη συντονισμένης κίνησης των ηλεκτρονίων της επιφάνειας του μετάλλου, όταν στην επιφάνεια αυτού διαδίδεται επιφανειακό κύμα που περιγράφεται από το ζευγάρι των Εξισώσεων (2.7.10) και (2.7.11). Με τον τρόπο αυτό θα γίνει σαφές το τί ορίζεται σαν Surface Plasmon Polaritons.

Αρχικά κρίνεται σκόπιμο να παρουσιαστεί η έκφραση για το φορτίο στην επιφάνεια του μετάλλου, που ουσιαστικά αποτελείται από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια αυτού. Για να γίνει αυτό, θα εφαρμοστεί στην διεπιφάνεια μεταξύ των περιοχών 1 και 2 της γεωμετρίας του Σχήματος 2.7.1, δηλαδή στην επιφάνεια $x = 0$, η παρακάτω οριακή συνθήκη του Maxwell:

$$\boldsymbol{\eta}_{1 \rightarrow 2} \cdot (\mathbf{J}_2 - \mathbf{J}_1) = -\frac{\partial \rho_s}{\partial x} - \nabla \cdot \mathbf{K} \quad (2.7.17)$$

όπου $\boldsymbol{\eta}_{1 \rightarrow 2}$ το μοναδιαίο διάνυσμα που είναι κάθετο στην επιφάνεια και έχει φορά από την περιοχή 1 στην περιοχή 2, \mathbf{J}_1 και \mathbf{J}_2 τα χωρικά ρεύματα στις περιοχές 1 και 2 αντίστοιχα,

$\rho_s(z, t)$ η επιφανειακή πυκνότητα φορτίου του μετάλλου και \mathbf{K} το επιφανειακό ρεύμα του μετάλλου. Το μέγεθος που ενδιαφέρει είναι, φυσικά το $\rho_s(z, t)$.

Στην συγκεκριμένη περίπτωση, επειδή η περιοχή 2 αποτελείται από διηλεκτρικό έχουμε ότι $\mathbf{J}_2 = \mathbf{0}$. Ακόμη, έχουμε ότι $\mathbf{K} = \mathbf{0}$, γιατί το μέταλλο της περιοχής 1 θεωρείται ότι έχει πεπερασμένη και όχι άπειρη αγωγιμότητα. Επειδή έχει υποθεθεί ότι η εξάρτηση όλων των πεδιακών μεγεθών από το χρόνο είναι της μορφής $\sim e^{-j\omega t}$, αυτό θα ισχύει και για το $\rho_s(t)$. Άρα $-\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -j\omega \rho_s(t)$. Τέλος, από τη γεωμετρία του σχήματος έχουμε ότι $\mathbf{n}_{1 \rightarrow 2} = \hat{\mathbf{x}}$. Έτσι, από τη Σχέση 2.7.17 παίρνουμε:

$$-\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{J}_1 = -j\omega \rho_s$$

Όμως, από το νόμο του Ωμ ισχύει ότι $\mathbf{J}_1(x, z, t) = \sigma \mathbf{E}_1(x, z, t)$, όπου $\sigma = \frac{n e^2 \tau}{m}$ η αγωγιμότητα του μετάλλου, και το $\mathbf{E}_1(x, z, t)$ δίνεται από το σύνολο των Σχέσεων 2.7.10. Έτσι, η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$-\sigma E_{1x}(x = 0, z, t) = -j\omega \rho_s(z, t)$$

Αντικαθιστώντας όπου $\sigma = \frac{n e^2 \tau}{m}$ και παίρνοντας την έκφραση του $E_{x1}(x = 0, z, t)$ από τις Σχέσεις 2.7.10 έχουμε τελικά την παρακάτω έκφραση για το φορτίο της επιφάνειας του μετάλλου:

$$\rho_s(z, t) = \left(\frac{-jn e^2 \tau \beta A_1}{m \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_1(\omega)} \right) e^{j(\beta z - \omega t)} \quad (2.7.18)$$

όπου β η σταθερά διάδοσης που δίνεται από τη θεμελιώδη Σχέση 2.7.15 και εξαρτάται και αυτή από το ω . Η παραπάνω σχέση εκφράζει την κατανομή του φορτίου στην επιφάνεια του μετάλλου και υποδεικνύει ότι πρόκειται, ουσιαστικά, για ένα επιφανειακό κύμα φορτίου που μεταδίδεται παράλληλα στον άξονα διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Η σχέση αναφέρεται μονάχα στην επιφάνεια $x = 0$.

Για να παρουσιαστεί με πιο αναλυτικό τρόπο η κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρονίων στον όγκο του μετάλλου και όχι μόνο στην επιφάνεια αυτού, μέχρι και σε απόσταση δ από αυτή, όπου δ το πάχος διείσδυσης που ορίστηκε στην Ενότητα 2.7.1, πρέπει κανείς να εφαρμόσει το νόμο του Lorentz για την ηλεκτρική δύναμη. Η έκφραση αυτού το νόμου στην περίπτωση των ελεύθερων ηλεκτρονίων ενός μετάλλου δίνεται από την παρακάτω διαφορική εξίσωση [3]:

$$m\ddot{\mathbf{r}} + m\gamma\dot{\mathbf{r}} + m\omega_{RP}^2\mathbf{r} = -e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.7.19)$$

Στην παραπάνω σχέση, το $\mathbf{r}(t)$ εκφράζει την μετατόπιση ενός ηλεκτρονίου της «θάλασσας ελεύθερων ηλεκτρονίων» του μετάλλου, το ω_{RP} είναι η συχνότητα συντονισμού πλασμονίων (Resonance Frequency) που ορίστηκε στην Ενότητα 2.7.1 και $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ είναι το εφαρμοζόμενο

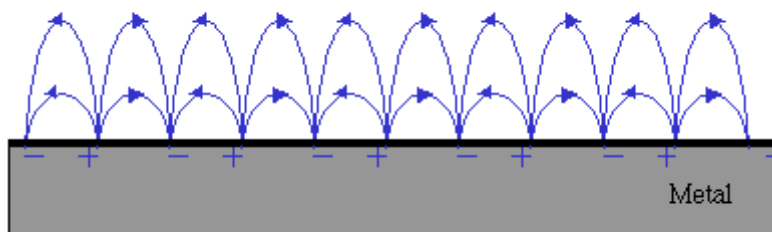
ηλεκτρικό πεδίο. Στην περίπτωση που εξετάζεται εδώ, το $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ δίνεται από τις Σχέσεις 2.7.10 και, θεωρώντας εξάρτηση του $\mathbf{r}(t)$ από το χρόνο της μορφής $\sim e^{-j\omega t}$, η παραπάνω διαφορική εξίσωση λύνεται εύκολα καταλήγοντας στην εξής έκφραση του $\mathbf{r}(t)$:

$$\mathbf{r}(t) = \frac{A_1 e^{k_1 x} e^{j(\beta z - \omega t)}}{m \epsilon_0 \epsilon_1(\omega) [\omega^3 + j\gamma \omega^2 - \omega \omega_{RP}^2]} \{\hat{x}\beta + \hat{z}k_1\} \quad (2.7.20)$$

Επαναλαμβάνεται ότι το β δίνεται από τη Σχέση 2.7.15 και εξαρτάται και αυτό από τη συχνότητα ω . Το ίδιο ισχύει και για το k_1 που δίνεται από τη Σχέση 2.7.12. Η Σχέση 2.7.20 παρουσιάζει τον τρόπο με τον οποίο ταλαντώνονται τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του μετάλλου, τα οποία είναι αρκετά κοντά στην επιφάνεια αυτού ώστε να τα επηρεάζει το εφαρμοζόμενο πεδίο. Ως προς τη διεύθυνση που είναι κάθετη στην επιφάνεια του μετάλλου, δηλαδή τον άξονα x , φαίνεται καθαρά ότι (εφόσον $x < 0$) το πλάτος της ταλάντωσης φθίνει καθώς η απόσταση από την επιφάνεια του μετάλλου αυξάνεται. Η ταλάντωση θεωρείται αμελητέα για αποστάσεις μεγαλύτερες από το πάχος διείσδυσης δ . Σημειώνεται τέλος, ότι η ταλάντωση αυτή έχει εξέλξει με το χρόνο, και έτσι πρόκειται, ουσιαστικά, για ένα κύμα, όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω. Είναι, λοιπόν, ένα κύμα ηλεκτρονίων που ταλαντώνονται ως προς τον άξονα διάδοσης (\hat{z}) και ως προς την κάθετο στον κατεύθυνση διάδοσης (\hat{x}). Επομένως το κύμα αυτό έχει τόσο εγκάρσια (\hat{x}) όσο και διαμήκη (\hat{z}) συνιστώσα.

Αν στη Σχέση 2.7.20 αντικατασταθεί το ω με την συχνότητα επιφανειακών πλασμονίων, δηλαδή $\omega = \omega_{SP}$, αποδεικνύεται ότι το πλάτος της ταλάντωσης αυτής, τόσο στον εγκάρσιο όσο και στον κατακόρυφο άξονα, μεγιστοποιείται και το σύστημα των ηλεκτρονίων του μετάλλου που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια αυτού έρχεται σε κατάσταση συντονισμού. Στην περίπτωση αυτή, το κύμα που περιγράφεται από τις Εξισώσεις 2.7.18 και 2.7.20 ονομάζεται **Surface Plasmon Polaritons**.

Η κίνηση που περιγράφει η Σχέση 2.7.20 μπορεί να φανεί παραστατικά στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 2.7.3- Αναπαράσταση των Surface Plasmon Polaritons

Στο σημείο αυτό έχει ολοκληρωθεί η ανάλυση της κυματοδότησης σε διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού, δηλαδή στην περίπτωση πλασμονικών κυματοδηγών. Αξίζει στο σημείο αυτό να υπογραμμιστούν οι προϋποθέσεις υπό τις οποίες διεγείρονται τα Surface Plasmon Polaritons.

1. Απαιτείται διεπιφάνεια μέσων με αντίθετα πρόσημα στο πραγματικό μέσο της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς τους.
2. Συζευγνύονται μόνο με ηλεκτρομαγνητικό κύμα πολωτικής κατάστασης TM.
3. Για τη διέγερσή τους απαιτείται περιοχή συχνοτήτων κοντά στη συχνότητα ω_{SP} .

Οι δύο επόμενες Ενότητες εξετάζουν τρεις βασικές παραμέτρους που χαρακτηρίζουν την κυματοδότηση με Surface Plasmon Polaritons.

2.7.3 Απώλειες

Είναι σημαντικό να εξεταστεί η συμπεριφορά της πλασμονικής κυματοδότησης ως προς τις απώλειες ισχύος. Για να γίνει αυτό πρέπει να παραχθεί μια σχέση για την ισχύ του κυματοδηγούμενου πεδίου. Όπως φαίνεται από τις Σχέσεις 2.7.10 και 2.7.11, η χωρική εξάρτηση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στη διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού θα έχει την εξής μορφή:

$$E(\mathbf{r}) = A_i e^{k_i x} e^{j\beta z}$$

όπου $i = 1, 2$.

Εφόσον η ισχύς ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου εκφράζεται από το τετράγωνο του ηλεκτρικού πεδίου, θα ισχύει για την αυτήν ότι:

$$P(\mathbf{r}) = A_i^2 e^{2k_i x} e^{j2\beta z}$$

όπου $i = 1, 2$. Η ισχύς της παραπάνω σχέσης μετριέται σε Watt. Μετατρέποντας την παραπάνω έκφραση της ισχύος σε μορφή ώστε αυτή να μετράται σε dBm και παίρνοντας μόνο τους όρους που αναφέρονται σε ισχύ αρνητικό πρόσημο, δηλαδή σε απώλειες, καταλήγει κανείς στις δύο παρακάτω εκφράσεις:

- Περιοχή 1, $x < 0$:

$$Losses = 0.868588926 \operatorname{Im}\{\beta\} z + 0.868588962 \operatorname{Re}\{k_1\} x, \text{ σε dBm} \quad (2.7.21)$$

- Περιοχή 2, $x > 0$:

$$Losses = 0.868588926 \operatorname{Im}\{\beta\} z + 0.868588962 \operatorname{Re}\{k_2\} x, \text{ σε dBm} \quad (2.7.22)$$

Από τις παραπάνω σχέσεις φαίνεται ότι οι απώλειες της πλασμονικής κυματοδότησης σχετίζονται όχι μόνο με την κατεύθυνση διάδοσης (άξονας z) αλλά και από το πόσο διεισδύει το κύμα στο διηλεκτρικό και στο μέταλλο. Έτσι, εξαρτώνται από τις τιμές του φανταστικού μέρους του συντελεστή μετάδοσης και του πραγματικού μέρους των k_1 και k_2 , στις περιοχές 1 και 2 αντίστοιχα.

Όπως έχει ήδη σχολιαστεί, παρόλο που είναι επιθυμητό να διεγερθούν τα Surface Plasmon Polaritons για μεγάλη τιμή του συντελεστή διάδοσης $\beta(\omega)$, που δίνεται από τη Σχέση 2.7.15, η μεγιστοποίηση του πλάτους της ταλάντωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων του μετάλλου συνοδεύεται από μεγάλες απώλειες. Η παραπάνω παρατήρηση οδηγεί στο συμπέρασμα ότι, στην πράξη, δηλαδή σε τεχνολογικές εφαρμογές, η συχνότητα στην οποία πρέπει να διεγερθούν τα Surface Plasmon Polaritons δεν είναι η ω_{SP} , αλλά κάποια μικρότερη από αυτή ώστε η διάδοση των Surface Plasmon Polaritons να μην συνοδεύεται από μεγάλες απώλειες λόγω ισχυρής ταλάντωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων του μετάλλου.

2.7.4 Πάχος Διείσδυσης και Μήκος Διάδοσης

Στην υποενότητα αυτή παρουσιάζονται δύο παράμετροι της πλασμονικής διάδοσης. Αυτές οι παράμετροι είναι εξαιρετικά σημαντικές γιατί αποδεικνύουν τη χρησιμότητα της τεχνολογίας πλασμονικών κυματοδηγών και της προσδίδουν ένα σημαντικό πλεονέκτημα: Αποδεικνύεται ότι μέσω της διάδοσης αυτού του επιφανειακού ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι δυνατό να ξεπεραστούν οι περιορισμοί που θέτει το λεγόμενο diffraction limit.

Το πάχος διείσδυσης ενός μετάλλου έχει ήδη οριστεί στην Ενότητα 2.7.1. Επαναλαμβάνεται εδώ ότι αυτό αναφέρεται στη μείωση της ισχύος ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος που διεισδύει στον όγκο ενός μετάλλου κατά 63.2% σε σχέση με την τιμή της στην επιφάνειά του. Η έκφραση του μεγέθους αυτού εξαρτάται από την περιοχή συχνοτήτων στην οποία βρισκόμαστε. Στην περιοχή των χαμηλών συχνοτήτων ($f < \gamma$ όπου $\gamma \sim 10^{15} \text{ Hz}$), όπως έχει ήδη αναφερθεί δίνεται από τη σχέση $\delta = \frac{2}{\alpha}$, όπου $\alpha = \sqrt{\frac{2\omega_p^2\tau\omega}{c^2}}$. Μεταβαίνοντας στην περιοχή συχνοτήτων κοντά στην ω_p , για τη γεωμετρία του πλασμονικού κυματοδηγού που παρουσιάστηκε παραπάνω, το πάχος διείσδυσης σχετίζεται με την ποσότητα k_1 , η οποία δίνεται από την Σχέση 2.7.12. Συγκεκριμένα, αυτό υπολογίζεται από την έκφραση:

$$\delta_m = \frac{1}{2\text{Re}\{k_1(\omega)\}} \quad (2.7.23)$$

Ακόμη, είναι σημαντικό να υπολογιστεί και το μήκος στο οποίο διεισδύει το πεδίο μέσα στο διηλεκτρικό. Προφανώς, αυτό αναμένεται να είναι αρκετά μεγαλύτερο από το βάθος διείσδυσης στο μέταλλο και δίνεται από τη σχέση:

$$\delta_d = \frac{1}{2\text{Re}\{k_2(\omega)\}} \quad (2.7.24)$$

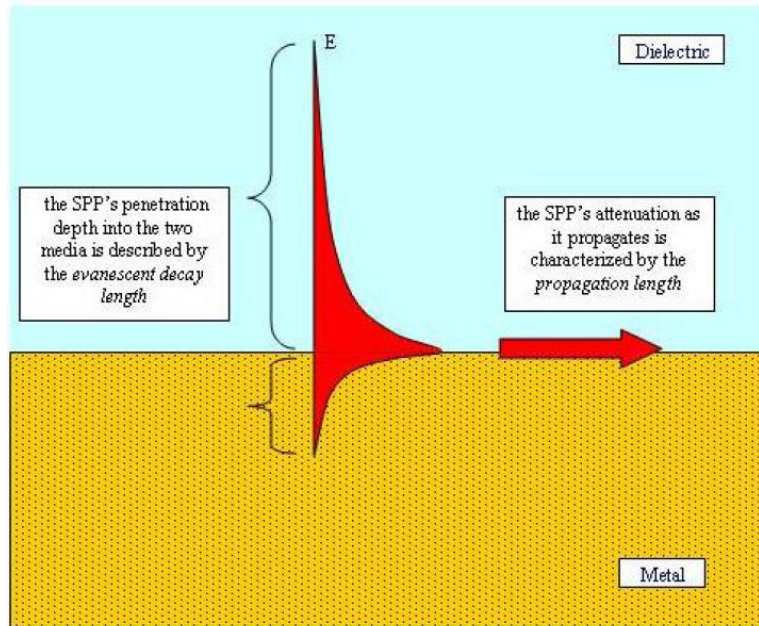
όπου το k_2 δίνεται από την Σχέση 2.7.12.

Από την άλλη πλευρά, σαν μήκος διάδοσης ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος σε οποιοδήποτε μέσο ορίζεται το μήκος, στην διεύθυνση της διάδοσης, στο οποίο η ισχύς του κύματος μειώνεται κατά 63.2% σε σχέση με την αρχική της τιμή. Το μέγεθος αυτό εξαρτάται, φυσικά, από το συντελεστή διάδοσης και συγκεκριμένα από το φανταστικό μέρος αυτού. Στην περίπτωση των Surface Plasmon Polaritons, που ο συντελεστής διάδοσης περιγράφεται από τη Σχέση 2.7.15, το μήκος διάδοσης δίνεται από την παρακάτω έκφραση:

$$L = \frac{1}{2\text{Im}\{\beta\}} = \frac{c\sqrt{\varepsilon_1(\omega)+\varepsilon_2}}{2\omega\sqrt{\varepsilon_1(\omega)}\varepsilon_2} \quad (2.7.25)$$

Συνοψίζοντας, λοιπόν, μπορεί κανείς να συσχετίσει τα δύο παραπάνω μεγέθη με την πλασμονική κυματοδότηση:

- Όσον αφορά στην κατεύθυνση διάδοσης, το μήκος της διαδρομής που μπορεί να διανύσει ένα επιφανειακό ηλεκτρομαγνητικό κύμα στη διεπιφάνεια μεταξύ ενός μετάλλου και ενός διηλεκτρικού πριν εξασθενήσει περιορίζεται καθοριστικά από το μήκος διάδοσης L το οποίο δίνεται από τη Σχέση 2.7.25.
- Από την άλλη, όσον αφορά στον όγκο τον οποίο καταλαμβάνει το κύμα αυτό ώστε να μπορεί να κυματοδηγηθεί αποδοτικά, αυτός περιορίζεται σημαντικά λόγω της παρουσίας του μετάλλου και ποιοτικά εκφράζεται από την τρίτη δύναμη του αθροίσματος του βάθους διείσδυσης στο μέταλλο και στο διηλεκτρικό, τα οποία δίνονται από τις Σχέσεις 2.7.23 και 2.7.24 αντίστοιχα. Τα παραπάνω φαίνονται παραστατικά στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 2.7.4- Βάθος Διείσδυσης και Μήκος Διάδοσης

Στις τεχνολογικές εφαρμογές της πλασμονικής κυματοδότησης, γίνεται συχνά λόγος για την έννοια του «confinement» που στα ελληνικά θα μπορούσε να μεταφραστεί ως ο χωρικός περιορισμός του διαδιδόμενου κύματος. Το confinement συνδέεται με τα πάχη διείσδυσης που αναφέρονται παραπάνω. Η δυνατότητα περιορισμού ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος σε διαστάσεις ανάλογες αυτών των μεγεθών είναι σημαντική καθώς παρέχει τη δυνατότητα κατασκευής οπτικών διατάξεων πολύ μικρότερων διαστάσεων σε σχέση με την υπάρχουσα τεχνολογία.

Τέλος, όπως θα περίμενε κανείς, το πλεονέκτημα της δυνατότητας κυματοδότησης σε διαστάσεις εξαιρετικά μικρότερες από τα συνηθισμένα μεγέθη οπτικών κυματοδηγών, που μέχρι τώρα είναι της τάξης λίγων μm για μήκη κύματος κοντά στα 1550nm , συνοδεύεται από κάποιους περιορισμούς. Πειραματικά αποδεικνύεται ότι όσο το πεδίο περιορίζεται χωρικά (confinement) τόσο η κυματοδότηση χαρακτηρίζεται από περισσότερη διαφυγή πεδίου στο διηλεκτρικό και, κατ' επέκταση, από απώλειες. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι οι απώλειες της πλασμονικής κυματοδότησης αγγίζουν τα $0.1\text{dB}/\mu\text{m}$. Η επιδίωξη μιας ισορροπίας (trade-off), απαιτεί τον προσδιορισμό συγκεκριμένων διαστάσεων και χαρακτηριστικών των υλικών.

Στο χώρο της πλασμονικής τεχνολογίας, από πλευράς μετάλλων, έχουν επικρατήσει ο χρυσός (Au) και το ασήμι (Ag) που είναι ευγενή μέταλλα, λόγω της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς τους η οποία παρουσιάζει την κατάλληλη συμπεριφορά στην περιοχή οπτικών και υπέρυθρων συχνοτήτων και λόγω της ιδιότητάς τους να μην οξειδώνονται εύκολα.

Στην επόμενη ενότητα θα εξεταστεί η περίπτωση πλασμονικής κυματοδότησης σε επιφάνεια μεταξύ χρυσού (Au) και PMMA (Polymethylmethacrylate), στην οποία αναφέρονται και τα επόμενα κεφάλαια που αφορούν πειραματικές εφαρμογές της πλασμονικής τεχνολογίας.

2.7.5 Περίπτωση Au και PMMA

Στην τελευταία ενότητα του κεφαλαίου αυτού κρίνεται σκόπιμο να υπολογισθούν κάποιες παράμετροι της κυματοδότησης σε διεπιφάνεια Χρυσού (Au) και PMMA καθώς στη συνέχεια της εργασίας θα αναλυθούν αποτελέσματα σχετικών πειραμάτων και προσομοιώσεων. Οι κυματοδηγοί τέτοιου είδους, που χρησιμοποιούν μέταλλο και κάποιο διηλεκτρικό μέσο ονομάζονται Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide (DLSPPW). Θα μελετηθεί κυρίως ο Χρυσός (Au) γιατί είναι φανερό, από όσα ειπώθηκαν παραπάνω, ότι το μέταλλο είναι εκείνο που καθορίζει της βασικές παραμέτρους της κυματοδότησης.

Αξίζει να γίνει σύντομη αναφορά στο λόγο για τον οποίο χρησιμοποιούνται για πλασμονικές εφαρμογές άλλα διηλεκτρικά υλικά και όχι ο αέρας ($\eta_{air} = 1$). Παρόλο που θα κέρδιζε κανείς σε ταχύτητα διάδοσης αν επέλεγε τον αέρα ως διηλεκτρικό μέσο, καθώς αυτός έχει μικρότερο δείκτη διάθλασης σε σύγκριση με τα διηλεκτρικά, οι απώλειές του θα είναι σαφώς μεγαλύτερες σε σχέση με την περίπτωση περιορισμού του πεδίου σε ένα άλλο διηλεκτρικό μέσο. Μαθηματικά, ο παραπάνω ισχυρισμός βασίζεται στη Σχέση 2.7.22 από την οποία γίνεται εμφανές ότι, για να επιτύχει κανείς χαμηλές απώλειες πρέπει να απαιτήσει μικρό πραγματικό μέρος του k_2 , που δίνεται από τη Σχέση 2.7.12. Για να ικανοποιηθεί η συνθήκη αυτή αρκεί να απαιτήσει κανείς μεγάλη τιμή για το ϵ_2 , δηλαδή για τη σχετική διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού υλικού που θα χρησιμοποιηθεί. Με βάση την παραπάνω απλή εξήγηση, λόγω της απαίτησης μικρών απωλειών εύκολα γίνεται κατανοητό ότι ο αέρας δεν είναι η κατάλληλη επιλογή, παρά το σημαντικό πλεονέκτημα της μεγαλύτερης ταχύτητας διάδοσης του κύματος που παρέχει.

Επιστρέφοντας στην περίπτωση του Χρυσού, σημειώνεται ότι, λόγω της ευρείας χρήσης του μοντέλου του Drude για τον προσδιορισμό της διηλεκτρικής σταθεράς των μετάλλων που στην περίπτωση αυτής της εργασίας αποφεύγεται σκόπιμα καθώς εισάγει έντονα σφάλματα στους υπολογισμούς, δεν θα χρησιμοποιηθούν παράμετροι του Χρυσού που βρέθηκαν στη βιβλιογραφία, αλλά, αντίθετα θα γίνουν όλοι οι υπολογισμοί, θεωρώντας μόνο γνωστά τα παρακάτω τρία μεγέθη:

- Συχνότητα Πλάσματος Χρυσού (Au Bulk Frequency),[10]:

$$\hbar\omega_p = 8.84eV \quad (2.7.26)$$

ή

$$f_p = 2137.503THz \quad (2.7.27)$$

- $\epsilon_B = 9.6$. Το μέγεθος αυτό είναι αποτέλεσμα του λεγόμενου «Improved Drude Model» και βασίζεται στα αποτελέσματα της παραπομπής [10] για την περίπτωση του Χρυσού.

- Δείκτης Διάθλασης του Χρυσού για συχνότητα 186THz, δηλαδή για $\lambda=1612.9nm$,[11]:

$$\eta_{Au}(f = 186THz) = 0.56 + j11.21 \quad (2.7.28)$$

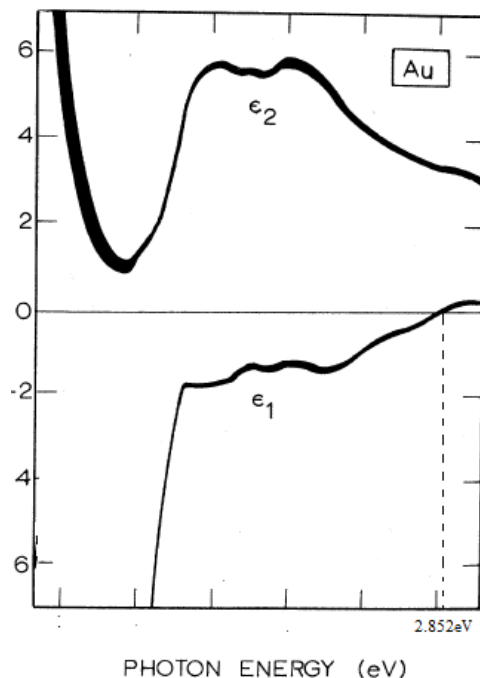
- Σημειώνεται, τέλος, ότι η διηλεκτρική για το PMMA ισχύουν τα ακόλουθα [12]:

$$\eta_{PMMA} = 1.48$$

Επομένως:

$$\epsilon_{PMMA} = 2.19 \quad (2.7.29)$$

Στη συνέχεια υπολογίζεται η διηλεκτρική σταθερά του Χρυσού για συχνότητες κοντά στα 193.5THz. Θεωρείται όμως σκόπιμο, πριν τους υπολογισμούς αυτούς να παρατεθεί ένα ποιοτικό διάγραμμα της συμπεριφοράς του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της διηλεκτρικής σταθεράς του Χρυσού, με βάση το «Improved Drude Model». Αυτή φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 2.7.5- Φανταστικό (ϵ_2) και Πραγματικό (ϵ_1) μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς του Χρυσού

Από το παραπάνω διάγραμμα φαίνεται η συμπεριφορά του πραγματικού μέρους της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς του Χρυσού για ένα εύρος συχνοτήτων κοντά στη συχνότητα πλάσματος. Τονίζεται η αντιστροφή του πρόσημου αυτής για συχνότητες εκατέρωθεν της συχνότητας πλάσματος ω_p .

Με βάση τις αριθμητικές τιμές των μεγεθών που παρουσιάστηκαν παραπάνω, υπολογίζεται η σχετική διηλεκτρική σταθερά του Χρυσού στην περιοχή συχνοτήτων γύρω από τα 193.5THz καθώς αυτή είναι η περιοχή ενδιαφέροντος για τις τεχνολογικές εφαρμογές που αφορούν την εργασία αυτή.

Δίνεται ότι εάν $\epsilon_{Au}(\omega) = \epsilon_R(\omega) + j\epsilon_I(\omega)$ και $\eta_{Au}(\omega) = n(\omega) + jk(\omega)$, ισχύουν οι ακόλουθες σχέσεις που συνδέουν τη σχετική διηλεκτρική σταθερά του Χρυσού με το δείκτη διάθλασης αυτού.

$$\epsilon_R = n^2 - k^2 \quad (2.7.30)$$

$$\epsilon_I = 2nk \quad (2.7.31)$$

Με βάση, λοιπόν, τη δεδομένη τιμή του μιγαδικού δείκτη διάθλασης του Χρυσού από τη Σχέση 2.7.28 και τις Σχέσεις 2.7.30 και 2.7.31, παίρνουμε:

$$\epsilon_R(f = 186THz) = -125.35 \quad (2.7.32)$$

$$\epsilon_I(f = 186THz) = 12.58 \quad (2.7.33)$$

Χρησιμοποιώντας τη Σχέση 2.7.5 μπορεί κανείς να υπολογίσει το χρόνο χαλάρωσης των ελεύθερων ηλεκτρονίων του Χρυσού, που, μετά από πράξεις, είναι:

$$\tau = 55.8 fs \quad (2.7.34)$$

ή αλλιώς:

$$\gamma = 17.90 THz \quad (2.7.35)$$

Δεδομένου ότι η συχνότητα συντονισμού ενός μετάλλου (Resonance Frequency) είναι αυτή που μηδενίζει το πραγματικό μέρος της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς, όπως αναφέρεται και στην Ενότητα 2.7.1, και με βάση τη Σχέση 2.7.4, αυτή θα δίνεται από τον τύπο:

$$f_{RP}^2 = \frac{f_p^2}{\epsilon_B} - \gamma^2$$

Χρησιμοποιώντας, λοιπόν, τη σχέση αυτή για το Χρυσό έχουμε :

$$f_{RP} = 689.64THz \quad (2.7.36)$$

ή σε μονάδες ενέργειας:

$$\hbar\omega_{RP} = 2.852eV$$

Τέλος, από τη Σχέση 2.7.16 και με βάση τις παραπάνω τιμές, καταλήγουμε ότι η συχνότητα επιφανειακών πλασμονίων σε διεπιφάνεια Χρυσού-PMMA είναι:

$$f_{SP} = 384.44THz \quad (2.7.37)$$

ή σε μονάδες ενέργειας:

$$\hbar\omega_{SP} = 1.675eV$$

Μια σημαντική παρατήρηση για το παραπάνω αποτέλεσμα είναι ότι, για να διεγείρει κανείς τα Surface Plasmon Polaritons, δηλαδή να προκαλέσει συντονισμό της κίνησης των ηλεκτρονίων που περιγράφεται από τις Εξισώσεις 2.7.18 και 2.7.20, απαιτείται να προσδοθεί σε αυτά ενέργεια:

$$E = \hbar\omega > 1.67eV$$

Όμως, η διέγερση της ταλάντωσης των ηλεκτρονίων σε μέγιστο πλάτος, όπως έχει ήδη αναφερθεί, δεν είναι επιθυμητή στην πράξη γιατί συνοδεύεται από μεγάλες απώλειες. Για να μπορέσουν να διεγερθούν ταλαντώσεις, που χαρακτηρίζονται από τις Σχέσεις 2.7.18 και 2.7.20, με πλάτος μικρότερο από το μέγιστο, αρκεί να χρησιμοποιηθεί συχνότητα ω η οποία να που τέμνει σε κάποιο σημείο, κάτω από την ευθεία $\omega = \omega_{SP}$, την καμπύλη διασποράς του Σχήματος 2.7.2.

Για την περίπτωση εφαρμογών datacom, που αφορούν την παρούσα εργασία, χρησιμοποιείται η περιοχή συχνοτήτων γύρω από τα $f = 193.5THz$, δηλαδή για μήκη κύματος γύρω από τα $\lambda = 1550nm$. Αυτή η περιοχή συχνοτήτων ικανοποιεί τη συνθήκη τομής της καμπύλης διασποράς σε σημείο κάτω από την ευθεία $\omega = \omega_{SP}$. Η ενέργεια των φωτονίων σε τέτοιες συχνότητες δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$E(f = 193.5THz) = \hbar\omega = \hbar 2\pi f = 0.8eV$$

Η χρησιμοποίηση αυτής της περιοχής συχνοτήτων, εγγυάται μειωμένες απώλειες ισχύος αλλά συνοδεύεται από μικρότερες τιμές του συντελεστή διάδοσης β σε σχέση με τη μέγιστη δυνατή. Αυτό με τη σειρά του έχει ως αποτέλεσμα ότι το μήκος διάδοσης της επιφανειακής ταλάντωσης των ηλεκτρονίων δε μπορεί να μεγιστοποιηθεί. Αυτή η αρνητική επίπτωση δε μπορεί να αποφευχθεί λόγω της απαίτησης χαμηλών απωλειών.

Παρακάτω υπολογίζονται οι βασικές παράμετροι της κυματοδότησης, ειδικά για συχνότητα $f = 193.5THz$, δηλαδή για $\lambda = 1550nm$.

- Σχετική Διηλεκτρική Σταθερά Χρυσού:

Για τον υπολογισμό της χρησιμοποιούνται οι Σχέσεις 2.7.4 και 2.7.5, με δεδομένες τις τιμές ω_p, τ από τις Σχέσεις 2.7.27 και 2.7.34 αντίστοιχα.

$$\varepsilon_R(f = 193.5THz) = -111.4650237$$

$$\varepsilon_I(f = 193.5THz) = 11.20723392$$

- Δείκτης Διάθλασης Χρυσού:

Για τον υπολογισμό του χρησιμοποιείται το σύστημα των Εξισώσεων (2.7.30) και (2.7.31), με δεδομένες τις τιμές των ϵ_R και ϵ_I από παραπάνω.

$$n(f = 193.5THz) = 0.280999021$$

$$k(f = 193.5THz) = 19.94176684$$

- Υπολογισμός του μιγαδικού συντελεστή διάδοσης β :

Για την εύρεση της τιμής του χρησιμοποιούνται τα παραπάνω μεγέθη και η Σχέση (2.7.15).

$$Re\{\beta(f = 193.5THz)\} = 7569311.82$$

$$Im\{\beta(f = 193.5THz)\} = 6095.192403$$

Από το πραγματικό μέρος του συντελεστή διάδοσης μπορεί κανείς να υπολογίσει το μήκος κύματος των Surface Plasmon Polaritons μέσω της σχέσης:

$$\lambda_{SPP} = \frac{2\pi}{Re\{\beta\}} = 0.830087\mu m = \frac{\lambda_0}{1.867}$$

όπου $\lambda_0 = 1550nm$.

- Υπολογισμός του k_1 :

Το k_1 είναι ο συντελεστής εξασθένησης του πεδίου μέσα στο Χρυσό και για τον υπολογισμό του χρησιμοποιείται η Σχέση 2.7.12, με δεδομένα όσα έχουν ήδη υπολογιστεί.

$$Re\{k_1(f = 193.5THz)\} = 435.0245747 \cdot 10^5$$

$$Im\{k_1(f = 193.5THz)\} = -21.13469277 \cdot 10^5$$

- Υπολογισμός του k_2 :

Το k_2 είναι ο συντελεστής εξασθένησης του πεδίου μέσα στο PMMA και για τον υπολογισμό του χρησιμοποιείται η Σχέση 2.7.12, με δεδομένα όσα έχουν ήδη υπολογιστεί.

$$Re\{k_2(f = 193.5THz)\} = 45.67977015 \cdot 10^5$$

$$Im\{k_2(f = 193.5THz)\} = 0.201889988$$

Τέλος, υπολογίζονται οι απώλειες, το μήκος διάδοσης του κύματος και το βάθος διείσδυσης του πεδίου μέσα στο Χρυσό αλλά και στο PMMA για συχνότητα των 193.5THz.

- **Απώλειες:**

Με βάση τις εκφράσεις των απωλειών για τις περιοχές 1 και 2 του Σχήματος 2.7.1, που δίνονται από τις Σχέσεις 2.7.21 και 2.7.22, έχουμε τα ακόλουθα για την περιοχή του Χρυσού:

$$Losses_{Au} = -52942.1842z + 3778.575438x \text{ (σε dBm)}$$

Αντίστοιχα, για την περιοχή του PMMA έχουμε:

$$Losses_{PMMA} = -52942.16843z + 396.7694414x \quad (\text{σε dBm})$$

Χρησιμοποιώντας τις δύο παραπάνω σχέσεις και αγνοώντας τις απώλειες κατά τον άξονα x, εφόσον αυτές είναι δύο τάξεις μεγέθους μικρότερες από τις αντίστοιχες του άξονα διάδοσης (z), για μήκος διάδοσης 1μm παίρνουμε συνολικές απώλειες:

$$Losses_{Total}(z = 1\mu m) = Losses_{Au}(z = 1\mu m) + Losses_{PMMA}(z = 1\mu m) = 0.1059dB$$

Αναμένονται ,λοιπόν, απώλειες της τάξης των 0.106dBm/μm για την κυματοδότηση σε διεπιφάνεια Χρυσού-PMMA.

- Μήκος Διάδοσης:

Από τη Σχέση 3.7.25, μέσω της τιμής του συντελεστή διάδοσης που υπολογίστηκε παραπάνω, παίρνουμε:

$$L = \frac{1}{2 \cdot 6095.192403} = 82.03186494\mu m \approx 53\lambda_0$$

Όπου $\lambda_0 = 1550nm$.

- Βάθος Διείσδυσης στο Χρυσό:

Από τη Σχέση 2.7.23, και με δεδομένη την τιμή του k_1 ,που υπολογίστηκε παραπάνω, έχουμε:

$$\delta_m = \frac{1}{2 \cdot 435.0245747 \cdot 10^5} = 0.0149360356\mu m = \frac{\lambda_0}{103.7758641}$$

- Βάθος Διείσδυσης στο PMMA:

Από τη Σχέση 2.7.24, και με δεδομένη την τιμή του k_2 που υπολογίστηκε παραπάνω έχουμε:

$$\delta_d = \frac{1}{2 \cdot 45.67977015 \cdot 10^5} = 0.1094576436\mu m = \frac{\lambda_0}{14.16072874}$$

Από τον υπολογισμό των δύο παραπάνω μεγεθών αποδεικνύεται ο ισχυρισμός που αναφέρθηκε παραπάνω, ότι, δηλαδή, με την πλασμονική τεχνολογία, μπορεί να ξεπεραστεί ο περιορισμός που θέτει το Diffraction Limit. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με τις τιμές των δ_m και δ_d , οι διαστάσεις των δομών που μπορούν να επιτευχθούν με τη συγκεκριμένη επιλογή μετάλλου και διηλεκτρικού πλησιάζουν το μέγεθος:

$$\delta_m + \delta_d = 0.124393679\mu m = \frac{\lambda_0}{12.46044019}$$

Η παραπάνω σχέση εκφράζει το λεγόμενο «Confinement» που αναφέρθηκε παραπάνω. Δηλαδή, σε αντίθεση με τον επίπεδο πολυστρωματικό διηλεκτρικό κυματοδηγό που, όπως υπολογίστηκε στην Ενότητα 2.6.3, δεν μπορεί να μειώσει τις διαστάσεις του κάτω από τα 245nm περίπου, για μονορυθμική λειτουργία, για μήκος κύματος 1550nm, ένας αντίστοιχος πλασμονικός κυματοδηγός μπορεί, θεωρητικά τουλάχιστον, να φτάσει **τα 125nm** περίπου.

2.8 Παρατηρήσεις-Συμπεράσματα

Από όσα παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο αυτό αξίζει να σημειωθούν τα εξής:

- Ως προς τις **δυνατότητες των διηλεκτρικών κυματοδηγών**, φαίνεται αυτές να περιορίζονται σημαντικά από το diffraction limit. Όπως φαίνεται από τη σχέση που δίνει την τιμή του για την περίπτωση μονορυθμικού κυματοδηγού, της Ενότητας 2.6.4, το κατώφλι του diffraction limit θα μπορούσε να μειωθεί περισσότερο μόνο με διαφορετική επιλογή των υλικών των κυματοδηγών. Πιο συγκεκριμένα, επιλέγοντας σαν μέσο κυματοδότησης έναν ημιαγωγό και σαν υλικό υποστρώματος ένα διηλεκτρικό, οι διαφορές των δεικτών διάθλασης των οποίων να είναι μικρότερη από αυτή του Πυριτίου με το Διοξείδιο του Πυριτίου, που επικρατούν σαν υλικά ολοκλήρωσης στην τεχνολογία SOI, τότε, μέσω της σχέσης που αναφέρθηκε, φαίνεται ότι θα μπορούσε να μειωθεί περαιτέρω το diffraction limit. Όμως, η επιλογή τέτοιων υλικών αυτό θα προκαλούσε, από τους νόμους της ανάκλασης, μεγαλύτερη διαφυγή πεδίου και κατ' επέκταση μεγαλύτερες απώλειες. Σύμφωνα με τα παραπάνω, αποδεικνύεται ότι είναι ιδιαίτερα σημαντική η έρευνα για εύρεση διαφορετικών δομών συμβατών με την υπάρχουσα τεχνολογία, που να μπορούν να ξεπεράσουν τους σημερινούς περιορισμούς, όπως η πλασμονική τεχνολογία.
- Όσον αφορά στις **προδιαγραφές που πρέπει να πληρούν τα μέταλλα** που χρησιμοποιούνται για πλασμονική κυματοδότηση, αυτές καθορίζονται κυρίως από τρεις παράγοντες: την **περιοχή συχνοτήτων** στην οποία λειτουργεί η σύγχρονη οπτική τεχνολογία, που είναι τα 193THz, **το μήκος διάδοσης** των Surface Plasmon Polaritons και οι **απώλειες** διάδοσης αυτών. Πιο συγκεκριμένα, από τη Σχέση (2.7.16) φαίνεται ότι για να συμπίπτει η συχνότητα διέγερσης επιφανειακών πλασμονίων ενός μετάλλου με την περιοχή τεχνολογικού ενδιαφέροντος των 193THz, πρέπει η συχνότητα πλάσματος αυτού να μην ξεπερνά τα 3000THz. Τη συνθήκη αυτή ικανοποιούν, βέβαια, ο Χρυσός και το Ασήμι. Ακόμη, όσον αφορά στη μεγιστοποίηση του μήκους διάδοσης, από τη Σχέση (2.7.25) φαίνεται ότι είναι αναγκαία η μικρή τιμή του φανταστικού μέρους του συντελεστή διάδοσης των SPPs. Η ίδια απαίτηση προκύπτει και από την ανάγκη χαμηλών απωλειών των πλασμονικών κυματοδηγών, από τις Σχέσεις 2.7.21

και 2.7.22. Με επισκόπηση της Σχέσης 2.7.15, φαίνεται ότι αυτό μεταφράζεται σε μεγάλη τιμή της σταθεράς ϵ_B του μετάλλου, η οποία απαιτείται να είναι τουλάχιστον μεγαλύτερη από 9.

Συμπερασματικά, για την περίπτωση επιλογής του Χρυσού σαν μέταλλο και του PMMA σαν διηλεκτρικό, οι ικανοποιητικές τιμές των μεγεθών του βάθους διείσδυσης στο Χρυσό δ_m , του βάθους διείσδυσης το PMMA δ_d σε συνδυασμό με την τιμή του μήκους διάδοσης L των SPPs καθιστά αυτή την τεχνολογία κυματοδότησης ικανή να αντικαταστήσει τους διηλεκτρικούς κυματοδηγούς Πυριτίου, σε εφαρμογές οπτικών διασυνδέσεων. Σε οπτικές διασυνδέσεις, τα απαιτούμενα μήκη διάδοσης της οπτικής ισχύος είναι, εκ των πραγμάτων μικρά και αυτό καθιστά μη περιοριστικούς παράγοντες, για τέτοιες μόνο εφαρμογές, τη μικρή τιμή του μήκους L και τις μεγάλες απώλειες συναρτήσει του μήκους κυματοδότησης.

Τέλος, από το σύνολο των παραπάνω αριθμητικών αποτελεσμάτων των προηγούμενων ενοτήτων, φαίνεται ξεκάθαρα το trade-off μεταξύ του θετικού παράγοντα συμπίεσης του κυματοδηγούμενου πεδίου σε ελάχιστο όγκο (confinement) και του αρνητικού παράγοντα των μεγάλων απωλειών. Συγκεκριμένα, από τις Σχέσεις 2.7.24 και 2.7.25 φαίνεται ότι όσο μειώνονται τις τιμές των δ_m και δ_d , τόσο αυξάνονται οι απώλειες στον άξονα που είναι κάθετος στη διεύθυνση διάδοσης, όπως φαίνεται από τις Σχέσεις 2.7.21 και 2.7.22. Αυτό είναι κάτι αναμενόμενο και αντιμετωπίσιμο, σε ένα βαθμό, με κατάλληλη επιλογή των χαρακτηριστικών του μετάλλου και του διηλεκτρικού.

Βιβλιογραφία 2^{ου} Κεφαλαίου

- [1] Σωτήριος Δρούλιας, «Χωροχρονικά εντοπισμένοι περιθλαστικοί φωτονικοί σχηματισμοί σε ανομοιογενή και ανισοτροπικά υλικά, φωτονικούς κρυστάλλους και συναφείς οπτικές ίνες», Διδακτορική Διατριβή, ΑΘΗΝΑ, 2006
- [2] Ι.Λ.Τσαλαμέγκας, Ι.Α.Ρουμειώτης «Σημειώσεις Ηλεκτρομαγνητικών Πεδίων», Τόμος Ι, ΑΘΗΝΑ 2004
- [3] Stefan A.Maier, «Plasmonics: Fundamentals and Applications», BATH, UK, 2007
- [4] Νικόλαος Κ. Ουζούνoglou «Εισαγωγή στα Μικροκύματα», ΑΘΗΝΑ 1994
- [5] Roel Baets, Wim Bogaerts, Dirk Taillaert, Pieter Dumon, Peter Bienstman, Dries Van Thourhout, Joris Van Campenhout, Vincent Wiaux, Johan Wouters, Stephan Beckx, «Low Loss Nanophotonic Waveguides and Ring Resonators in Silicon-on-Insulator», IMEC,BELGIUM, 2004
- [6] Γιώργος Ασημέλλης, «Μαθήματα Οπτικής», ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗ 2006
- [7] Ι.Λ. Τσαλαμέγκας, Σημειώσεις στο Μάθημα «Ειδικά Θέματα Ηλεκτρομαγνητισμού», Αθήνα 2010
- [8] Stefan A. Maier, Pieter G. Kik, Harry A. Atwater, Sheffer Meltzer, Elad Harel, Bruce E. Koel, Ari A.G. Requich, «Local Detection of Electromagnetic Energy Transport below the Diffraction Limit in Metal Nanoparticle Plasmon Waveguides», Nature Materials **2**, 229 - 232 (2003)
- [9] E.N. Economou, «Surface Plasmons in Thin Films», University of Chicago, Illinois 1969
- [10] D Papaconstantopoulos «Handbook of the Band Structure of Elemental Solids», New York, 1986
- [11] P.B. Johnson and R.W.Christy, «Optical Constants of Noble Metals»,New Hampshire , December 1972
- [12] URL: http://www.texloc.com/closet/cl_refractiveindex.html

Κεφάλαιο Τρίτο

Παρουσίαση Βασικών Οπτικών Δομών

3.1 Εισαγωγή

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το αντικείμενο αυτής της διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη βασικών πλασμονικών δομών. Στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν ένα πλασμονικό chip του εργαστηρίου Φωτονικών Επικοινωνιών του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου το οποίο περιέχει δομές Silicon Photonics, δηλαδή κλασσικές δομές τεχνολογία SOI, αλλά και πλασμονικές δομές [1]. Στο παρόν κεφάλαιο λοιπόν κρίνεται σκόπιμο να παρουσιαστούν συνοπτικά οι βασικές δομές του chip αυτού και να αναλυθεί η λειτουργία τους.

Χαρακτηριστικό του συγκεκριμένου chip είναι η αξιοποίηση τόσο της κλασσικής τεχνολογίας Silicon Photonics όσο και της Πλασμονικής Τεχνολογίας. Αναμένεται ο συγκερασμός των δύο τεχνολογιών να μπορέσει να ξεπεράσει τον περιορισμό που θέτει το diffraction limit, μέσω των πλασμονικών δομών, διατηρώντας τις χαμηλές απώλειες του Πυριτίου [2]. Η πλατφόρμα πάνω στην οποία αναπτύχθηκαν τα στοιχεία αυτά είναι τεχνολογίας CMOS, η οποία είναι συμβατή, όπως έχει ήδη αναφερθεί, με την τεχνολογία SOI των Silicon Photonics.

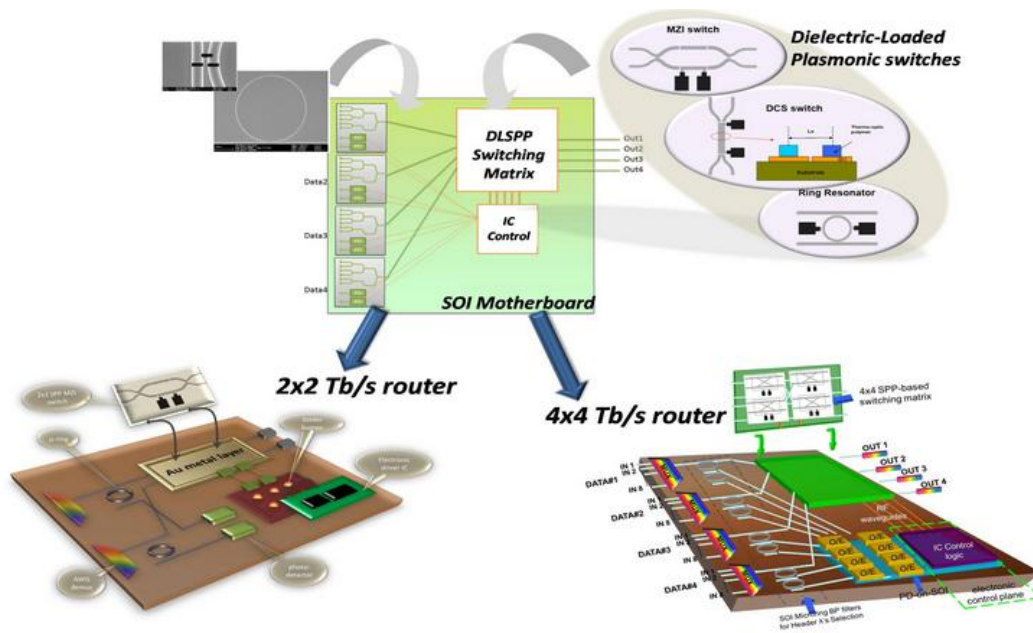
Στόχος είναι επίτευξη οπτικής δρομολόγησης σε ταχύτητες Tb/s [1]. Πιο συγκεκριμένα, αποτελεί στόιχημα η ανάπτυξη ενός on-chip δρομολογητή για back-plane ή Blade-Server διασυνδέσεις. Για να γίνει αυτό χρησιμοποιείται η κλασσική τεχνολογία Silicon Photonics για το φιλτράρισμα και την πολυπλεξία των δεδομένων και η πλασμονική τεχνολογία για το switching.

Όσον αφορά λοιπόν στο πλασμονικό κομμάτι, στόχος είναι η διερεύνηση του κατά πόσο καθίσταται δυνατή η δημιουργία ultra-compact πλασμονικών διακοπών ικανών να δρομολογήσουν πραγματικά δεδομένα σε Blade Server και Backplane οπτικές διασυνδέσεις με πολύ μικρές διαστάσεις ($<15 \times 40 \mu\text{m}^2$), με ελάχιστη κατανάλωση ισχύος ($<15\text{mW}$) και καθυστερήσεις δρομολόγησης μικρότερες από 250fs.

Αναφέρεται ξανά ότι το μέταλλο των πλασμονικών δομών του chip που χρησιμοποιήθηκε είναι ο Χρυσός (Au) και το διηλεκτρικό είναι το PMMA, των οποίων οι βασικές παράμετροι,

στην περιοχή οπτικών μηκών κύματος που χρησιμοποιούνται στις τηλεπικοινωνίες, δηλαδή στα 1550nm , αναφέρονται σε προηγούμενη υποενοότητα

Με βάση τα παραπάνω, το συγκεκριμένο chip συνδυάζει τις μικρές χωρικές απαιτήσεις των DLSPPs (Dielectric Loaded Surface Plasmon Polaritons), με τις μικρές απώλειες του πυριτίου της τεχνολογίας Silicon Photonics. Σε εφαρμογές Datacom, τα παραπάνω πλεονεκτήματα μπορούν να συνδυαστούν με την υψηλή ταχύτητα επεξεργασίας των ηλεκτρονικών επιτυγχάνοντας αποδοτικότερα συστήματα δρομολόγησης και επεξεργασίας δεδομένων.



Σχήμα 3.1-Παρουσίαση των λειτουργιών του chip [1]

3.2 Το Θερμοοπτικό Φαινόμενο

Όπως ήδη έχει αναφερθεί, στο κεφάλαιο αυτό ενδιαφέρει η χρήση των DLSPPs σε εφαρμογές διακοπών (switches). Ειδικότερα, το πλασμονικό chip που χρησιμοποιήθηκε περιέχει οπτικές δομές που μπορούν να λειτουργήσουν ως διακόπτες και είναι στοιχεία δύο εισόδων και δύο εξόδων, δηλαδή 2x2. Για να επιτευχθεί το switching, στην οπτική τεχνολογία, για την περίπτωση τέτοιων στοιχείων, συνήθως χρησιμοποιείται το θερμοοπτικό φαινόμενο, για αυτό και κρίνεται σημαντικό να αναφερθούν οι βασικές αρχές του.

Ως θερμοοπτικό φαινόμενο ορίζεται το φαινόμενο της αλλαγής του δείκτη διάθλασης ενός υλικού με την αλλαγή της θερμοκρασίας του. Στην οπτική τεχνολογία, η αλλαγή του δείκτη διάθλασης ενός υλικού μεταφράζεται σε στροφή φάσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος που

μεταδίδεται μέσα στο υλικό. Μια σχέση που εκφράζει τη μεταβολή της φάσης ενός κύματος σε ένα οπτικό δρόμο μήκους L , σε συνάρτηση με τη μεταβολή της θερμοκρασίας του υλικού είναι η παρακάτω:

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \cdot L \cdot \delta T \quad (3.2.1)$$

Στην παραπάνω σχέση, το δT εκφράζει τη διαφορά θερμοκρασίας, το $\frac{\partial n}{\partial T}$ το θερμοοπτικό συντελεστή του υλικού, το L το μήκος του οπτικού δρόμου και το λ το μήκος κύματος.

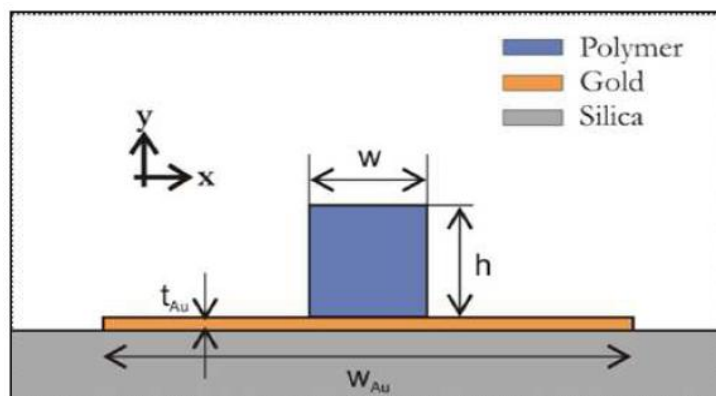
Αξίζει να σημειωθεί ότι το θερμοοπτικό φαινόμενο είναι ένα φαινόμενο αργό, της τάξης μερικών ms. Θα αναφερθούν περισσότερα για αυτό στη συνέχεια του κεφαλαίου.

3.3 Βασικές Δομές

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι βασικές αρχές των δομών που περιέχει το πλασματικό chip που χαρακτηρίστηκε.

3.3.1 DLSPPW

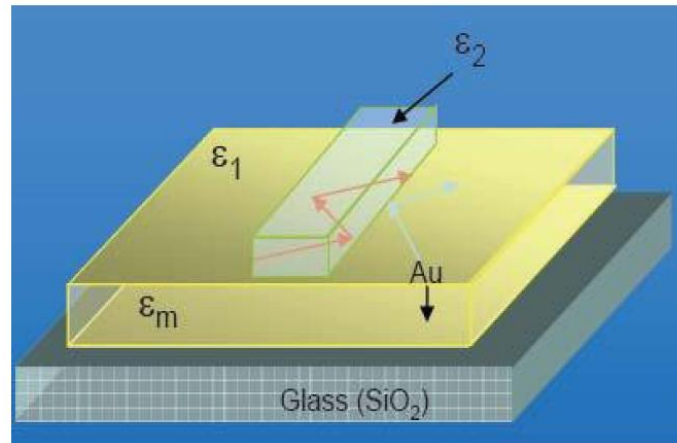
Τα αρχικά DLSPPW σημαίνουν Dielectric Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide όπως έχει αναφερθεί και παραπάνω. Πρόκειται, δηλαδή, για την περίπτωση πλασματικής κυματοδότησης που αναλύθηκε λεπτομερώς στην Ενότητα 2.7.2 του προηγούμενου κεφαλαίου. Ένα ενδεικτικό σχήμα στο οποίο απεικονίζεται η αρχιτεκτονική των DLSPPWG του chip μας είναι το παρακάτω.



Σχήμα 3.2- DLSPPW (Au, PMMA)

Σε ότι έχει να κάνει με το πλασματικό μέρος του chip, αυτού του είδους οι κυματοδηγοί αποτελούν το δομικό εργαλείο για την κατασκευή άλλων, πιο σύνθετων δομών τα οποία πρόκειται να χρησιμοποιηθούν για το switching που αναφέρθηκε παραπάνω.

Παρακάτω παρουσιάζεται ένα άλλο σχήμα του DLSPW στο οποίο φαίνεται η συμβατότητα της πλασμονικής τεχνολογίας με την τεχνολογία SOI. Από το σχήμα γίνεται εμφανές ότι, τοποθετώντας κάτω από το φύλλο Χρυσού υπόστρωμα SiO_2 , που επικρατεί στην τεχνολογία SOI (Silicon on Insulator), είναι δυνατή η χάραξη δομών τεχνολογίας Silicon Photonics, δηλαδή κυρίως επίπεδων διηλεκτρικών κυματοδηγών Πυριτίου στην ίδια πλατφόρμα με τις πλασμονικές δομές.



Σχήμα 3.3- Συμβατότητα DLSPW με τεχνολογία SOI [4]

Η δυνατότητα αυτή είναι ιδιαίτερα σημαντική, ειδικά για το chip που εξετάζεται, επειδή αυτό εμπεριέχει δομές στις οποίες το οπτικό σήμα μεταβαίνει από κλασσικούς διηλεκτρικούς κυματοδηγούς Πυριτίου σε πλασμονικούς κυματοδηγούς Χρυσού-PMMA και αντίστροφα. Για το λόγο αυτό, παρουσιάζεται στην επόμενη υποενότητα ο τρόπος με τον οποίο συζευγνύεται το οπτικό σήμα που προέρχεται από κυματοδηγό Πυριτίου με τα Surface Plasmon Polaritons των DLSPW.

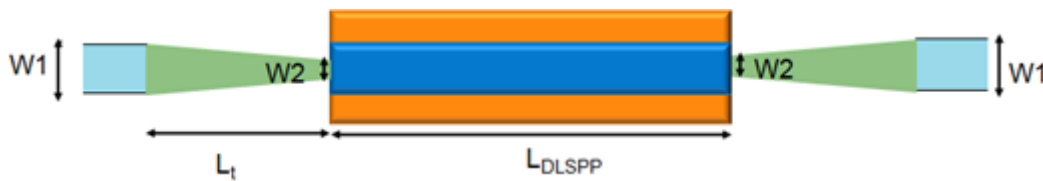
3.3.1.1 Σύζευξη Butt-Coupling με Adiabatic Taper

Στην ενότητα αυτή διευκρινίζεται ο τρόπος με τον οποίο γίνεται η σύζευξη (Coupling) των δύο διαφορετικών τύπων κυματοδηγού: του κλασσικού κυματοδηγού Πυριτίου τεχνολογίας SOI και του πλασμονικού κυματοδηγού DLSPW.

Ο τρόπος σύζευξης που εφαρμόζεται ονομάζεται Butt-Coupling με χρήση Adiabatic Taper [3]. Αρχικά, το Butt-Coupling εφαρμόστηκε για τη σύζευξη φωτός από οπτική ίνα σε κυματοδηγό Πυριτίου. Δεδομένου ότι η διάμετρος της οπτικής ίνας είναι πολύ μεγαλύτερη από το πλάτος ενός κυματοδηγού τεχνολογίας SOI, αυτός ο τρόπος σύζευξης εγγυάται σχετικά μικρές απώλειες. Στην περίπτωση της σύζευξης από κυματοδηγό Πυριτίου σε DLSPW, το Butt-Coupling παρέχει έναν αποδοτικό τρόπο μετατροπής της ενέργειας των φωτονίων του

κυματοδηγού Πυριτίου σε ενέργεια πλασματικών ταλαντώσεων (βλ. Εξισώσεις 2.7.18 και 2.7.20) δηλαδή σε Surface Plasmon Polaritons και αντίστροφα. Το adiabatic taper, που φαίνεται με πράσινο χρώμα στο επόμενο σχήμα, εγγυάται τη σύζευξη των δύο με τις μικρότερες δυνατές απώλειες. Η παρακάτω εικόνα περιγράφει τη διαδικασία:

Αξίζει να αναφερθεί, προς συσχέτιση της θεωρίας που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο με τις πρακτικές τεχνολογικές εφαρμογές που παρουσιάζονται σε αυτό το κεφάλαιο, ότι το σημείο του Butt-Coupling των δομών που μελετώνται παρακάτω, πρέπει να ισχύει η σχέση διασποράς που παρουσιάστηκε στην Ενότητα 2.7.2, στην Εξίσωση 2.7.15.



Σχήμα 3.4- Σύζευξη SOI κυματοδηγού με DLSPPW

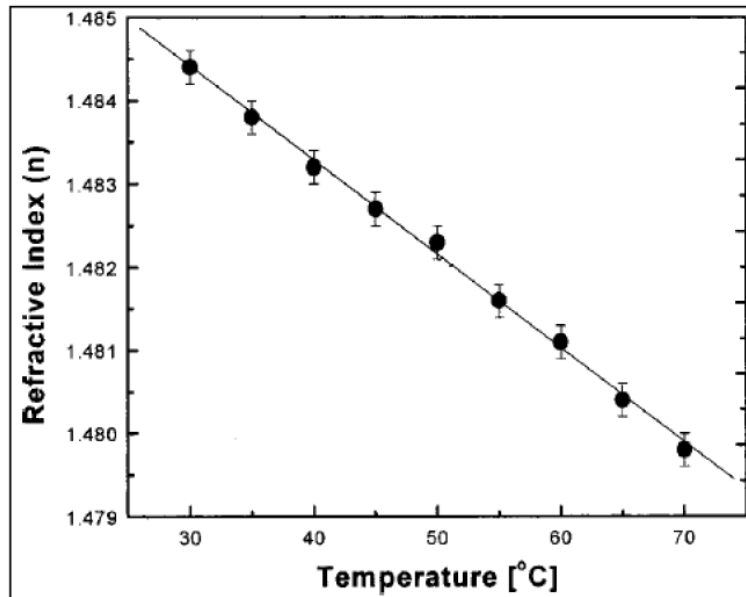
Στο παραπάνω σχήμα φαίνονται με γαλάζιο χρώμα οι κυματοδηγοί Πυριτίου, με πράσινο χρώμα τα Adiabatic Tapers, όπως ήδη αναφέρθηκε, και με πορτοκαλί και μπλε χρώμα ο Χρυσός και το PMMA του DLSPPW. Σημειώνεται, τέλος, ότι στο υπό μελέτη chip γίνεται χρήση Adiabatic Taper και κατά τη σύζευξη της οπτικής ισχύος από οπτικές ίνες SMF (Single Mode Fiber) στους κυματοδηγούς Πυριτίου. Αναφέρονται περισσότερα για αυτό στην Ενότητα 3.3.4.

3.3.1.2 Θερμοοπτικό Φαινόμενο σε DLSPPW

Όσον αφορά στη συσχέτιση του παραπάνω πλασματικού κυματοδηγού με το θερμοοπτικό φαινόμενο, αυτή είναι άμεση. Έχει ήδη γίνει κατανοητό, από το προηγούμενο κεφάλαιο, ότι το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος των SPPs εντοπίζεται στην περιοχή του διηλεκτρικού μέσου. Αυτό φαίνεται και από τα πάχη διείσδυσης που υπολογίζονται στην Ενότητα 2.7.3. Επομένως, αλλάζοντας το δείκτη διάθλασης του διηλεκτρικού μέσου, μέσω αλλαγής της θερμοκρασίας του, μπορεί κανείς, με τις κατάλληλες διατάξεις να επιτύχει λειτουργία switching. Εδώ ακριβώς εξηγείται και η επιλογή του PMMA σαν διηλεκτρικό μέσο για τις πειραματικές εφαρμογές των επόμενων Κεφαλαίων. Το PMMA έχει ιδιαίτερα μεγάλο θερμοοπτικό συντελεστή ο οποίος είναι ίσος με:

$$\frac{\partial n}{\partial T_{PMMA}} = -1.05 \times 10^{-4} \quad (3.3.1)$$

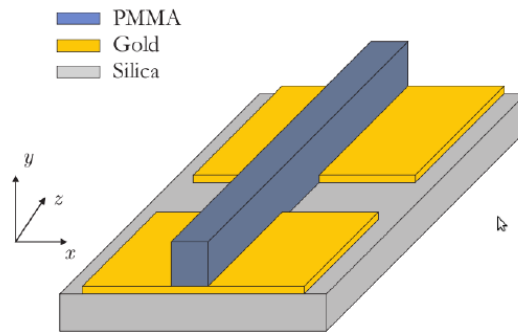
Το αρνητικό πρόσημο της παραπάνω σχέσης δηλώνει ότι, αυξανόμενης της θερμοκρασίας, μειώνεται η τιμή του δείκτη διάθλασης του PMMA άρα το πεδίο διαδίδεται πιο γρήγορα μέσα σε αυτό. Αυτά φαίνονται σχηματικά παρακάτω.



Σχήμα 3.5- Δείκτης Διάθλασης του PMMA συναρτήσει της θερμοκρασίας

Για να θερμανθεί το PMMA στην περίπτωση του DLSPPW χρησιμοποιούνται ηλεκτρόδια (Probe tips) τα οποία ακουμπούν πάνω στο λεπτό φύλλο Χρυσού (pad) που φαίνεται στην Εικόνα 3.2. Με την εφαρμογή τάσης στα ηλεκτρόδια αυτά, δημιουργείται ρεύμα το οποίο περνά στο φύλλο Χρυσού και το ζεσταίνει. Έτσι, με έμμεσο τρόπο, θερμαίνεται και η λωρίδα PMMA που ακουμπά πάνω στο Χρυσό.

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι, για να απομονωθεί το ρεύμα που προκαλεί η διαφορά τάσης των ηλεκτροδίων του Χρυσού χρησιμοποιούνται διάκενα φύλλων Χρυσού και όχι μόνο μια απλή λωρίδα Χρυσού. Σημειώνεται ότι για περίπτωση αμιγώς πλασματικών MZI (δεν εμπίπτει στην περίπτωση του υπό μελέτη chip), αναμένονται απώλειες περίπου 3dB για μήκος κύματος $\lambda_0 = 1550nm$ για κάθε διάκενο, για απόσταση διακένων $1\mu m$ [4]. Τα παραπάνω φαίνονται σχηματικά στο επόμενο σχήμα.

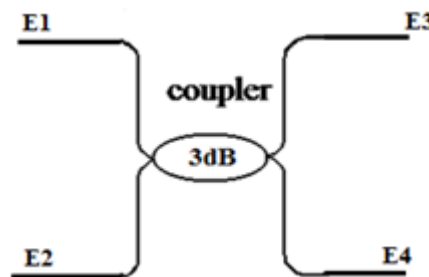


Σχήμα 3.6- DLSPW με φύλλα Χρυσού για εφαρμογή Θερμοοπτικού Φαινομένου[4]

3.3.2 Mach–Zehnder Interferometer

Το Mach – Zehnder Interferometer (MZI) είναι μια δομή που χρησιμοποιείται για διαφορετικούς σκοπούς στην οπτική τεχνολογία. Πρόκειται για ένα στοιχείο δύο εισόδων και δύο εξόδων. Μπορεί να λειτουργήσει σαν φίλτρο, σαν διακόπτης (ή μεταγωγέας όπως αλλιώς ονομάζεται) ή σαν διαμορφωτής. Στην πρώτη περίπτωση χαρακτηρίζεται ως παθητικό στοιχείο ενώ στις δύο επόμενες ως ενεργητικό. Οι δύο πρώτες χρήσεις του MZI μπορούν να εξηγηθούν με την παρακάτω παρουσίαση των βασικών αρχών που το χαρακτηρίζουν.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.8, το MZI αποτελείται από δύο οπτικούς couplers 3dB και από δύο βραχίονες. Η λειτουργία του οπτικού coupler 3dB είναι απλή και παρουσιάζεται συνοπτικά παρακάτω.



Σχήμα 3.7- 3 dB Coupler

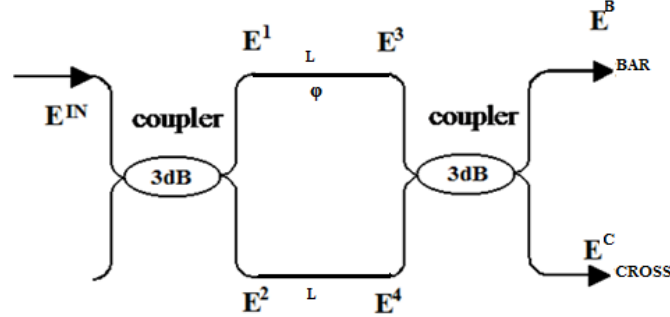
$$E_3 = \sqrt{\alpha}E_1 + \sqrt{1-\alpha}E_2e^{j\frac{\pi}{2}} \quad (3.3.2)$$

$$E_4 = \sqrt{\alpha}E_2 + \sqrt{1-\alpha}E_1e^{j\frac{\pi}{2}} \quad (3.3.3)$$

Σημειώνεται ότι για τον coupler 3dB ισχύει $\alpha = 0.5$.

Θεωρείται ότι οι βραχίονες του MZI έχουν μήκος L . Ακόμη, ο πάνω βραχίονας εισάγει πρόσθετη φάση φ στο E^1 που φαίνεται στο Σχήμα 3.8. Αυτή μπορεί να είναι αποτέλεσμα ενός

πρόσθετου μήκους ΔL στον πάνω βραχίονα ή εισαχθεί με άλλο τρόπο, όπως με το θερμοοπτικό φαινόμενο που αναφέρθηκε ήδη. Το αποτέλεσμα αυτής της πρόσθετης στροφής φάσης είναι ότι τα πεδία που θα εισέλθουν στον δεύτερο 3dB coupler θα υποστούν αναιρετική ή προσθετική συμβολή στην έξοδο του MZI.



Σχήμα 3.8- Mach – Zehnder Interferometer

Θεωρώντας ότι το α συντελεστής μετάδοσης του πεδίου στους βραχίονες του MZI είναι $\beta(\omega)$, έχουμε τα παρακάτω για τα πεδία στα σημεία E_1, E_2, E_3 και E_4 αντίστοιχα:

$$E_1 = \sqrt{\alpha} E^{in} e^{-j\omega t}$$

$$E_2 = \sqrt{1 - \alpha} E^{in} e^{-j\frac{\pi}{2}} e^{-j\omega t}$$

$$E_3 = \sqrt{\alpha} E^{in} e^{j\varphi} e^{j\beta(\omega)L} e^{-j\omega t}$$

$$E_4 = \sqrt{1 - \alpha} E^{in} e^{-j\frac{\pi}{2}} e^{j\beta(\omega)L} e^{-j\omega t}$$

Με βάση τις Σχέσεις 3.3.2 και 3.3.3 για τον coupler 3dB ($\alpha = 0.5$), παίρνουμε, μετά από πράξεις, τις παρακάτω εκφράσεις για τις εξόδους του MZI:

$$E^{BAR} = 0.5 \cdot E^{in} e^{j\varphi} e^{j\beta(\omega)L} e^{-j\omega t} + 0.5 \cdot E^{in} e^{-j\pi} e^{j\beta(\omega)L} e^{-j\omega t} \quad (3.3.4)$$

$$E^{CROSS} = 0.5 \cdot E^{in} e^{j\varphi} e^{j\beta(\omega)L} e^{-j\omega t} e^{-j\frac{\pi}{2}} + 0.5 \cdot E^{in} e^{-j\frac{\pi}{2}} e^{j\beta(\omega)L} e^{-j\omega t} \quad (3.3.5)$$

Έτσι, είναι φανερό ότι για να είναι το MZI σε κατάσταση μεταγωγής, δηλαδή να εξέρχεται όλη η ισχύς από τη θύρα που ονομάζεται BAR στο Σχήμα 3.8, θα πρέπει να ισχύει $\varphi = \pi$. Ενώ για να βγαίνει όλη η ισχύς από τη θύρα CROSS του ίδιου σχήματος θα πρέπει να ισχύει $\varphi = 0$.

Με βάση τα παραπάνω και μετά από κάποιους τριγωνομετρικούς υπολογισμούς παρουσιάζεται η συνάρτηση μεταφοράς των δύο εξόδων του MZI:

$$T^{BAR}(\varphi) = \left| \frac{E^{BAR}}{E^{in}} \right|^2 = 1 - \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (3.3.6)$$

$$T^{CROSS}(\varphi) = \left| \frac{E^{CROSS}}{E^{in}} \right|^2 = \cos^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \quad (3.3.7)$$

Από τις δύο παραπάνω σχέσεις φαίνεται ότι ισχύει $T^{BAR}(\varphi) + T^{CROSS}(\varphi) = 1$, δηλαδή οι δύο συναρτήσεις μεταφοράς είναι συμπληρωματικές.

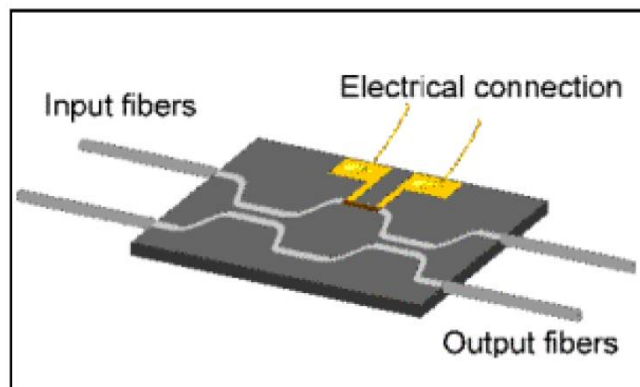
Μια ακόμη σημαντική παράμετρος των MZI είναι το FSR (Free Spectral Range) δηλαδή η ελεύθερη φασματική περιοχή του. Αυτή βρίσκεται θέτοντας την συνάρτηση μεταφοράς της θύρας CROSS ίση με 1. Δεδομένου ότι η διαφορά φάσης ισούται με $\varphi = \omega\Delta\tau$, το FSR δίνεται από τη σχέση:

$$FSR = \frac{1}{\Delta\tau} = \frac{2\pi f}{\varphi} \quad (3.3.8)$$

Σημειώνεται ότι τα MZI του υπό μελέτη chip είναι δομές με ιδιαίτερα μεγάλο FSR, που σημαίνει ότι παρουσιάζουν σταθερή συμπεριφορά για μεγάλο εύρος μηκών κύματος.

Στην περίπτωση του υπό μελέτη chip, τα MZI αυτού αποτελούνται από πλασμονικούς βραχίονες. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, οι πλασμονικοί κυματοδηγοί που θα μελετηθούν αποτελούνται από Χρυσό και PMMA. Έτσι, το $\beta(\omega)$ που φαίνεται στις παραπάνω σχέσεις είναι μια συνάρτηση που η τιμή της έχει ήδη υπολογιστεί στην Ενότητα 2.7.3 του προηγούμενου κεφαλαίου. Η εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου γίνεται, όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη υποενότητα, στους πλασμονικούς αυτούς κυματοδηγούς που αποτελούν τους βραχίονες του MZI. Έτσι, η διαφορά φάσης φ εξαρτάται άμεσα από τη θερμοκρασία και δίνεται από τη Σχέση (3.2.1).

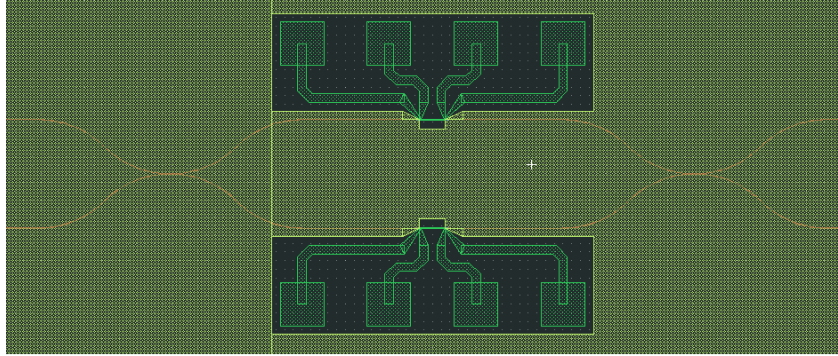
Η λειτουργία, λοιπόν, των υπό μελέτη πλασμονικών MZI, η δομή των οποίων φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, συνοψίζεται ως εξής: Εισάγεται ισχύς στην είσοδο του MZI, και παράλληλα τροφοδοτούνται με τάση τα ηλεκτρόδια του Χρυσού που βρίσκονται κάτω από το PMMA, στο πλασμονικό κομμάτι της διάταξης. Καθώς ρέει ρεύμα στα φύλλα Χρυσού, θερμαίνεται το PMMA που εφάπτεται σε αυτό και αλλάζει ο δείκτης διάθλασής του όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.5. Έτσι, το κύμα που διαδίδεται στον πλασμονικό βραχίονα αποκτά μια στροφή φάσης η οποία ορίζεται από τη Σχέση (3.2.1). Στον δεύτερο coupler του MZI συμβαίνει αναιρετική ή προσθετική συμβολή των δύο πεδίων που προέρχονται από τους βραχίονες του MZI, ανάλογα με την τιμή της γωνίας φ και κατ' επέκταση της θερμοκρασίας.



Σχήμα 3.9- Plasmonic Mach – Zehnder

Πρέπει να σημειωθεί ότι, επειδή το παραπάνω MZI θα εμφάνιζε πολύ κακή συμπεριφορά ως προς το extinction ratio³ λόγω της ασυμμετρίας που εισάγουν οι απώλειες του πλασμονικού βραχίονα στην έξοδο του μεταγωγέα, στο υπό μελέτη chip έχουν δημιουργηθεί διάκενα Χρυσού και στους δύο βραχίονες των MZI.

Παρακάτω παρουσιάζεται ένα μέρος της μάσκας σχεδίασης του πλασμονικού chip στην οποία φαίνεται η δομή του MZI που περιγράφηκε στην ενότητα αυτή.



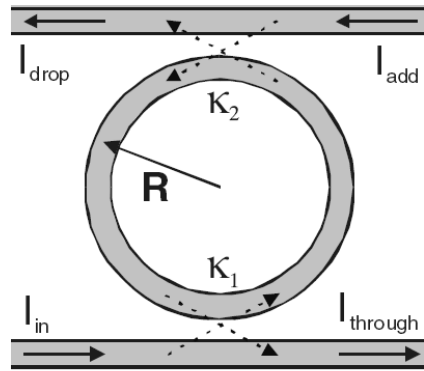
Σχήμα 3.10- Ο πλασμονικός μεταγωγέας MZ πάνω στο chip (Μάσκα Σχεδίασης)

Με πράσινο χρώμα στο παραπάνω σχήμα φαίνονται τα φύλλα Χρυσού, και με πορτοκαλί χρώμα οι κλασσικοί διηλεκτρικοί κυματοδηγοί Πυριτίου. Το PMMA δε μπορεί να γίνει διακριτό στο σχήμα αυτό.

3.3.3 Waveguide Ring Resonator

Ως Waveguide Ring Resonator (WRR) ορίζεται η δομή εκείνη της οπτικής τεχνολογίας η οποία αποτελείται από ένα δακτύλιο ακτίνας R και δύο ευθείς κυματοδηγούς. Η σύζευξη του φωτός από κάποιον από τους ευθείς κυματοδηγούς στον κυκλικό δακτύλιο γίνεται με τους couplers που φαίνονται στην παρακάτω εικόνα και έχουν σταθερές σύζευξης (coupling constant) κ_1 και κ_2 [5]. Είναι ένα στοιχείο δύο εισόδων και δύο εξόδων (2x2). Χρησιμοποιείται κυρίως για εφαρμογές φίλτρων και διακοπών ως παθητικό στοιχείο, και για εφαρμογές πολυπλεκτών και διαμορφωτών ως ενεργητικό στοιχείο.

³ Ως extinction ratio μιας δομής στην οπτική τεχνολογία ονομάζεται ο λόγος μεταξύ δυο επιπέδων ισχύος. Πιο συγκεκριμένα, είναι ο λόγος της ισχύος ενός στοιχείου μεταγωγής όταν αυτό είναι σε κατάσταση ON προς το λόγο της ισχύος του στοιχείου αυτού όταν είναι σε κατάσταση OFF, δηλαδή χωρίς είσοδο.



Σχήμα 3.11- Δομή του Ring Resonator [5]

Θα θεωρηθεί, για απλούστευση, στην παρακάτω ανάλυση ότι εισάγεται φως μόνο από τη θύρα IN του Σχήματος 3.11. Σημειώνεται ότι το να εισαγόταν φως και από την άλλη θύρα (ADD) δεν θα άλλαζε κάτι στη λειτουργία του WRR. Απλώς στην περίπτωση αυτή πρέπει κανείς να υπερθέσει τα πεδία των θυρών THROUGH και DROP λόγω των δύο εισόδων IN και ADD.

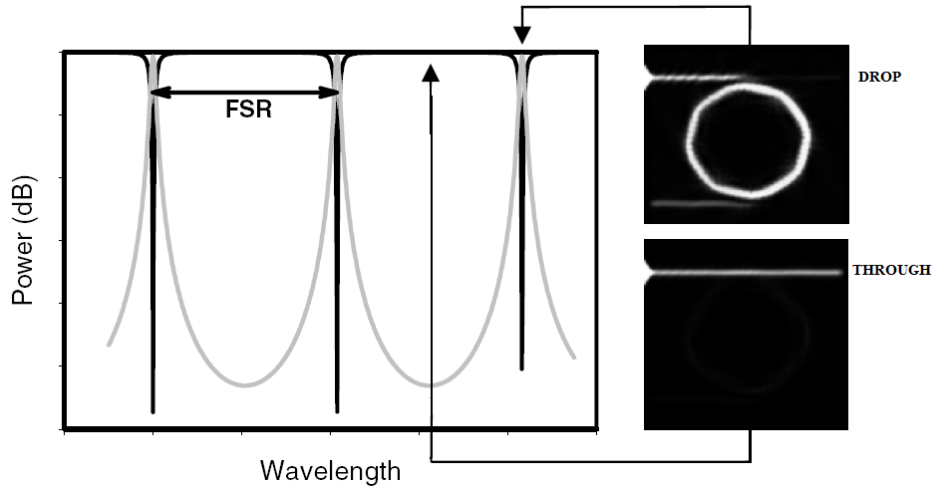
Χαρακτηριστικό της παραπάνω δομής είναι ότι ποσοστά κ_1 και κ_2 της ισχύος που περνά από τους ευθείς κυματοδηγούς μπορούν, μέσω των couplers, να εισέλθουν στην κυκλική κοιλότητα και αντίστροφα. Έτσι, η λειτουργία του WRR εξαρτάται άμεσα από τη συμπεριφορά των δύο couplers με σταθερές σύζευξης κ_1 και κ_2 . Είναι γνωστό ότι ένας coupler λειτουργεί για συγκεκριμένα μήκη κύματος, κάτι που σημαίνει ότι αυτοί οι δύο Couplers θα διαιρέσουν την εισερχόμενη σε αυτούς ισχύ σε ποσοστά κ_1 και κ_2 για συγκεκριμένες μόνο περιοχές μηκών κύματος. Έτσι, κάποια μήκη κύματος εγκλωβίζονται μέσα στην κυκλική κοιλότητα, ενώ άλλα δεν κάνουν «coupling» και περνούν απ' ευθείας στην έξοδο THROUGH.

Ιδανικά, θεωρείται ότι $\kappa_1 = \kappa_2$ και θα θεωρηθεί παρακάτω ότι η σχέση αυτή ικανοποιείται. Στην περίπτωση αυτή, θεωρώντας ότι ο συντελεστής μετάδοσης των κυματοδηγών είναι $\beta(\omega)$, η σχέση που καθορίζει τη θύρα εξόδου της ισχύος είναι η παρακάτω:

$$2\pi R\beta(\omega) = \kappa \frac{\lambda_0}{\eta}, \quad \kappa = 0,1, \dots \quad (3.3.9)$$

όπου λ_0 το μήκος κύματος στο κενό και η ο δείκτης διάθλασης του μέσου διάδοσης, δηλαδή του κυματοδηγού σε σχήμα δακτυλίου. Το WRR είναι σε κατάσταση ON όταν η παραπάνω σχέση ικανοποιείται. Τότε, όλη εισερχόμενη ισχύς εξέρχεται από την θύρα DROP του παραπάνω σχήματος. Στην περίπτωση αυτή, στη θύρα THROUGH συμβαίνει αναιρετική συμβολή.

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι οι συναρτήσεις μεταφοράς και των δύο θυρών εξόδου DROP και THROUGH είναι περιοδικές ως προς το μήκος κύματος. Αυτές φαίνονται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 3.12- Συναρτήσεις μεταφοράς των θυρών DROP (με γκρι χρώμα) και THROUGH (με μαύρο χρώμα) [5]

Στο παραπάνω σχήμα, εκτός από τις συναρτήσεις μεταφοράς των δύο θυρών εξόδου, φαίνονται και δύο φωτογραφίες ενός WRR φίλτρου όταν όλη η ισχύς εξέρχεται από τη θύρα DROP και THROUGH αντίστοιχα.

Είναι σημαντικό να οριστεί το μέγεθος FSR και για τη δομή αυτή, το οποίο μάλιστα φαίνεται στο παραπάνω σχήμα. Όπως έχει αναφερθεί, τα αρχικά σημαίνουν Free Spectral Range και αναφέρονται στην περίοδο της συνάρτησης μεταφοράς του Ring. Μπορεί να συσχετιστεί με το μήκος κύματος ή με τη συχνότητα και δίνεται από τους παρακάτω τύπους.

$$FSR_f = \frac{c}{\eta_g 2\pi R} \quad (3.3.10)$$

ή

$$FSR_\lambda = \frac{\lambda^2}{\eta_g 2\pi R} \quad (3.3.11)$$

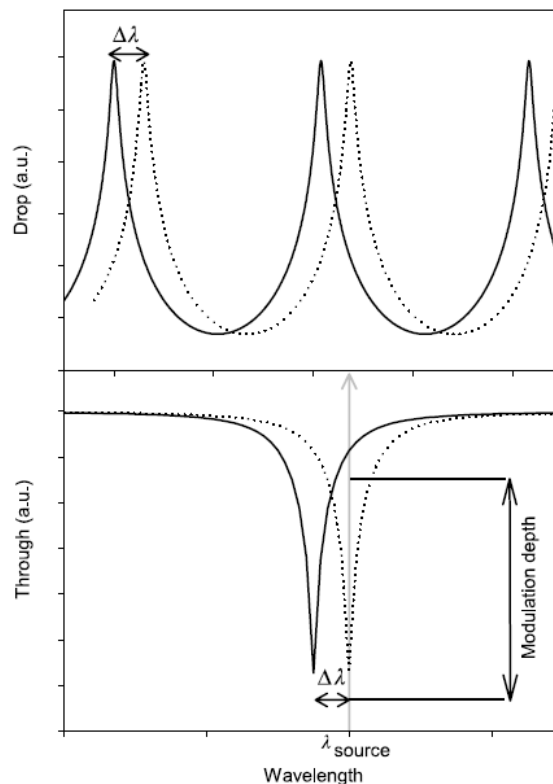
Όπου η_g είναι ο δείκτης διάθλασης του μέσου διάδοσης, δηλαδή του υλικού του κυματοδηγού.

Όσον αφορά στις απώλειες ενός WRR, αυτές θα είναι αρκετά περισσότερες από τις απώλειες ενός MZI επειδή η καμπή του κυματοδηγού οδηγεί σε μεγάλη διαφυγή πεδίου. Μάλιστα, όσο μειώνεται η ακτίνα R του δακτυλίου, τόσο αναμένεται να αυξηθούν οι απώλειες. Πειραματικά έχει αποδειχθεί [5] ότι οι απώλειες λόγω καμπής (bending losses) μειώνονται καθώς αυξάνεται η διαφορά μεταξύ του δείκτη διάθλασης του κυματοδηγού και του

περιβάλλοντος μέσου. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για απώλειες μικρότερες από 1dB για διαδρομή 360° απαιτείται διαφορά στους δείκτες διάθλασης μεγαλύτερη από $\Delta n = 0.1$.

Όμως, η μεγάλη διαφορά στους δείκτες διάθλασης μπορεί αλλιώς να μεταφραστεί σε ισχυρό «confinement», δηλαδή σε ισχυρό χωρικό περιορισμό του πεδίου. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η πλασμονική τεχνολογία διακρίνεται για το ισχυρό confinement και αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι μπορούν να κατασκευαστούν πλασμονικοί WRR με πολύ μικρότερη ακτίνα από ότι οι WRR με κυματοδηγούς Πυριτίου.

Τέλος, η συσχέτιση της διακοπτικής λειτουργίας του WRR με το θερμοοπτικό φαινόμενο είναι η ίδια με αυτή του MZI που παρουσιάστηκε παραπάνω. Έτσι, στο υπό εξέταση chip, δημιουργήθηκαν πλασμονικά WRR από Χρυσό και PMMA στα οποία τοποθετήθηκαν επαφές Χρυσού για τη θέρμανση αυτού και κατ' επέκταση του PMMA. Η εφαρμογή τάσης στις επαφές Χρυσού αναμένεται να προκαλέσει μετατόπιση $\Delta\lambda$ στις συναρτήσεις μεταφοράς του WRR. Αυτά φαίνονται ενδεικτικά στο παρακάτω σχήμα.



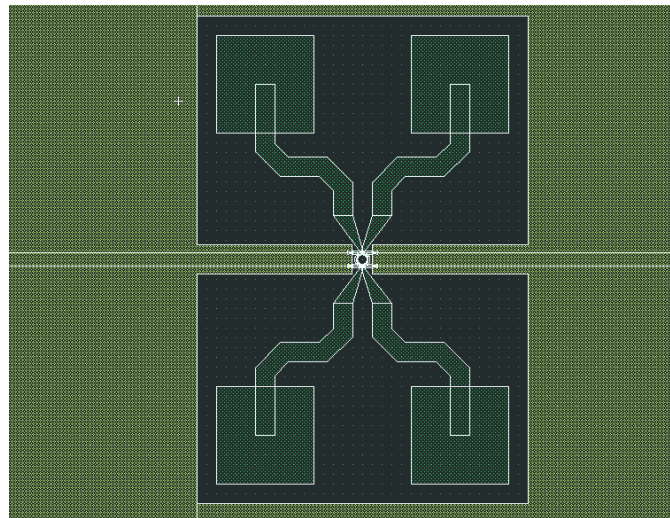
Σχήμα 3.13- Μετατοπισμένες Συναρτήσεις μεταφοράς των θυρών DROP και THROUGH λόγω θερμοκρασίας [4]

Μάλιστα, η μετατόπιση $\Delta\lambda$ μπορεί να προσεγγιστεί από την επόμενη σχέση [5]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\Delta n_{PMMA}}{n_{PMMA}} \quad (3.3.12)$$

Όπου λ το μήκος κύματος λειτουργίας, n_{PMMA} ο δείκτης διάθλασης του PMMA και Δn_{PMMA} η μεταβολή του δείκτη διάθλασης του PMMA με τη θερμοκρασία, που δεν είναι άλλη από το θερμοκρασιακό συντελεστή του PMMA και, όπως φαίνεται από τη Σχέση 3.3.1 είναι ίσος με $\Delta n_{PMMA} = -1.05 \times 10^{-4} \Delta T$. Θεωρητικά, προβλέπεται μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς για την περίπτωση WRR από Χρυσό και PMMA κοντά στα 1nm/mW. Τα mW αναφέρονται στην παρεχόμενη dc ηλεκτρική ισχύ στα ηλεκτρόδια Χρυσού.

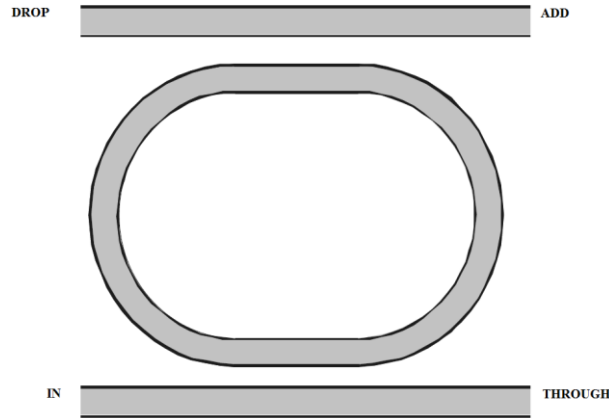
Παρατίθεται παρακάτω μέρος της μάσκας σχεδίασης του chip όπου φαίνεται η πλασμονική δομή του WRR.



Σχήμα 3.14- Ο πλασμονικός WRR πάνω στο chip
(Μάσκα Σχεδίασης)

Σημειώνεται, τέλος, ότι εκτός από την κλασσική δομή WRR, υπάρχουν και άλλες κατηγορίες δακτυλίων, δύο από τις οποίες συμπεριλαμβάνονται στο υπό μελέτη chip και πρέπει να παρουσιαστούν συνοπτικά.

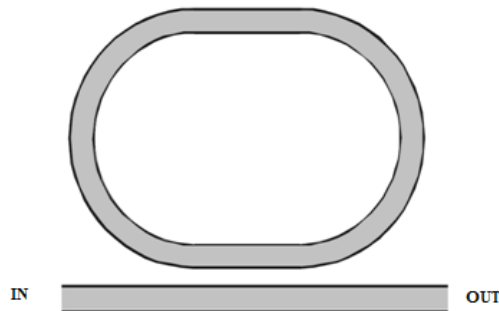
Η πρώτη από αυτές ονομάζεται Racetrack και χρησιμοποιείται συχνά στην οπτική τεχνολογία. Πρόκειται για μια υποπερίπτωση του WRR του οποίου οι couplers είναι ευθείς και αυτό δίνει τη δυνατότητα καλύτερου ελέγχου των σταθερών σύζευξης κ_1 και κ_2 . Το «αντίτιμο» αυτής της δυνατότητας ελέγχου των σταθερών σύζευξης είναι το μεγαλύτερο μέγεθος των Racetracks σε σχέση με τα WRR. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, με επισκόπηση των γενικών Σχέσεων 3.3.10 και 3.3.11, μειωμένο FSR. Η δομή ενός Racetrack φαίνεται παρακάτω:



Σχήμα 3.15- Δομή του Racetrack

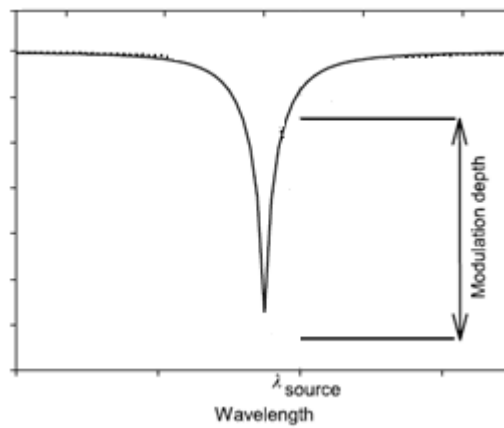
Η μορφή της συνάρτησης μεταφοράς του Racetrack δεν διαφέρει από την αυτή ενός WRR. Όπως ήδη αναφέρθηκε, απλά είναι μια δομή η οποία, ειδικά στην περίπτωση εφαρμογής του θερμοοπτικού φαινομένου, μπορεί να ελεγχθεί καλύτερα.

Η δεύτερη δομή μπορεί να είναι υποπερίπτωση τόσο ενός κλασσικού WRR όσο και ενός Racetrack. Ονομάζεται All Pass και είναι ένα στοιχείο 1x1, δηλαδή περιλαμβάνει μόνο μια είσοδο και μια έξοδο. Η δομή του φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Χρησιμοποιείται κυρίως ως στοιχείο καθυστέρησης και ως φίλτρο. Η διαφορά του με τα δύο προηγούμενα είδη Ring Resonators είναι ότι, στη λειτουργία φίλτρου, τα μήκη κύματος που δεν εξέρχονται από αυτό, εγκλωβίζονται μέσα στην κυκλική κοιλότητα. Η δομή του είναι η παρακάτω.



Σχήμα 3.16- Δομή του All – Pass

Η συνάρτηση μεταφοράς ενός All-Pass δεν διαφέρει από τη συνάρτηση μεταφοράς της θύρας THROUGH της δομής WRR, η οποία φαίνεται και παρακάτω:

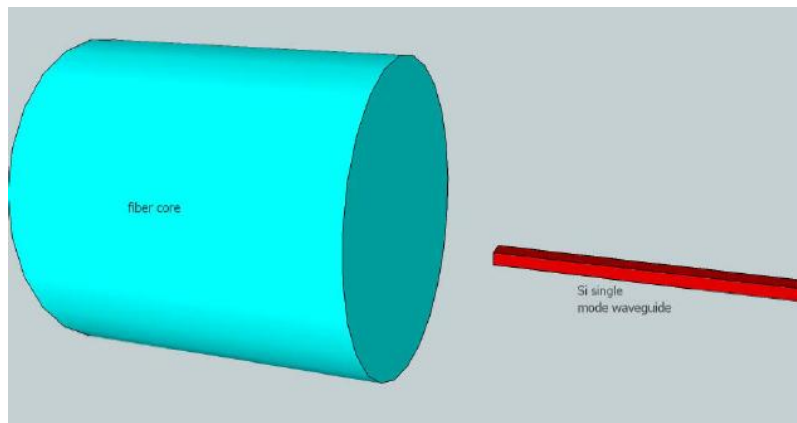


Σχήμα 3.17- Συνάρτηση Μεταφοράς του All – Pass

Όσα αναφέρθηκαν παραπάνω για την εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου στη δομή του WRR εφαρμόζονται, προφανώς, και στα Racetrack και All-Pass.

3.3.4 Grating Couplers

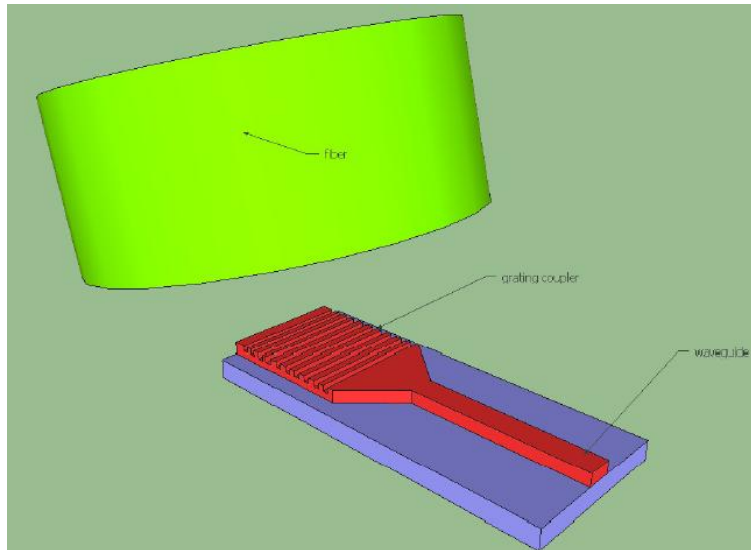
Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται ο τρόπος με τον οποίο εισέρχεται η οπτική ισχύς στο υπό μελέτη chip. Προφανώς, το φως που εισάγεται στο chip προέρχεται από μια οπτική ίνα. Το πρόβλημα στη σύζευξη του φωτός που προέρχεται από την οπτική ίνα στον κυματοδηγό Πυριτίου είναι ότι ο πυρήνας μιας μονορυθμικής οπτικής ίνας (SMF- Single Mode Fiber) έχει μια επιφάνεια περίπου $64\mu\text{m}^2$ ενώ η διατομή των κυματοδηγών Πυριτίου που χρησιμοποιούνται στο chip που μελετάται είναι $0.136\mu\text{m}^2$. Αντιλαμβάνεται, λοιπόν, κανείς ότι η απώλειες σύζευξης αναμένονται μεγάλες. Το πρόβλημα αυτό φαίνεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 3.18- Πρόβλημα στη σύζευξη οπτικής ίνας και κυματοδηγού Πυριτίου[5]

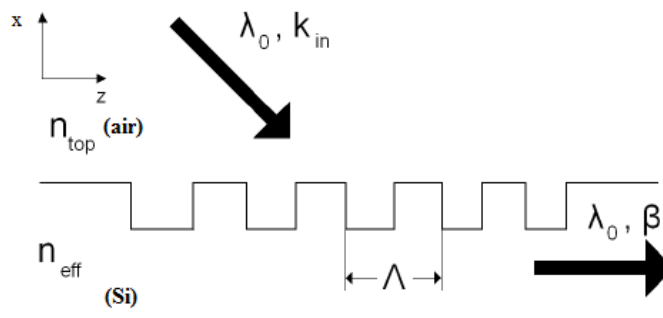
Για να αποφευχθεί το πρόβλημα των απωλειών που αναφέρεται παραπάνω υπάρχουν δύο είδη οπτικών συζευκτών: Η οριζόντια σύζευξη με χρήση adiabatic taper και η κατακόρυφη

σύζευξη με χρήση Grating Coupler [6,7] και adiabatic taper. Η δεύτερη περίπτωση είναι αυτή που εφαρμόζεται στο υπό μελέτη chip για την είσοδο της οπτικής ισχύος από την ίνα. Η δομή ενός Grating Coupler είναι η παρακάτω.



Σχήμα 3.19- Grating Coupler [6]

Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται ότι ο Grating Coupler είναι μια περιοδική δομή. Η περίοδος του συμβολίζεται με Λ . Δίπλα σε αυτόν φαίνεται το adiabatic taper για την ομαλή μετάβαση του πεδίου από το μεγάλο πλάτος του grating στο μικρότερο πλάτος του κυματοδηγού Πυριτίου. Ο μηχανισμός λειτουργίας των Grating Couplers εκμεταλλεύεται το φαινόμενο της περίθλασης του Bragg. Αυτό φαίνεται στο επόμενο σχήμα:



Σχήμα 3.20- Περίθλαση Bragg σε Grating Coupler [6]

Η συνθήκη του Bragg για ομαλές επιφάνειες εκφράζεται με το νόμο του Snell αλλά για περιοδικές επιφάνειες, όπως αυτή του παραπάνω σχήματος, παίρνει την μορφή [6]:

$$k_{in} \sin \theta + \frac{2\pi}{\Lambda} = \beta \quad (3.3.13)$$

Για την παραπάνω σχέση έχουμε ότι: $k_{in} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{air}$, δηλαδή το κυματοδιάνυσμα του προσπίπτοντος κύματος και: $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff}$, ο συντελεστής διάδοσης του κύματος μέσα στο Πυρίτιο. Ισχύει ότι $n_{eff} = n_{Si} \sin \theta_i$ όπου θ_i η γωνία των διαδοχικών ανακλάσεων του πεδίου μέσα στον κυματοδηγό Πυριτίου, που προκύπτει μελετώντας τη διάδοσή του με γεωμετρική οπτική, και εξαρτάται από την τάξη του ρυθμού. Για την περίπτωση μας (μονορυθμική διάδοση) ισχύει ότι $n_{eff} = 2.55844$ [6]. Η γωνία θ είναι η γωνία με την οποία προσπίπτει το φως της ίνας στην περιοδική επιφάνεια και Λ είναι η περίοδος του Grating Coupler, όπως ήδη αναφέρθηκε. Η σχέση αυτή είναι ακριβής μόνο για άπειρες επιφάνειες και δεν μπορεί να εφαρμοστεί με ακρίβεια σε πεπερασμένες επιφάνειες. Τέλος, ενδεικτικά, για την περίπτωση των Grating Couplers που χρησιμοποιούνται στο υπό μελέτη chip αναφέρεται ότι $\Lambda=0.315\mu\text{m}$.

Μια σχέση που συνδέει την περίοδο του Grating Coupler με τη βέλτιστη γωνία πρόσπτωσης του εισερχόμενου στον κυματοδηγό φωτός είναι η παρακάτω [6]:

$$\Lambda_{theor} = \frac{\lambda_0}{n_{eff} - n_{air} \sin \theta} \quad (3.3.14)$$

η οποία επίσης ισχύει με ακρίβεια μόνο για άπειρες επιφάνειες.

Τέλος, πρέπει να αναφερθεί ότι, λόγω της «διορρυθμίας» των Surface Plasmon Polaritons να μη συζευγνύονται με ρυθμούς TE, οι Grating Couplers που χρησιμοποιήθηκαν για το υπό μελέτη chip είναι TM Grating Couplers, δηλαδή, θεωρητικά, έχουν Polarization Extinction Ratio μεταξύ TM πολωμένου κύματος εισόδου και TE πολωμένου κύματος εισόδου μεγαλύτερο από 23dB.

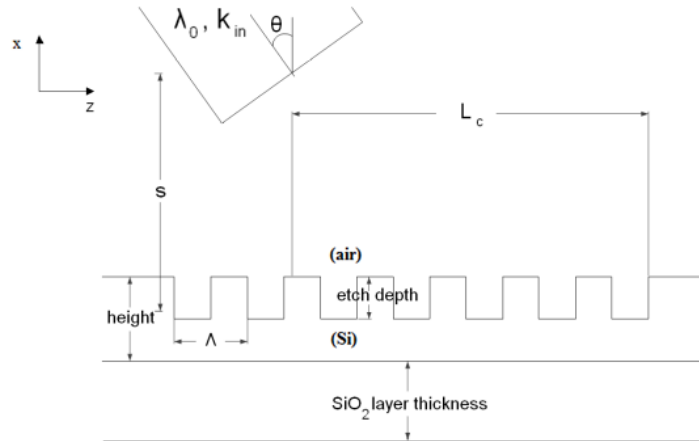
Παρατίθεται παρακάτω ένας πίνακας με τις βέλτιστες σχεδιαστικές παραμέτρους ενός TM Grating Coupler [6].

Parameter	Value
Silicon core height[μm]	0.34
SiO ₂ layer thickness[μm]	2
Incidence angle θ [degrees]	8
Coupling Length in z direction (L_c)[μm]	3.68
Coupling Length in x direction (s)[μm]	1
Number of periods	22
Grating width[μm]	11
Effective index in fundamental mode(n_{eff})	2.55844
Theoretical optimal period (Λ_{theor})[μm]	0.64
Optimal etching depth[μm]	0.08
Loss at central frequency[dB]	8.5
Central wavelength[nm]	1550

3dB Bandwidth[nm] ($\Delta\lambda_{3dB}$)[nm]	50
Polarization Extinction Ratio [dB]	23
Angle of incidence 3dB tolerance ($\Delta\theta_{3dB}$) [degrees]	± 3

Πίνακας 3.1 Βέλτιστες Σχεδιαστικές Παράμετροι για TM Grating Coupler [6]

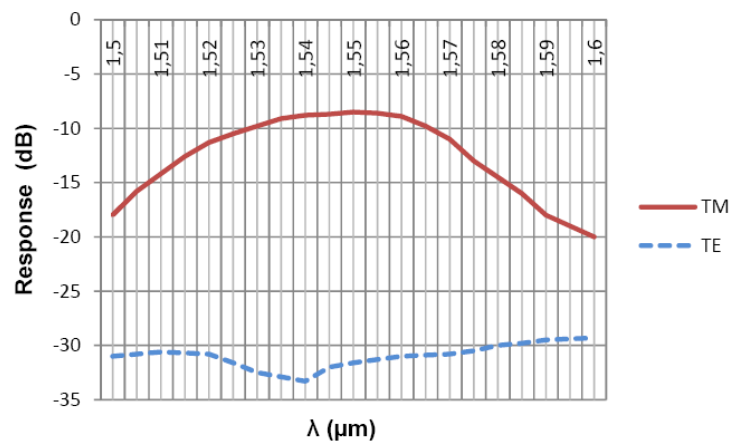
Οι διαστάσεις που αναφέρονται στον παραπάνω πίνακα απεικονίζονται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 3.21-Διαστάσεις Grating Coupler που αντιστοιχούν στον Πίνακα 2.1[6]

Από τις παραπάνω παραμέτρους εκείνη που έχει ιδιαίτερη σημασία είναι το Polarization Extinction Ratio που, για τον συγκεκριμένο Grating Coupler, είναι 23dB.

Παρατίθεται η φασματική απόκριση (Spectral Response) αυτού του «βέλτιστου» Grating Coupler [6].



Σχήμα 3.22-Το Spectral Response του Grating Coupler που περιγράφει ο Πίνακας 2.1

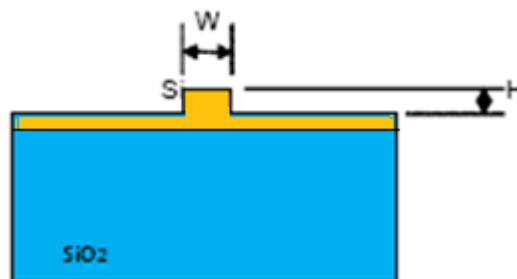
Από την παραπάνω γραφική παράσταση φαίνεται η διαφορετική συμπεριφορά του Grating Coupler για διαφορετικά είδη πολώσεων. Από το σχήμα φαίνεται ότι το Extinction Ratio για TM πολωμένο φως στην είσοδο Grating Coupler είναι λίγο μεγαλύτερο από 10dB.

Από τον Πίνακα 3.1, εκείνο που αξίζει να υπογραμμιστεί είναι οι απώλειες του Grating Coupler. Πιο συγκεκριμένα, παρόλο που ο συγκεκριμένος Coupler είναι, θεωρητικά τουλάχιστον, σχεδιασμένος για να έχει την καλύτερη απόδοσή του στα 1550nm, ακόμη και σε αυτή την περιοχή συχνοτήτων έχει απώλειες 8.5dB. Αυτό σημαίνει ότι ο Grating Coupler, σαν δομή, έχει περισσότερες απώλειες από ότι η διάδοση οπτικού σήματος σε απόσταση 4.3cm κυματοδηγού Πυριτίου. Από τα παραπάνω, αναμένονται στις πειραματικές μετρήσεις που θα ακολουθήσουν μεγάλες τιμές απωλειών λόγω της παρουσίας των Grating Couplers. Δυστυχώς, αυτές οι απώλειες δε μπορούν να αποφευχθούν. Ακόμη, μια παράμετρος του Πίνακα 3.1 που έχει ιδιαίτερη σημασία είναι το Polarization Extinction Ratio που, για τον συγκεκριμένο Grating Coupler, είναι 23dB και εκφράζει την αμιγώς TM φύση του.

3.4 Η Δομή του Chip

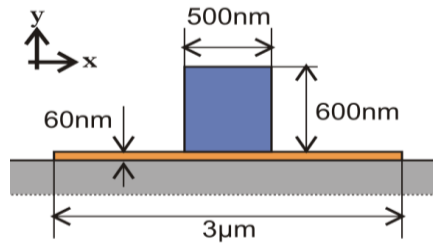
Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται οι δομές που περιέχει το chip που μελετήθηκε στην εργασία αυτή. Πρόκειται για ένα chip διαστάσεων 2cm×1.8cm. Αποτελείται από τρία ξεχωριστά dies κάθε ένα από τα οποία έχει διαστάσεις 2cm×5000μm. Κάθε die περιέχει 37 δομές εκ των οποίων αυτές που αφορούν την εργασία παρουσιάζονται στη συνέχεια.

Σημειώνεται για τους κυματοδηγούς Πυριτίου ότι είναι τύπου Rib και έχουν ύψος 340nm, πλάτος 400nm και ύψος του Slab 50nm. Τέλος, το πάχος του SiO₂ είναι 2μm.



Σχήμα 3.23- Κυματοδηγός Πυριτίου τύπου Rib

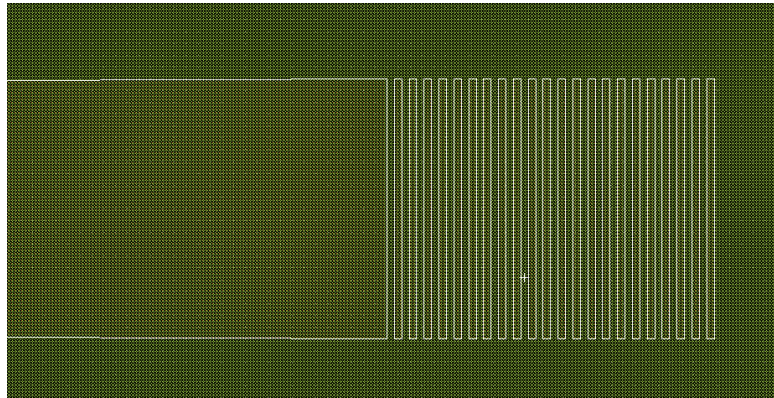
Ομοίως, για τους πλασμονικούς κυματοδηγούς έχουμε ότι το PMMA έχει ύψος 600nm και πλάτος 500nm, ενώ το φύλλο Χρυσού κάτω από το PMMA έχει ύψος 60nm και πλάτος 3μm=3000nm. Αυτά φαίνονται παρακάτω.



Σχήμα 3.24-Πλασματικός Κυματοδηγός

Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται με μπλε χρώμα το PMMA, με πορτοκαλί χρώμα το φύλλο Χρυσού και με γκρι χρώμα το υπόστρωμα SiO₂.

- **Grating Couplers:** Παρακάτω φαίνεται η μάσκα σχεδίασης των Grating Couplers που χρησιμοποιούνται στο chip.



Σχήμα 3.25- Μάσκα Σχεδίασης Grating Coupler (δεν μπορεί να φανεί το adiabatic taper λόγω του μεγάλου μήκους του)

Κάθε δομή από τις επόμενες περιλαμβάνει δύο Grating Couplers:έναν για την είσοδο της οπτικής ισχύος και ένα για την έξοδο αυτής. Για τις διαστάσεις των Grating Couplers έχουμε:
 $\Lambda = \text{περίοδος Grating} = 0.316\mu\text{m}$

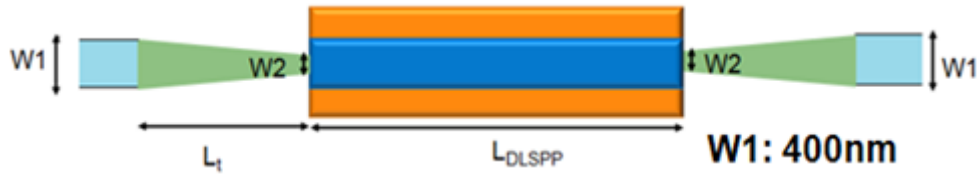
Αριθμός Περιόδων=22

Πλάτος Grating στην είσοδο του chip=11μm

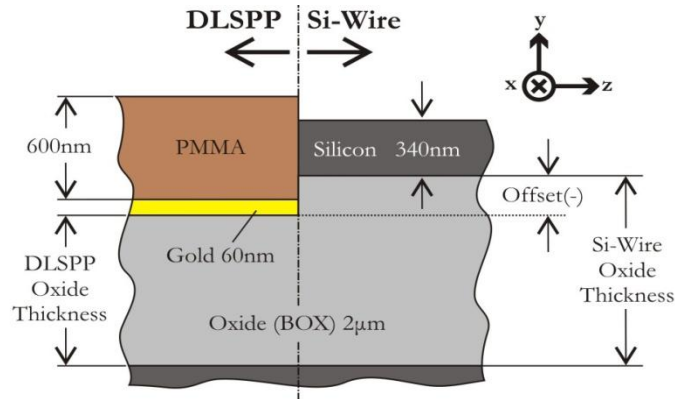
Μήκος Adiabatic Taper≈887μm

Συνολική Επιφάνεια Grating Coupler≈14.52x11μm²

- **1^η Δομή:** Εννιά Απλοί Κυματοδηγοί Πυριτίου συζευγμένοι με DLSPW. Τα παρακάτω σχήματα παρουσιάζουν τη δομή αυτή.



Σχήμα 3.26-Κάτοψη της πρώτης δομής



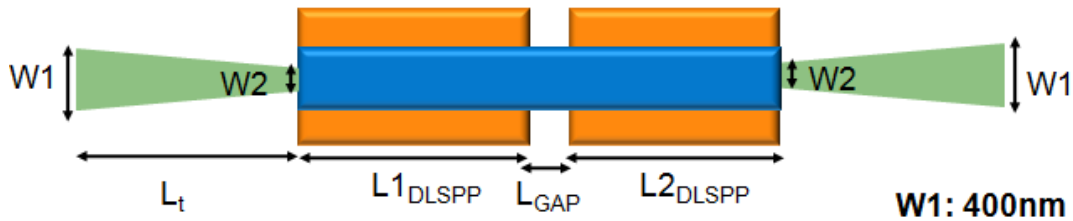
Σχήμα 3.27-Τομή της πρώτης δομής

Με γαλάζιο χρώμα, στο Σχήμα 3.26, φαίνονται οι κυματοδηγοί Πυριτίου, με πράσινο τα butt-coupling, με πορτοκαλί χρώμα το φύλλο Χρυσού και με μπλε χρώμα το PMMA. Δίνονται οι διαστάσεις των απλών αυτών κυματοδηγών.

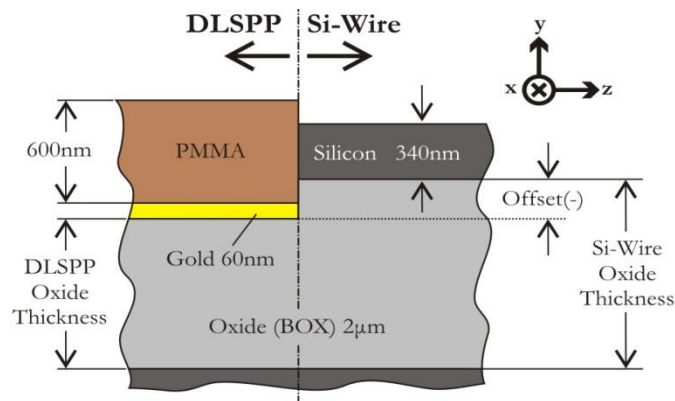
9 Si-DLSP-Si Structures		
W2=400nm ($L_t=0$, no tapering)	Offset=0	L_{DLSP} : 60 μ m
		L_{DLSP} : 80 μ m
		L_{DLSP} : 100 μ m
W2=400nm ($L_t=0$, no tapering)	Offset=200nm	L_{DLSP} : 60 μ m
		L_{DLSP} : 80 μ m
		L_{DLSP} : 100 μ m
W2=175nm ($L_t=500\mu$ m)	Offset=200nm	L_{DLSP} : 60 μ m
		L_{DLSP} : 80 μ m
		L_{DLSP} : 100 μ m

Το συνολικό μήκος όλων των κυματοδηγών του chip είναι 5000 μ m, άρα το μήκος του κυματοδηγού Πυριτίου που βρίσκεται εκατέρωθεν του πλασμονικού τμήματος δίνεται από τη διαφορά $L_{Si} = 5000\mu m - L_{DLSP}$. Ακόμη, το μήκος των adiabatic tapers που φαίνονται στο Σχήμα 3.26 με πράσινο χρώμα είναι 6 μ m.

- 2^η Δομή:** Τέσσερις Πλασμονικοί Κυματοδηγοί με διάκενα Χρυσού συζευγμένοι με κυματοδηγούς Πυριτίου. Τα παρακάτω σχήματα παρουσιάζουν αυτή τη δομή. Σημειώνεται πάλι ότι δεξιά και αριστερά της δομής υπάρχει μήκος κυματοδηγού Πυριτίου για τον οποίο ισχύει συνολικά $L_{Si} = 5000\mu m - L_{DLSP}$. Το μήκος των adiabatic tapers είναι 6μm.



Σχήμα 3.28-Κάτοψη της δεύτερης δομής

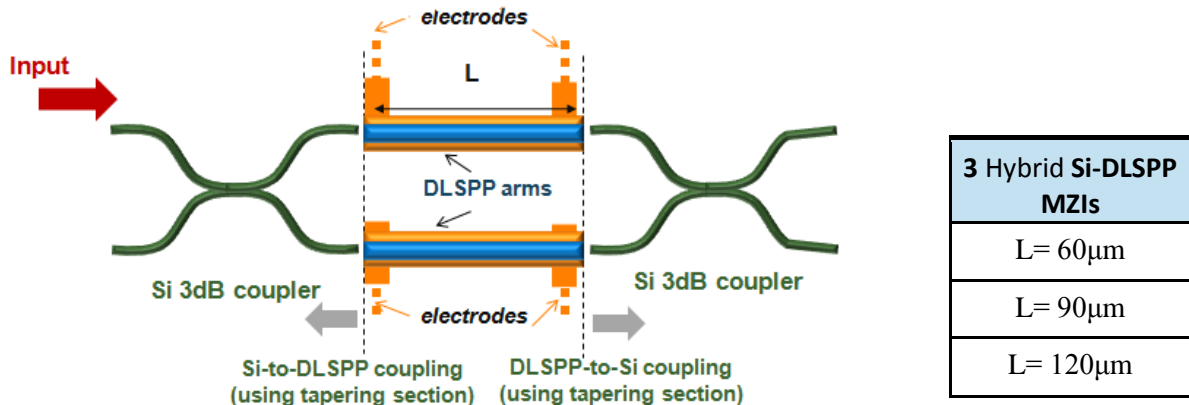


Σχήμα 3.29-Τομή της δεύτερης δομής

Για τις διαστάσεις της δομής αυτής δίνονται τα ακόλουθα:

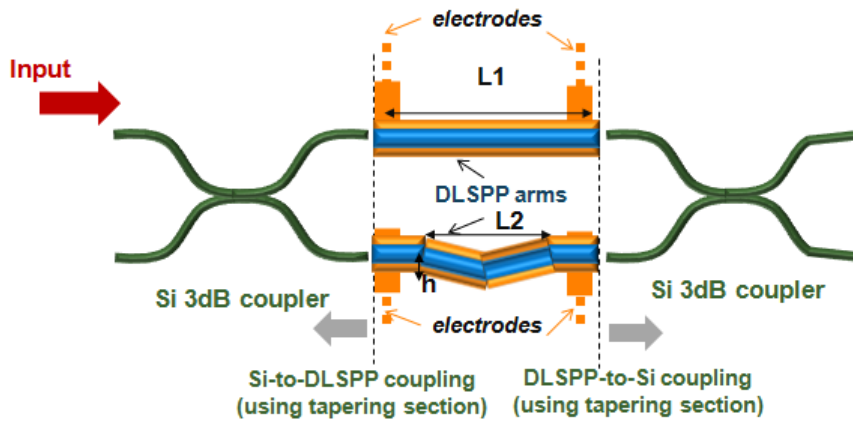
4 Gold-Gap Loss Structures				
W2=175nm (L _t =500μm)	Offset=200nm	L1 _{DLSP} : 30μm	L _{GAP} : 0.5μm	L2 _{DLSP} : 29.5μm
		L1 _{DLSP} : 29.5μm	L _{GAP} : 1μm	L2 _{DLSP} : 29.5μm
		L1 _{DLSP} : 29.5μm	L _{GAP} : 1.5μm	L2 _{DLSP} : 29μm
		L1 _{DLSP} : 29μm	L _{GAP} : 2μm	L2 _{DLSP} : 29μm

- 3^η Δομή:** Τρία MZI με πλασμονικούς βραχίονες (καλούνται υβριδικά). Αυτά τα MZI έχουν ίδιο μήκος βραχιόνων. Στο σχήμα που ακολουθεί φαίνονται και τα φύλλα Χρυσού (pads) για την παροχή τάσης στους πλασμονικούς βραχίονες, που συζητήθηκε παραπάνω.



Σχήμα 3.30- MZI με πλασμονικούς βραχίονες ίδιου μήκους

- **4^η Δομή:** Δύο υβριδικά MZI με διαφορετικά μήκη βραχιόνων.

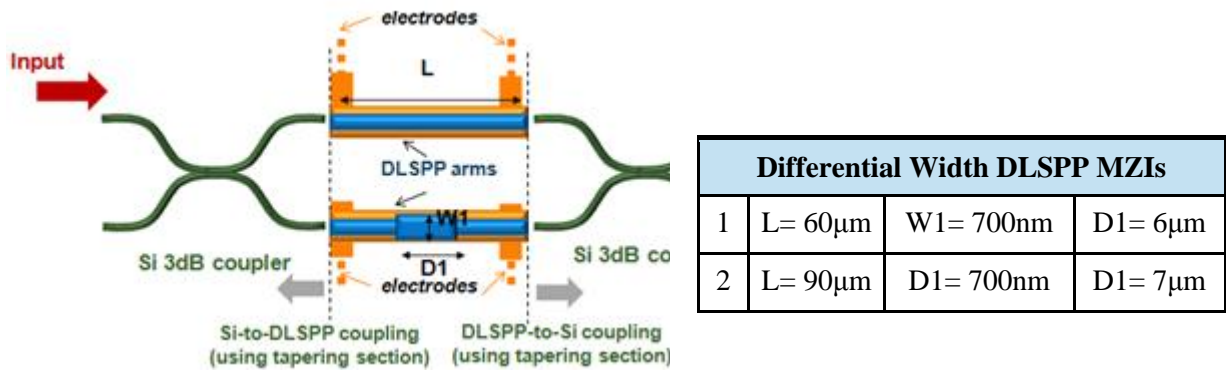


Σχήμα 3.31- MZI με πλασμονικούς βραχίονες διαφορετικού μήκους

Οι διαστάσεις των στοιχείων αυτών είναι:

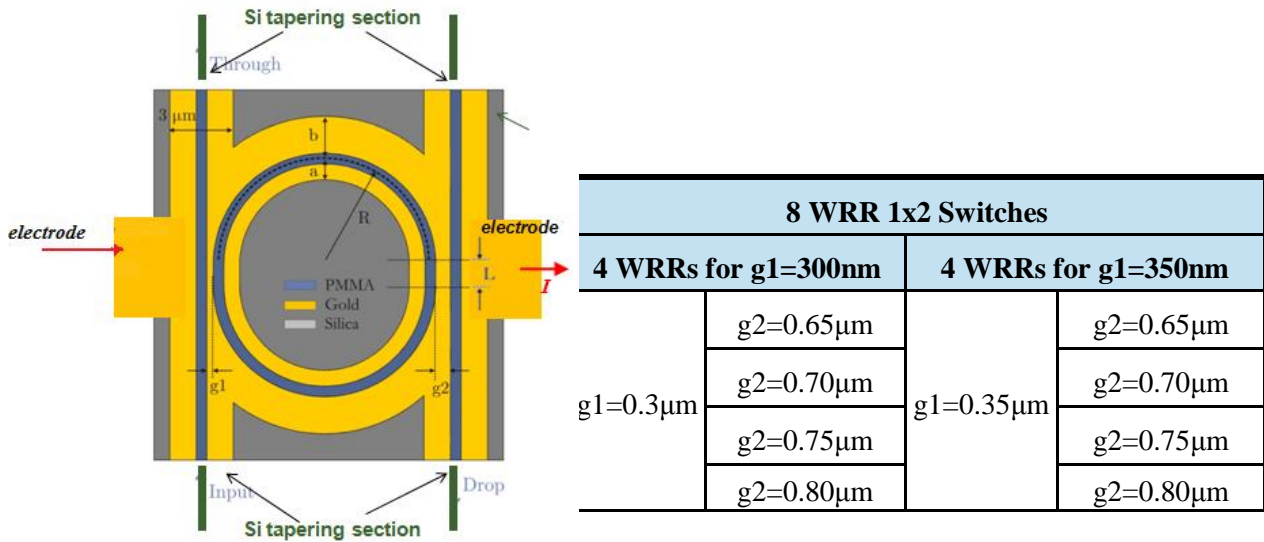
Differential Length DLSP MZIs		
Όνομα δομής: 04_01	L1= 60μm	L2= 40 μm, h= 2.5μm
Όνομα δομής: 04_01	L1= 90μm	L2= 60 μm, h= 3μm

- **5^η Δομή:** Δύο υβριδικά MZI με διαφορετικά πλάτη πλασμονικών βραχιόνων. Αυτά φαίνονται παρακάτω:



Σχήμα 3.32- MZI με πλασμονικούς βραχίονες διαφορετικού πλάτους

- **6^η Δομή:** Τέσσερα πλασμονικά WRR σε λειτουργία διακόπτη.



Σχήμα 3.33- Πλασμονικό WRR

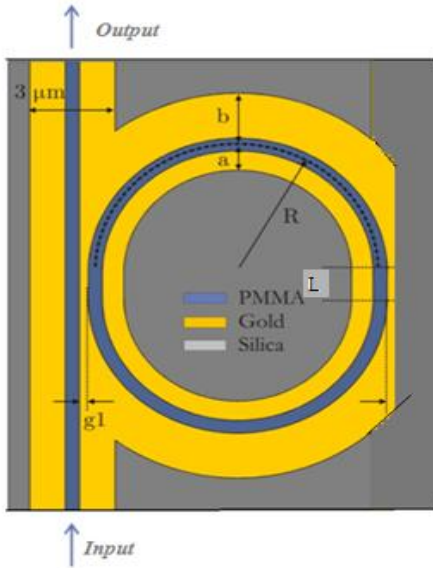
Για το παραπάνω σχήμα ισχύουν τα εξής: $a = 1\mu m$

$$b = 2\mu m$$

$$L = 0$$

$$R = 5.85\mu m$$

- **7^η Δομή:** Δύο πλασμονικά ALL-PASS Racetracks. Αυτά φαίνονται στο παρακάτω σχήμα:

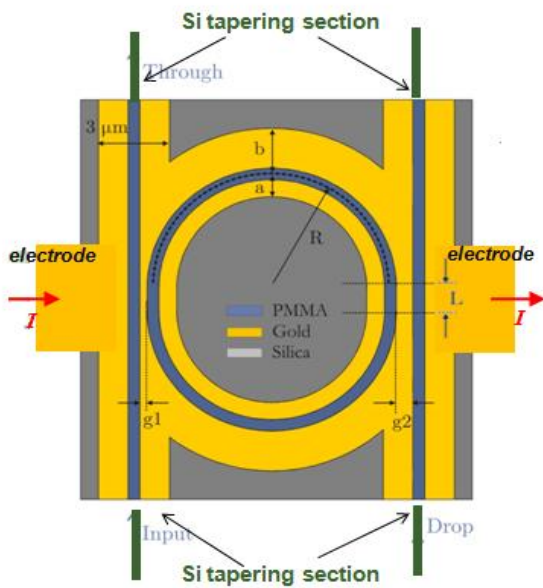


2 All-Pass Racetrack Structures		
R=5 μm	g1=0.3μm	L=0.7μm
R=5.5 μm	g1=0.3μm	L=0.4μm

Σχήμα 3.34- Πλασμονικό ALL-PASS Racetrack

Για το παραπάνω σχήμα ισχύουν: $a = 1\mu m$
 $b = 2\mu m$

- **8^η Δομή:** Τέσσερα πλασμονικά Racetracks τα οποία φαίνονται στο παρακάτω σχήμα:

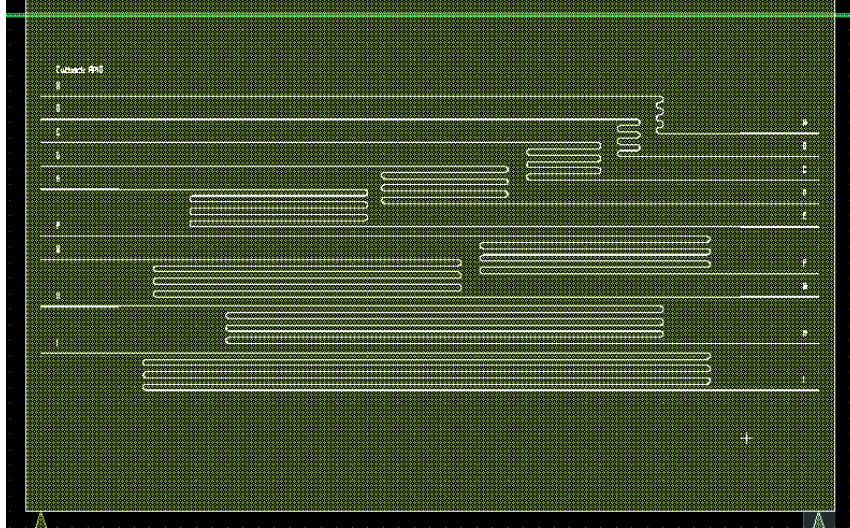


4 Racetrack 2x2 Switches		
R=5.5 μm	L=0.5μm	g1=g2=0.30μm
		g1=g2=0.35μm
		g1=g2=0.40μm
		g1=g2=0.45μm

Σχήμα 3.35- Πλασμονικό Racetrack

Για το παραπάνω σχήμα ισχύουν τα εξής: $a = 1\mu m$
 $b = 2\mu m$

Σημειώνεται, τέλος, ότι στο πρώτο από τα τρία dies περιέχεται και ένα τμήμα εννέα κυματοδηγών Πυριτίου διαφορετικών μηκών που χρησιμεύει σαν αναφορά (reference) για τη μέτρηση των απωλειών των παραπάνω δομών. Η μάσκα σχεδίασης αυτών των κυματοδηγών φαίνεται παρακάτω.



Σχήμα 3.36- Reference Si Κυματοδηγοί στη Μάσκα Σχεδίασης

Όπως φαίνεται και από το σχήμα, αυτοί οι reference κυματοδηγοί αποτελούνται από κομμάτια ευθέων κυματοδηγών και από τμήματα κυματοδηγών σε σχήμα ημικυκλίου. Η ακτίνα των ημικυκλίων αυτών είναι $r=20\mu\text{m}$. Έτσι, τα συνολικά μήκη των κυματοδηγών είναι:

Όνομασία Reference Κυματοδηγού	Μήκος Κυματοδηγού [μm]
A	5377
B	6037
C	8017
D	9997
E	12000
F	14000
G	17000
H	22000
I	27000

Ακολουθεί το κεφάλαιο του πειραματικού χαρακτηρισμού του chip, οι δομές του οποίου περιγράφηκαν παραπάνω.

Βιβλιογραφία 3^{ου} Κεφαλαίου

- [1] «Merging Plasmonic and Silicon Photonics Technology towards Tb/s routing in optical interconnects», FP7-ICT-2009-4
- [2] J. A. Dionne, L. A. Sweatlock, M. T. Sheldon, A. P. Alivisatos, and H. A. Atwater, «Silicon-Based Plasmonics for On-Chip Photonic», IEEE J. of Sel. Topics in Quantum Electron., Vol. 16, No. 1, pp. 295-306, Jan.-Feb. 2010
- [3] Xin Guo, Min Qiu, Jiming Bao, Benjamin J. Wiley, Qing Yang, Xining Zhang, Yaoguang Ma, Huakang Yu and Limin Tong, « Direct Coupling of Plasmonic and Photonic Nanowires for Hybrid Nanophotonic Components and Circuits», Nano Letters 2009, Volume 9, No. 12, 4515-4519, October 2009
- [4] Δημήτρης Καλαβρουζιώτης, «Εξαμηνιαία Εργασία στην Ολοκληρωμένη Οπτική: Πλασματικές Διατάξεις με Εφαρμογή στις Σύγχρονες Τηλεπικοινωνίες», 2010
- [5] Douwe H. Geuzebroek and Alfred Driessen «Ring-Resonator-Based Wavelength Filters»
- [6] Oriol Gili de Villasante, Master Thesis « Design and Simulation of Vertical Grating Coupler for Photonic Intergrated System-in-Package», Berlin, April 2010
- [7] Roman Bruck and Rainer Hainberger, «Efficiency enhancement of grating coupler for single mode polymer waveguides through high index coatings», Austrian Research Centers-ARC, Nano-System-Technologies, Donau-City-Str.1, 1220 Vienna, Austria

Κεφάλαιο Τέταρτο

Πειραματικός Χαρακτηρισμός Πλασμονικών Δομών

4.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται η περιγραφή και παρατίθενται τα αποτελέσματα των πειραμάτων που διεξήχθησαν στο Εργαστήριο Φωτονικών Επικοινωνιών του Ε.Μ.Π για το χαρακτηρισμό του πλασμονικού chip, οι δομές του οποίου περιγράφηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο.

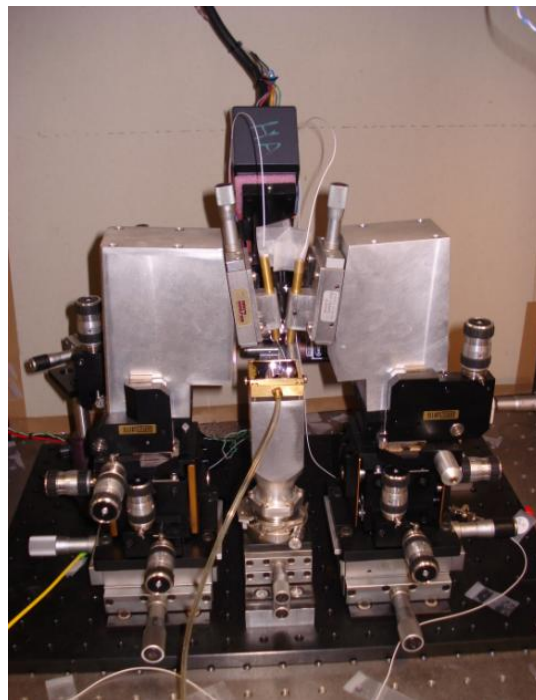
Σημειώνεται ότι ο χαρακτηρισμός των πλασμονικών δομών που ακολουθεί εξετάζει τις δομές αυτές κυρίως ως προς δύο παραμέτρους: **τις απώλειες** και τη **φασματική απόκριση (spectral response)**. Ο λόγος για τον οποίο εξετάζονται οι απώλειες κάθε δομής είναι προφανής. Όσον αφορά στη φασματική απόκριση, η εξέτασή της έχει ιδιαίτερη σημασία γιατί παρέχει μια εικόνα για τη βέλτιστη περιοχή μηκών κύματος λειτουργίας της κάθε δομής και κατ' επέκταση για το εύρος ζώνης της. Οι μεν απώλειες εξετάζονται με ένα όργανο μέτρησης οπτικής ισχύος το οποίο ονομάζεται Power Meter, οι δε φασματικές αποκρίσεις των δομών εξετάζονται με χρήση του OSA (Optical Spectrum Analyzer).

Τέλος, για την πειραματική μελέτη του εν λόγω chip χρησιμοποιήθηκε ως πηγή ένα Tunable Laser, η περιοχή λειτουργίας του οποίου εκτείνεται από τα 1500nm έως τα 1580nm και δίνει τη δυνατότητα ρύθμισης του επιθυμητού μήκους κύματος.

4.2 To Probe Station

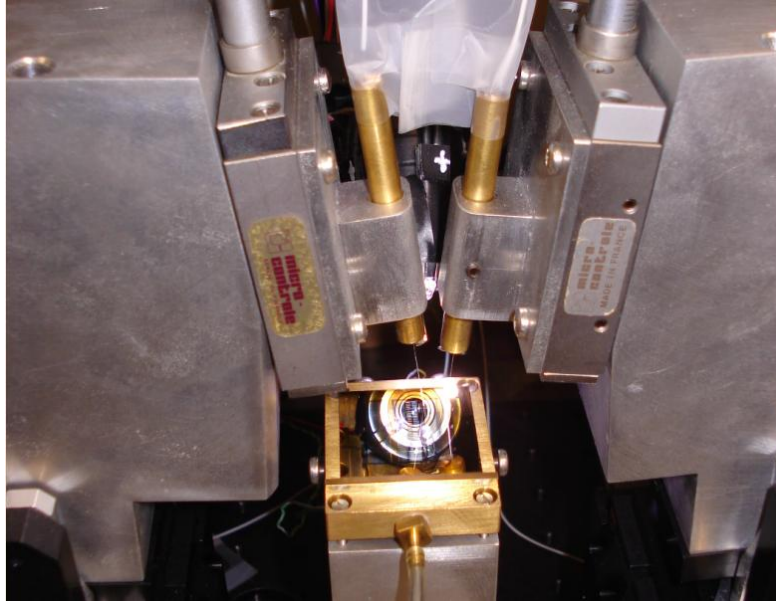
Το Probe Station είναι η εργαστηριακή διάταξη πάνω στην οποία τοποθετούνται τα ολοκληρωμένα οπτικά chip για τη διεξαγωγή πειραμάτων. Περιλαμβάνει τις οπτικές ίνες εισόδου και εξόδου της οπτικής ισχύος, μια πλατφόρμα πάνω στην οποία τοποθετείται το υπό μελέτη chip και μια IR camera για να είναι δυνατή η επισκόπηση των δομών που περιλαμβάνει το chip. Ακόμη, περιλαμβάνει έναν ελεγκτή θερμοκρασίας (temperature controller- Peltier) για

τον έλεγχο της θερμοκρασίας της βάσης του chip, η οποία αποτελείται από Πυρίτιο, και λειτουργεί με βάση τις αρχές του θερμοηλεκτρικού φαινομένου και του φαινομένου Peltier για την απαγωγή της θερμότητας. Πιο συγκεκριμένα, ρυθμίζοντας κατάλληλα και με ηλεκτρονικό τρόπο τον ελεγκτή αυτό, διατηρείται σταθερή η θερμοκρασία του υποστρώματος του chip παρά την μεταβαλλόμενη θερμοκρασία στα φύλλα Χρυσού λόγω του θερμοοπτικού φαινομένου που εφαρμόστηκε στα πειράματα. Τέλος, το Probe Station περιλαμβάνει μοχλούς για την κίνηση τόσο του chip όσο και των οπτικών ινών εισόδου και εξόδου κατά τους τρεις άξονες. Τα παραπάνω φαίνονται, για την περίπτωση του Probe Station που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα, στην επόμενη φωτογραφία.



Εικόνα 4.1- Το Probe Station

Επειδή ο τρόπος σύζευξης της ισχύος από τις οπτικές ίνες στο chip και αντίστροφα είναι ένας παράγοντας ιδιαίτερα σημαντικός καθώς, όπως θα φανεί παρακάτω, επηρεάζει τόσο τις απώλειες των δομών όσο και τη φασματική τους απόκριση, παρατίθεται η επόμενη φωτογραφία στην οποία φαίνεται με περισσότερη λεπτομέρεια η θέση των οπτικών ινών εισόδου και εξόδου σε σχέση με τη θέση του chip.



Εικόνα 4.2-Οπτικές Ίνες εισόδου και εξόδου του Probe Station

Στην παραπάνω εικόνα φαίνεται η γεωμετρία των ινών σε σχέση με το chip. Όπως έχει αναφερθεί παραπάνω, η γωνία που σχηματίζουν οι οπτικές ίνες με την κατακόρυφο προς το chip είναι μια παράμετρος που χαρακτηρίζει τη συμπεριφορά των Grating Couplers εισόδου και εξόδου και θα εξεταστεί στην ενότητα που ακολουθεί. Αυτή η γεωμετρία των οπτικών ινών που φαίνεται στη φωτογραφία, όπου οι ίνες εισόδου και εξόδου έρχονται πιο κοντά όσο πλησιάζουν προς στο chip, θα αναφέρεται ως **θετική κλίση των ινών**. Σημειώνεται ότι η μικρότερη, ως προς την κατακόρυφο, γωνία των ινών που μπορεί να παρέχει το συγκεκριμένο Probe Station είναι 5° .

Τέλος, παρατίθεται μια εικόνα της οθόνης της IR camera στην οποία φαίνονται ξεκάθαρα ο τρόπος σύζευξης της οπτικής ισχύος από την ίνα στο chip και αντίστροφα.



Εικόνα 4.3-Φωτογραφία της οθόνης της IR camera: Οπτική ίνα εισόδου και κυματοδηγός Si

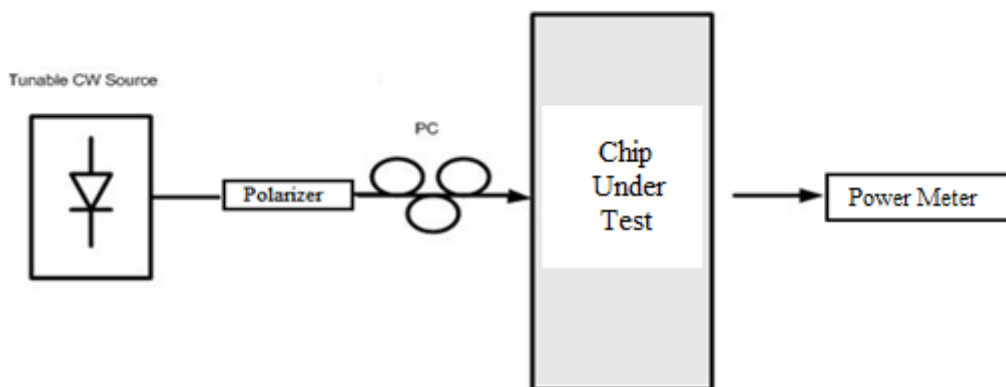
Στην εικόνα αυτή φαίνεται και η μεγάλη διαφορά στο μέγεθος της διατομής του cladding της οπτικής ίνας με τη διατομή του κυματοδηγού Πυριτίου, για την οποία έχει γίνει λόγος στην Ενότητα 3.3.4 των Grating Couplers. Η IR camera επιτρέπει επίσης ένα ποιοτικό έλεγχο των απωλειών των κυματοδηγών του chip, για μήκη κύματος μικρότερα από 1500nm.

4.3 Η Μέθοδος Cutback για Κυματοδηγούς Πυριτίου και οι Grating Couplers

Τα δύο ήδη δομών εξετάζονται αρχικά είναι οι Grating Couplers και οι διηλεκτρικοί κυματοδηγοί Πυριτίου, έτσι ώστε, στη συνέχεια, να μπορέσουν να μετρηθούν ποσότητες που αφορούν την πλασματική κυματοδότηση. Για την εξέταση των απωλειών των δομών αυτών χρησιμοποιήθηκε η λεγόμενη Cutback Method που αναφέρεται στη μέτρηση των απωλειών από την οπτική ίνα εισόδου της ισχύος στην οπτική ίνα εξόδου αυτής. Μέσω των μετρήσεων αυτών σε διαφορετικού μήκους κλασσικούς κυματοδηγούς Πυριτίου γίνεται η χάραξη μιας καμπύλης απωλειών σε συνάρτηση με το μήκος κυματοδότησης. Με τον τρόπο αυτό μπορούν να υπολογιστούν οι απώλειες λόγω διάδοσης στο Πυρίτιο, που σύμφωνα με τη θεωρία έχουν τιμή 2-2.5dB/cm, και οι απώλειες που εισάγουν οι Grating Couplers.

Ως πηγή, για την Cutback Method σε ευθείς κυματοδηγούς Πυριτίου χρησιμοποιήθηκε ένα Tunable Laser με ισχύ εξόδου 3dBm, δηλαδή περίπου 2mW. Επειδή οι Grating Couplers είναι σχεδιασμένοι για πόλωση TM, μετά το Tunable Laser τοποθετήθηκε ένας πολωτής για τον να

πολώσει την έξοδο του Laser και μετά από αυτόν ακολούθησε ένας polarization controller για στροφή της πόλωσης στον επιθυμητό άξονα. Στην έξοδο ήταν φυσικά συνδεδεμένος ένας Power Meter. Αυτός περιλαμβάνει έναν attenuator για την προστασία του από είσοδο μεγαλύτερης ισχύος από τις προδιαγραφές του. Τα παραπάνω φαίνονται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 4.1-Πειραματική διάταξη για Μέθοδο Cutback

Οι μετρήσεις ελήφθησαν στους κυματοδηγούς Πυριτίου αναφοράς (reference) που αναφέρθηκαν στην τελευταία ενότητα του προηγούμενου κεφαλαίου και φαίνονται στο Σχήμα 3.37. Οι απώλειες αυτών φαίνονται στον επόμενο πίνακα.

Ονομασία Reference Κυματοδηγού	Ισχύς εισόδου (dBm)	Απώλειες λόγω Διάταξης (dB)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Μήκος Κυματοδηγού (μm)	Απώλειες από ίνα εισόδου σε ίνα εξόδου (dB)	Μήκος Κόματος (μm)
A	-0.71	0.6	-30.80	5377	29.49	1542.379
B	-0.71	0.6	-43.20	6037	41.89	1542.655
C	-0.71	0.6	-32.40	8017	31.09	1542.675
D	-0.71	0.6	-32.80	9997	31.49	1542.669
E	-0.71	0.6	-34.20	12000	32.89	1542.467
F	-0.71	0.6	-34.80	14000	33.49	1542.369
G	-0.71	0.6	-37.10	17000	35.79	1545.148
H	-0.71	0.6	-38.90	22000	37.59	1545.043
I	-0.71	0.6	-40.50	27000	39.19	1545.391

Πίνακας 4.1- Απώλειες σε Reference Si Κυματοδηγούς

Σημειώνεται ότι η πραγματική ισχύς εισόδου είναι 0.71 dBm και όχι 3 dBm, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, γιατί τα όργανα που παρεμβάλλονται μεταξύ του Tunable Laser και της εισόδου του chip, δηλαδή ο polarization controller και ο attenuator του Power Meter εισάγουν

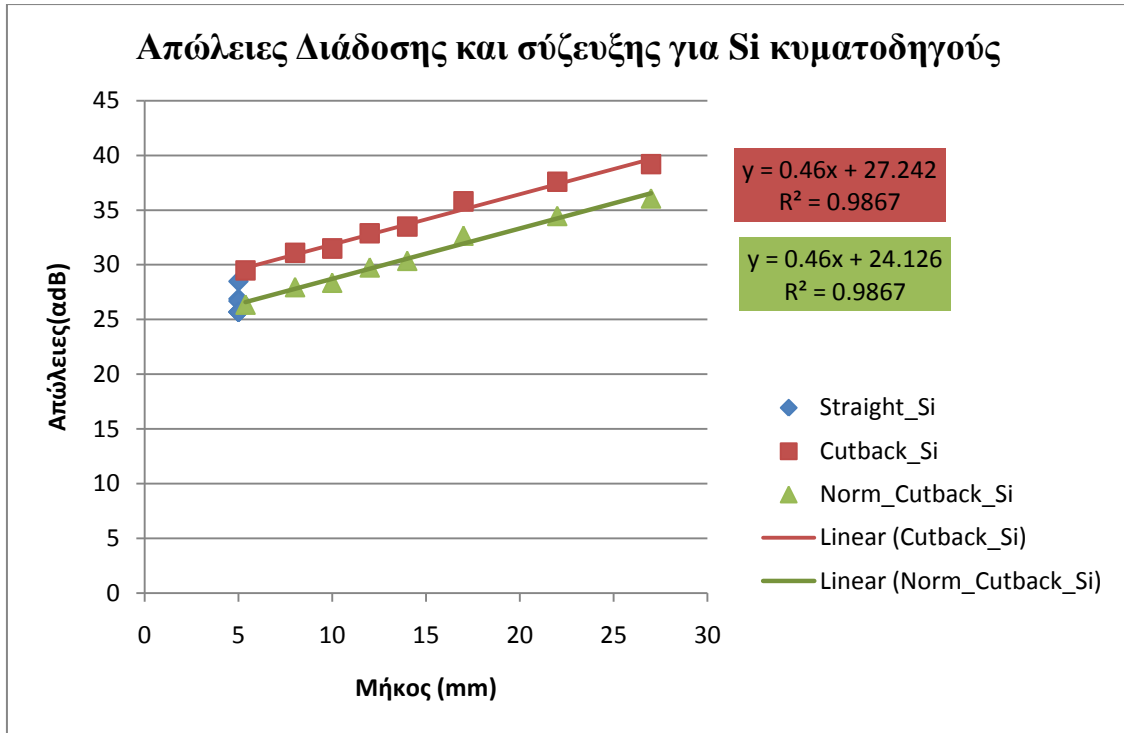
κάποιες απώλειες. Ακόμη, οι απώλειες λόγω διάταξης που φαίνονται στον παραπάνω πίνακα αναφέρονται στις απώλειες λόγω ανακλάσεων κατά την είσοδο της οπτικής ισχύος στο chip και την έξοδό της από αυτό.

Λόγω του σχήματος των reference κυματοδηγών και, ειδικότερα, λόγω των ημικυκλικών τμημάτων τους, τα οποία προφανώς εισάγουν απώλειες λόγω καμπής (bending losses) [1], έγινε μια προσπάθεια κανονικοποίησης των απωλειών για ευθείς κυματοδηγούς Πυριτίου ίδιου μήκους. Για να γίνει αυτό, μετρήθηκαν οι απώλειες πέντε ευθέων κυματοδηγών Πυριτίου μήκους $L_{Si}=5\text{mm}$ που υπήρχαν πάνω στο υπό μελέτη chip και βρέθηκε ότι αυτές ήταν 3.12dB λιγότερες, σε σχέση με τους αντίστοιχους μήκους reference κυματοδηγούς. Εφόσον υπάρχουν έξι ημικυκλικά τμήματα σε κάθε reference κυματοδηγό, στη διαδικασία κανονικοποίησης θεωρήθηκε ότι κάθε ημικύκλιο εισάγει απώλεια ίση με 0.52dB. Τα αποτελέσματα είναι τα παρακάτω.

Ονομασία Reference Κυματοδηγού	Μήκος Κυματοδηγού (μm)	Μήκος Κύματος (μm)	Κανονικοποιημένες Απώλειες από ένα εισόδου σε ένα εξόδου για ευθύ κυματοδηγό (dB)
A	5377	1542.379	26.37
B	6037	1542.655	38.77
C	8017	1542.675	27.97
D	9997	1542.669	28.37
E	12000	1542.467	29.77
F	14000	1542.369	30.37
G	17000	1545.148	32.67
H	22000	1545.043	34.47
I	27000	1545.391	36.07

Πίνακας 4.2- Κανονικοποιημένες Απώλειες Cutback Method για Κυματοδηγούς Πυριτίου

Με βάση τους δύο παραπάνω πίνακες, χαράχθηκε, με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων, η καμπύλη της μεθόδου Cutback για την οποία έγινε λόγος παραπάνω.



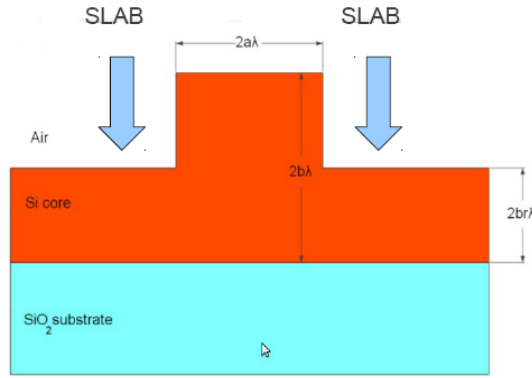
Διάγραμμα 4.1- Απώλειες συναρτήσει μήκους κυματοδότησης για Si κυματοδηγούς

Στο παραπάνω διάγραμμα, με κόκκινο χρώμα φαίνεται η ευθεία που χαραχτηκε με βάση τα πειραματικά δεδομένα των κυματοδηγών αναφοράς και με πράσινο χρώμα τα κανονικοποιημένα αποτελέσματα που αναφέρονται σε ευθείς κυματοδηγούς Πυριτίου. Επειδή τα κανονικοποιημένα αποτελέσματα είναι πιο ρεαλιστικά, δεχόμαστε αυτά σαν αναφορά για το χαρακτηρισμό των πλασμονικών δομών.

Δύο σημαντικά σημεία της παραπάνω γραφικής παράστασης είναι ότι μπορεί κανείς να υπολογίσει, πρώτον, τις συνολικές απώλειες των Grating Couplers εισόδου και εξόδου από την τομή της ευθείας με το σημείο Length=0 και, δεύτερον, τις απώλειες διάδοσης στον κυματοδηγό Πυριτίου συναρτήσει του μήκους αυτού, από την κλίση της.

Με βάση, λοιπόν, τα παραπάνω, οι απώλειες διάδοσης σε ευθύ κυματοδηγό Πυριτίου είναι 0.46dB/mm, δηλαδή 4.6dB/cm. Η τιμή αυτή είναι διπλάσια από την αναμενόμενη η οποία, όπως έχει αναφερθεί πολλές φορές μέχρι τώρα είναι τα γνωστά 2-2.5dB/cm.

Ο κύριος λόγος για τον οποίο οι απώλειες κυματοδότησης σε Πυρίτιο είναι τόσο υψηλές είναι το γεγονός ότι οι κυματοδηγοί Πυριτίου είναι τύπου Rib, δηλαδή έχουν τη παρακάτω μορφή.



Σχήμα 4.2-Rib Κυματοδηγός Πυριτίου

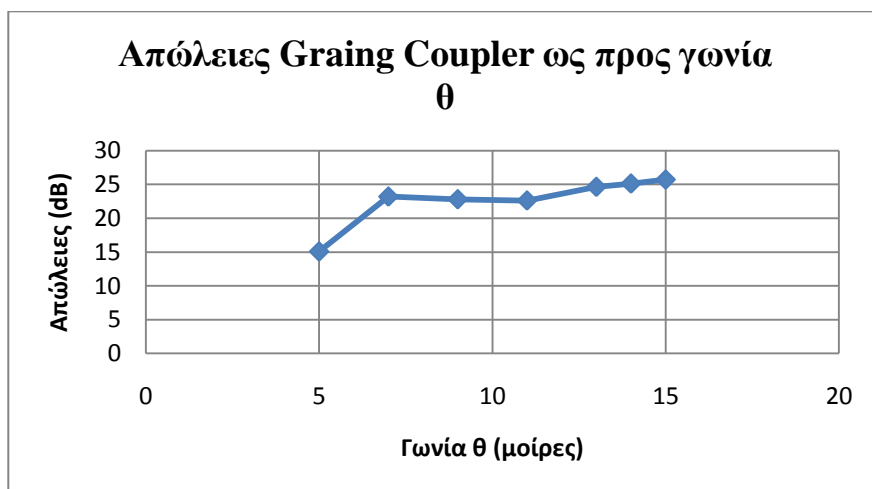
Οι συγκεκριμένοι κυματοδηγοί τύπου Rib παρουσιάζουν ελαφρά μεγαλύτερες απώλειες σε σχέση με τους Strip κυματοδηγούς, στους οποίους αναφέρονται οι απώλειες των 2-2.5dB/cm, λόγω των τμημάτων που στο παραπάνω σχήμα υποδεικνύονται ως Slab. Σ' αυτά τα τμήματα των κυματοδηγών χάνεται ένα μεγάλο μέρος της κυματοδηγούμενης ισχύος.

Όσον αφορά στις απώλειες των Grating Couplers εισόδου και εξόδου, πριν σχολιαστεί η τιμή τους πρέπει να αναφερθούν οι κατασκευαστικές τους προδιαγραφές. Οι συγκεκριμένοι Grating Couplers παρουσιάζουν, με βάση τις προδιαγραφές τους, βέλτιστη συμπεριφορά σε **αρνητική κλίση** των οπτικών ινών ίση με 2° . Για αυτή τη γωνία, οι απώλειες αναμένονται 8-9dB/Coupler όπως αναφέρθηκε στην Ενότητα 3.3.4, δεδομένου ότι το περίβλημα αυτών είναι Διοξείδιο του Πυριτίου (SiO_2) και όχι αέρας, όπως στην πειραματική διαδικασία που περιγράφεται. Για να επιβεβαιωθεί αυτή η συμπεριφορά των Grating Couplers ως προς τη γωνία των οπτικών ινών, ανεξάρτητα από το μέσο που τους περιβάλλει, ελήφθησαν μετρήσεις των απωλειών ενός Grating Coupler για μεταβαλλόμενες γωνίες της ίνας, για θετικές κλίσεις αυτών, εφόσον μόνο αυτές μπορούσαν να πραγματοποιηθούν. Τα πειραματικά αποτελέσματα φαίνονται στον επόμενο πίνακα.

θz: γωνία οπτικής ίνας (μοίρες)	Απώλειες Grating Coupler (dB)
15	25.71
14	25.13
13	24.62
11	22.62
9	22.8
7	23.2
5	15.07

Πίνακας 4.3- Απώλειες Grating Coupler συναρτήσει γωνίας

Οι μετρήσεις αυτές απεικονίζονται στο επόμενο διάγραμμα.



Διάγραμμα 4.2- Απώλειες Grating Coupler συναρτήσει γωνίας θ

Από το παραπάνω διάγραμμα φαίνεται ότι, μειώνοντας τη γωνία, μειώνονται και οι απώλειες του Grating Coupler. Αν η διάταξή μας επέτρεπε να ληφθούν μετρήσεις και σε αρνητικές γωνίες του παραπάνω οριζώντιου άξονα, θα φαινόταν η δραστική μείωση των απωλειών για $\theta = -2^\circ$. Αυτό όμως δεν ήταν εφικτό.

Επιστρέφοντας στο διάγραμμα 4.1, φαίνεται ότι οι απώλειες των Grating Couplers, όπως φαίνεται από την τομή της ευθείας πράσινου χρώματος με τον κατακόρυφο άξονα, μετρούνται στα 24.126dB για το ζεύγος Grating Coupler εισόδου και Grating Coupler εξόδου, δηλαδή 12.063dB για κάθε Coupler.

Ένας ακόμη λόγος για τον οποίο οι απώλειες των Grating Couplers είναι τόσο υψηλές, εκτός από την εσφαλμένη γωνία των οπτικών ινών και το γεγονός ότι οι συγκεκριμένοι είναι κατασκευασμένοι για να περιβάλλονται από SiO_2 αλλά περιβάλλονται από αέρα, είναι ότι στην τιμή των 12.063dB συμπεριλαμβάνονται οι απώλειες λόγω ανάκλασης κατά τη διαδρομή του φωτός από την οπτική ίνα εισόδου στον Grating Coupler εισόδου του chip και οι απώλειες λόγω ανάκλασης από τη μετάβαση του φωτός από τον Grating Coupler εξόδου στην οπτική ίνα εξόδου.

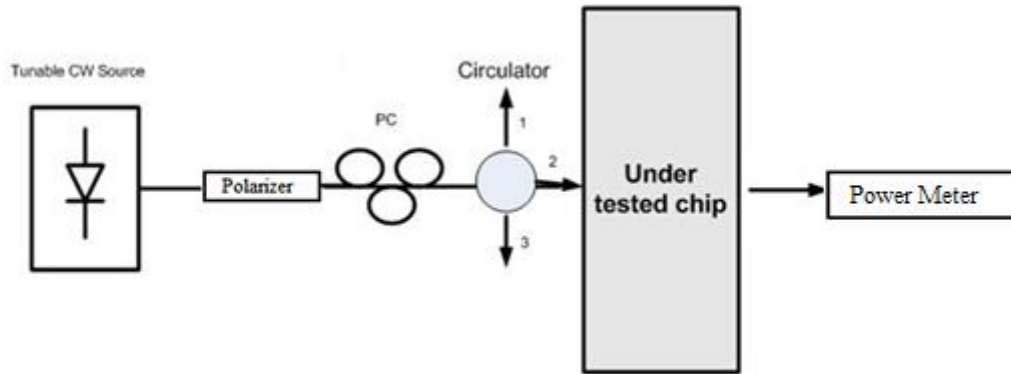
Πιο αναλυτικά, επιχειρώντας μια ποιοτική προσέγγιση, έχουμε τα παρακάτω: Θεωρώντας πρώτα την περίπτωση μετάβασης του φωτός από την οπτική ίνα στο chip, η οποία φαίνεται στην Εικόνα 3.19 του προηγούμενου κεφαλαίου, περιμένει κανείς να χάνεται ένα μέρος της ισχύος που μεταφέρει η οπτική ίνα, λόγω ανάκλασης στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ της διατομής

της ίνας και του αέρα. Ο συντελεστής ανάκλασης για αυτή τη διαδρομή του φωτός είναι, φυσικά:

$$R_{fiber-air} = \left| \frac{\eta_{air} - \eta_{SiO_2}}{\eta_{air} + \eta_{SiO_2}} \right|$$

Εφόσον $\eta_{air} = 1$ και $\eta_{eff,si} = 2.45$ έχουμε ότι $R_{fiber-air} = 0.18 \approx 18\%$. Δηλαδή, το 18% της ισχύος εισόδου χάνεται στην μετάβαση του φωτός από την οπτική ίνα εισόδου στον αέρα. Αυτό το ποσοστό δε μπορεί σε καμία περίπτωση να θεωρηθεί αμελητέο και είναι, προφανώς, ένας σημαντικός παράγοντας απωλειών.

Οι παραπάνω εκτιμήσεις επιβεβαιώθηκαν και πειραματικά με την παρεμβολή, στη διάταξη του Σχήματος 4.1, ενός ακόμη οργάνου: του Circulator. Ο Circulator είναι ένα όργανο τριών θυρών που μπορεί να μετρήσει απώλειες λόγω ανακλάσεων. Η παρεμβολή του στην πειραματική διάταξη φαίνεται παρακάτω.



Σχήμα 4.3-Χρήση του Circulator για μέτρηση Απωλειών από Ανακλάσεις

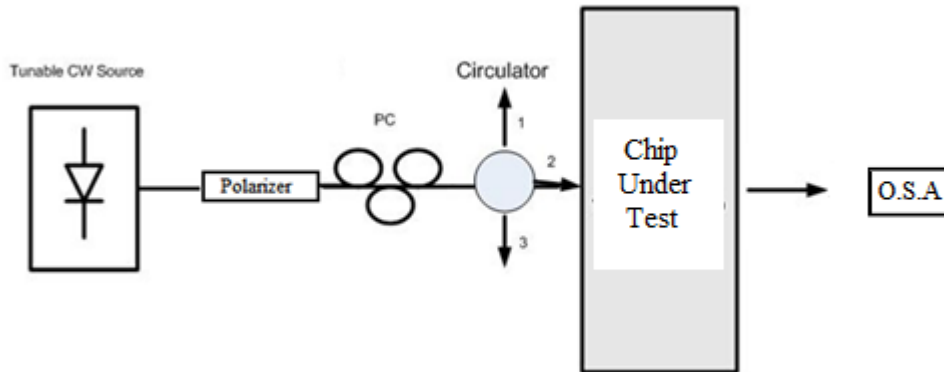
Έτσι, οι απώλειες λόγω ανάκλασης μετρήθηκαν στα 0.8dB και συμπεριλαμβάνονται στις απώλειες ενός Grating Coupler. Εφόσον η ανάκλαση που συμβαίνει στην είσοδο του chip συμβαίνει και στην έξοδο αυτού, οι συνολικές απώλειες λόγω ανάκλασης στη διαδρομή ίνας εισόδου-chip-ίνας εξόδου είναι 1.6dB.

Συμπερασματικά, οι μεγάλες απώλειες που παρουσιάζουν οι Grating Couplers του chip οφείλονται:

- στη γωνία κλίσης των οπτικών ινών εισόδου και εξόδου, οι οποίες δεν επιτρέπουν τη βέλτιστη σύζευξη,
- στο γεγονός ότι οι συγκεκριμένοι Grating Couplers είναι σχεδιασμένοι ώστε να περιβάλλονται από SiO₂ και όχι από αέρα, και,

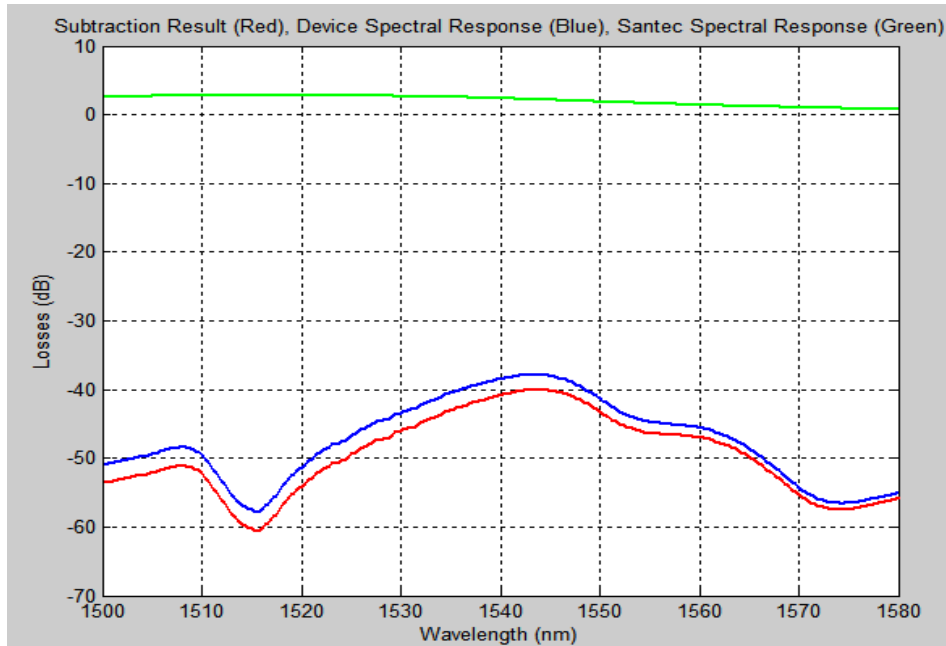
- στις ανακλάσεις που υφίσταται το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο στην είσοδο και στην έξοδο του chip.

Το επόμενο βήμα στην πειραματική διαδικασία ήταν η λήψη της φασματικής απόκρισης του συνδυασμού: κυματοδηγός Πυριτίου και Grating Couplers εισόδου και εξόδου. Χρησιμοποιήθηκε, η πειραματική διάταξη που φαίνεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 4.4-Πειραματική διάταξη για τη λήψη φασματικών αποκρίσεων

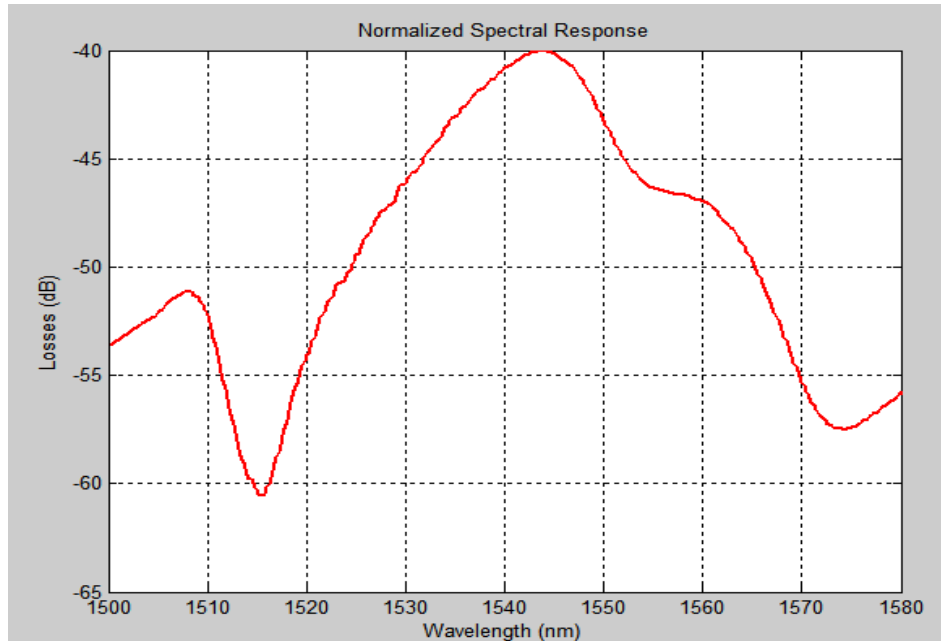
Έτσι, στο επόμενο διάγραμμα παρουσιάζεται με πράσινο χρώμα η φασματική απόκριση του Tunable Laser (Santec), η οποία είναι μια σχεδόν ευθεία γραμμή (με διακύμανση 2dB), όπως αναμενόταν από την απαίτηση το όργανο να έχει ίδια συμπεριφορά για όλα τα μήκη κύματος. Με μπλε χρώμα παρουσιάζεται η φασματική απόκριση που ελήφθη στον OSA, η οποία εμπεριέχει και τη φασματική απόκριση του Tunable Laser. Τέλος, με κόκκινο χρώμα φαίνεται η αφαίρεση των δύο παραπάνω γραφικών παραστάσεων. Σημειώνεται ότι το παρακάτω διάγραμμα αναφέρεται σε γωνία των ινών ίση με 5° .



Διάγραμμα 4.3- Φασματικές Αποκρίσεις (α) Tunable Laser-πράσινο χρώμα, (β) Ευθύ Κυματοδηγού Πυριτίου και Grating Couplers-κόκκινο χρώμα, (γ) άθροισμα των (α) και (β)-μπλε χρώμα,

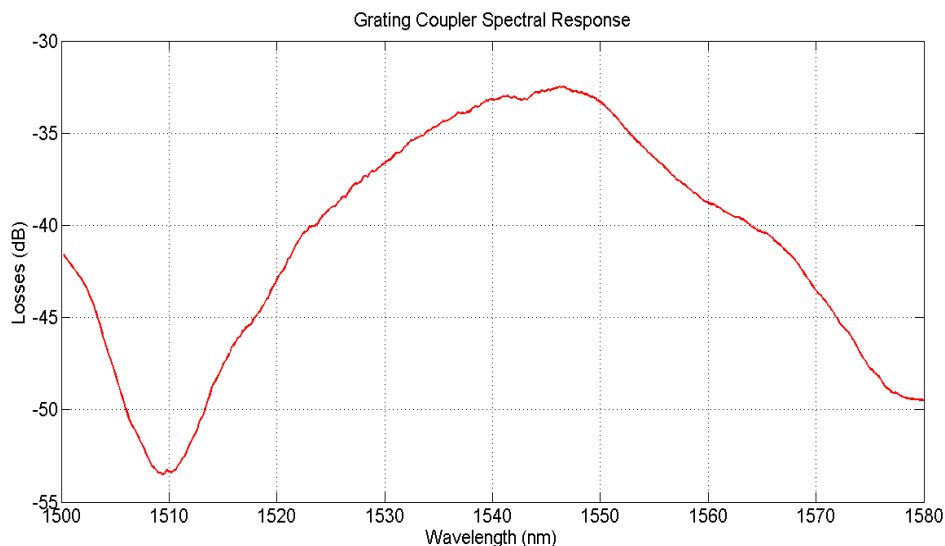
για γωνία εισόδου και εξόδου των οπτικών ινών ίση με 5°

Επομένως, η γραφική παράσταση με το κόκκινο χρώμα αντιπροσωπεύει τη φασματική απόκριση του συνδυασμού: κυματοδηγός Πυριτίου και Grating Couplers εισόδου και εξόδου. Όμως, για τον κυματοδηγό Πυριτίου εκτιμάται σταθερή συμπεριφορά ανεξάρτητη από το μήκος κύματος, άρα η κόκκινη γραφική παράσταση αντιπροσωπεύει ουσιαστικά μόνο τη συμπεριφορά των Grating Couplers εισόδου και εξόδου. Αυτή φαίνεται με περισσότερες λεπτομέρειες στο επόμενο σχήμα:



Διάγραμμα 4.4- Φασματική Απόκριση Grating Couplers για γωνία εισόδου και εξόδου των οπτικών ινών ίση με 5°

Τέλος, μετά από μικρή τροποποίηση της πειραματικής διάταξης, επιτεύχθηκε γωνία θετικής κλίσης των οπτικών ινών εισόδου και εξόδου ίση με $\theta = 1.8^\circ$ και με τη νέα γωνία ελήφθη ξανά η φασματική απόκριση των Grating Couplers. Αυτή φαίνεται στο επόμενο διάγραμμα.



Διάγραμμα 4.5- Φασματική Απόκριση Grating Couplers για γωνία εισόδου και εξόδου των οπτικών ινών ίση με 1.8°

Από τη σύγκριση των Διαγραμμάτων 4.4 και 4.5 είναι φανερή η βελτίωση του επιπέδου των απωλειών μειώνοντας τη γωνία των οπτικών ινών. Αυτό είναι κάτι αναμενόμενο σύμφωνα με τις προδιαγραφές των Grating Couplers που έχουν αναφερθεί παραπάνω. Σημειώνεται ότι τα

παραπάνω Spectral Responses αναφέρονται στο ζεύγος των Grating Couplers εισόδου και εξόδου και όχι μόνο σε ένα Grating Coupler. Από τις παραπάνω γραφικές παραστάσεις σημειώνονται δύο παρατηρήσεις:

- Πρώτον, το διάγραμμα 4.5 παρουσιάζει ομοιότητα με το Διάγραμμα 3.22 του προηγούμενου κεφαλαίου το οποίο αναφέρεται σε TM Grating Coupler. Αυτό είναι αναμενόμενο. Η μόνη διαφορά τους είναι το βύθισμα που φαίνεται στα 1510nm, στο Διάγραμμα 4.5. Αυτό οφείλεται στην συμπεριφορά φίλτρου που έχουν οι Grating Couplers. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με όσα ειπώθηκαν στην Ενότητα 3.3.4 σχετικά με τα χαρακτηριστικά των Grating Couplers, αυτοί αποτελούν φράγματα περίθλασης τύπου Bragg και χαρακτηρίζονται από περιοδική συμπεριφορά. Έτσι, αναμένεται, σε μήκη κύματος μεγαλύτερα από τα 1580nm να υπάρχει και άλλο βύθισμα, με βάση το οποίο μπορεί να μετρηθεί και το FSR το Grating Coupler.
- Ακόμη, από τις φασματικές αποκρίσεις των Grating Couplers μπορεί να μετρηθεί το Extinction Ratio αυτών για TM πόλωση. Από το Διάγραμμα 3.22 του προηγούμενου κεφαλαίου, αυτό αναμένεται να είναι λίγο μεγαλύτερο από 10dB για ένα Grating Coupler. Από το Διάγραμμα 4.5 φαίνεται ότι αυτό ισούται με $ER \approx 21\text{dB}$ για το ζεύγος Grating Coupler εισόδου και εξόδου, δηλαδή 10.5dB/Grating Coupler.

Τέλος, επειδή η τιμή του Polarization Extinction Ratio για τους TM Grating Couplers είναι μια παράμετρος σημαντική για το χαρακτηρισμό τους, ακολουθήθηκε η παρακάτω διαδικασία για τη μέτρησή του: Μεταβάλλοντας τον άξονα της πόλωσης φωτός που εισάγεται στο chip, μέσω αλλαγής της ρύθμισης του Polarization Controller που φαίνεται στο Σχήμα 4.2, μπορεί κανείς να δημιουργήσει φώς πολωμένο κατά TE και κατά TM. Ελήφθησαν, λοιπόν, μετρήσεις της ισχύος εξόδου, με τον Power Meter, και για τις δύο πολώσεις. Η διαφορά τους υπολογίστηκε ίση με Polarization Extinction Ratio $\approx 43\text{dB}$ για δύο Grating Couplers, δηλαδή $PER \approx 21.5\text{dB}$. Η τιμή αυτή για το PER υποδεικνύει ότι οι συγκεκριμένοι Grating Couplers παρέχουν περίπου 150 φορές μεγαλύτερη ισχύ εξόδου όταν η είσοδός τους είναι φως πόλωσης TM σε σχέση με την ισχύ εξόδου τους όταν η πόλωση της εισόδου τους είναι TE. Από αυτό αποδεικνύεται ότι οι Grating Couplers να μπορούν να χαρακτηριστούν ως αμιγώς TM Grating Couplers.

4.4 Οι Πλασματικοί Κυματοδηγοί (DLSPPW)

Αυτή η ενότητα παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον γιατί, μέσω των μετρήσεων απωλειών ισχύος και της λήψης των φασματικών αποκρίσεων των DLSPPW, είναι δυνατόν να αποδειχθεί η πλασματική κυματοδηγήση. Δύο είναι τα στοιχεία που την αποδεικνύουν: Πρώτον, η μέτρηση απωλειών με τιμή κοντά στην αναμενόμενη, που υπολογίστηκε στην Ενότητα 2.7.3 και, δεύτερον, το πολύ μεγάλο Polarization Extinction Ratio που αναμένεται να έχουν οι DLSPPW σε σχέση με τους απλούς κυματοδηγούς Πυριτίου. Πιο αναλυτικά, όσον αφορά στο δεύτερο, εφόσον τα Surface Plasmon Polaritons συζευγνύονται μόνο με TM ρυθμούς, αναμένεται το Polarization Extinction Ratio των DLSPPW να είναι αρκετά μεγαλύτερο από αυτό του συνδυασμού Grating Couplers εισόδου και εξόδου, δηλαδή από τα 43dB. Το θέμα αυτό αναλύεται στη μελέτη της φασματικής απόκρισης των DLSPPW.

Αρχικά, εφαρμόστηκε η μέθοδος Cutback στους 9 πλασματικούς κυματοδηγούς με μήκη $L_{DLSPP} = 60\mu\text{m}, 80\mu\text{m}$ και $100\mu\text{m}$ οι οποίοι παρεμβάλλονται μεταξύ Si κυματοδηγών συνολικού μήκους $L_{Si} = 5000\mu\text{m} - L_{DLSPP}$. Σε αυτή τη διαδικασία θεωρήθηκε, με βάση την μέθοδο Cutback σε Si κυματοδηγούς, ότι οι απώλειες διάδοσης σε κυματοδηγό Πυριτίου είναι 0.46dB/mm και ότι οι Grating Couplers έχουν απώλειες 12.063dB έκαστος.

Έτσι, χρησιμοποιώντας και πάλι τη διάταξη με το Tunable Laser, τον πολωτή, τον Polarization Controller κλπ, παίρνουμε τα ακόλουθα αποτελέσματα.

Όνομασία DLSPPWG	Ισχύς εισόδου (dBm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Μήκος DLSPPW (μm)	Απώλειες από ίνα εισόδου σε ίνα εξόδου (dB)	Μήκος Κύματος (μm)
00_01	-0.71	-40.00	60.00	38.69	1545.191
00_02	-0.71	-44.20	80.00	42.89	1545.206
00_03	-0.71	-43.00	100.00	41.69	1544.964
00_04	-0.71	-41.30	60.00	39.99	1544.992
00_05	-0.71	-43.00	80.00	41.69	1545.205
00_06	-0.71	-47.00	100.00	45.69	1545.421
00_07	-0.71	-39.00	60.00	37.69	1545.444
00_08	-0.71	-41.00	80.00	39.69	1545.408
00_09	-0.71	-42.00	100.00	40.69	1545.343

Πίνακας 4.4- Απώλειες σε DLSPPW

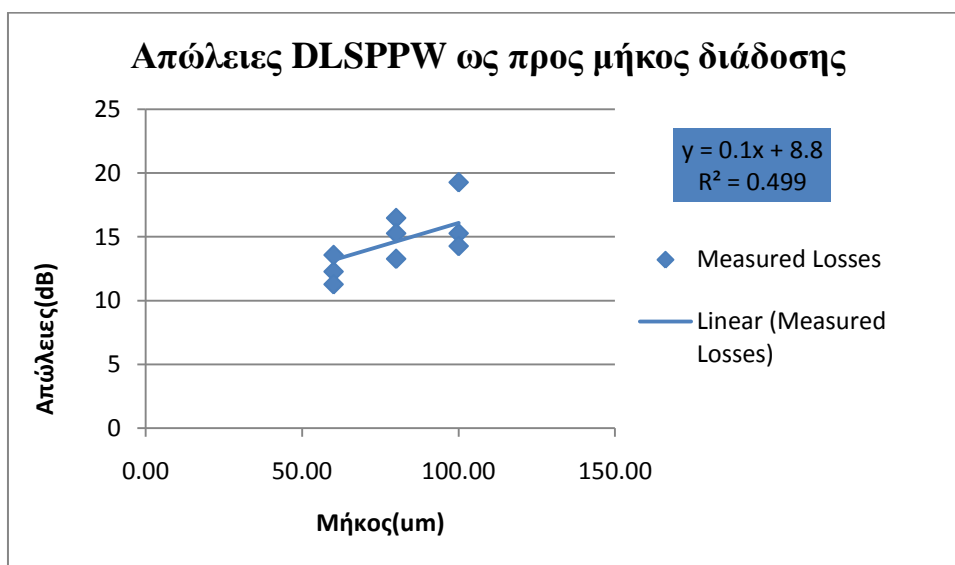
Επειδή η διαφορές στα μήκη μεταξύ των κυματοδηγών Πυριτίου είναι 20μm και 40μm, οι διαφορές των απωλειών λόγω διάδοσης στο Πυρίτιο είναι της τάξης του 10^{-2} dB και θεωρούνται αμελητέες. Για το λόγο αυτό, θεωρείται ότι, το συνολικό μήκος όλων των Si κυματοδηγών είναι 5mm. Έτσι, η κυματοδηγήση στο Πυρίτιο εισάγει απώλειες $0.046\text{dB/mm} * 5\text{mm} = 2.3\text{dB}$.

Αφαιρώντας αυτές τις απώλειες αλλά και τις απώλειες των Grating Couplers εισόδου και εξόδου που είναι 24.126dB, παίρνουμε τον παρακάτω πίνακα όπου φαίνονται μόνο οι απώλειες κυματοδηγησης σε DLSPPW.

Ονομασία DLSPPWG	Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος DLSPPW (μm)	Απώλειες λόγω DLSPPW (dB)	Μήκος Κόματος (μm)
00_01	-0.71	60.00	12.26	1545.191
00_02	-0.71	80.00	16.46	1545.206
00_03	-0.71	100.00	15.26	1544.964
00_04	-0.71	60.00	13.56	1544.992
00_05	-0.71	80.00	15.26	1545.205
00_06	-0.71	100.00	19.26	1545.421
00_07	-0.71	60.00	11.26	1545.444
00_08	-0.71	80.00	13.26	1545.408
00_09	-0.71	100.00	14.26	1545.343

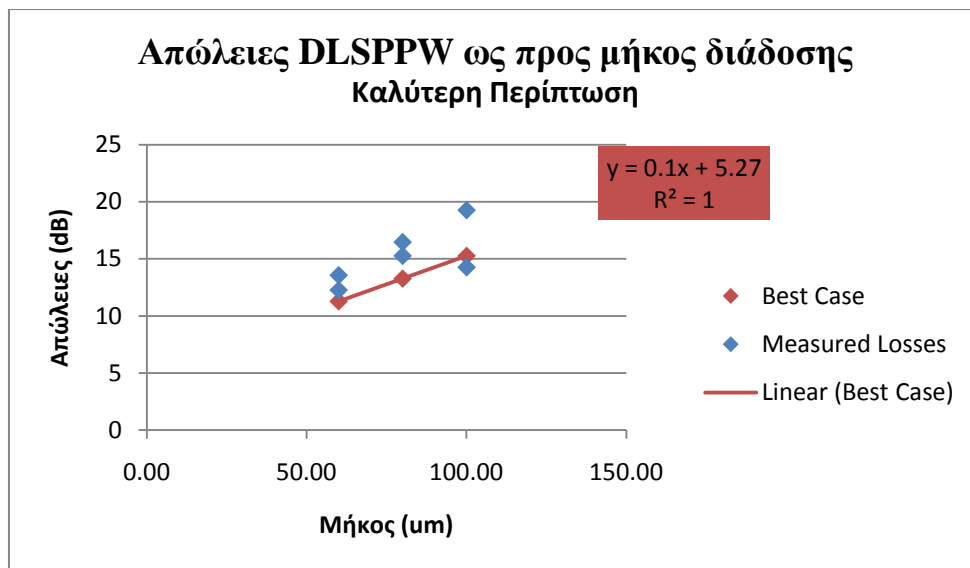
Πίνακας 4.5- Κανονικοποιημένες Απώλειες σε DLSPPW

Από τις παραπάνω τιμές παίρνουμε το επόμενο διάγραμμα των απωλειών σε συνάρτηση με το μήκος των κυματοδηγών DLSPPW, το οποίο δημιουργήθηκε με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων.

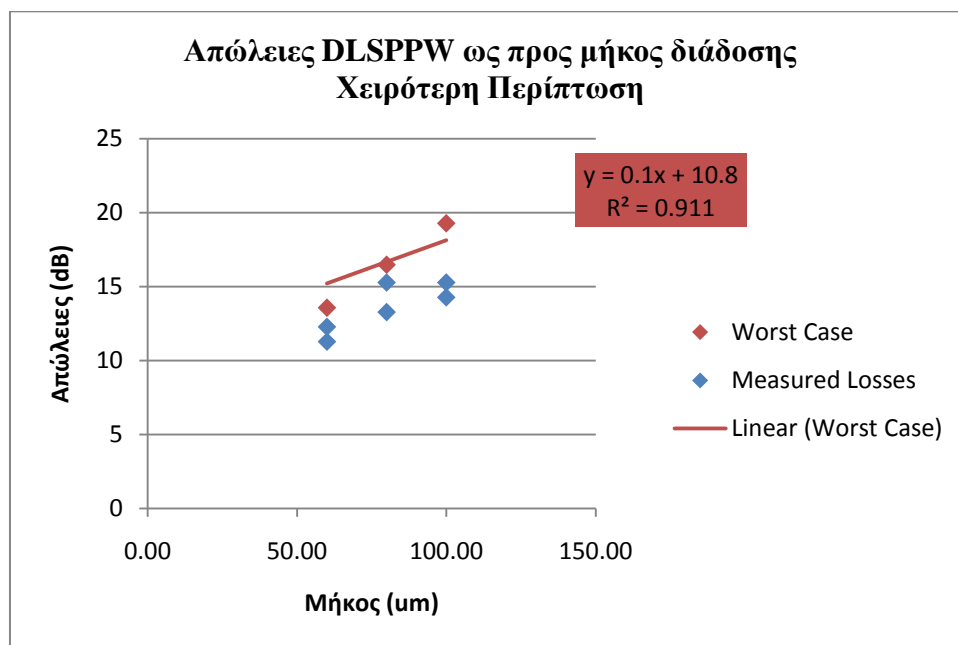


Διάγραμμα 4.6- Απώλειες DLSPPW συναρτήσει μήκους

Ακόμη, παρουσιάζονται παρακάτω δύο διαγράμματα με την καλύτερη και τη χειρότερη περίπτωση, τα οποία δημιουργήθηκαν με βάση τα πειραματικά αποτελέσματα του Πίνακα 4.5.



Διάγραμμα 4.7- Απώλειες DLSPPW συναρτήσει μήκους-Καλύτερη Περίπτωση



Διάγραμμα 4.8-Απώλειες DLSPPW συναρτήσει μήκους-Χειρότερη Περίπτωση

Εφόσον η τιμή της κλίσης των παραπάνω διαγραμμάτων εκφράζει τις απώλειες διάδοσης των Surface Plasmon Polaritons, αυτές είναι ίσες με 0.1dB/μm. Ταυτίζονται, λοιπόν, με τη αποτελέσματα της θεωρητικής ανάλυσης του Κεφαλαίου 2.7.3 για την περίπτωση Χρυσού και PMMA. Το γεγονός αυτό είναι ο πρώτος από τους δύο παράγοντες που, με βάση τα όσα αναφέρθηκαν στην αρχή της ενότητας αυτής, επιβεβαιώνει την πλασματική κυματοδότηση.

Όσον αφορά στις απώλειες λόγω σύζευξης μεταξύ Si κυματοδηγού και DLSPPW, η οποία επιτελείται στο τμήμα του Butt-Coupling με Adiabatic taper, ακολουθώντας και πάλι τη μέθοδο

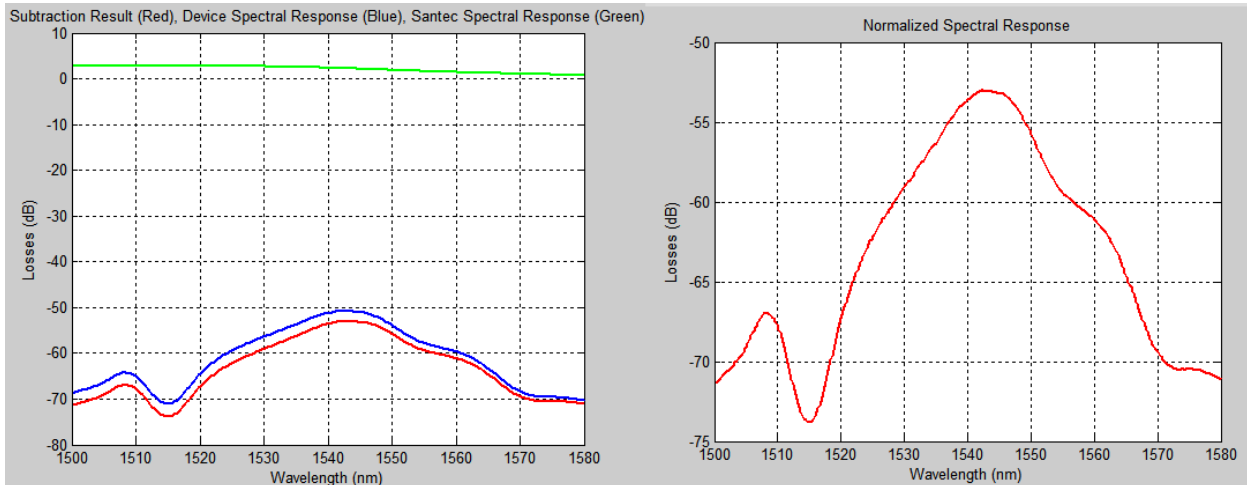
Cutback, αυτές μπορούν να μετρηθούν από την τομή της γραφικής παράστασης των απωλειών σε DLSPW, συναρτήσει του μήκους τους, με τον κατακόρυφο άξονα. Επειδή οι κυματοδηγοί με μήκη $L_{DLSPW}=100\mu\text{m}$ παρουσιάζουν αρκετά μεγαλύτερες απώλειες, σε σχέση με τους κυματοδηγούς με $L_{DLSPW}=60\mu\text{m}$ και $80\mu\text{m}$, λαμβάνεται σαν αναφορά το Διάγραμμα 4.7, στο οποίο η συμβολή των κυματοδηγών με μήκος $L_{DLSPW}=100\mu\text{m}$ είναι η ελάχιστη. Ο σταθερός όρος της εξίσωσης της ευθείας του διαγράμματος αυτού είναι ίσος με 5.27dB. Η τιμή αυτή αναφέρεται σε δύο adiabatic tapers άρα, τελικά, οι απώλειες σύζευξης που εισάγει σε κάθε adiabatic taper είναι 2.6dB.

Η μεγάλη αυτή τιμή για τις απώλειες στη σύζευξη DLPSSW με Si κυματοδηγούς είναι αναμενόμενη από τη θεωρία και δικαιολογείται, εν μέρει, λόγω της χρήσης Si κυματοδηγών τύπου Rib. Η σύζευξη μεταξύ του πλασμονικού κυματοδηγού με ένα κυματοδηγό Πυριτίου τύπου Rib εισάγει απώλειες μεγαλύτερες κατά 0.2dB περίπου, σε σχέση με την αντίστοιχη σύζευξη μεταξύ πλασμονικού κυματοδηγού με κυματοδηγό Πυριτίου τύπου Strip. Ακόμη, εφόσον σε αυτό τμήμα των διατάξεων που μελετώνται γίνεται η σύζευξη φωτονίων με Surface Plasmon Polaritons, δηλαδή γίνεται η μετατροπή της ενέργειας των φωτονίων σε ενέργεια ταλάντωσης ηλεκτρονίων, είναι αναμενόμενο να υπάρχει ένα ποσοστό της ενέργειας αυτής που χάνεται στο πλέγμα του μετάλλου χωρίς να συζευχθεί με πλασμονικές ταλαντώσεις.

Μεταβαίνοντας στη μελέτη των φασματικών αποκρίσεων των DLSPW, ο τρόπος με τον οποίο αυτές ελήφθησαν είναι ο ίδιος με αυτόν που περιγράφηκε στην παραπάνω ενότητα και φαίνεται στο Σχήμα 4.4. Εφόσον η τελευταία τριάδα DLSPW με ονομασίες 01_07, 01_08, 01_09, με μήκη πλασμονικού κυματοδηγού $L_{DLSPW}=60\mu\text{m}$, $L_{DLSPW}=80\mu\text{m}$, $L_{DLSPW}=100\mu\text{m}$ αντίστοιχα, παρουσιάζουν τις μικρότερες απώλειες, σύμφωνα με τον Πίνακα 4.5, επιλέχθηκαν αυτοί οι DLSPW για τη λήψη των φασματικών αποκρίσεων.

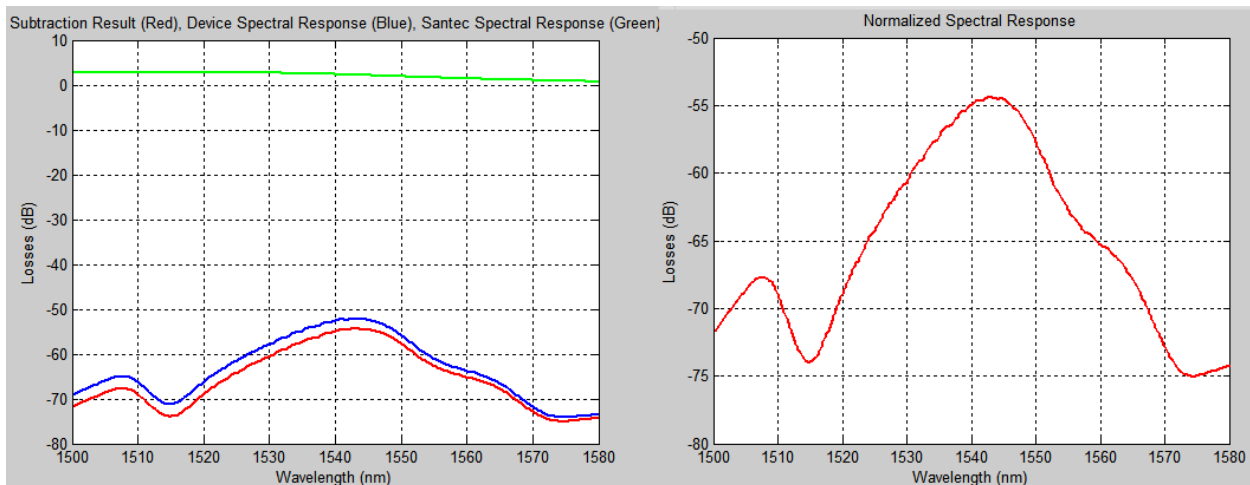
Παρακάτω φαίνονται τρία ζεύγη διαγραμμάτων. Στο πρώτο καθενός από αυτά φαίνονται: η φασματική απόκριση του Tunable Laser (Santec) με πράσινο, η μέτρηση του OSA με μπλε χρώμα και η αφαίρεση των δύο παραπάνω με κόκκινο χρώμα. Η μέτρηση του OSA περιλαμβάνει την απόκριση του Tunable Laser, των Grating Couplers εισόδου και εξόδου, την απόκριση του τμήματος κυματοδηγών Πυριτίου και το τμήμα DLSPW. Η καμπύλη κόκκινου χρώματος, λοιπόν, εκφράζει τη φασματική απόκριση του συνδυασμού Grating Couplers εισόδου και εξόδου, τμημάτων κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPW, χωρίς τη συμβολή του Tunable Laser, δηλαδή κανονικοποιημένη ως προς αυτήν. Στο δεύτερο διάγραμμα από τα παρακάτω ζεύγη φαίνεται και πάλι, σε μεγέθυνση, η φασματική απόκριση του συνδυασμού κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPW κανονικοποιημένη ως προς την φασματική απόκριση του Tunable Laser.

- DLSPPW: 01_07, $L_{DLSPP}=60\mu\text{m}$



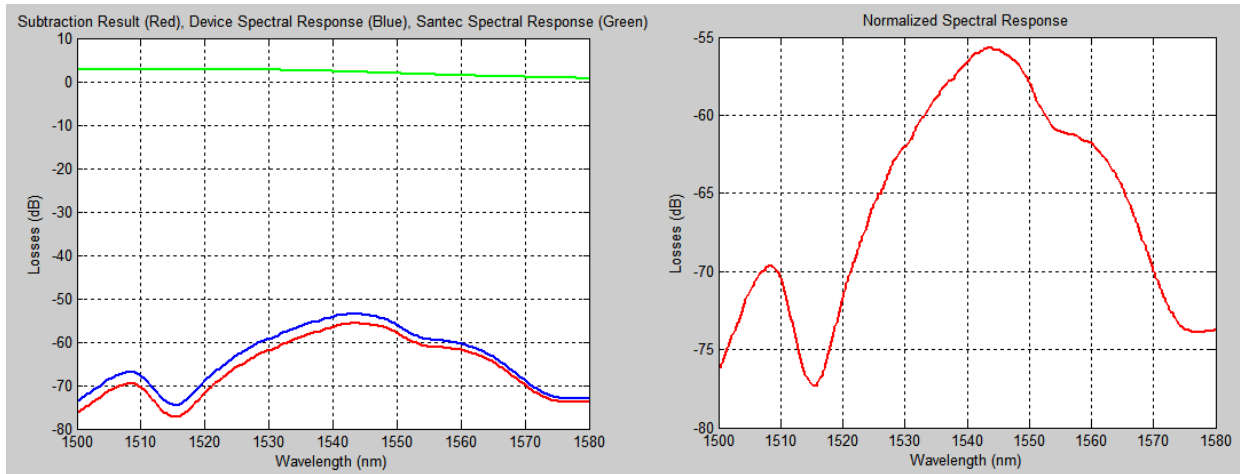
Ζεύγος Διαγραμμάτων 4.9-Αριστερά:Φασματικές αποκρίσεις (α) Tunable Laser-πράσινο χρώμα, (β) Συνδυασμός Grating Couplers εισόδου και εξόδου, τμήματα κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPPW μήκους $60\mu\text{m}$ -μπλε χρώμα, (γ)αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα. Δεξιά: (γ) σε μεγέθυνση

- DLSPPW: 01_08, $L_{DLSPP}=80\mu\text{m}$



Ζεύγος Διαγραμμάτων 4.10-Αριστερά:Φασματικές αποκρίσεις (α) Tunable Laser-πράσινο χρώμα, (β) Συνδυασμός Tunable Laser, Grating Couplers εισόδου και εξόδου, τμήματα κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPPW μήκους $80\mu\text{m}$ -μπλε χρώμα, (γ)αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα. Δεξιά: (γ) σε μεγέθυνση

- DLSPPW: 01_09, $L_{DLSPP}=100\mu\text{m}$



Ζεύγος Διαγραμμάτων 4.11-Αριστερά:Φασματικές αποκρίσεις (α) Tunable Laser-πράσινο χρώμα, (β) Συνδυασμός Tunable Laser, Grating Couplers εισόδου και εξόδου, τμήματα κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPPW μήκους 100μm -μπλε χρώμα, (γ)αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα. Δεξιά: (γ) σε μεγέθυνση

Από τα παραπάνω διαγράμματα φαίνεται ότι το βύθισμα στην περιοχή των 1510nm-1520nm συνεχίζει να υπάρχει. Αυτό ήταν αναμενόμενο εφόσον στις κόκκινες και στις πράσινες καμπύλες αποτυπώνεται η συμπεριφορά τόσο του πλασμονικού μέρους των κυματοδηγών όσο και των Grating Couplers εισόδου και εξόδου, οι οποίοι προκαλούν το βύθισμα. Η μικρή μετατόπισή του προς μεγαλύτερα μήκη κύματος σχετίζεται με την διαδικασία εγχάραξης του Grating Coupler.

Όσον αφορά στο Extinction Ratio των DLSPPW, από το Διάγραμμα 4.9 για τον κυματοδηγό με $L_{DLSPP}=60\mu\text{m}$, αυτό μετράται $ER_{01_07} \approx 21\text{dB}$. Αντίστοιχα, από το Διάγραμμα 4.10, για τον κυματοδηγό με $L_{DLSPP}=80\mu\text{m}$ έχουμε $ER_{01_08} \approx 20\text{dB}$, και, τέλος, από το Διάγραμμα 4.11 για τον κυματοδηγό με μήκος $L_{DLSPP}=100\mu\text{m}$ έχουμε $ER_{01_09} \approx 21\text{dB}$. Από τα παραπάνω, με δεδομένη τη τιμή των 21dB για το Extinction Ratio σε απλούς κυματοδηγούς Πυριτίου, συμπεραίνει κανείς ότι **το τμήμα DLSPPW δεν επηρεάζει το συνολικό Extinction Ratio της δομής**. Όπως φαίνεται και από τα προηγούμενα, η δομή που κυρίως συνεισφέρει στα 21dB του Extinction Ratio είναι οι Grating Couplers.

Τέλος, σχετικά με το Polarization Extinction Ratio της δομής των DLSPPW, η πειραματική διαδικασία με την οποία αυτό επιχειρήθηκε να μετρηθεί έχει αναφερθεί στην προηγούμενη ενότητα. Η τιμή του αναμένεται να είναι μεγαλύτερη από αυτή του Polarization Extinction Ratio των Grating Couplers και συγκεκριμένα να είναι κοντά στα 30dB. Όμως, εφόσον στη μέτρηση του Power Meter συμπεριλαμβάνεται και η συμβολή των Grating Couplers, το συνολικά μετρούμενο Polarization Extinction Ratio αντιπροσωπεύει το συνδυασμό Grating

Couplers εισόδου και εξόδου και DLSPPW. Έτσι, οι μετρήσεις του Power Meter θα έπρεπε να δίνουν PER κοντά στα $73dB$. Μια τέτοια τιμή για το PER αντιπροσωπεύει έναν ιδανικό Polarizer ($PER = 73dB$ σημαίνει περίπου $2 \cdot 10^7$ φορές μεγαλύτερη ισχύς εξόδου για TM είσοδο σε σχέση με TE είσοδο). Όμως, το σήμα εισόδου από το Tunable Laser εμπειρίχθηκε μια συνιστώσα θορύβου τέτοια ώστε το OSNR (Optical Signal to Noise Ratio) είναι μικρότερο από $40dB$. Έτσι, ενώ έπρεπε να μετρηθεί $PER > 70dB$, μετρήθηκαν $40dB$. Η μέτρηση αυτή είναι λανθασμένη και δεν αντιπροσωπεύει το Polarization Extinction Ratio αλλά την ποσότητα:

$$40dB = P(dBm)_{\text{σήματος}} - (P(dBm)_{\text{μέση θορύβου}} - 3dB)$$

Ο όρος $-3dB$ υπάρχει γιατί ο Polarization Controller, που φαίνεται στη διάταξη των Σχημάτων 4.1 4.3 και 4.4 και χρησιμοποιείται για την αποκοπή της συνιστώσας TE της ισχύος που παράγει το Tunable Laser, αποκόπτει το μισό της ισχύος του θορύβου, ο οποίος είναι αποπολωμένος πριν την είσοδό του στο chip.

Από τα παραπάνω γίνεται σαφές ότι δεν είναι δυνατή η μέτρηση του PER για δομές που αποτελούν σχεδόν ιδανικούς Polarizers παρά μόνο αν υπάρχει διαθέσιμη πηγή Laser με πολύ μεγάλο OSNR. Παρόλα αυτά, η μέτρηση των $40dB$ που αναφέρεται στο μέγεθος $P(dBm)_{\text{σήματος}} - (P(dBm)_{\text{μέση θορύβου}} - 3dB)$ επιβεβαιώνει τον ισχυρισμό ότι ο συνδυασμός Grating Coupler εισόδου, πλασμονικός κυματοδηγός, Grating Coupler εξόδου αποτελούν έναν ιδανικό Polarizer.

Συνοψίζοντας, μέχρι στιγμής έχουν μετρηθεί ,και θεωρούνται δεδομένα στα επόμενα, τα παρακάτω θεμελιώδη μεγέθη απωλειών:

Απώλειες Grating Coupler	12.063dB
Απώλειες λόγω διάδοσης στο Πυρίτιο	$0.46 \cdot 10^{-3} dB/\mu m$
Απώλειες Σύζευξης από Si σε DLSPPW (Adiabatic Taper $6\mu m$)	2.6dB
Απώλειες DLSPPW	$0.1 dB/\mu m$
ER Grating Coupler για TM πόλωση	10.5
PER Grating Coupler	21.5dB
Θεωρητικό PER DLSPPW	$>30dB$

Πίνακας 4.6- Αποτελέσματα Μεθόδου Cutback

4.5 Mach–Zehnder Interferometers

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται οι μετρήσεις των απωλειών των τριών υβριδικών MZI που έχουν ίδια μήκη βραχιόνων. Όπως έχει παρουσιαστεί στην Ενότητα 3.4, τα μήκη των πλασμονικών τμημάτων των βραχιόνων είναι 60μm, 90μm και 120μm.

Οι μετρήσεις των απωλειών των MZI δεν έχουν ιδιαίτερο νόημα από μόνες τους. Εκείνο που έχει σημασία είναι η τιμή του Extinction Ratio μεταξύ της θύρας εξόδου BAR και CROSS, για συγκεκριμένο μήκος κύματος. Όπως έχει ειπωθεί στην Ενότητα 3.3.1.2, εάν $\varphi = 0$, δηλαδή εάν δεν εισάγεται κάποια διαφορά φάσης μεταξύ των δύο βραχιόνων των MZI, πρέπει όλη η ισχύς να εξέρχεται από το CROSS. Εφόσον, στο σημείο αυτό, δεν εφαρμόζεται κάποια ηλεκτρική τάση στα φύλλα Χρυσού, του πλασμονικού μέρους των βραχιόνων, θεωρητικά ισχύει $\varphi = 0$. Το κατά πόσο αυτό ισχύει στην πραγματικότητα φαίνεται από τα παρακάτω πειραματικά αποτελέσματα.

Ελήφθησαν μετρήσεις για τις δύο διαφορετικές εισόδους του MZI που στους επόμενους πίνακες αναφέρονται Lower Input και Upper Input. Προφανώς, αλλάζοντας είσοδο αλλάζουν και οι εξοδοί BAR και CROSS.

- Ονομασία MZI: 03_01 , $L_{DLSP}=60\mu\text{m}$

Lower Input								
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου στο BAR (dBm)	Ισχύς εξόδου στο CROSS (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber στο BAR (dB)	Απώλειες Fiber-to-fiber στο CROSS (dB)	Extinction Ratio: BAR-CROSS (dB)	Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)
-0.71	1542.769	-42.1	-48.4	0.6	40.8	47.09	6.3	39.9

Upper Input								
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου στο BAR (dBm)	Ισχύς εξόδου στο CROSS (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber στο BAR (dB)	Απώλειες Fiber-to-fiber στο CROSS (dB)	Extinction Ratio: BAR-CROSS (dB)	Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)
-0.71	1542.795	-41.8	-47.8	0.6	40.49	46.49	6	39.5

Ζεύγος Πινάκων 4.7- Απώλειες MZI 03_01

- Ονομασία MZI: 03_02 , $L_{DLSP}=90\mu\text{m}$

Lower Input								
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου στο BAR (dBm)	Ισχύς εξόδου στο CROSS (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber στο BAR (dB)	Απώλειες Fiber-to-fiber στο CROSS (dB)	Extinction Ratio: BAR-CROSS (dB)	Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)
-0.71	1542.018	-43.4	-55.3	0.6	42.09	54	11.9	41.8

Upper Input								
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου στο BAR (dBm)	Ισχύς εξόδου στο CROSS (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber στο BAR (dB)	Απώλειες Fiber-to-fiber στο CROSS (dB)	Extinction Ratio: BAR-CROSS (dB)	Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)
-0.71	1542.203	-43	-54	0.6	41.69	52.69	11	41.3

Ζεύγος Πινάκων 4.8- Απώλειες MZI 03_02

- Ονομασία MZI: 03_03 , $L_{DLSP}=120\mu\text{m}$

Lower Input								
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου στο BAR (dBm)	Ισχύς εξόδου στο CROSS (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber στο BAR (dB)	Απώλειες Fiber-to-fiber στο CROSS (dB)	Extinction Ratio: BAR-CROSS (dB)	Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)
-0.71	1541.281	-48	-76	0.6	46.69	74.69	28	46.5

Upper Input								
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου στο BAR (dBm)	Ισχύς εξόδου στο CROSS (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber στο BAR (dB)	Απώλειες Fiber-to-fiber στο CROSS (dB)	Extinction Ratio: BAR-CROSS (dB)	Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)
-0.71	1542.064	-48	-76	0.6	46.69	74.69	28	46.6

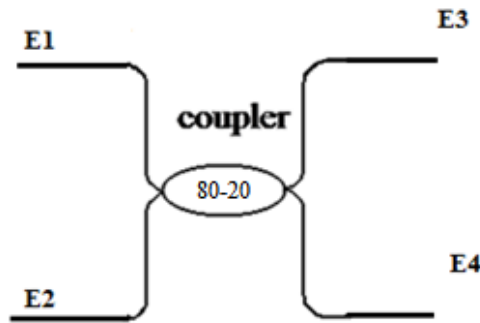
Ζεύγος Πινάκων 4.9- Απώλειες MZI 03_03

Σημειώνεται ότι, στις συγκεκριμένες μετρήσεις, η τιμή του χρησιμοποιούμενου μήκους κύματος δεν έχει ιδιαίτερη σημασία. Πιο συγκεκριμένα, από τη Σχέση 3.3.8 για το FSR των MZI φαίνεται ότι αυτό εξαρτάται από τη διαφορά χρόνου Δt μεταξύ των δύο βραχιόνων. Εφόσον οι διαφορές των χρόνων Δt είναι εξαιρετικά μικρές (της τάξης των 10^{-16}sec), το FSR των MZI είναι ένα μέγεθος τουλάχιστον δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο (σε μονάδες μηκών κύματος) από το εύρος μηκών κύματος που παρέχει το Tunable Laser, που εκτείνεται από 1500nm έως 1580nm. Αυτό σημαίνει, ότι, για τα χρησιμοποιούμενα μήκη κύματος στην C-band των οπτικών επικοινωνιών, το FSR των MZI μπορεί να θεωρηθεί άπειρο. Έτσι, όποιο μήκος κύματος που παρέχεται από το Tunable Laser και να εισαχθεί στην είσοδο των συγκεκριμένων MZI, η συμπεριφορά τους δεν θα αλλάξει.

Το Extinction Ratio στους παραπάνω πίνακες έχει υπολογιστεί ως η διαφορά της ισχύος εξόδου στο BAR από την ισχύ εξόδου στο CROSS και δίνει μια εικόνα της ποιότητας των MZI. Έτσι, είναι ξεκάθαρο ότι το τρίτο MZI έχει την πιο ικανοποιητική λειτουργία, δεδομένου ότι όλα παρουσιάζουν αντίστροφη συμπεριφορά σε σχέση με τις συναρτήσεις μεταφοράς των MZI που

παρουσιάστηκαν στην Παράγραφο 3.3.2 του προηγούμενου κεφαλαίου. Αυτό είναι σημείο που αξίζει να αναφερθεί. Συγκεκριμένα, σύμφωνα με τις παραπάνω μετρήσεις, το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος των MZI δεν εξέρχεται από το CROSS όπως θα περιμέναμε, σύμφωνα με τη θεωρία της Παραγράφου 3.3.2, αλλά από το BAR. Οι πιθανές αιτίες είναι τρεις:

- 1^ο ενδεχόμενο: Σύμφωνα με τους κατασκευαστές του συγκεκριμένου chip, υπάρχει πιθανότητα τα συγκεκριμένα MZI να μην έχουν couplers 3dB, όπως είχε προβλεφθεί, αλλά, αντίθετα, οι couplers τους να είναι 80-20. Αυτό σημαίνει ότι από την πάνω έξοδο των couplers, αναφορικά με το επόμενο σχήμα, εξέρχεται το 80% της ισχύος εισόδου και από την κάτω έξοδο το 20% αυτής. Αυτά φαίνονται παρακάτω:



Σχήμα 4.5- Coupler 80-20

Αν, λοιπόν, η υπόθεση των couplers 80-20 ισχύει, τότε, για τα πεδία στις εξόδους του των MZI ισχύουν τα ακόλουθα:

$$E_3 = \sqrt{0.8}E_1 + \sqrt{1 - 0.8}E_2 e^{j\frac{\pi}{2}}$$

$$E_4 = \sqrt{0.8}E_2 + \sqrt{1 - 0.8}E_1 e^{j\frac{\pi}{2}}$$

Τότε, από τις παραπάνω σχέσεις φαίνεται ότι αναμένεται μεγαλύτερη ισχύς στο BAR από ότι στο CROSS. Συγκεκριμένα, ισχύει ότι:

$$E_{BAR} = 0.8E_1 + j0.2E_1 \Rightarrow P_{BAR} \sim 0.68E_1^2$$

$$E_{CROSS} = 0.4E_1 + j0.4E_1 \Rightarrow P_{CROSS} \sim 0.32E_1^2$$

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι, σε περίπτωση που οι Couplers των MZI είναι 80-20, τότε το 68% της ισχύος εισόδου αναμένεται να εξέρχεται από το BAR των MZI και το 32% της ισχύος εισόδου από το CROSS. Μετατρέποντας αυτά τα ποσοστά σε dBm, υπολογίζεται ότι:

$$P_{BAR}(dBm) \sim P_{in}(dBm) - 1.67dB$$

$$P_{CROSS}(dBm) \sim P_{in}(dBm) - 4.95dB$$

Από τις δύο παραπάνω σχέσεις αποδεικνύεται ότι είναι λογικό να μετράται μεγαλύτερη ισχύς στο BAR από ότι στο είναι CROSS σε περίπτωση που ο ισχυρισμός των κατασκευαστών του chip είναι σωστός.

- 2^ο ενδεχόμενο: Μια άλλη εξήγηση που μπορεί να δοθεί, θεωρώντας ότι οι couplers είναι 3dB, είναι ότι οι δύο βραχίονες των MZI παρουσιάζουν διαφορετικές απώλειες. Συγκεκριμένα, ο κάτω βραχίονας ενδέχεται να παρουσιάζει μεγαλύτερη εξασθένηση από τον πάνω. Έτσι, η ισχύς που εισάγεται στον δεύτερο 3dB coupler του MZI από τον κάτω βραχίονα του MZI είναι πολύ λιγότερη από αυτήν που εισάγεται από τον πάνω βραχίονα και έτσι, λόγω των Σχέσεων (3.3.2) και (3.3.3) του προηγούμενου κεφαλαίου για τη λειτουργία των 3dB couplers, εξέρχεται μεγαλύτερη ισχύς από το BAR σε σχέση με το CROSS.
- 3^ο ενδεχόμενο: Η τελευταία πιθανή αιτία του μεγαλύτερου επιπέδου ισχύος στο BAR σε σχέση με το CROSS είναι η εισαγωγή μιας διαφοράς φάσης μεταξύ των βραχιόνων των MZI η οποία προκαλεί αυτή την αντιστροφή στις εξόδους τους. Πιο συγκεκριμένα, με βάση τις Σχέσεις (3.3.6) και (3.3.7) του προηγούμενου κεφαλαίου, η διαφορά φάσης αυτή πρέπει να είναι κοντά στις 180^ο.

Είναι λογικό να υποθέσει κανείς ότι αυτή η διαφορά φάσης εισάγεται μέσω μιας μικρής διαφοράς στα μήκη των βραχιόνων, των MZI, παρά το γεγονός ότι, κατασκευαστικά, θεωρήθηκε ότι αυτά έχουν ίσα μήκη. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με τα κατασκευαστικά δεδομένα του chip, τα τμήματα των βραχιόνων των MZI που αποτελούνται από κυματοδηγό Πυριτίου έχουν, κατά μέσο όρο, μήκος 300μm αριστερά του πλασμονικού τμήματος και 285μm δεξιά αυτού. Συνολικά, λοιπόν, έχουμε ότι $L_{Si} = 585\mu m$. Εάν υποθέσει κανείς ότι αυτή η στροφή φάσης λαμβάνει χώρα στο τμήμα κυματοδηγού Πυριτίου του βραχίονα, τότε μπορεί να υπολογιστεί η διαφορά του μήκους μεταξύ των βραχιόνων που την προκαλεί. Θεωρώντας ότι ο συντελεστής μετάδοσης είναι ίδιος και στους δύο βραχίονες και ότι το μήκος κύματος είναι $\lambda_0 = 1550nm$, έχουμε:

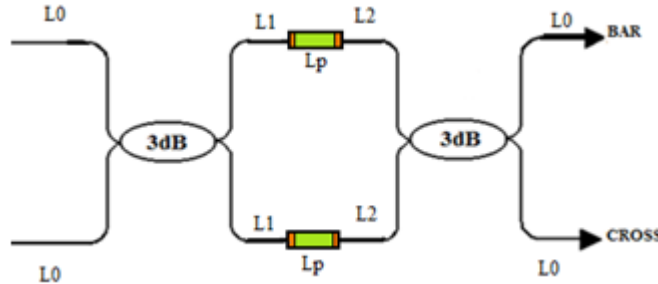
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0/n_{Si}} \Delta z \xrightarrow[n_{Si}=3.45]{\Delta\varphi=\pi} \Delta z = 10.695nm$$

Ένα τέτοια κατασκευαστικό σφάλμα δε μπορεί να θεωρηθεί απίθανο. Αξίζει, από τον παραπάνω υπολογισμό να τονιστεί πόσο μικρές διαφορές μηκών διάδοσης εισάγουν μεγάλες στροφές φάσης στην οπτική τεχνολογία, λόγω των μικρών μηκών κύματος.

Συμπερασματικά, η ιδιορρυθμία των συγκεκριμένων MZI να εξέρχεται το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος εισόδου τους από το BAR και όχι από το CROSS δεν αποτελεί πρόβλημα γιατί

στόχος των πειραμάτων είναι να αποδειχθεί, τελικά, ότι οι συγκεκριμένες πλασμονικές δομές μπορούν να επιτελέσουν διακοπτικές λειτουργίες (switching), δηλαδή, με εφαρμογή τάσης στα ηλεκτρόδια του Χρυσού, να γίνεται εναλλαγή της εξόδου από όπου εξέρχεται το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος.

Όσον αφορά στις απώλειες, για να μπορέσουν να σχολιαστούν, παρατίθενται παρακάτω και οι υπόλοιπες διαστάσεις των MZI, αναφορικά με το επόμενο σχήμα, όπου έχει θεωρηθεί ότι οι βραχίονες δεν εισάγουν διαφορά φάσης και έτσι τα επίπεδα ισχύος των εξόδων BAR και CROSS αναμένονται ίδια.



Σχήμα 4.6-Διαστάσεις των Symmetric MZI του chip

- MZI: 03_01, $L_{DLSPP}=L_p=60\mu\text{m}$, $L_0=1080\mu\text{m}$, $L_1=335\mu\text{m}$, $L_2=326\mu\text{m}$
- MZI: 03_02, $L_{DLSPP}=L_p=90\mu\text{m}$, $L_0=1080\mu\text{m}$, $L_1=318\mu\text{m}$, $L_2=274\mu\text{m}$
- MZI: 03_03, $L_{DLSPP}=L_p=120\mu\text{m}$, $L_0=1080\mu\text{m}$, $L_1=250\mu\text{m}$, $L_2=225\mu\text{m}$

Για την ισχύ εξόδου στο BAR, με δεδομένες τις τιμές των απωλειών των Grating Couplers, της σύζευξης από κυματοδηγό Πυριτίου και DLSPPW και τις απώλειες αυτών, από τον Πίνακα 4.6, μπορεί να γίνει η παρακάτω εκτίμηση:

$$P_{BAR}(dBm) = P_{in}(dBm) - 12.063_{\lambda_{\text{όγω Gr.Coupler εισόδου}}} - L_0(\mu\text{m}) \cdot 0.46 \cdot 10^{-3} dB/\mu\text{m} - 3dB_{\lambda_{\text{όγω Coupler}}} - L_1(\mu\text{m}) \cdot 0.46 \cdot 10^{-3} dB/\mu\text{m} - 2.6dB_{\lambda_{\text{όγω}}} - L_{DLSPP}(\mu\text{m}) \cdot 0.1dB/\mu\text{m} - 2.6dB_{\lambda_{\text{όγω ad.taper}}} - L_2(\mu\text{m}) \cdot 0.46 \cdot 10^{-3} dB/\mu\text{m} - 3dB_{\lambda_{\text{όγω Coupler}}} - L_0(\mu\text{m}) \cdot 0.46 \cdot 10^{-3} dB/\mu\text{m} - 12.063_{\lambda_{\text{όγω Gr.Coupler εξόδου}}}$$

Εφόσον $P_{BAR} = P_{CROSS}$, η συνολική ισχύς εξόδου θα είναι:

$$P_{OUT} = 2P_{BAR} \Rightarrow P_{OUT}(dBm) = P_{BAR}(dBm) + 3dB$$

Και έτσι οι συνολικές απώλειες θα είναι:

$$Losses = P_{in}(dBm) - P_{OUT}(dBm) = P_{in}(dBm) - P_{BAR}(dBm) - 3dB$$

Αντικαθιστώντας στις τρεις παραπάνω σχέσεις τα μεγέθη των MZI, παίρνουμε τον επόμενο πίνακα των θεωρητικά αναμενόμενων απωλειών των συμμετρικών MZI.

Εκτιμώμενες Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)		
MZI 03_01	MZI 03_02	MZI 03_03
39.62	42.59	45.54

Πίνακας 4.10

Παίρνοντας τη μέση τιμή των Συνολικών Απωλειών για Lower Input και Upper Input, που μετρήθηκαν πειραματικά και φαίνονται στους Πίνακες 4.7 έως 4.9, δημιουργείται ο επόμενος πίνακας:

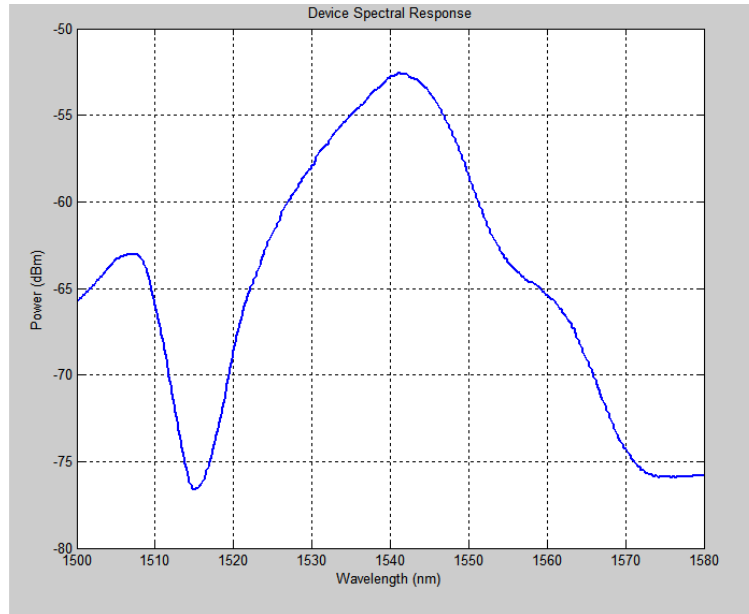
Πειραματικές Μετρήσεις Συνολικών Απωλειών fiber-to fiber (dB)		
MZI 03_01	MZI 03_02	MZI 03_03
39.7	41.55	46.55

Πίνακας 4.11

Ως σχόλιο αναφέρεται, λοιπόν, ότι τα αποτελέσματα της εκτίμησής μας για τα συμμετρικά, υβριδικά MZI είναι αρκετά κοντά στις εργαστηριακές μετρήσεις. Αυτό μπορεί να ληφθεί και ως απόδειξη της ορθότητας της εφαρμοσμένης μεθόδου Cutback για τους κυματοδηγούς Πυριτίου αλλά και για τους DLSPPW που παρουσιάστηκε στις προηγούμενες ενότητες.

Τέλος, αξίζει να σχολιαστεί ότι οι αρκετά μικρές διαφορές στις απώλειες στο BAR και στο CROSS με εναλλαγή των εισόδων του MZI που φαίνονται στους πίνακες των πειραματικών αποτελεσμάτων, είναι στοιχείο της ικανοποιητικής λειτουργίας των MZI. Πιο συγκεκριμένα, εναλλάσσοντας τις εισόδους, εναλλάσσονται και οι έξοδοι που σημαίνει ότι το BAR του Upper Input είναι το CROSS Lower Input και αντίστροφα. Η σταθερότητα των απωλειών για εναλλαγή των εισόδων αποδεικνύει, λοιπόν, τη συμμετρικότητα των MZI ως προς τους δύο βραχίονές τους.

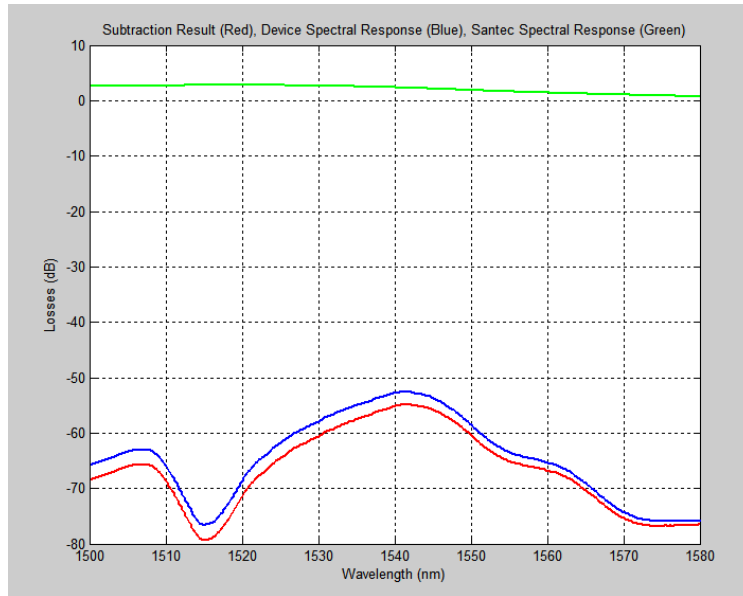
Μεταβαίνοντας στη μελέτη των φασματικών αποκρίσεων των MZI, παρατίθεται παρακάτω αυτή του MZI 03_01 με $L_{DLSPPW}=60\mu\text{m}$.



Διάγραμμα 4.12-Φασματική απόκριση της θύρας BAR του MZI 03_01 με $L_{DLSPPW}=60\mu\text{m}$

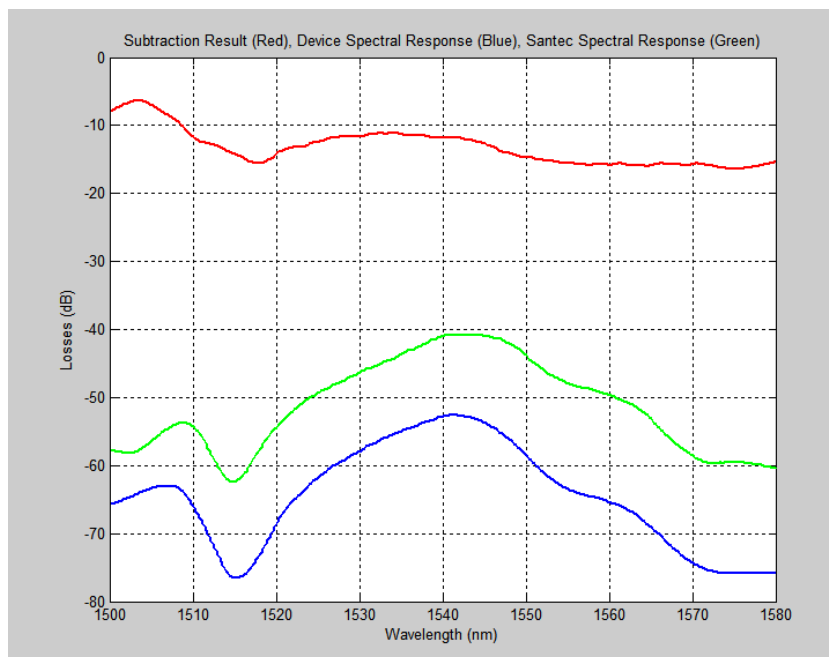
Στο παραπάνω διάγραμμα φαίνεται η φασματική απόκριση που ελήφθη με τον OSA στη θύρα BAR του MZI, από την οποία, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, λόγω της ιδιορρυθμίας των συγκεκριμένων MZI, εξέρχεται το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος. Σημειώνεται ότι η παραπάνω καμπύλη αντιπροσωπεύει την απόκριση του συνδυασμού των Grating Couplers εισόδου και εξόδου, το τμήματος κυματοδηγών Πυριτίου και του πλασμονικού τμήματος του MZI.

Παρακάτω φαίνεται η απόκριση τόσο του Tunable Laser (Santec) με πράσινο χρώμα, όσο και του η απόκριση του συνδυασμού που αναφέρεται παραπάνω, με μπλε χρώμα. Τέλος, με κόκκινο χρώμα φαίνεται η αφαίρεση των δύο παραπάνω, που είναι η κανονικοποιημένη απόκριση του BAR state του MZI ως προς την απόκριση του Tunable Laser.



Διάγραμμα 4.13- Φασματικές αποκρίσεις (α) Tunable Laser-πράσινο χρώμα, (β) Συνδυασμός Grating Couplers εισόδου και εξόδου, τμήματα κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPPW του MZI 03_01, στο BAR state-μπλε χρώμα, (γ) αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα.

Τέλος, ακολουθεί το Διάγραμμα 4.14, στο οποίο με πράσινο χρώμα παρουσιάζεται η φασματική απόκριση του ευθύ DLSPPW με μήκος $L_{DLSPPW}=60\mu\text{m}$, με μπλε χρώμα ο συνδυασμός των Grating Couplers εισόδου και εξόδου, το τμήματος κυματοδηγών Πυριτίου και του πλασματικού τμήματος του MZI και με κόκκινο χρώμα η κανονικοποιημένη απόκριση του BAR state του MZI ως προς τον πλασματικό κυματοδηγό μήκους $L_{DLSPPW}=60\mu\text{m}$.



Διάγραμμα 4.14- Φασματικές αποκρίσεις (α) DLSPPW με $L_{DLSPPW}=60\mu\text{m}$ με Grating Couplers εισόδου και εξόδου και Tunable Laser – πράσινο χρώμα (β) Συνδυασμός Tunable Laser , Grating Couplers εισόδου και εξόδου, τμήματα κυματοδηγού Πυριτίου και DLSPPW του MZI στο BAR state-μπλε χρώμα, (γ) αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα.

Στο Διάγραμμα 4.14 φαίνεται ότι η απόκριση του BAR state του MZI, όταν είναι απαλλαγμένη από την απόκριση των Grating Couplers εισόδου και εξόδου αλλά και από την απόκριση του ευθύ DLSPP κυματοδηγού, είναι πολύ πιο σταθερή, συναρτήσεως του μήκους κύματος. Η μικρή διακύμανση στην περιοχή των 1517nm οφείλεται σε μετρητικό λάθος καθώς δεν αναμένεται κάποια ιδιαίτερη φασματική απόκριση για πλασμονικό κυματοδηγό (κλάδος του MZI).

4.6 All Pass Racetracks

Στην ενότητα αυτή εξετάζονται τα All Pass Racetracks του chip, που είναι η 7^η δομή που παρουσιάστηκε στην ενότητα 3.4. Η διάταξη εκτός chip (Tunable Laser, Polarization Controller κλπ) παρέμεινε ίδια και σε αυτές τις μετρήσεις. Τα αποτελέσματα είναι τα παρακάτω:

Ονομασία All-Pass Racetrack	Ισχύς εισόδου (dBm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Μήκος Κύματος (μm)	Απώλειες από ίνα εισόδου σε ίνα εξόδου (dB)
08_01	-0.71	-40	0.6	1542.033	38.69
08_02	-0.71	-40.5	0.6	1542.386	39.19

Πίνακας 4.12- Απώλειες All-Pass 08_01 και 08_02

Ο λόγος για τον οποίο χρησιμοποιήθηκαν τα συγκεκριμένα μήκη κύματος εισόδου στα All Pass Racetracks είναι ότι, σύμφωνα με τις προδιαγραφές, αυτά τα μήκη κύματος αντιστοιχούν σε μέγιστο της συνάρτησης μεταφοράς της δομής οπότε δε θα εγκλωβιστούν στο δακτύλιο αλλά θα εξέλθουν από τη μοναδική έξοδο των διατάξεων αυτών.

Σημειώνεται, για τις δύο αυτές δομές, ότι το κομμάτι ευθύ DLSPW είναι 20μm. Φυσικά, το κομμάτι ευθύ κυματοδηγού Πυριτίου αριστερά και δεξιά της δομής έχει συνολικό μήκος: $L_{Si} = 5000\mu m - 6\mu m_{\text{λόγω adiab.taper}} - 20\mu m_{DLSPW} - 6\mu m_{\text{λόγω adiab.taper}} = 698\mu m$. Ακόμη, σχεδιαστικά, έχει θεωρηθεί ότι η σταθερά σύζευξης του Coupler μεταξύ του ευθύ κυματοδηγού του All Pass και του δακτυλίου του (βλ. Σχήμα 3.16) είναι 0.5, δηλαδή ο Coupler είναι 3dB. Έτσι, το 50% της εισερχόμενης ισχύος αναμένεται να εγκλωβιστεί μέσα στο δακτύλιο και το 50% να εξέλθει και να μετρηθεί. Με βάση τα παραπάνω, ένας τρόπος εκτίμησης των απωλειών των All Pass Racetracks είναι ο παρακάτω:

$$\begin{aligned} \text{Losses} = & 3dB_{\text{λόγω Coupler του All Pass}} + 12.063_{\text{λόγω Gr.Coupler εισόδου}} + \\ & L_{Si}(\mu m) \cdot 0.46 \cdot 10^{-3} dB/\mu m + 2.6dB_{\text{λόγω ad.taper}} + L_{DLSPW}(\mu m) \cdot 0.1 dB/\mu m \\ & + 2.6dB_{\text{λόγω ad.taper}} + 12.063_{\text{λόγω Gr.Coupler εξόδου}} \end{aligned}$$

Όσον αφορά στον όρο L_{DLSPW} της παραπάνω έκφρασης, θεωρώντας, με βάση τις αρχές λειτουργίας του All Pass, ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που εξέρχεται από την έξοδο του δεν έχει εισέλθει ποτέ στο δακτύλιο αυτού, όπως αναφέρεται και στην Ενότητα 3.3.3 για την περίπτωση των All Pass φίλτρων, και λαμβάνοντας υπόψη το μήκος $L = 0.4\mu m$ και $L = 0.7\mu m$ για τις δομές 08_01 και 08_02 αντίστοιχα, που φαίνονται στο Σχήμα 3.34 της Ενότητας 3.4, έχουμε:

$$L_{DLSPW} = 20\mu m + L$$

Με βάση τα παραπάνω, υπολογίζονται οι αναμενόμενες, σύμφωνα με την παραπάνω εκτίμηση, απώλειες των All Pass Racetracks. Στον ίδιο πίνακα φαίνονται και οι πειραματικές τιμές των εργαστηριακών μετρήσεων, για λόγους πληρότητας.

Όνομασία All-Pass Racetrack	Εκτιμώμενες Συνολικές Απώλειες fiber-to fiber (dB)	Πειραματικές Μετρήσεις Συνολικών Απωλειών fiber-to fiber (dB)
08_01	36.52	38.69
08_02	36.64	39.19

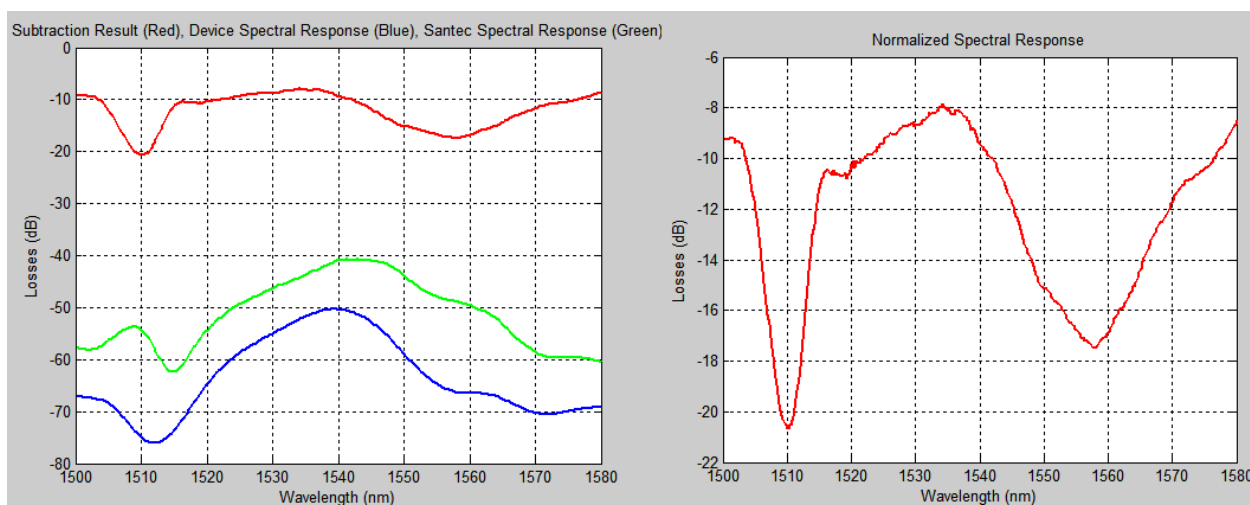
Πίνακας 4.13-Θεωρητικές και Πειραματικές απώλειες All Pass Δομών

Οι διαφορές στις εκτιμώμενες απώλειες σε σχέση με τις πειραματικές μετρήσεις μπορεί να οφείλονται σε μη ιδανική συμπεριφορά της δομής All Pass. Πιο συγκεκριμένα, ενδέχεται η

σταθερά σύζευξης του Coupler μεταξύ του ευθύ κυματοδηγού του All Pass και του δακτυλίου του (βλ. Σχήμα 3.16) να είναι διαφορετική από 0.5. Αν, παραδείγματος χάριν, η σταθερά σύζευξης είναι τέτοια ώστε το μεγαλύτερο ποσοστό της εισερχόμενης ισχύος να εισέρχεται στο δακτύλιο του All Pass, τότε η εξερχόμενη ισχύς αναμένεται μικρότερη.

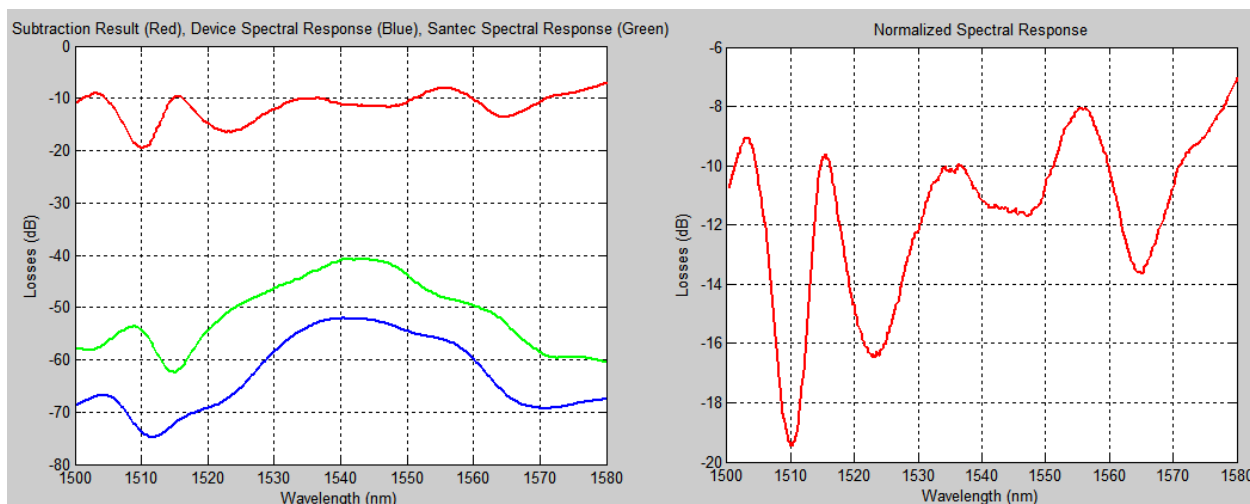
Μεταβαίνοντας στη μελέτη των φασματικών αποκρίσεων των All Pass Racetracks, χρησιμοποιώντας και πάλι τη διάταξη του Σχήματος 4.7, ελήφθησαν οι παρακάτω φασματικές αποκρίσεις.

- All Pass Racetrack: 08_01, R=5 μ m



Ζεύγος Διαγραμμάτων 4.15-Αριστερά:Φασματικές αποκρίσεις (α) DLSPW 60 μ m-πράσινο χρώμα, (β) Συνδυασμός Tunable Laser, Grating Couplers εισόδου και εξόδου, All Pass Racetrack-μπλε χρώμα, (γ)αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα. Δεξιά: (γ) σε μεγέθυνση

- All Pass Racetrack: 08_02, R=5.5 μ m

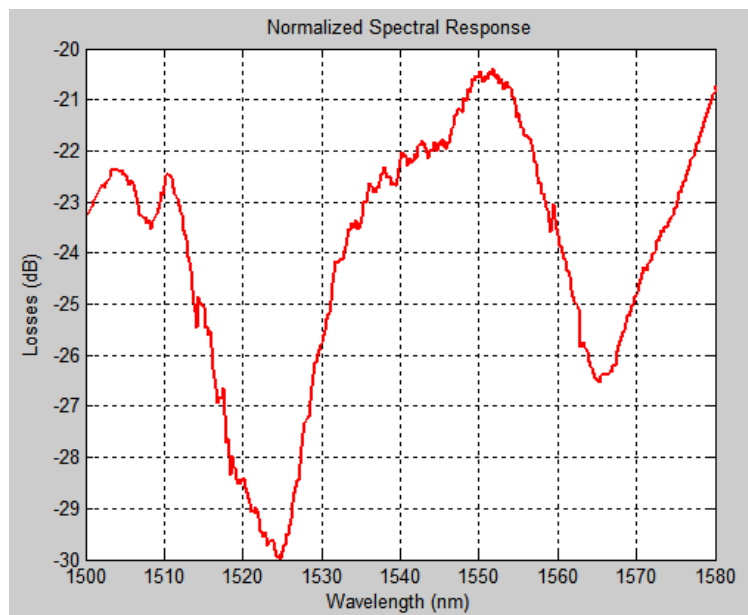


Ζεύγος Διαγραμμάτων 4.16-Αριστερά:Φασματικές αποκρίσεις (α) DLSPW 60 μ m-πράσινο χρώμα, (β) Συνδυασμός Tunable Laser, Grating Couplers εισόδου και εξόδου, All Pass Racetrack-μπλε χρώμα, (γ)αφαίρεση των δύο παραπάνω-κόκκινο χρώμα. Δεξιά: (γ) σε μεγέθυνση

Οι παραπάνω γραφικές παραστάσεις κόκκινου χρώματος αντιπροσωπεύουν τη φασματική απόκριση των All Pass Racetracks κανονικοποιημένη ως προς την φασματική απόκριση DLSPPW μήκους 60μm, στην οποία συμπεριλαμβάνονται και οι αποκρίσεις των Grating Couplers. Έτσι, από το διάγραμμα 4.15 φαίνεται ότι το πειραματικά μετρούμενο FSR για το All Pass Racetrack με $R = 5\mu m$ είναι περίπου ίσο με $FSR_{08_01} = 48\mu m$. Το αντίστοιχο θεωρητικό FSR μπορεί να υπολογιστεί με βάση τη Σχέση 3.3.11 της Ενότητας 3.3.3:

$$FSR_{\lambda} = \frac{\lambda^2}{\eta_{PMMMA} 2\pi R} \Rightarrow FSR_{08_01} = 51.67nm$$

Επειδή η αντίστοιχη γραφική παράσταση για το Racetrack 08_02, δηλαδή αυτή που φαίνεται στο Διάγραμμα 4.16, δεν είναι τόσο ομαλή, για να μετρηθεί το FSR του πειραματικά, παρατίθεται παρακάτω η φασματική του απόκριση, κανονικοποιημένη αυτή τη φορά ως προς ένα ευθύ κυματοδηγό Πυριτίου. Αυτή η τροποποίηση δεν επηρεάζει τη πειραματική μέτρηση του FSR γιατί αυτό μπορεί να γίνει αφαιρώντας από την συνολική καμπύλη φάσματος του συνδυασμού Grating Couplers εισόδου και εξόδου, κυματοδηγών Πυριτίου και τμημάτων DLSPPW και της δομής All Pass Racetrack που λαμβάνεται στον OSA, την απόκριση των Grating Couplers.



Διάγραμμα 4.17- Φασματική απόκριση All Pass Racetrack 08_02 κανονικοποιημένη ως προς την απόκριση ευθύ κυματοδηγού πυριτίου με Grating Couplers εισόδου και εξόδου

Από το παραπάνω διάγραμμα φαίνεται ότι το All Pass Racetrack με $R = 5.5\mu m$ έχει FSR περίπου ίσο με $FSR_{08_02} = 41nm$. Το αντίστοιχο θεωρητικό FSR υπολογίζεται και πάλι με χρήση της Σχέσης 3.3.11 της Ενότητας 3.3.3.:

$$FSR_{\lambda} = \frac{\lambda^2}{\eta_{PMMA} 2\pi R} \Rightarrow FSR_{08_02} = 46.97 \text{ nm}$$

Τα παραπάνω φαίνονται συνολικά στον επόμενο πίνακα.

Όνομασία All-Pass Racetrack	Θεωρητικά υπολογισμένο FSR (nm)	Πειραματικά Μετρούμενο FSR (nm)
08_01	51.67	48
08_02	46.97	41

Πίνακας 4.14-Θεωρητικό και Πειραματικό FSR των All Pass Δομών

Σχολιάζεται ότι οι πειραματικές μετρήσεις για το FSR των δομών αυτών είναι αρκετά κοντά στις θεωρητικά υπολογισμένες τιμές με βάση την παρουσίαση των Ring Resonators της Ενότητας 3.3.3.

4.7 Racetrack Ring Resonator

Σε αυτή την ενότητα περιγράφονται τα πειραματικά αποτελέσματα της 8^{ης} δομής του που παρουσιάστηκε στο Κεφάλαιο 3.4. Τα συγκεκριμένα Racetracks έχουν μήκος ευθύ κυματοδηγού 20μm τόσο στην πάνω πλευρά όσο και στην κάτω (αναφορικά με το Σχήμα 3.11). Πριν την παράθεση των πειραματικών μετρήσεων σημειώνεται ότι, λόγω της γεωμετρίας των οπτικών ινών εισόδου και εξόδου του συγκεκριμένου Probe Station, δεν ήταν δυνατόν να μετρηθεί ισχύς στην έξοδο DROP των Racetracks αλλά μόνο στην έξοδο THROUGH. Τα παραπάνω φαίνονται στο Σχήμα 3.11 του προηγούμενου κεφαλαίου.

Ελήφθησαν δύο σειρές μετρήσεων: Στην πρώτη θεωρήθηκε ως είσοδος στο Racetrack η είσοδος του πάνω βραχίονά του, δηλαδή η θύρα DROP του Σχήματος 3.11, η οποία στους παρακάτω πίνακες αναφέρεται ως Upper Input, και ως έξοδος του η έξοδος του πάνω βραχίονά του, δηλαδή η θύρα ADD του Σχήματος 3.11. Στη δεύτερη σειρά μετρήσεων έγινε εναλλαγή τόσο των θυρών εισόδου όσο και των θυρών εξόδου, οπότε ως Lower Input αναφέρεται η θύρα IN του Σχήματος 3.11 και ως έξοδος η θύρα THROUGH του ίδιου Σχήματος.

- Ονομασία Racetrack: **09_01**

Upper Input				
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber (dB)
2.2	1545.338	-48.60	1	49.8

Lower Input				
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber (dB)
2.2	1545.398	-48.50	1	49.7

Ζεύγος Πινάκων 4.15- Απώλειες Racetrack 09_01

- Ονομασία Racetrack: **09_02**

Upper Input				
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber (dB)
2.2	1545.337	-46.00	1	47.2

Lower Input				
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber (dB)
2.2	1545.337	-48.20	1	49.4

Ζεύγος Πινάκων 4.16- Απώλειες Racetrack 09_02

- Ονομασία Racetrack: **09_03**

Upper Input				
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber (dB)
2.2	1545.348	-60.80	1	62

Lower Input				
Ισχύς εισόδου (dBm)	Μήκος Κύματος (nm)	Ισχύς εξόδου (dBm)	Απώλειες λόγω διάταξης (dB)	Απώλειες fiber-to fiber (dB)
2.2	1545.337	-46.80	1	48

Ζεύγος Πινάκων 4.17- Απώλειες Racetrack 09_03

- Ονομασία Racetrack: **09_04**

Το τελευταίο Racetrack ήταν κατεστραμμένο.

Παίρνοντας τη μέση τιμή των Συνολικών Απωλειών (για Lower Input και Upper Input) που φαίνονται στους παραπάνω πίνακες, δημιουργείται ο επόμενος πίνακας:

Ονομασία WRR	Πειραματικές Μετρήσεις Συνολικών Απωλειών fiber-to fiber (dB)
09_01	49.8
09_02	48.3
09_03	55

Πίνακας 4.18- Μέσες Απώλειες σε Racetrack

Σημειώνεται ότι τα μήκη κύματος των παραπάνω μετρήσεων επιλέχθηκαν γιατί, σύμφωνα με τις προδιαγραφές των Racetracks, βρίσκονται στην περιοχή μηκών κύματος για την οποία η συνάρτηση μεταφοράς της θύρας THROUGH έχει μέγιστο (βλ. Σχήμα 3.12, Ενότητα 3.3.3). Πριν τον σχολιασμό των αποτελεσμάτων, έχει σημασία να υπολογιστεί το FSR των συγκεκριμένων δομών: Με βάση τη Σχέση 3.3.11 της Ενότητας 3.3.3, έχουμε τα επόμενα:

$$FSR_{\lambda} = \frac{\lambda^2}{\eta_{PMMA} 2\pi R} \Rightarrow FSR_{\lambda} = 46.97nm$$

Πρέπει να αναφερθεί ότι, παρά το γεγονός ότι, για τη συγκεκριμένη περιοχή μηκών κύματος που χρησιμοποιήθηκε, αναμένεται το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος να εξέρχεται από τη θύρα THROUGH, δε μπορεί να γίνει κάποια εκτίμηση των αναμενόμενων απωλειών για τον παρακάτω λόγο: το κλάσμα της ισχύος εισόδου που περνά από την είσοδο στην έξοδο THROUGH χωρίς να συζευκτεί με το τμήμα δακτυλίου κυματοδηγού, αλλά και το κλάσμα της ισχύος που εισέρχεται στο δακτύλιο και εξέρχεται από την έξοδο DROP είναι συναρτήσεις του μήκους κύματος. Επομένως, παρά το γεγονός ότι έχουν επιλεγεί μήκη κύματος της κατάλληλης περιοχής ώστε να μεγιστοποιείται η ισχύς εξόδου του THROUGH και να ελαχιστοποιείται αυτή του DROP, δε μπορεί κανείς να γνωρίζει το ποσοστό ισχύος που περνά στην έξοδο THROUGH, ούτε και αυτό που εξέρχεται από την έξοδο DROP. Επομένως, από την εκτίμηση των απωλειών θα απουσιάζει ένας σημαντικός όρος.

Το μόνο που μπορεί να εκτιμηθεί με ακρίβεια είναι οι σταθερές απώλειες λόγω των δομών που παρεμβάλλονται από την είσοδο στην έξοδο THROUGH, δηλαδή λόγω των Grating Couplers εισόδου και εξόδου, λόγω των adiabatic tapers, λόγω του τμήματος DLSPPW και, φυσικά, λόγω του τμήματος κυματοδηγού Πυριτίου. Αθροίζοντας τα παραπάνω, οι απώλειες δε μπορούν να μειωθούν σε λιγότερες από 33.53dB.

4.8 Θερμοοπτικό Φαινόμενο και Switching Πλασμονικών Δομών

Η περιγραφή της εφαρμογής του θερμοοπτικού φαινομένου στις δομές του υπό μελέτη πλασμονικού chip έχει γίνει σε προηγούμενες ενότητες. Στην πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε, εξετάστηκαν δύο είδη πλασμονικών δομών για το switching, είναι ένα

Asymmetric MZI και ένα All Pass Racetrack. Το switching συνοδεύεται από τη μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς της εκάστοτε δομής και αυτή είναι που μελετάται. Αναφέρεται ότι το switching μπορεί να επιτελεσθεί και με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου σε απλούς πλασμονικούς κυματοδηγούς, με τέτοιο τρόπο ώστε, μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία του πολυμερούς, να μεταβάλλεται, τελικά, και η εξασθένιση που προκαλείται από την πλασμονική κυματοδηγήση, για συγκεκριμένα μήκη κύματος [2].

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι μετρήσεις που ελήφθησαν για δομές του Asymmetric MZI και του All Pass Racetrack, εφαρμόζοντας dc τάση στα φύλλα Χρυσού (pads). Η τάση αυτή μπορεί να μεταφραστεί σε μια dc ισχύ, η οποία, μετατρέπόμενη σε θερμότητα, μέσω του φαινομένου Joule στο Χρυσό, προκαλούσε τη μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς των δομών αυτών. Σημειώνεται ότι ο θερμοοπτικός συντελεστής του PMMA είναι:

$$\frac{\partial n}{\partial T}_{PMMA} = -1.05 \times 10^{-4}$$

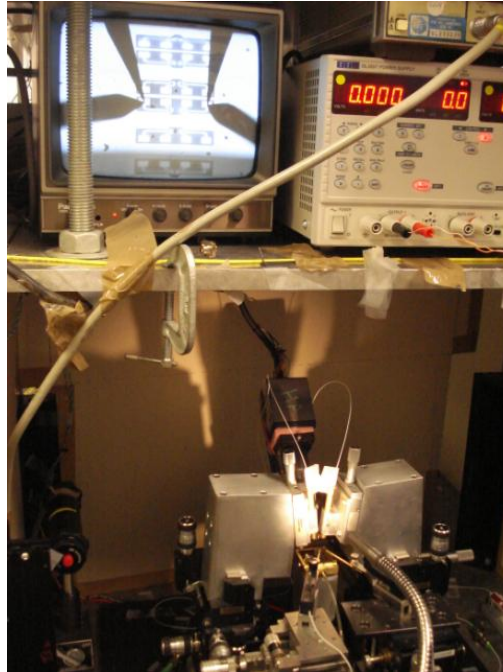
Το αρνητικό πρόσημο εκφράζει τη μείωση του δείκτη διάθλασης του PMMA, δηλαδή την αύξηση της ταχύτητας διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στο PMMA, αυξανόμενης της θερμοκρασίας. Αυτό έχει ως συνέπεια την αύξηση του μήκους κύματος του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Με βάση τα παραπάνω, ο οριζόντιος άξονας της συνάρτησης μεταφοράς μιας δομής, που αντιπροσωπεύει μήκη κύματος, μετατοπίζεται προς τα δεξιά αυξάνοντας τη θερμοκρασία. Άρα, αντίστροφα, **η συνάρτηση μεταφοράς αναμένεται να μετατοπιστεί προς τα αριστερά**, δηλαδή προς μικρότερα μήκη κύματος. Σημειώνεται ότι, λόγω των ιδιοτήτων του Χρυσού και του PMMA, η διαδικασία της θέρμανσης των δομών που περιγράφηκε ακριβώς παραπάνω χρειάζεται 5μsec για να ολοκληρωθεί.

Παρακάτω παρατίθεται μια φωτογραφία από την πειραματική διαδικασία όπου φαίνεται η εφαρμογή τάσης στα φύλλα Χρυσού.



Εικόνα 4.4- Εφαρμογή Τάσης στα φύλλα Χρυσού

Οι μεταλλικές βελόνες που φαίνονται στο σχήμα αυτό ονομάζονται Probe Tips και έχουν διάμετρο 1μm. Στην επόμενη φωτογραφία φαίνεται η οθόνη της IR κάμερας. Σε αυτή φαίνεται με περισσότερη λεπτομέρεια ο τρόπος εφαρμογής της τάσης στο MZI.



Εικόνα 4.5- Εικόνα από IR camera της εφαρμογής τάσης στα φύλλα Χρυσού

4.8.1 Θερμοοπτικό Φαινόμενο σε Asymmetric MZI

Πριν την παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων σημειώνεται ότι προσομοιώσεις και μελέτη της συμπεριφοράς υβριδικών MZI με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου μπορούν να βρεθούν στην αναφορά [3], στο τέλος του κεφαλαίου.

Αρχικά ελέγχθηκε πειραματικά η λειτουργία ενός Asymmetric MZI με μήκη βραχιόνων 90μm και 90μm + 314m περίπου. Η ονομασία της συγκεκριμένης δομής πάνω στο chip είναι 04_02 (οι διαστάσεις του φαίνονται με λεπτομέρεια στην Ενότητα 3.4) και επιλέχθηκε για δύο λόγους: Πρώτον, γιατί παρουσιάζει σχετικά χαμηλές απώλειες και, δεύτερον, γιατί έχει μεγάλο μήκος βραχιόνων, ώστε σύμφωνα με τη σχέση:

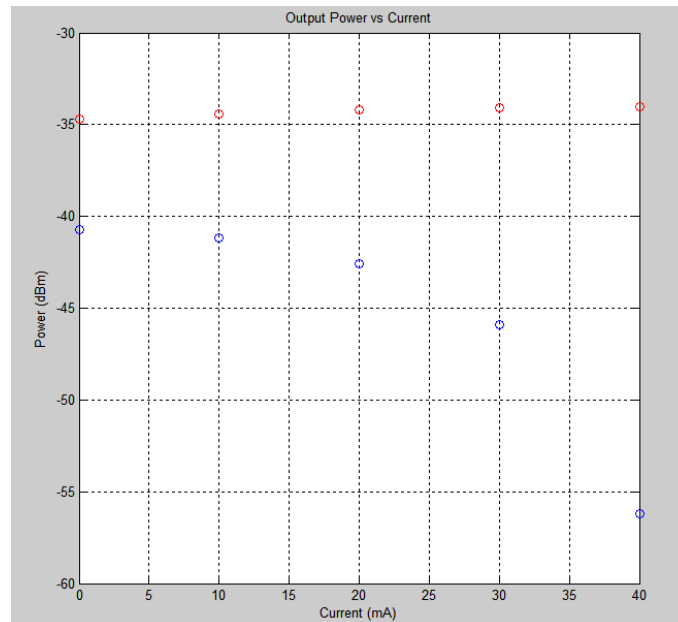
$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} \cdot L \cdot \delta T$$

του θερμοοπτικού φαινομένου, να μπορεί, για μικρή μεταβολή της θερμοκρασίας, να προκληθεί μεγάλη στροφή φάσης στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο του βραχίονα που θερμαίνεται, ώστε να είναι εμφανής η μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς του MZI. Όμως, τα MZI έχουν πολύ μεγάλο FSR, το οποίο δίνεται από τη σχέση

$$FSR = \frac{1}{\Delta\tau} \quad \text{ή} \quad FSR = \frac{\lambda_0^2}{\eta_{PMMA}\Delta z}$$

Όπου Δz η διαφορά στα μήκη των βραχιόνων. Όμως, εφόσον για το συγκεκριμένο MZI αυτή είναι ίση με $\Delta z = 200nm$, η παραπάνω σχέση δίνει $FSR = 8116nm$ περίπου. Αυτή η τιμή για το FSR των asymmetric MZI μπορεί να θεωρηθεί ως άπειρη για την οπτική περιοχή. Λόγω, λοιπόν, του άπειρου FSR, δεν είναι δυνατή η παρατήρηση της μετατόπισης της συνάρτησης μεταφοράς των MZI, για αυτό δεν ελήφθησαν μετρήσεις με τον OSA για τη δομή αυτή.

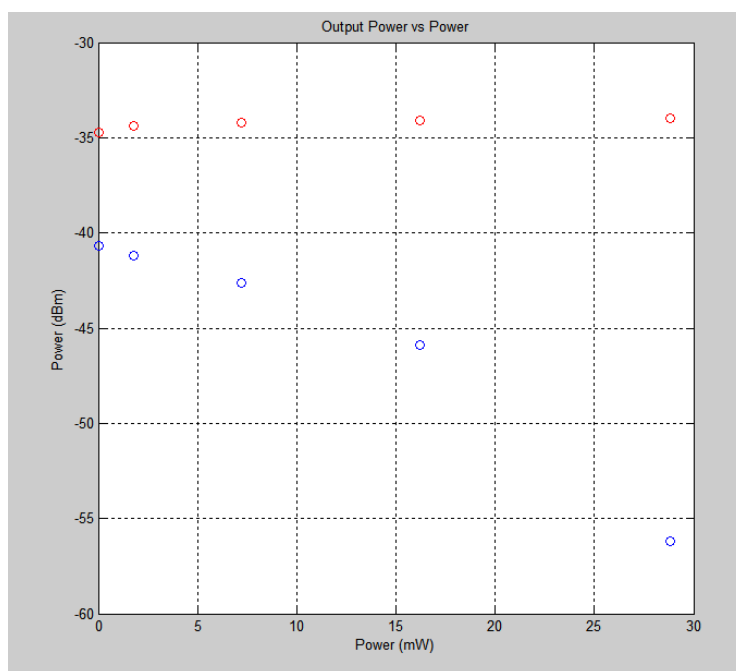
Όμως, εκτός από την παρατήρηση της μετατόπισης της συνάρτησης μεταφοράς, ένας άλλος τρόπος να επιβεβαιωθεί η αλλαγή στην κατάσταση του MZI, λόγω του θερμοοπτικού φαινομένου, είναι μέσω του ελέγχου της ισχύος των εξόδων του για μεταβολές της τιμής του ρεύματος που εφαρμόζεται στα pads Χρυσού των βραχιόνων του. Παρακάτω φαίνεται η γραφική παράσταση που χαράχθηκε με χρήση των μετρήσεων αυτών.



Διάγραμμα 4.18- Ισχύς εξόδου στο BAR (κόκκινο χρώμα) και στο CROSS (μπλε χρώμα) για εφαρμογή τάσης στον κάτω βραχίονα του MZI ,συναρτήσεϊ του εφαρμοζόμενου ρεύματος

Στο παραπάνω διάγραμμα φαίνεται ότι, αυξάνοντας το εφαρμοζόμενο ρεύμα, η ισχύς εξόδου στο BAR (κόκκινο χρώμα) αυξάνεται ενώ η ισχύς εξόδου στο CROSS (μπλε χρώμα) μειώνεται. Αυτό μπορεί να μεταφραστεί σε μεταφορά της εισερχόμενης ισχύος από τη μία έξοδο του MZI στην άλλη, η οποία προκύπτει ως αποτέλεσμα της μετατόπισης της συνάρτησης μεταφοράς του MZI, με μεταβολή της θερμοκρασίας. Αυτό ακριβώς είναι το ζητούμενο switching που είχε τεθεί ως στόχος των πειραμάτων αυτών.

Ο λόγος για τον οποίο η αύξηση της ισχύος στο BAR είναι μικρότερη από την μείωση της ισχύος στο CROSS είναι η αλλοίωση των χαρακτηριστικών του PMMA καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία, κάτι το οποίο οδηγεί σε μεγάλες απώλειες τόσο στο CROSS όσο και στο BAR. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ένα αντίστοιχο διάγραμμα, στο οποίο φαίνεται η μεταβολή της ισχύος εξόδου του MZI σε συνάρτηση με την dc ηλεκτρική ισχύ ελέγχου, η οποία δίνεται από το γινόμενο του εφαρμοζόμενου ρεύματος με την τάση.

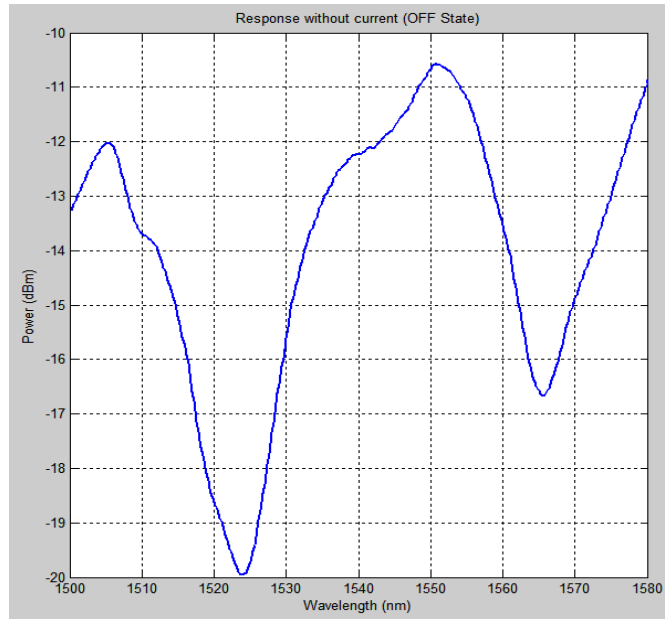


Διάγραμμα 4.19- Ισχύς εξόδου στο BAR (κόκκινο χρώμα) και στο CROSS (μπλε χρώμα) για εφαρμογή τάσης στον κάτω βραχίονα του MZI ,συναρτήσει της dc ηλεκτρικής ισχύος για το switching

Η παραπάνω γραφική παράσταση οδηγεί στα ίδια συμπεράσματα με αυτά της προηγούμενης παραγράφου. Σημειώνεται ότι αντίστοιχα αποτελέσματα παρουσιάζονται στις δημοσιεύσεις [3] και [4], στο τέλος του κεφαλαίου.

4.8.2 Θερμοοπτικό Φαινόμενο σε All Pass Racetrack

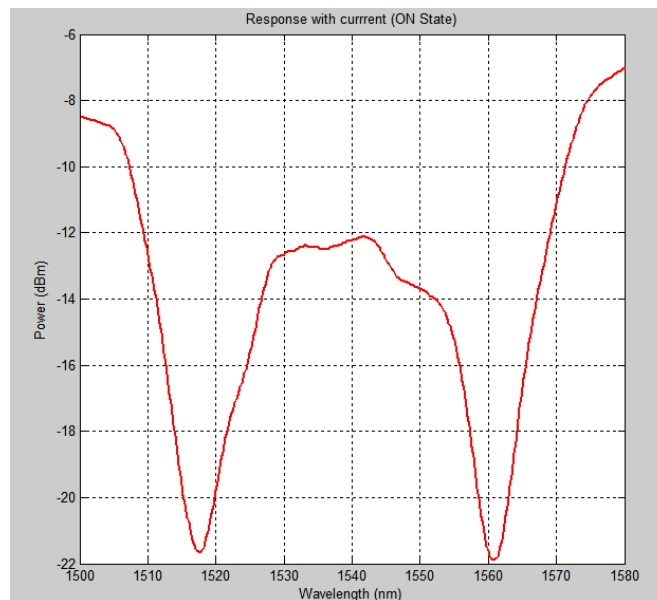
Η επόμενη δομή που εξετάστηκε είναι το All Pass Racetrack 08_02, του οποίου οι απώλειες έχουν ήδη εξετασθεί παραπάνω. Η πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι η εξής: αρχικά ελήφθη η φασματική απόκριση της δομής χωρίς εφαρμογή ρεύματος. Αυτή φαίνεται παρακάτω.



Διάγραμμα 4.20- Φασματική Απόκριση του All Pass Racetrack 08_02 χωρίς ρεύμα (κατάσταση OFF)

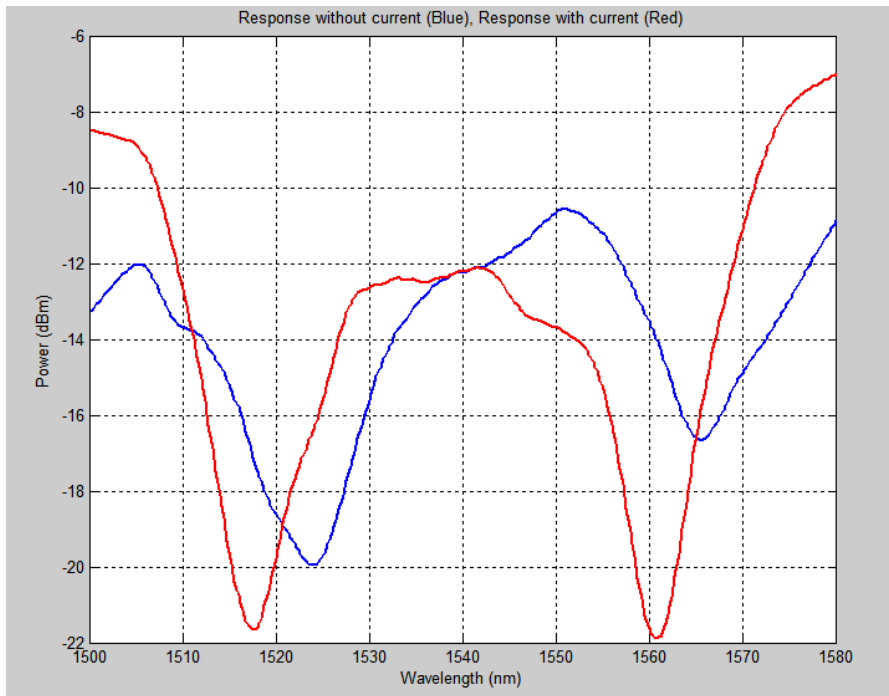
Από το παραπάνω διάγραμμα φαίνεται το FSR της δομής είναι περίπου ίσο με 41nm, όταν δεν εφαρμόζεται ρεύμα. Αυτή η τιμή επαληθεύεται και από τα αποτελέσματα της Ενότητας 4.6 (Πίνακας 4.14).

Έπειτα ελήφθη η φασματική απόκριση της δομής υπό την εφαρμογή τάσης. Συγκεκριμένα, εφαρμόστηκε τάση 1.7V η οποία αντιστοιχεί σε ρεύμα 60mA. Η απόκριση του All Pass Racetrack φαίνεται στο επόμενο διάγραμμα.



Διάγραμμα 4.21- Φασματική Απόκριση του All Pass Racetrack 08_02 με εφαρμογή ρεύματος (κατάσταση ON)

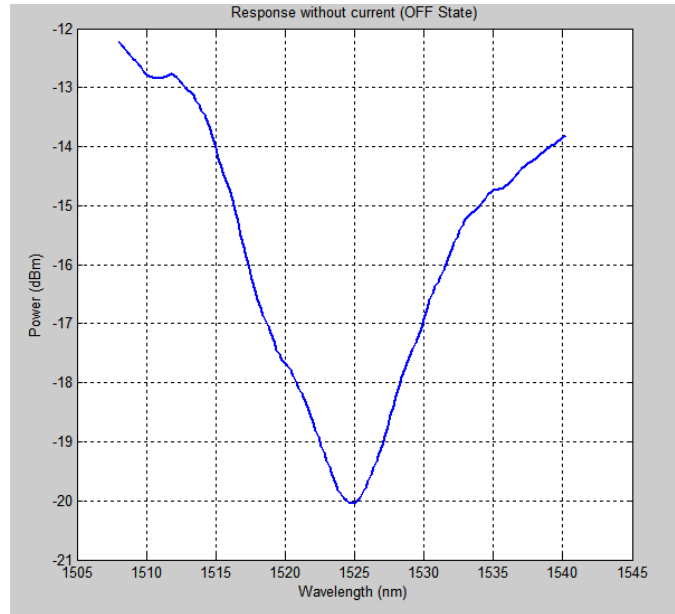
Τα παραπάνω διαγράμματα παρουσιάζονται παρακάτω στους ίδιους άξονες.



Διάγραμμα 4.22- Φασματική Απόκριση του All Pass Racetrack 08_02 χωρίς ρεύμα- μπλε χρώμα και με ρεύμα- κόκκινο χρώμα: Μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς

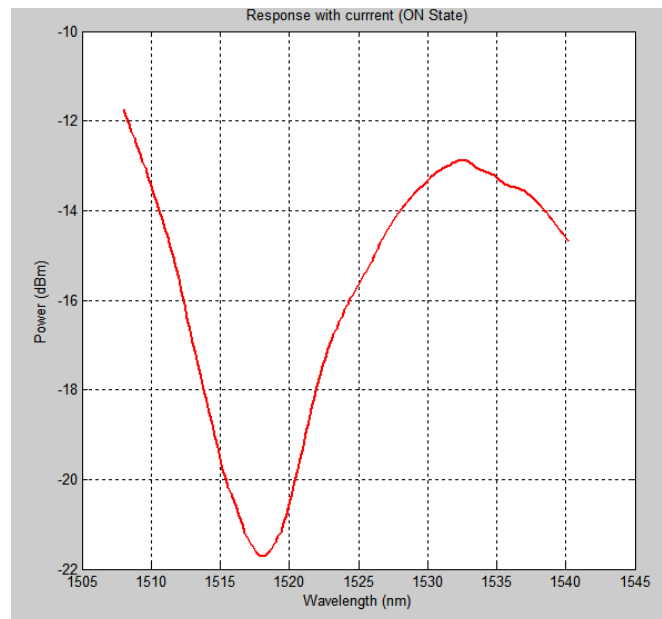
Στο παραπάνω διάγραμμα είναι εμφανής η μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς όταν εφαρμόζεται τάση στα φύλλα Χρυσού του All Pass Racetrack. Με τον τρόπο αυτό αποδεικνύονται όσα έχουν ειπωθεί στις προηγούμενες ενότητες για την εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου σε πλασμονικές διατάξεις.

Παρακάτω παρατίθενται τα παραπάνω διαγράμματα σε μεγέθυνση γύρω από την περιοχή των 1525nm.



Διάγραμμα 4.23- Φασματική Απόκριση του All Pass Racetrack 08_02 χωρίς ρεύμα (κατάσταση OFF) , περιοχή 1500nm-1545nm

Στο παραπάνω διάγραμμα φαίνεται το βύθισμα της συνάρτησης μεταφοράς του All Pass Racetrack στα 1525nm. Ακολουθεί η φασματική απόκριση της δομής για εφαρμοζόμενη τάση 1.7V.



Διάγραμμα 4.24- Φασματική Απόκριση του All Pass Racetrack 08_02 με ρεύμα (κατάσταση ON) , περιοχή 1500nm-1545nm

Από το παραπάνω διάγραμμα γίνεται φανερή η **μετατόπιση του βυθίσματος** του All Pass Racetrack με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου. Το βύθισμα που, στο Διάγραμμα 4.23 βρισκόταν στα 1525nm, βρίσκεται στο Διάγραμμα 4.24 στα 1518nm περίπου. Αυτό σημαίνει

ότι η συνολική μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς, για εφαρμογή τάσης 1.3V ή ρεύματος 60mA, είναι περίπου ίση με $\Delta\lambda = 7nm$ αριστερά. Η επιθυμητή τιμή για το $\Delta\lambda$ είναι 9nm. Τα πειραματικά μετρούμενα 7nm είναι μια ικανοποιητική τιμή μετατόπισης της συνάρτησης μεταφοράς.

Με βάση τη Σχέση (3.3.12) της Ενότητας 3.3.3 μπορεί κανείς να υπολογίσει, δεδομένης της μετατόπισης της συνάρτησης μεταφοράς $\Delta\lambda$, τη συνολική μεταβολή του δείκτη διάθλασης του PMMA. Έτσι έχουμε:

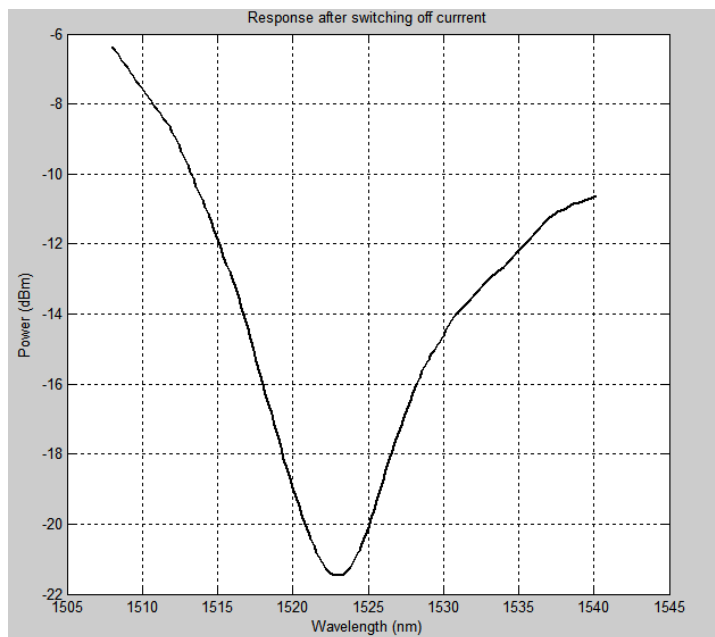
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda\Delta\eta_{PMMA}}{\eta_{PMMA}} \xrightarrow{\text{(μείωση του } \eta_{PMMA}\text{)}} \Delta\eta_{PMMA} = -\eta_{PMMA} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -0.006684$$

Χρησιμοποιώντας, στη συνέχεια, τη Σχέση 3.3.1 της Ενότητας 3.3.1.2 μπορεί να υπολογιστεί η μεταβολή της θερμοκρασίας για αυτές τις τιμές τάσης και ρεύματος. Πιο συγκεκριμένα, έχουμε:

$$\frac{\partial n}{\partial T_{PMMA}} = -1.05 \times 10^{-4} \Rightarrow \delta T_{PMMA} = -\frac{\Delta\eta_{PMMA}}{1.05 \times 10^{-4}} \approx 64^{\circ}C$$

Όμως, η θερμοκρασία περιβάλλοντος του εργαστηρίου ήταν 25° C, οπότε η συνολική μεταβολή της θερμοκρασίας του PMMA είναι σχεδόν 90°C. Σημειώνεται ότι αυτή η θερμοκρασιακή μεταβολή είναι κοντά στη μέγιστη που μπορεί να αντέξει το PMMA πριν καταστραφεί. Συνολικά, με βάση τις πειραματικές μετρήσεις και τα χαρακτηριστικά του PMMA, μέσω της εφαρμογής τάσης στα pads Χρυσού, επιτυγχάνεται μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς του All Pass Racetrack ίση με 7nm, για μεταβολή θερμοκρασίας του PMMA 64°C.

Κάτι που αξίζει να σημειωθεί είναι ότι τα χαρακτηριστικά του PMMA αλλοιώνονται λόγω της γρήγορης μεταβολής της θερμοκρασίας του. Αυτό φαίνεται συγκρίνοντας τα επίπεδα ισχύος των Διαγραμμάτων 4.23 και 4.24. Από αυτά φαίνεται η μείωση της ισχύος εξόδου του All Pass Racetrack όταν εφαρμόζεται τάση στα φύλλα Χρυσού. Ακόμη, η αλλοίωση αυτή απεικονίζεται και στο επόμενο διάγραμμα, όπου φαίνεται τη φασματική απόκριση του All Pass μετά την εφαρμογή τάσης στα φύλλα Χρυσού του All Pass Racetrack.



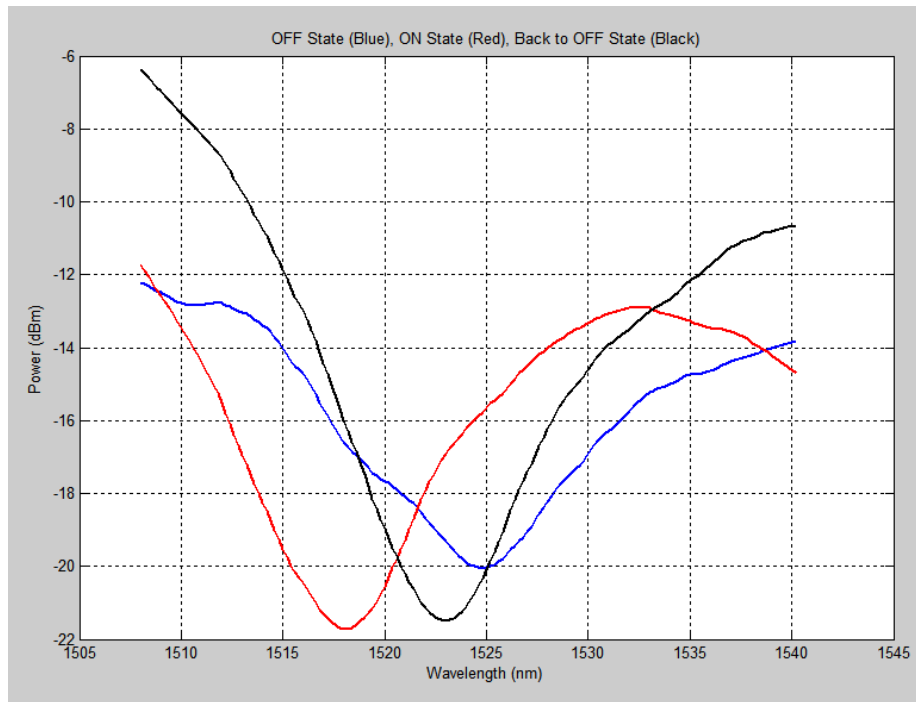
Διάγραμμα 4.25- Φασματική Απόκριση του All Pass Racetrack 08_02 μετά την εφαρμογή ρεύματος (κατάσταση OFF) , περιοχή 1500nm-1545nm

Από το διάγραμμα αυτό φαίνεται ότι το PMMA δεν επιστρέφει στην αρχική του κατάσταση μετά την εφαρμογή του switching. Πιο συγκεκριμένα, από την καμπύλη του παραπάνω διαγράμματος παρατηρεί κανείς ότι το βύθισμα που, πριν την εφαρμογή του switching εντοπίστηκε στα 1525nm, εμφανίζεται τώρα στα 1523nm περίπου. Αυτή η μη αντιστρεψιμότητα των χαρακτηριστικών του PMMA είναι ένας περιοριστικός παράγοντας για τον οποίο θα γίνει λόγος στο τέλος του κεφαλαίου. Στο σημείο αυτό παρατίθεται ένας πίνακας που δημιουργήθηκε με βάση τις πειραματικές μετρήσεις, στον οποίο παρουσιάζονται οι επιπτώσεις του ρεύματος στη συνάρτηση μεταφοράς του All Pass Racetrack αλλά και στο PMMA.

Εφαρμοζόμενο Ρεύμα στα Φύλλα Χρυσού	Αποτέλεσμα
I=50mA	Μετατόπιση Συνάρτησης Μεταφοράς: $\Delta\lambda > 7\text{nm}$
I=80mA	Απώλεια Αντιστρεψιμότητας των χαρακτηριστικών του PMMA
I=120mA (για χρόνο $t > 10\text{sec}$)	Καταστροφή του PMMA

Πίνακας 4.19- Εφαρμοζόμενο Ρεύμα και το αντίστοιχο αποτέλεσμα στη συμπεριφορά του All Pass Racetrack

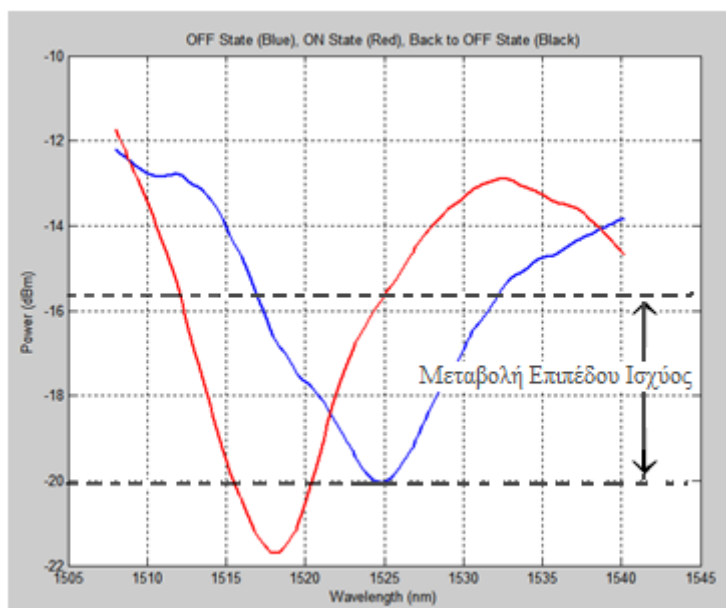
Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα Διαγράμματα 4.23, 4.24 και 4.25 στους ίδιους άξονες.



Διάγραμμα 4.26- Φασματικές αποκρίσεις στην περιοχή 1500nm-1545nm του All Pass Racetrack: (α) πριν την εφαρμογή τάσης στα pads Χρυσού-μπλε χρώμα, (β) κατά την εφαρμογή τάσης-κόκκινο χρώμα, (γ) μετά την εφαρμογή τάσης-μαύρο χρώμα

Στο παραπάνω διάγραμμα φαίνονται οι σχετικές μετατοπίσεις της συνάρτησης μεταφοράς του All Pass Racetrack. Από το διάγραμμα αυτό, αλλά και από όσα προηγήθηκαν, συμπεραίνει κανείς τα ακόλουθα:

- Από την μπλε και την κόκκινη καμπύλη φαίνεται το switching που επιτυγχάνεται στην πλασμονική δομή του All Pass Racetrack, με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου. Η μετατόπιση των 7nm στη συνάρτηση μεταφοράς αυτού είναι αρκετή για να προκαλέσει το switching. Πιο συγκεκριμένα, το επίπεδο ισχύος της συνάρτησης μεταφοράς του All Pass Racetrack στα 1525nm πριν την εφαρμογή τάσης είναι, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα, -20dBm. Κατά την εφαρμογή της τάσης, το επίπεδο ισχύος της συνάρτησης μεταφοράς του All Pass Racetrack στα 1525nm είναι -15.5dBm.



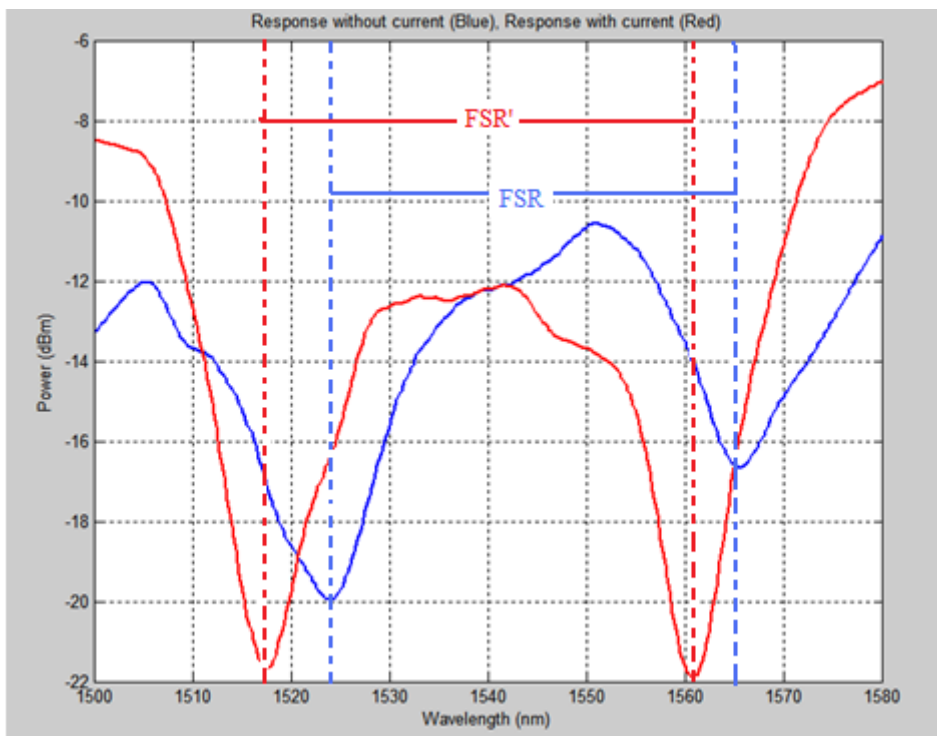
Διάγραμμα 4.27 - Switching :

(α) πριν την εφαρμογή τάσης στα pads Χρυσού-μπλε χρώμα, (β) κατά την εφαρμογή τάσης-κόκκινο χρώμα :
Μεταβολή του Επιπέδου Ισχύος κατά 4.5dB

Επομένως, το switching προκαλεί αύξηση της ισχύος εξόδου της δομής κατά 4.5dB στα 1525nm. Αυτό σημαίνει ότι, στην έξοδο του All Pass Racetrack, η ισχύς σε μήκος κύματος 1525nm αυξάνεται 2.82 φορές περίπου μεταξύ στις κατάστασης OFF και ON. Αντίστοιχες μεταβολές της ισχύος εξόδου συμβαίνουν σε όλα τα μήκη κύματος στα οποία εκτείνεται η συνάρτηση μεταφοράς.

Από την δημοσίευση [5] στο τέλος του κεφαλαίου, μπορεί κανείς να συμπεράνει ότι τα παραπάνω αποτελέσματα είναι ιδιαίτερα ικανοποιητικά εφόσον, θεωρητικά, προβλέφθηκε μετατόπιση 8nm σε All Pass Racetrack ακτίνας $R=5\mu\text{m}$, για εφαρμοζόμενο ρεύμα $I=20\text{mA}$. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα με τα παραπάνω παρατίθενται στην δημοσίευση [4].

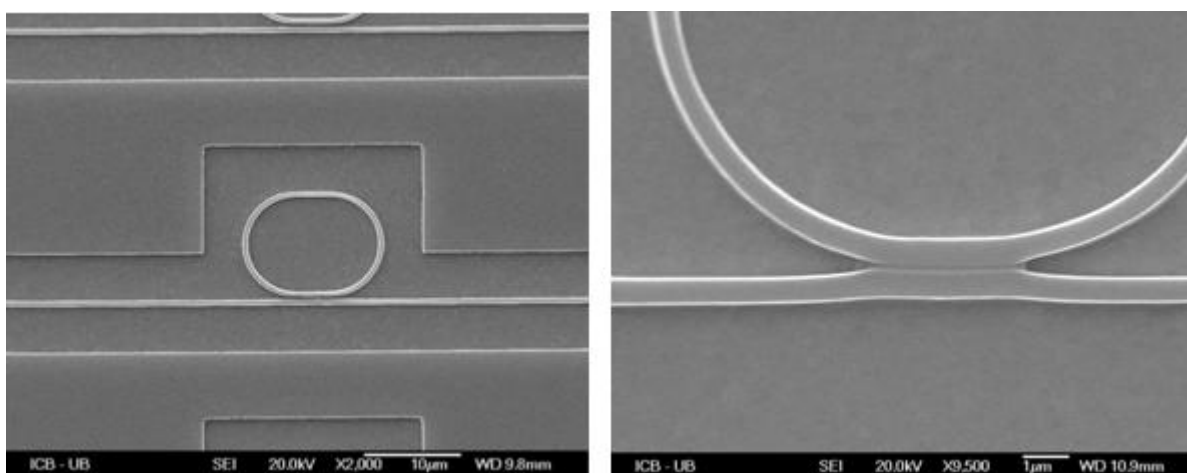
- Ακόμη, από το Διάγραμμα 4.22 είναι φανερό ότι, εκτός από τη μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς, το θερμοοπτικό φαινόμενο προκαλεί και μια μικρή μεταβολή στο FSR του All Pass Racetrack. Πιο συγκεκριμένα, από το επόμενο διάγραμμα φαίνεται ότι, ενώ το αρχικό FSR ήταν, όπως έχει παρουσιαστεί και στην ενότητα ίσο με $FSR = 41\text{nm}$, κατά την εφαρμογή τάσης στα φύλλα Χρυσού αυτό αυξάνεται και γίνεται ίσο με $FSR' = 44\text{nm}$. Επομένως, για μεταβολή της θερμοκρασίας κατά 64°C περίπου, το FSR του All Pass Racetrack μεταβλήθηκε κατά 3nm.



Διάγραμμα 4.28- Μικρή Αύξηση στο FSR της δομής λόγω θερμοοπτικού φαινομένου

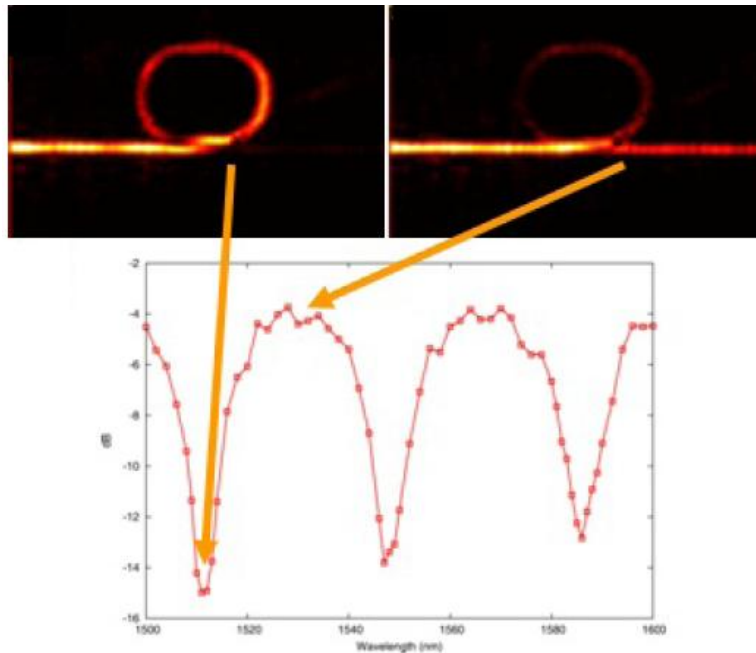
(α) Πριν την εφαρμογή τάσης στα pads Χρυσού-μπλε χρώμα, (β) κατά την εφαρμογή τάσης-κόκκινο χρώμα

- Τέλος, εκτός από την αλλοίωση των χαρακτηριστικών του PMMA, από την οποία συνοδεύεται η αύξηση της θερμοκρασίας, υπάρχει και ακόμη ένας περιοριστικός παράγοντας που πρέπει να αναφερθεί. Κατά τη θέρμανση των φύλλων Χρυσού και κατ' επέκταση του στρώματος PMMA, λόγω μηχανικής διαστολής αυτού, μειώνεται η απόσταση (gap) που υπάρχει μεταξύ του ευθύ κυματοδηγού της δομής του All Pass Racetrack και του δακτυλίου. Αυτό φαίνεται στην επόμενη εικόνα.



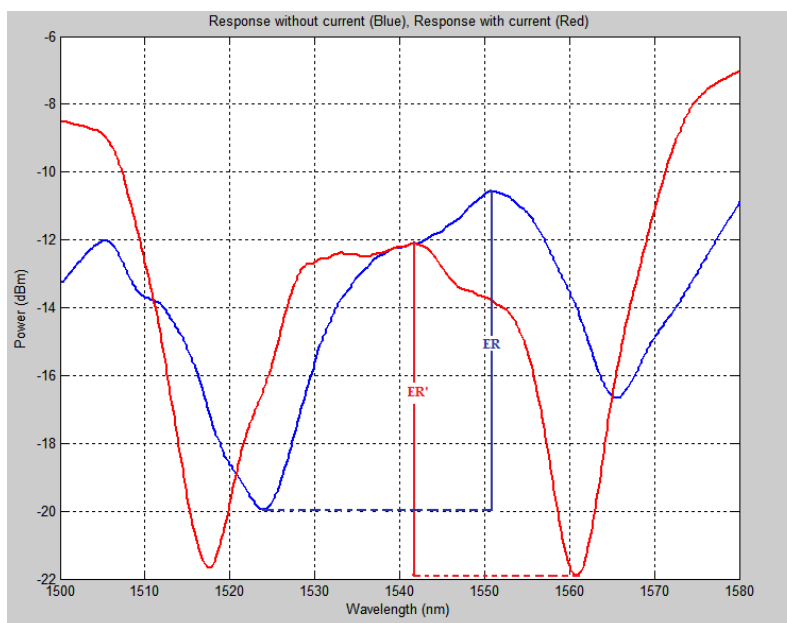
Εικόνα 4.6- Η μείωση του gap του All Pass Racetrack: (α) Αριστερά: πριν την εφαρμογή τάσης στα φύλλα Χρυσού, (β) Δεξιά: κατά την εφαρμογή τάσης

Αυτή η μείωση του gap μεταξύ του ευθύ κυματοδηγού και του δακτυλίου οδηγεί σε αύξηση της σταθεράς σύζευξης (coupling constant) του Racetrack για την οποία έγινε λόγος στην Ενότητα 3.3.3. Έτσι, μεγαλύτερο ποσοστό της ισχύος εισόδου εγκλωβίζεται μέσα στο δακτύλιο και μικρότερο ποσοστό οδηγείται στην έξοδο του All Pass Racetrack. Τα παραπάνω φαίνονται στην επόμενη εικόνα.



Εικόνα 4.7- (α) Πάνω αριστερά: Τα μήκη κύματος που εγκλωβίζονται μέσα στο δακτύλιο, (β) Πάνω δεξιά: Τα μήκη κύματος που βγαίνουν στην έξοδο, (γ) Η συνάρτηση μεταφοράς της εξόδου του All Pass Racetrack

Με τον τρόπο αυτό δικαιολογούνται και τα μεγαλύτερα βυθίσματα στη συνάρτηση μεταφοράς όταν εφαρμόζεται τάση στα φύλλα Χρυσού του All Pass Racetrack σε σχέση με την περίπτωση που δεν εφαρμόζεται τάση [6]. Αυτό φαίνεται στο επόμενο διάγραμμα.



Διάγραμμα 4.29- Μικρή Αύξηση στο Extinction Ratio της δομής λόγω θερμοοπτικού φαινομένου
(α) Πριν την εφαρμογή τάσης στα pads Χρυσού-μπλε χρώμα, (β) κατά την εφαρμογή τάσης-κόκκινο χρώμα

Η αύξηση στα βυθίσματα της συνάρτησης μεταφοράς οδηγεί σε αύξηση του Extinction Ratio, όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα. Πιο συγκεκριμένα, πριν την εφαρμογή της τάσης το ER ήταν ίσο με $ER=9.5\text{dB}$ ενώ μετά την εφαρμογή τάσης στα φύλλα Χρυσού μεταβλήθηκε σε $ER'=10\text{dB}$. Επομένως, για μεταβολή της θερμοκρασίας κατά 64°C περίπου, το Extinction Ratio του All Pass Racetrack μεταβλήθηκε περίπου κατά 0.5dB .

Τελικά, με βάση όσα περιγράφονται παραπάνω και αποτυπώνονται σχηματικά κυρίως στο Διάγραμμα 4.22, μπορεί κανείς να συμπεράνει ότι το switching με χρήση πλασμονικών δομών, με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου, είναι δυνατό. Τέλος, εκείνο που αξίζει να διερευνηθεί και αποτελεί σημαντικό κομμάτι της επιστημονικής έρευνας στη μελέτη των πλασμονικών δομών σε εφαρμογές διασυνδέσεων είναι η απόδοση αυτών ως προς την κατανάλωση ισχύος. Γίνεται μια σύντομη ανάλυση για το θέμα αυτό στην επόμενη υποενοότητα.

4.8.3 Μετρήσεις στην Αντίσταση του Χρυσού–Κατανάλωση Ισχύος

Εξετάζεται, στην ενότητα αυτή, το θέμα της κατανάλωσης ισχύος των πλασμονικών δομών που εξετάστηκαν, όταν χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές switching. Η ισχύς που καταναλώνεται είναι, προφανώς, η dc ηλεκτρική ισχύς που χρησιμοποιείται για την εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου στις πλασμονικές δομές.

Από όσα ειπώθηκαν παραπάνω, σχετικά με τη μελέτη της συμπεριφοράς του All Pass Racetrack με εφαρμογή του θερμοοπτικού φαινομένου, μπορεί να γίνει η επόμενη παρατήρηση: Για να επιτευχθεί μετατόπιση 7nm της συνάρτησης μεταφοράς της δομής αυτής, χρησιμοποιήθηκε τάση 1.3V στα φύλλα Χρυσού και ρεύμα 60mA. Άρα, η ηλεκτρική ισχύς ελέγχου ήταν περίπου ίση με 78mW. Αυτή η τιμή για την ισχύ που χρησιμοποιήθηκε είναι ιδιαίτερα υψηλή. Όμως, το 50% της ισχύος αυτής καταναλώνεται στο ηλεκτρικό κύκλωμα για την τροφοδότηση των Probe Tips, για την εφαρμογή της τάσης, και υπάρχει δυνατότητα μείωσής της. Ακόμη, μεγάλο μέρος της ισχύος χανόταν στην ηλεκτρική επαφή μεταξύ των φύλλων Χρυσού και των Probe Tips και, με καλύτερο έλεγχο της διαδικασίας, αυτή μπορεί να μειωθεί επιπλέον. Τέλος, σημαντικό ρόλο στην κατανάλωση ισχύος παίζει και το πολυμερές των πλασμονικών διατάξεων, που στην περίπτωση των δομών που μελετώνται, είναι το PMMA. Η επιλογή κάποιου διηλεκτρικού με μικρότερη κατανάλωση, που μεταφράζεται σε μεγαλύτερο θερμοκρασιακό συντελεστή, μπορεί να μελετηθεί σαν ενδεχόμενο.

Για να μπορέσει κανείς να αποκτήσει μια ποιοτική εικόνα της ισχύος που καταναλώνεται σε πλασμονικές δομές σαν αυτές που μελετώνται, πρέπει να γνωρίζει την τιμή της αντίστασης του Χρυσού, στα φύλλα του οποίου εφαρμόζεται η τάση και διαρρέονται από ρεύμα. Έτσι, γνωρίζοντας την τιμή της αντίστασης του συνδυασμού φύλλων Χρυσού και βελόνων (Probe Tips) για την εφαρμογή της τάσης σε αυτά, μπορεί, μέσω της σχέσης: $P = I^2R$ να υπολογίσει την κατανάλωση ισχύος.

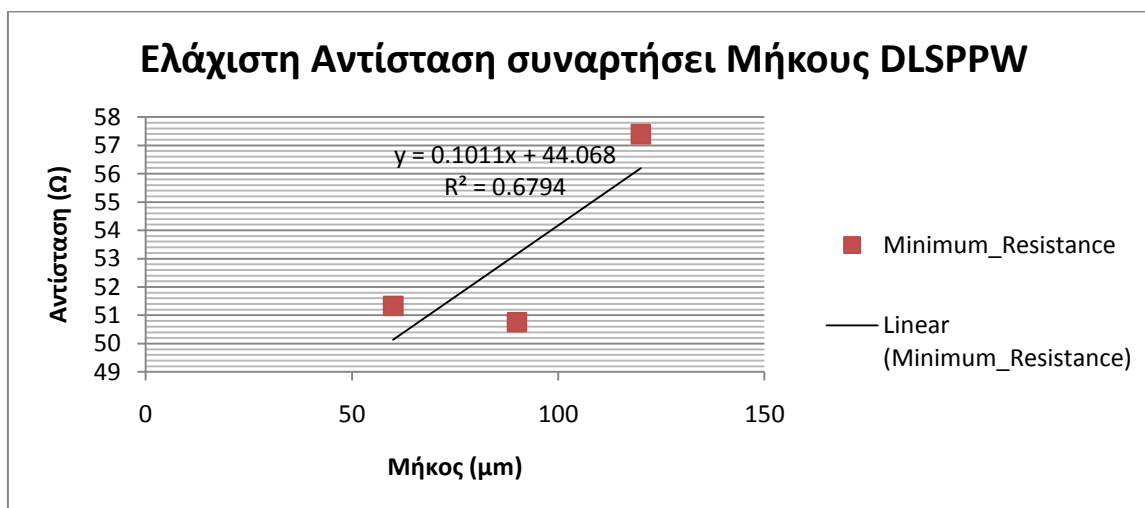
Για το λόγο αυτό, ελήφθησαν μετρήσεις εφαρμοζόμενης τάσης σε συνάρτηση με το ρεύμα, εφαρμόζοντας τα Probe Tips στα φύλλα Χρυσού των βραχιόνων των συμμετρικών MZI, τα οποία εξετάστηκαν στην Ενότητα 4.5. Μια σύνοψη των μετρήσεων αυτών φαίνεται στον επόμενο πίνακα. Στον πίνακα αυτό έχουν υπολογιστεί, σύμφωνα με τις εργαστηριακές μετρήσεις, η ελάχιστη τιμή αντίστασης για κάθε ένα από τα MZI, τη μέση τιμή της αντίστασης και την τυπική απόκλιση αντίστοιχα.

Όνομα Δομής	Μήκος DLSPPW (μm)	Ελάχιστη Αντίσταση (Ω)	Μέση Αντίσταση (Ω)	Τυπική Απόκλιση (Ω)
03_01	60	51.33333333	65.34088134	17.13236043
03_02	90	50.75757576	68.97060177	12.75561425
03_03	120	57.3964497	61.65601156	4.469716276

Πίνακας 4.20- Σύνοψη υπολογισμών Αντίστασης σε MZI με διαφορετικά μήκη βραχιόνων\

Πρέπει να σημειωθεί ότι οι παραπάνω μετρήσεις είναι ουσιαστικά αναξιόπιστες στο να παρέχουν μια ολοκληρωμένη εικόνα για την αντίσταση του Χρυσού, ωστόσο ήταν η καλύτερη δυνατή σειρά μετρήσεων που θα μπορούσε να γίνει, δεδομένης της αστάθειας των ηλεκτρικών συνδέσεων μεταξύ των λεπτών Probe Tips διαμέτρου μόλις 1μm με τα ευαίσθητα pads Χρυσού. Έτσι, η τελικά υπολογισμένη τιμή αντίστασης δε μεταβάλλεται μόνο λόγω της μεταβαλλόμενης τάσης και του μεταβαλλόμενου ρεύματος αλλά και λόγω του δύσκολου χειρισμού των Probe Tips.

Επειδή ενδιαφέρει η ελάχιστη κατανάλωση ισχύος, που προκύπτει με την ελάχιστη δυνατή αντίσταση, παρατίθεται παρακάτω ένα διάγραμμα της ελάχιστης αντίστασης του συνδυασμού μεταλλικών βελόνων και φύλλων Χρυσού, συναρτήσει του μήκους DLSPPW των βραχιόνων των MZI.



Διάγραμμα 4.30 - Ελάχιστη Αντίσταση συνδυασμού pads-φύλλα Χρυσού ως προς μήκος DLSPPW

Η έλλειψη συνοχής των μετρήσεων, που αναφέρθηκε παραπάνω, φαίνεται και στο παραπάνω διάγραμμα. Πιο συγκεκριμένα, αν μπορούσε να ξεπεραστεί το πρόβλημα της δυσκολίας τοποθέτησης των μεταλλικών βελόνων διαμέτρου 1μm πάνω στα φύλλα Χρυσού, τα σημεία των μετρήσεων που φαίνονται στο παραπάνω διάγραμμα θα βρίσκονταν πιο κοντά στην βέλτιστη ευθεία με εξίσωση $y = 0.1011x + 44.068$. Παρόλα αυτά, μπορούν να γίνουν οι εξής παρατηρήσεις σχετικά με την αντίσταση του Χρυσού και των βελόνων για την εφαρμογή τάσης.

- Αυτό που παραμένει σταθερό σε όλους τις μετρήσεις αντίστασης που αναφέρονται παραπάνω είναι ο όρος της αντίστασης των Probe Tips. Για το λόγο αυτό, ο σταθερός όρος της παραπάνω ευθείας αντιπροσωπεύει την τιμή τους. Η ευθεία δημιουργήθηκε με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων και η τιμή του σταθερού όρου είναι 44.068Ω.

- Ακόμη, η κλίση της παραπάνω ευθείας εκφράζει τη μεταβολή της τιμής της αντίστασης του Χρυσού, συναρτήσει του μήκους DLSPPW. Έτσι, η αντίσταση του Χρυσού, της γεωμετρίας που μελετάται είναι $0.1011\Omega/\mu\text{m}$.

Τέλος, γνωρίζοντας την εξίσωση της ευθείας της αντίστασης του Χρυσού συναρτήσει του μήκους DLSPPW, μπορεί να δημιουργηθεί μια σχέση της αναμενόμενης κατανάλωσης ισχύος συναρτήσει του μήκους DLSPPW. Δεδομένου ότι η ισχύς δίνεται από τη σχέση:

$$P_{κατ.} = I^2 R$$

και γνωρίζοντας, από τα παραπάνω αποτελέσματα, ότι μια αντιπροσωπευτική τιμή για το απαιτούμενο ρεύμα I για το switching πλασμονικών δομών είναι περίπου 60mA , η σχέση καταναλισκόμενης ισχύος συναρτήσει του μήκους DLSPPW είναι η επόμενη:

$$P_{κατ.}(L_{DLSPPW}) = I^2 R(L_{DLSPPW}) = 158.6448\text{mW} + 0.36396(\text{mW}/\mu\text{m}) \cdot L_{DLSPPW}(\mu\text{m})$$

Το παραπάνω αποτέλεσμα δεν είναι ιδιαίτερα ενθαρρυντικό καθώς υποδεικνύει ότι η καταναλισκόμενη ισχύς δεν μπορεί να μειωθεί περισσότερο από 159mW περίπου. Για αυτό το υψηλό κατώφλι ισχύος ευθύνεται η σειρά των μη αντιπροσωπευτικών μετρήσεων για την αντίσταση του συνδυασμού φύλλων Χρυσού και Probe Tips και, εφόσον αυτή μπορεί να μειωθεί με καλύτερο και πιο σταθερό χειρισμό της διάταξης, μπορεί να μειωθεί αρκετά και το κατώφλι καταναλισκόμενης ισχύος. Ακόμη, αξίζει να σημειωθεί ότι, σε ότι αναφορά στο All Pass Racetrack, από τα 159mW , μόνο τα 18mW προκύπτουν από την κατανάλωση ισχύος των πλασματικών τμημάτων του αυτού. Η τιμή αυτή προκύπτει ως εξής:

$$P = I^2 R = (60\text{mA})^2 \{(2\pi R + 20\mu\text{m}) \cdot 0.1011\Omega/\mu\text{m}\} \approx 18\text{mW}$$

Συμπερασματικά, η πλασμονική τεχνολογία απέχει ακόμη αρκετά από την επίτευξη πραγματικά χαμηλών καταναλώσεων ισχύος. Οι παράγοντες εκείνοι που αξίζει να μελετηθούν με λεπτομέρεια είναι:

- Οι διαστάσεις των διατάξεων. Μεταβάλλοντας τη σχέση μήκους και διατομής των πλασμονικών κυματοδηγών, με τέτοιο τρόπο ώστε να μη μεταβάλλεται το απαιτούμενο για το switching ρεύμα, μέσω της σχέσης:

$$R = \rho \frac{l}{A}$$

όπου ρ η ειδική αντίσταση σε $(\Omega \cdot \text{m})$, l το μήκος του μετάλλου και A η διατομή αυτού. Από τη σχέση αυτή φαίνεται ότι επιλέγοντας συγκεκριμένες διαστάσεις μπορεί να μειωθεί η αντίσταση του μετάλλου και κατ' επέκταση η κατανάλωση ισχύος που επιτελείται στον όγκο του.

- Το χρησιμοποιούμενο διηλεκτρικό μέσο. Με βεβαιότητα, μπορεί να ισχυριστεί κανείς ότι ένα ποσοστό από τις υπολογισμένες αντιστάσεις του Πίνακα 4.20 σχετίζεται άμεσα με το

PMMA που εφάπτεται στην επιφάνεια του Χρυσού στην περιοχή των βραχιόνων των MZI που παρεμβάλλεται μεταξύ των φύλλων Χρυσού. Η συμβολή του διηλεκτρικού PMMA, που έχει τιμή ειδικής αντίστασης $\rho \sim 10^{19} \Omega \cdot m$ δε μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Θα μπορούσε, λοιπόν να αναζητηθεί άλλο διηλεκτρικό μέσο που να ικανοποιεί την ανάγκη για υψηλό θερμοοπτικό συντελεστή αλλά με χαμηλότερη τιμή ειδικής αντίστασης. Ακόμη, αποδοτικότερο θα ήταν κάποιο υλικό με αυξημένο θερμοοπτικό συντελεστή, σε σχέση με το PMMA, τέτοιο ώστε, με λιγότερη απαιτούμενη ισχύ, να προκαλείται θερμοοπτικό φαινόμενο ικανό να επιτελεστούν διαδικασίες switching.

Σημειώνεται, τέλος, ότι αντίστοιχη πειραματική διαδικασία για τον υπολογισμό της κατανάλωσης ισχύος πλασμονικών κυματοδηγών μπορεί να βρεθεί στην δημοσίευση [2], στο τέλος του κεφαλαίου.

4.9 Συμπεράσματα

Επιχειρώντας μια σύνοψη των αποτελεσμάτων του κεφαλαίου αυτού, αξίζει να αναφερθούν οι παρακάτω παράγοντες που ελέγχθηκαν πειραματικά:

- Ως προς τις απώλειες της διάδοσης των Surface Plasmon Polaritons, αυτές είναι αρκετά υψηλές και φτάνουν τα 0.1dB/μm. Αυτή η τιμή συμπίπτει μεν με τη θεωρία, αλλά δεν παύει να αποτελεί ένα περιοριστικό παράγοντα της πλασμονικής τεχνολογίας σε εφαρμογές υψηλών απαιτήσεων, όπως αυτές των διασυνδέσεων. Η αρνητική επίδραση των απωλειών θα μπορούσε να μειωθεί με διαφορετική επιλογή μετάλλου και διηλεκτρικού για την πλασμονική κυματοδότηση. Μια σύντομη ανάλυση του θέματος αυτού έχει ήδη επιχειρηθεί στην τελευταία ενότητα (2.8) του δεύτερου κεφαλαίου.
- Ως προς την κατανάλωση ισχύος των πλασμονικών δομών που εξετάστηκαν, τα θέματα που χρίζουν εξέτασης είναι αρκετά, δύο από τα οποία είναι η αντίσταση του μετάλλου που χρησιμοποιείται και ο θερμοοπτικός συντελεστής του πολυμερούς διηλεκτρικού. Όσον αφορά στην αντίσταση του μετάλλου, είναι προφανές ότι όσο μικρότερη είναι αυτή τόσο καλύτερη αναμένεται η απόδοση των πλασμονικών δομών ως προς την κατανάλωση ισχύος. Σημειώνεται, πάντως, ότι, συγκριτικά με άλλα μέταλλα ως προς την τιμή ειδικής αντίστασης, και συνυπολογίζοντας την ανάγκη για συχνότητα ω_{SP} (Surface Plasmon Frequency) κοντά στην υπέρυθρη περιοχή, ο Χρυσός αποτελεί μια ικανοποιητική επιλογή μετάλλου.

- Ως προς την απόδοση των πλασμονικών διατάξεων που μελετήθηκαν σε λειτουργίες switching, περιοριστικούς παράγοντες αποτελούν η αλλοίωση του PMMA σε μεγάλες θερμοκρασίες, δηλαδή για μεγάλες τιμές ηλεκτρικού ρεύματος (βλ. Πίνακα 4.19) και η μη αντιστρεψιμότητά του στην αρχική του κατάσταση (βλ. Διάγραμμα 4.25). Ακόμη, η έντονη μηχανική διαστολή του με τη θερμοκρασία θέτει περιορισμούς στη λειτουργία των δομών που εξετάστηκαν (βλ. Εικόνα 4.7). Με βάση τα παραπάνω, έχει νόημα η αναζήτηση διηλεκτρικών υλικών που να πληρούν τις προδιαγραφές μεγάλου θερμοκρασιακού συντελεστή ($\frac{\partial n}{\partial T}$), καλής απόδοσης σε υψηλές θερμοκρασίες και μικρού συντελεστή διαστολής.

- Από την άλλη πλευρά, στον παρόν κεφάλαιο περιγράφηκε η **επίτευξη λειτουργιών switching σε πλασμονικές δομές**. Παρά τους περιοριστικούς παράγοντες που αναφέρθηκαν παραπάνω, είναι σημαντικό να τονιστεί ότι, με χρήση του θερμοοπτικού φαινομένου και με κατανάλωση ηλεκτρική ισχύος που μπορεί να μειωθεί σημαντικά, οι δομές των Mach-Zehnder Interferometer και των Ring Resonator επιδεικνύουν κατάλληλη συμπεριφορά για εφαρμογές διασυνδέσεων με δυνατότητες switching και δρομολόγησης δεδομένων. Συγκεκριμένα, η μεταβολή του επιπέδου ισχύος της εξόδου ενός All Pass Racetrack Resonator κατά 4.5dB και η μετατόπιση της συνάρτησης μεταφοράς του κατά 7nm, με εφαρμογή ρεύματος 50mA είναι μια εργαστηριακή απόδειξη των όσων έχουν αναφερθεί για τις μελλοντικές δυνατότητες των πλασμονικών διατάξεων σε εφαρμογές Datacom.

Βιβλιογραφία 4^{ου} Κεφαλαίου

- [1] Atsushi Sakai, Go Hara, Toshihiko Baba «Sharply bent optical waveguide on silicon-on-insulator substrate», Yokohama National University, Japan, 2001
- [2] Guy Gagnon, Nancy Lahoud, Greg A. Mattiussi, Pierre Berini, « Thermally Activated Variable Attenuation of Long-Range Surface Plasmon-Polariton Waves», Journal of Lightwave Technology, Vol. 24, No. 11, November 2006
- [3] Alexandros Pitilakis and Emmanouil E. Kriezis, « Longitudinal 2x2 Switching ConfigurationsBased on Thermo-Optically Addressed Dielectric-Loaded Plasmonic Waveguides», Journal of Lightwave Technology, Vol. 29, No. 17, September 1, 2011
- [4] Jacek Gosciniaik, Sergey I. Bozhevolnyi, Thomas B. Andersen, Valentyn S. Volkov, Jakob Kjelstrup-Hansen, Laurent Markey and Alain Dereux, « Thermo-optic control of dielectric-loaded plasmonic waveguide components», Optical Society of America, 2010
- [5] Odysseas C. Tsilipakos, Traianos V. Yioultsis, Emmanouil E. Kriezis, Member, «Theoretical Analysis of Microring Resonator Filters Made of Plasmonic Waveguides», Transparent Optical Networks 2009, ICTON '09
- [6] FP7-249135- The PLATON Consortium «Report on the design of silicon photonic components, SOI motherboard and microcontroller IC», September 6, 2010

Κεφάλαιο Πέμπτο

Μετάδοση Πολυκαναλικού Σήματος με Πολυπλεξία με Διαίρεση Μήκους Κύματος (WDM) μέσα από Πλασμονικό Κυματοδηγό

5.1 Εισαγωγή

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη συγκεκριμένων πλασμονικών διατάξεων σε εφαρμογές Datacom, δηλαδή σε εφαρμογές μετάδοσης ψηφιακής πληροφορίας σε πολύ μεγάλες ταχύτητες. Επομένως, εκτός από την διαδικασία του switching, η οποία έχει ήδη περιγραφεί στο προηγούμενο κεφάλαιο, απαιτείται η διερεύνηση των δυνατοτήτων των πλασμονικών διατάξεων ως προς τη μετάδοση τέτοιων σημάτων με αξιόπιστο τρόπο. Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται η περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας για τη μετάδοση ψηφιακής κίνησης μέσα από ένα πλασμονικό κυματοδηγό του υπό μελέτη chip.

Ως προς την επιλογή του είδους της ψηφιακής κίνησης που χρησιμοποιήθηκε, επειδή τα συστήματα μετάδοσης πληροφορίας που λειτουργούν στη οπτική περιοχή χρησιμοποιούν ψηφιακά κανάλια για οικονομία του εύρους ζώνης, δημιουργήθηκε πολυκαναλική κίνηση πακέτων πληροφορίας για τη διεξαγωγή των πειραμάτων που ακολουθούν. Ακόμη, από το 1996 και έπειτα, είναι διαθέσιμα στο εμπόριο και χρησιμοποιούνται ευρέως στην οπτική τεχνολογία τα πολυκαναλικά συστήματα που χρησιμοποιούν πολυπλεξία με διαίρεση μήκους κύματος (WDM). Έτσι, εφαρμόστηκε αυτή η τεχνική πολυπλεξίας των σημάτων των καναλιών για τη μετάδοσή τους. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν 12 ψηφιακά κανάλια με ταχύτητα μετάδοσης 40Gbps το καθένα, με τεχνική πολυπλεξίας WDM [1]. Από τα παραπάνω καθίσταται σαφές ότι η κίνηση που δημιουργήθηκε προσομοιάζει τα χαρακτηριστικά μιας πραγματικής ροής δεδομένων πληροφορίας. Αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα για την περίπτωση μετάδοσης απλού σήματος 40Gbps αλλά και σήματος τεσσάρων καναλιών 2.5Gbps υπάρχουν στις δημοσίευση [2] και [3] αντίστοιχα, στο τέλος του κεφαλαίου. Ακόμη, η δημοσίευση [4] πραγματεύεται τη μετάδοση πολυκαναλικού σήματος μέσα από πλασμονικό Ring.

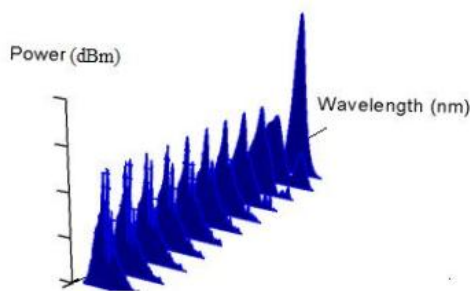
Στις επόμενες ενότητες περιγράφονται τα βασικά χαρακτηριστικά της πολυπλεξίας με διαίρεση μήκους κύματος, του είδους των παλμών που χρησιμοποιήθηκαν και άλλων

χαρακτηριστικών της προς μετάδοση κίνησης και, ακόμη, περιγράφεται η πειραματική διαδικασία για τη δημιουργία μιας τέτοιας ροής πληροφορίας. Τέλος, παρατίθενται τα πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν στην εξέταση της μετάδοσης αυτής της πληροφορίας σε πλασμονικό κυματοδηγό ως προς την αξιοπιστία. Τα πειραματικά αποτελέσματα αφορούν κυρίως τη μέτρηση ενός μεγέθους που ονομάζεται ρυθμός σφαλμάτων (Bit Error Rate-BER) και αναφέρεται στον αριθμό των εσφαλμένων bit πληροφορίας, που λαμβάνει ένας δέκτης ενός ψηφιακού συστήματος μετάδοσης, σε συγκεκριμένο συνολικό αριθμό bit μετάδοσης.

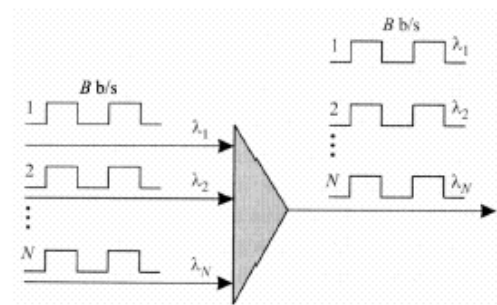
5.2 Πολυπλεξία με Διαίρεση Μήκους Κύματος (WDM)

Η χρησιμοποίηση πολυκαναλικών συστημάτων οδηγεί στην ανάγκη για τεχνικές πολυπλεξίας και αποπολυπλεξίας της μεταδιδόμενης πληροφορίας πριν τη μετάδοση και μετά τη λήψη, αντίστοιχα. Οι δύο τεχνικές που κυριαρχούν στην οπτική τεχνολογία είναι η πολυπλεξία διαίρεσης χρόνου (Time Division Multiplexing-TDM) και η πολυπλεξία με διαίρεση μήκους κύματος (Wavelength Division Multiplexing-WDM). Τα δίκτυα στα οποία αυτές χρησιμοποιούνται είναι δίκτυα πολλαπλής πρόσβασης (multiple-access).

Στην περίπτωση της πολυπλεξίας με διαίρεση μήκους κύματος (WDM), η πολλαπλή πρόσβαση έγκειται στη μετάδοση κάθε καναλιού σε διαφορετική φέρουσα συχνότητα και διαφορετικό μήκος κύματος. Σε αυτή την περίπτωση, η πολλαπλή διανομή παρέχει τη δυνατότητα επίτευξης εξαιρετικά υψηλών ρυθμών μετάδοσης, αλλά και αξιοποίησης του εύρους ζώνης του μέσου διάδοσης. Το μέσο διάδοσης για τη μετάδοση της πληροφορίας είναι η οπτική ίνα για μεγάλες αποστάσεις σε τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές, τα ενεργά καλώδια για τα σύγχρονα Data Centers και το μέσο κυματοδότησης, σε επίπεδο chip, για την επεξεργασία και δρομολόγηση των δεδομένων.

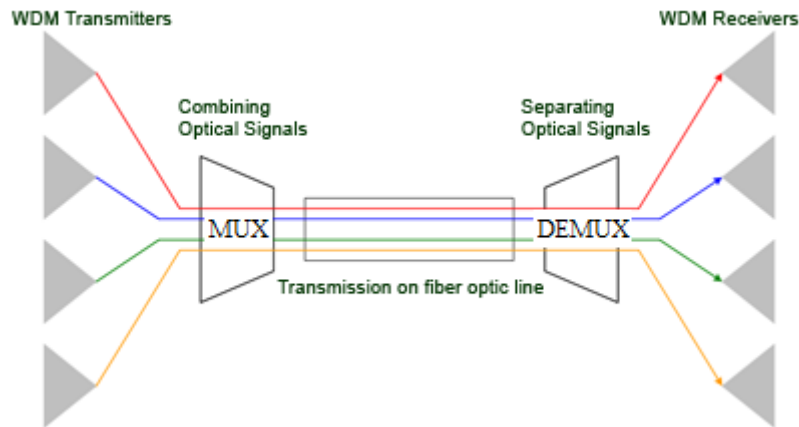


Σχήμα 5.1.α - Κανάλια που εκπέμπουν σε διαφορετικές φέρουσες: WDM



Σχήμα 5.1.β – Πολυπλεξία Μήκους Κύματος: Αξιοποίηση Εύρους Ζώνης

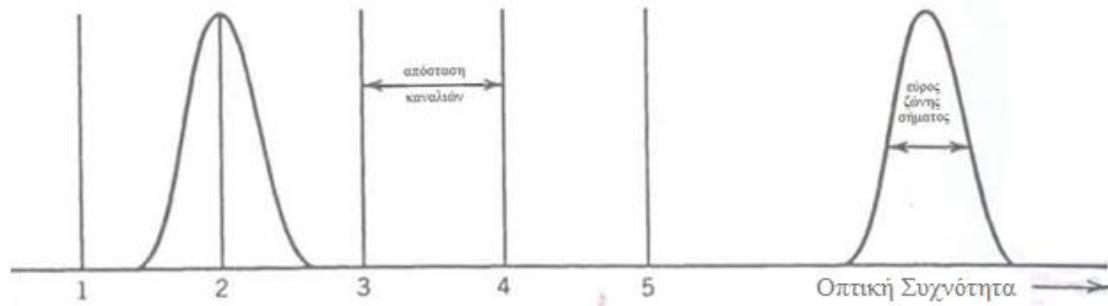
Η διαδικασία της μετάδοσης σε τέτοια συστήματα είναι η εξής: Τα εκπεμπόμενα από διαφορετικά κανάλια φέροντα, πολυπλέκονται, μέσω ενός πολυπλέκτη (multiplexer-MUX), σε ένα σήμα που περιέχει πολλές φασματικές συνιστώσες, και μεταδίδονται ταυτόχρονα. Τα οπτικά σήματα στο δέκτη υφίστανται αποπολυπλεξία σε ξεχωριστά κανάλια μέσω του αποπολυπλέκτη (demultiplexer-DEMUX). Αυτά φαίνονται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 5.2- Ζεύξη WDM

Συνήθως, οι πολυπλέκτες και αποπολυπλέκτες αποτελούνται από συντονισμένα οπτικά φίλτρα τα οποία επιλέγουν τα μήκη κύματος που εισάγονται στον πολυπλέκτη και εξέρχονται από τον αποπολυπλέκτη. Αυτά τα συντονισμένα φίλτρα είναι συνήθως φίλτρα AWG ή παλαιότερα Fabry-Perot και Mach-Zehnder. Το εύρος ζώνης κάθε τέτοιου φίλτρου θα πρέπει να είναι αρκετά μεγάλο ώστε να μεταδίδει όλο το φασματικό περιεχόμενο του επιθυμητού καναλιού, αλλά ταυτόχρονα, αρκετά μικρό ώστε να εμποδίζει τα γειτονικά κανάλια και να αποφεύγονται οι παρεμβολές.

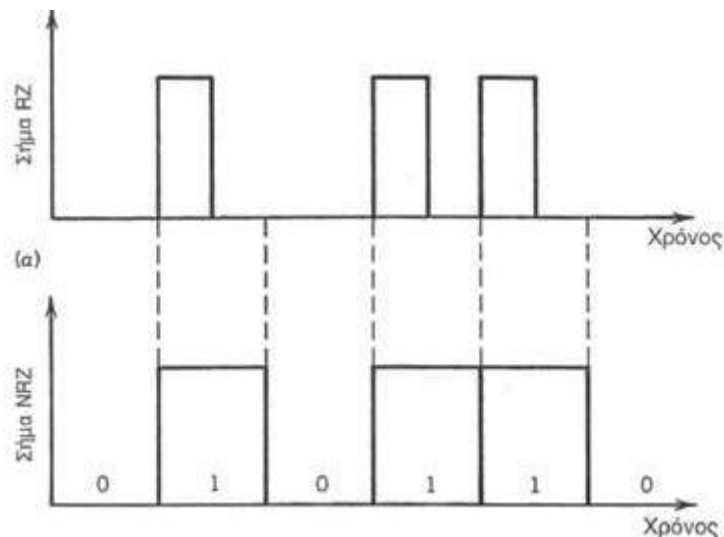
Βασική απαίτηση για την εφαρμογή της τεχνικής WDM είναι η φασματική απόσταση μεταξύ γειτονικών καναλιών να είναι μεγαλύτερη από το εύρος ζώνης του σήματος κάθε καναλιού, ώστε να αποφεύγεται ο κίνδυνος διακαναλικής παρεμβολής. Τυπικά, αυτή η ελάχιστη φασματική απόσταση πρέπει να ισούται με το τετραπλάσιο του ρυθμού μετάδοσης bit [5]. Τα παραπάνω φαίνονται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 5.3- Γειτονικά κανάλια ψηφιακής μετάδοσης: WDM

5.3 Παλμοί NRZ

Ως προς τον τύπο της ψηφιακής διαμόρφωσης, υπάρχουν δύο δυνατότητες για την επιλογή της ροής των bit. Αυτές φαίνονται στο επόμενο σχήμα και είναι γνωστές σαν «διαμόρφωση με επιστροφή στο μηδέν» (return-to-zero, RZ) και «διαμόρφωση χωρίς επιστροφή στο μηδέν» (nonreturn-to-zero, NRZ). Στην περίπτωση τεχνικής διαμόρφωσης RZ, κάθε οπτικός παλμός που αναπαριστά το bit «1» είναι βραχύτερος από την περίοδο του bit, και το πλάτος του επιστρέφει στο μηδέν πριν τελειώσει η διάρκεια του bit. Στην NRZ τεχνική διαμόρφωσης, ο οπτικός παλμός παραμένει σε όλη τη διάρκεια της περιόδου του bit στο επίπεδο ισχύος του «1» και το πλάτος του δεν πέφτει στο μηδέν μεταξύ δύο ή περισσότερων bit «1» [5].



Σχήμα 5.4- Παλμοί RZ και NRZ στη ροή ψηφιακών bits «010110»

Στην πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε, επιλέχθηκαν NRZ μορφοποιητικοί παλμοί κυρίως γιατί το εύρος ζώνης που σχετίζεται με αυτό τον τύπο διαμόρφωσης είναι μικρότερο από ότι εκείνο της διαμόρφωσης RZ κατά ένα παράγοντα περίπου 2, διότι οι μεταβάσεις ON-OFF γίνονται λιγότερες φορές [5]. Αυτό το μικρότερο εύρος ζώνης των παλμών

NRZ παρέχει τη δυνατότητα τοποθέτησης περισσότερων καναλιών σε μικρές φασματικές αποστάσεις μεταξύ τους, με βάση όσα ειπώθηκαν παραπάνω για την πολυπλεξία με διαίρεση μήκους κύματος WDM. Ακόμη, η χρήση των παλμών NRZ εξασφαλίζει μειωμένα μη γραμμικά φαινόμενα, σε σχέση με τη χρήση παλμών RZ. Συνολικά, οι παλμοί NRZ αποτελούν την κύρια επιλογή σε περιπτώσεις μετάδοσης όπου κύρια απαίτηση είναι η υψηλή αξιοπιστία, όπως στην πειραματική εφαρμογή που ακολουθεί.

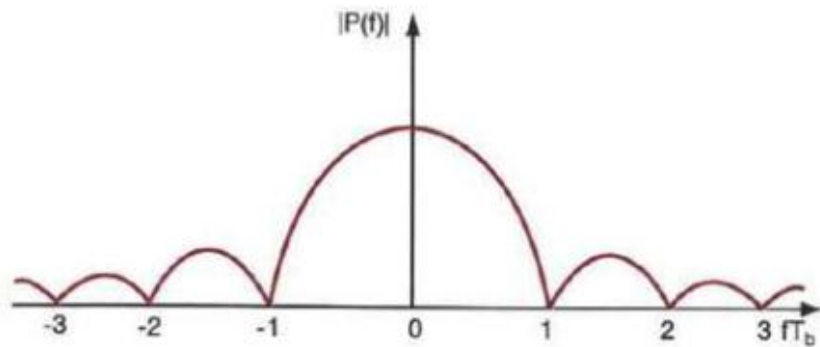
Η σχέση ορισμού του παλμού NRZ στο πεδίο του χρόνου είναι [6] :

$$p_{NRZ}(t) = u(t) - u(t - T_b) \quad (5.1)$$

όπου T_b είναι η διάρκεια του bit και ισούται με το αντίστροφο του ρυθμού μετάδοσης. Έτσι, ο μετασχηματισμός Fourier των παλμών NRZ υπολογίζεται από την επόμενη σχέση:

$$|P_{NRZ}(f)| = T_b |Sa(\pi f T_b)| \quad (5.2)$$

και φαίνεται στο επόμενο διάγραμμα.



Σχήμα 5.5-Φάσμα παλμού NRZ

Από το παραπάνω σχήμα φαίνεται η συμμετρικότητα του παλμού NRZ γύρω από τη μηδενική συχνότητα, που, στην περίπτωση πολυκαναλικής μετάδοσης με τεχνική πολυπλεξίας WDM, μετατοπίζεται γύρω από τη φέρουσα συχνότητα.

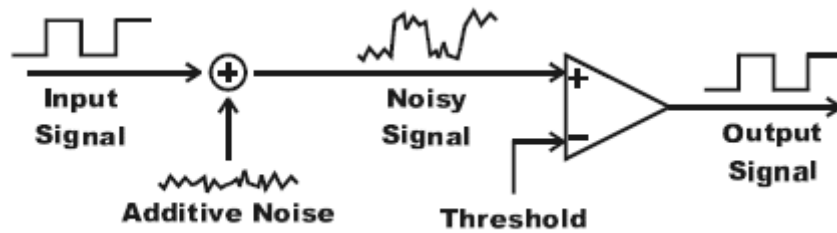
Στην πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε, για τη δημιουργία των παλμών NRZ, απαιτήθηκε το Extinction Ratio από τον κεντρικό μέχρι τον τρίτο λοβό του παραπάνω σχήματος να είναι μεγαλύτερο από 40dB, για αποφυγή παρεμβολών μεταξύ καναλιών [5],[6].

5.4 Bit Error Rate (BER)

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή του κεφαλαίου, το ποσοστό σφαλμάτων ή ρυθμός σφαλμάτων (BER) αναφέρεται στο ποσοστό των λανθασμένων ψηφίων, δηλαδή bit πληροφορίας, μετά από την ψηφιακή αποδιαμόρφωση στο δέκτη, σε συγκεκριμένο αριθμό μεταδιδόμενων bit. Είναι ένα μέγεθος που μεταβάλλεται χρονικά λόγω μεταβολής της

κατάστασης του μέσου μετάδοσης και χρησιμοποιείται για την παρακολούθηση της αξιοπιστίας μιας ζεύξης δεδομένων.

Αξίζει να γίνει μια σύντομη αναφορά στους παράγοντες στους οποίους οφείλονται τα σφάλματα στη μετάδοση. Αυτά προκαλούνται από λάθος αποφάσεις για τη στάθμη ισχύος της λαμβανόμενης ροής bit στο δέκτη, λόγω του θορύβου που προστίθεται στο μεταδιδόμενο σήμα από την εκπομπή μέχρι τη λήψη. Η συμβολή του θορύβου, ο οποίος συνήθως θεωρείται γκαουσιανής κατανομής, μπορεί να είναι τέτοια ώστε να δημιουργήσει την εσφαλμένη εντύπωση ότι ένα bit πληροφορίας με τιμή «1» είναι «0» ή, αντίστροφα [7].



Σχήμα 5.6- Σύστημα Ψηφιακής Απόφασης στο Δέκτη, σε Ζεύξη με Θόρυβο [7]

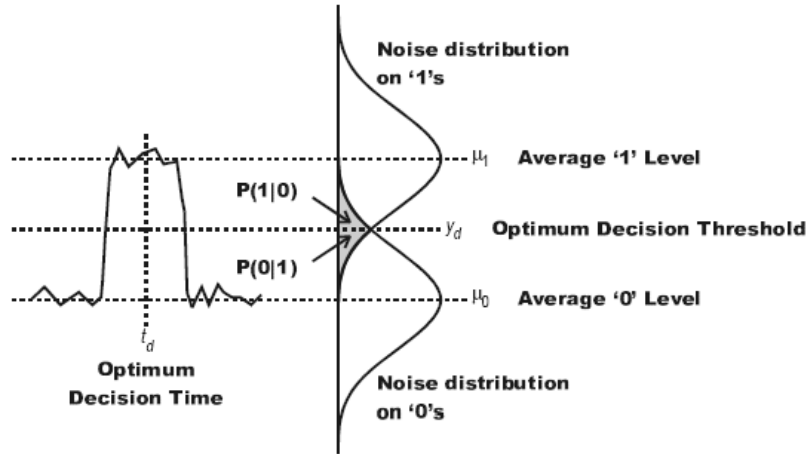
Όσον αφορά στον αριθμητικό υπολογισμό του BER, κατ' αρχήν πρέπει να σημειωθεί ότι είναι ένα στατιστικό και προσεγγιστικό μέγεθος το οποίο, για N_b λαμβανόμενα bits στο δέκτη, εκ των οποίων τα n_e είναι εσφαλμένα, προσεγγίζεται από την επόμενη σχέση:

$$BER \approx \frac{n_e}{N_b} \quad (5.3)$$

Τα ενδεχόμενα για εσφαλμένα bit στο δέκτη θεωρούνται ανεξάρτητα μεταξύ τους και ακολουθούν τη διωνυμική κατανομή. Έτσι, θεωρώντας ότι η πιθανότητα να αποσταλεί «1» είναι $p(1)$ και η πιθανότητα να αποσταλεί «0» είναι $p(0)$, και ακόμη, θεωρώντας ότι η πιθανότητα να αποστέλλεται «1» και να λαμβάνεται στο δέκτη σαν «0» είναι $P(0|1)$ ενώ η πιθανότητα να αποστέλλεται «0» και να λαμβάνεται στο δέκτη σαν «1» είναι $P(1|0)$, ο τρόπος υπολογισμού του BER είναι ο παρακάτω:

$$BER = p(1)P(0|1) + p(0)P(1|0) \quad (5.4)$$

Αυτά φαίνονται στο επόμενο σχήμα.

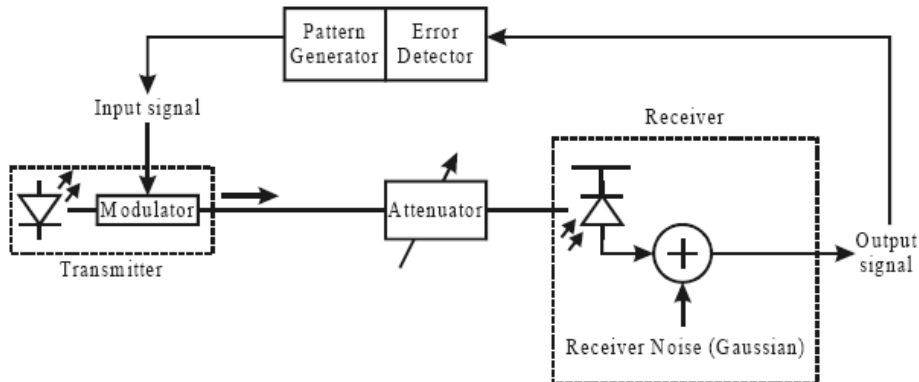


Σχήμα 5.7- Πιθανότητες σφάλματος $P(1|0)$ και $P(0|1)$ και το αποτέλεσμα τους στους παλμούς [7]

Θεωρώντας, τώρα, ότι αποστέλλεται ίσος αριθμός «1» με «0», κάτι που, στην πειραματική διαδικασία που ακολουθεί ισχύει, η Σχέση 5.4 γίνεται:

$$BER = \frac{1}{2} \{P(0|1) + P(1|0)\} \quad (5.5)$$

Ως προς τον πειραματικό τρόπο με τον οποίο συνήθως μετρείται το BER, η μέθοδος που χρησιμοποιείται ονομάζεται Back-to-Back. Είναι μια μέθοδος που χαρακτηρίζει κυρίως το δέκτη του συστήματος και η διαδικασία που ακολουθείται περιλαμβάνει την χάραξη δύο διαγραμμάτων. Για το πρώτο διάγραμμα, δημιουργείται η πειραματική διάταξη που ακολουθεί. Όπως φαίνεται, σε αυτό το τμήμα της διαδικασίας Back-to-Back δε συμμετέχει το υπό εξέταση σύστημα, που στην προκειμένη περίπτωση είναι ο πλασματικός κυματοδηγός.

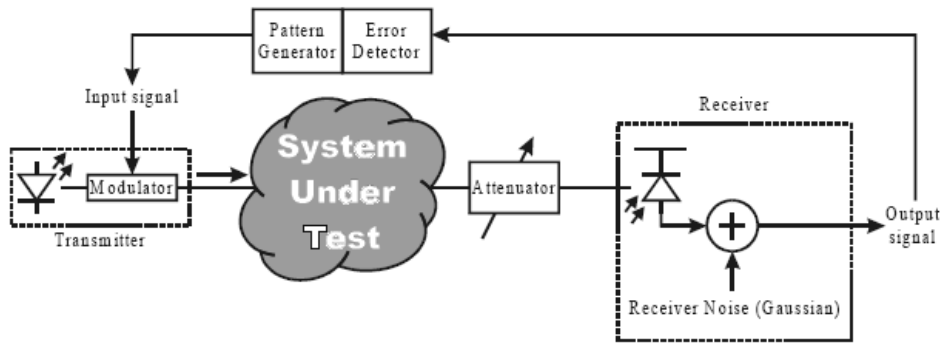


Σχήμα 5.8-Πρώτο μέρος διαδικασίας Back-to-Back :Μετρήσεις χωρίς το chip [7]

Με την παραπάνω διάταξη, λαμβάνονται μετρήσεις BER και οι αντίστοιχες τιμές λαμβανόμενης ισχύος στο δέκτη. Οι μετρήσεις λαμβάνονται μειώνοντας την τιμή της ισχύος στο δέκτη με χρήση attenuator, όπως φαίνεται στο επόμενο σχήμα. Σημειώνεται ότι η χρήση του attenuator στις παραπάνω μετρήσεις δεν εισάγει σφάλματα στη μετάδοση. Μετά από κάθε μέτρηση, επαναρυθμίζεται το κατώφλι ισχύος πάνω από το οποίο θεωρείται ότι λαμβάνεται «1»

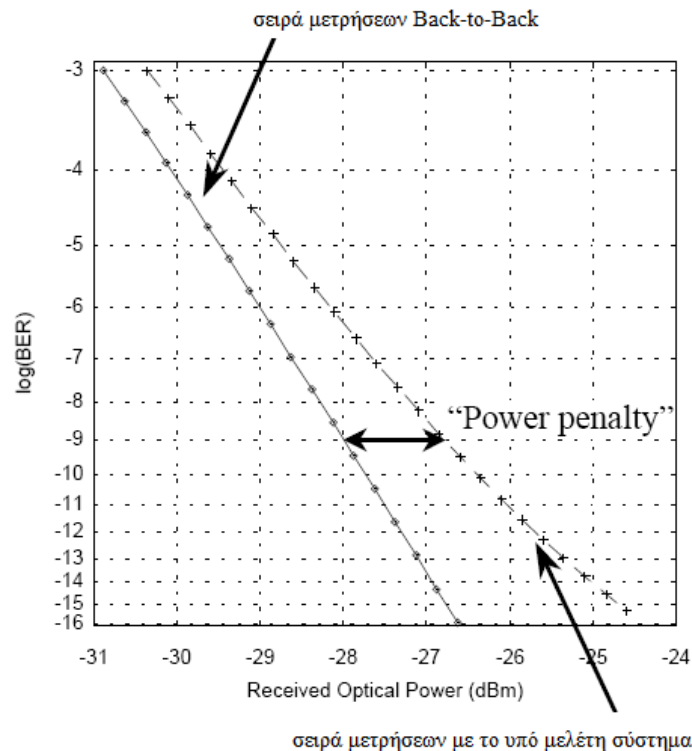
και κάτω από το οποίο θεωρείται ότι λαμβάνεται «0». Οι τιμές των BER συναρτήσει της λαμβανόμενης ισχύος τοποθετούνται σε άξονες για τη δημιουργία του διαγράμματος και αυτή η σειρά μετρήσεων αναφέρεται ως σειρά μετρήσεων Back-to-Back.

Στη συνέχεια, επαναλαμβάνονται οι ίδιες μετρήσεις και δημιουργείται το αντίστοιχο διάγραμμα για την περίπτωση όπου η πειραματική διάταξη περιλαμβάνει και το υπό εξέταση σύστημα. Αυτό φαίνεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 5.9-Δεύτερο μέρος διαδικασίας Back-to-Back :Μετρήσεις με το chip [7]

Αν το υπό μελέτη σύστημα εισάγει θόρυβο, αυτό θα έχουν επίδραση στη δεύτερη από τις παραπάνω αναφερθείσες γραφικές παραστάσεις. Αυτό φαίνεται στο επόμενο διάγραμμα.



Σχήμα 5.10-Χάραξη καμπυλών μεθόδου Back-to-Back :Power Penalty [7]

Το Power Penalty που φαίνεται στο παραπάνω διάγραμμα αντιπροσωπεύει την επίδραση του θορύβου στο ρυθμό σφαλμάτων του υπό εξέταση συστήματος. Όσο μικρότερη είναι η τιμή του, τόσο βελτιώνεται η συμπεριφορά του συστήματος, ως προς την επίδραση του θορύβου σε αυτό και κατ' επέκταση ως προς την τιμή του BER.

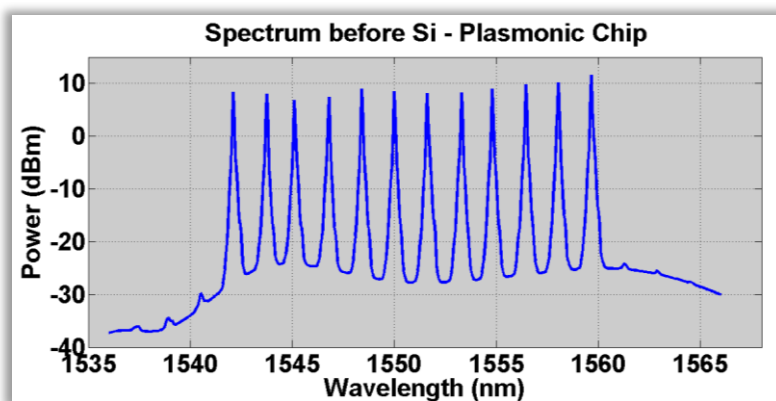
Πριν την ολοκλήρωση ενότητας, αυτής αναφέρεται ότι, όπως φαίνεται και από το προηγούμενο διάγραμμα, το BER, στην πράξη, μετράται σε λογαριθμική κλίμακα. Έτσι, οι τιμές που παρουσιάζονται στη συνέχεια είναι της μορφής:

$$BER = a \cdot 10^{-b} \quad (5.6)$$

Η παραπάνω έκφραση του BER αναφέρεται σε a αριθμό εσφαλμένων bit σε 10^b συνολικά bit πληροφορίας.

5.5 Διαδικασία Κατασκευής Πολυκαναλικού Σήματος και Μετρήσεις BER

Η γενική διαδικασία με την οποία κατασκευάστηκε εργαστηριακά το πολυκαναλικό σήμα των 12 καναλιών είναι η ακόλουθη: Για την παραγωγή των φερουσών συχνοτήτων των δώδεκα καναλιών χρησιμοποιήθηκε μια συστοιχία από δώδεκα Lasers (DFB Array) τα οποία εκπέμπουν σε συχνότητες που απέχουν μεταξύ τους 200GHz, που αντιστοιχούν σε απόσταση μηκών κύματος 1.6nm περίπου. Το φάσμα αυτού του πολυκαναλικού σήματος φαίνεται στο επόμενο σχήμα, το οποίο ελήφθη από την οθόνη του Optical Spectrum Analyzer (OSA). Όπως έχει αναφερθεί παραπάνω, απαιτήθηκε το Extinction Ratio από τον κεντρικό μέχρι τον τρίτο λοβό καθενός από τα κανάλια του παρακάτω σχήματος να είναι μεγαλύτερο από 40dB, για αποφυγή παρεμβολών μεταξύ καναλιών. Ακόμη, το OSNR κάθε καναλιού ήταν ίσο με 20dB.



Σχήμα 5.11- Δημιουργία 12 καναλιών WDM

Οι φασματικές αποστάσεις των καναλιών αυτών, σε μήκη κύματος, φαίνονται στον επόμενο πίνακα.

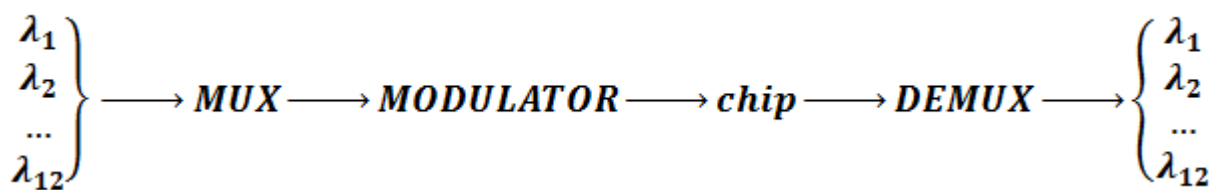
Κανάλι	Μήκος Κύματος (nm)	Κανάλι	Μήκος Κύματος (nm)
1	1543.81	7	1553.37
2	1545.41	8	1554.84
3	1546.97	9	1556.45
4	1548.52	10	1558.03
5	1550.14	11	1559.69
6	1551.86	12	1561.29

Πίνακας 5.1- Μήκη κύματος εκπομπής των δώδεκα καναλιών

Τα δώδεκα αυτά κανάλια πολυπλέχθηκαν και, στη συνέχεια, το πολυκαναλικό σήμα διαμορφώθηκε, μέσω διαμορφωτή (Modulator). Ο εργαστηριακός τρόπος διαμόρφωσης ενός σήματος χρησιμοποιεί συνήθως μια συγκεκριμένη ακολουθία από δυαδικά ψηφία, η οποία ονομάζεται PRBS (Pseudorandom Binary Sequence). Η συγκεκριμένη PRBS που χρησιμοποιήθηκε ήταν 7^{ης} τάξης, δηλαδή παρήγαγε ψευδοτυχαίες ακολουθίες $2^7 - 1 = 127$ bits.

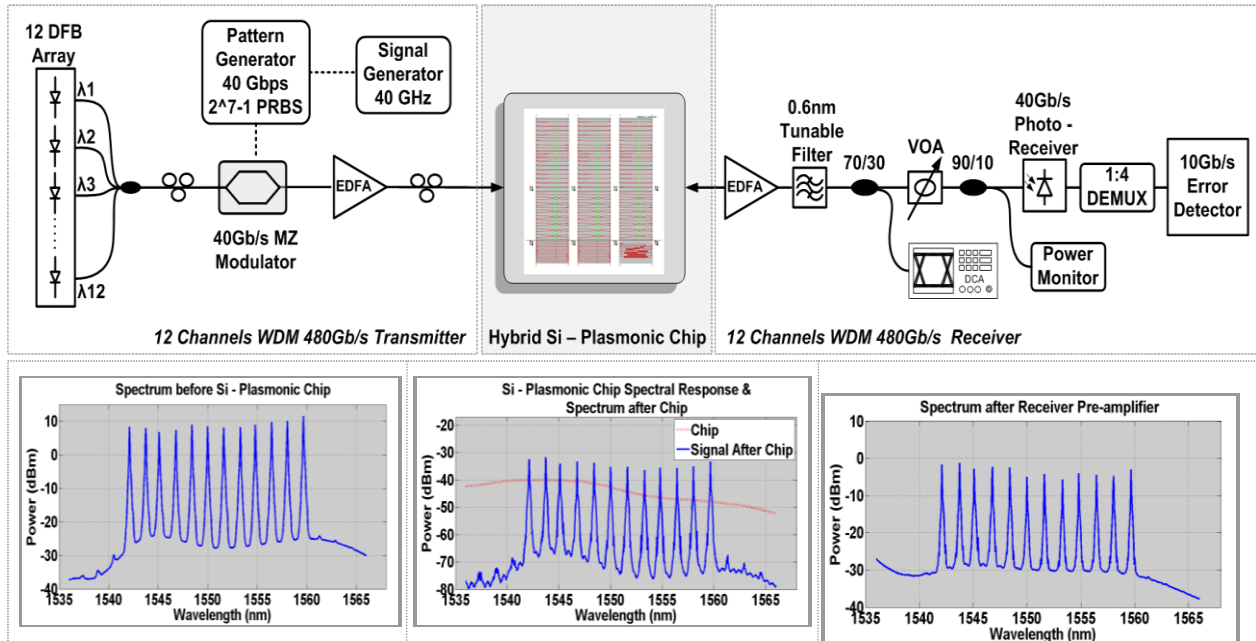
Πρέπει να σημειωθεί ότι η συγκεκριμένη ψηφιακή κίνηση που παράχθηκε δεν είχε ρεαλιστική σημασία. Ο λόγος είναι ότι χρησιμοποιήθηκε η ίδια ακολουθία PRBS για όλα τα κανάλια, επομένως και τα δώδεκα ψηφιακά κανάλια μετέφεραν την ίδια ακριβώς διαδοχή «0» και «1», άρα την ίδια ψηφιακή πληροφορία, κάτι που, προφανώς, δεν αντιπροσωπεύει την πραγματικότητα. Το γεγονός όμως αυτό δεν επηρεάζει την ορθότητα και τη ρεαλιστικότητα των αποτελεσμάτων.

Μετά το Modulator το πολυκαναλικό σήμα μεταδόθηκε μέσα από τον πλασμονικό κυματοδηγό του chip και μετά από αυτό τοποθετήθηκε ο αποπολυπλέκτης (DEMUX).



Σχήμα 5.12-Ποιοτική περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας κατασκευής πολυκαναλικού σήματος

Μετά τον αποπολυπλέκτη (DEMUX) τοποθετήθηκαν τρία όργανα μέτρησης: ο OSA, για τη λήψη φασμάτων, ένα Power Monitor για τη μέτρηση της ισχύος εξόδου κάθε καναλιού και, τέλος, ο BER Tester για τη μέτρηση των BER του κάθε καναλιού. Η ακριβής πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε είναι η παρακάτω. Στο ίδιο σχήμα παρατίθενται και οι εικόνες του φάσματος του πολυκαναλικού σήματος σε κάθε σημείο της διάταξης.



Σχήμα 5.13-Πειραματική διάταξη για κατασκευή πολυκαναλικού σήματος WDM και φάσμα του σήματος αυτού

Στο παραπάνω σχήμα, εκτός από όσα ήδη αναφέρθηκαν, φαίνεται ένας ενισχυτής EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) για ενίσχυση του πολυκαναλικού σήματος πριν την είσοδό του στο πλασμονικό chip. Ακόμη, μετά την έξοδο του chip έχει συνδεθεί άλλος ένας ενισχυτής EDFA, μετά τον οποίο έχει τοποθετηθεί ένα φίλτρο (Tunable Filter) ώστε να επιλέγεται κάθε φορά το επιθυμητό κανάλι προς εξέταση. Μετά από αυτό έχει συνδεθεί ένας Coupler 70:30 για τη σύνδεση της εξόδου του chip τόσο με τον BER Tester, όσο και με τον OSA και με ένα Power Monitor.

Όσον αφορά στο φάσμα του σήματος, φαίνεται ότι, πριν την είσοδό του στο chip οι κορυφές όλων των καναλιών βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο ισχύος. Αυτό το επίπεδο ισχύος βρίσκεται περίπου στα 10dBm. Όμως, μετά την έξοδο του σήματος από το chip, οι κορυφές των καναλιών έχουν πάψει να είναι ισουψείς. Αυτό δεν είναι παράλογο γιατί, από τις φασματικές αποκρίσεις των Grating Couplers που παρεμβάλλονται στα άκρα του DLSPPW, στα Διαγράμματα 4.9 έως 4.11 του προηγούμενου κεφαλαίου, αποδεικνύεται ότι η συμπεριφορά των δομών αυτών δεν είναι όμοια όλα τα μήκη κύματος. Επομένως, οι διαφορές στα ύψη των κορυφών είναι αναμενόμενες.

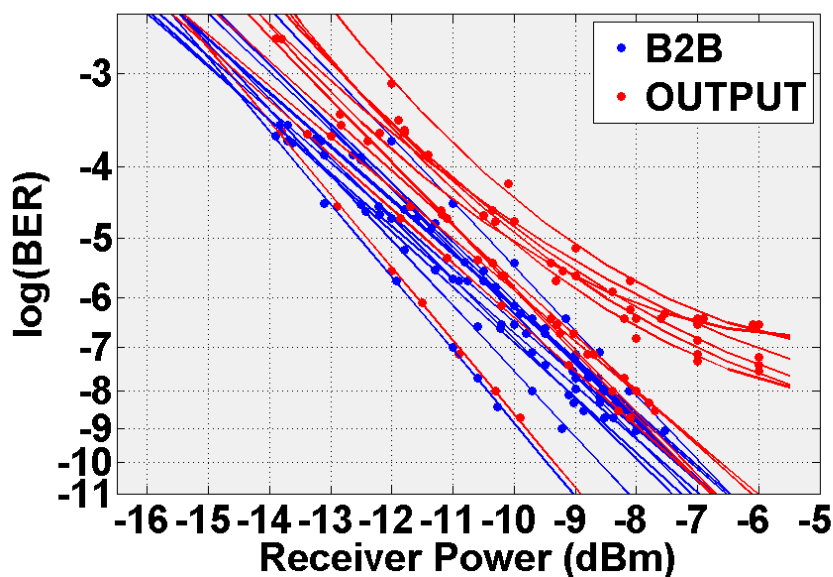
Στο ίδιο διάγραμμα είναι εμφανές το πρόβλημα των μεγάλων απωλειών που χαρακτηρίζουν το πλασμονικό chip. Συγκεκριμένα, συγκρίνοντας τις τιμές του επιπέδου ισχύος όπου βρίσκονται οι κορυφές των καναλιών σε αυτό το διάγραμμα με τα 10dBm που είναι το αντίστοιχο επίπεδο ισχύος του διαγράμματος που αναφέρεται στο φάσμα του σήματος πριν την είσοδό του στο chip, φαίνεται ότι οι απώλειες για τη δομή του απλού κυματοδηγού, στο

πολυκαναλικό σήμα των δώδεκα καναλιών είναι 45dB. Αυτή η τιμή συμφωνεί με τα αποτελέσματα του Πίνακα 4.4 της Ενότητας 4.4 του προηγούμενου κεφαλαίου, που εξετάζει τους πλασμονικούς κυματοδηγούς ως προς τις απώλειές τους.

Στο φάσμα που παίρνουμε μετά τον ενισχυτή EDFA φαίνεται καθαρά η επίδραση αυτού. Έχει γίνει ενίσχυση όλων των κορυφών κατά 35dB περίπου, αλλά οι μικρές διαφορές στα ύψη των κορυφών που προκλήθηκε από τη μετάδοση του σήματος μέσα από το chip συνεχίζουν, προφανώς, να υπάρχουν.

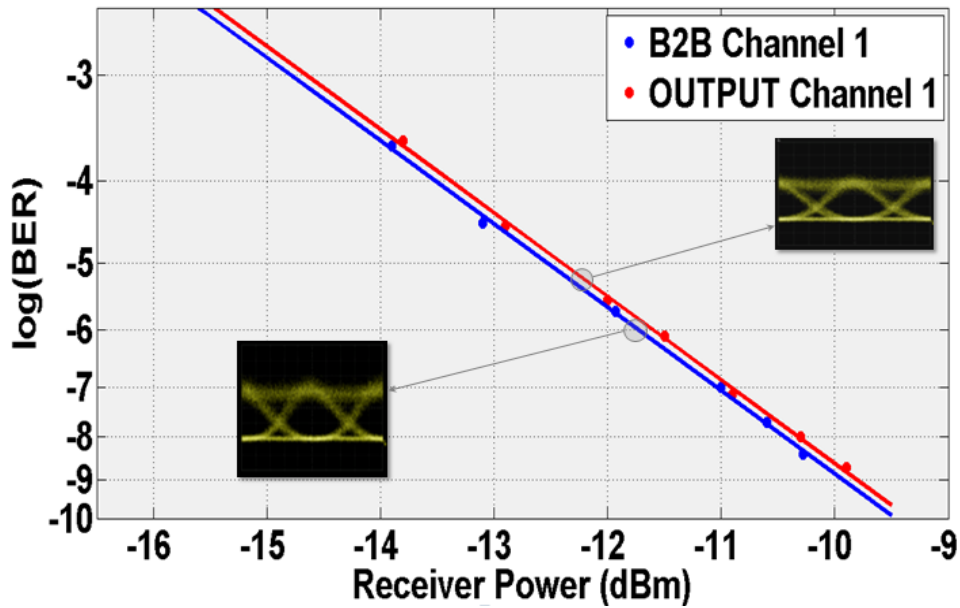
Τέλος, όσον αφορά στα στο θόρυβο που εισάγεται στα κανάλια, αυτός δεν είναι ίδιος για όλα τα κανάλια. Αιτία του παραπάνω είναι η διαφορετική συμπεριφορά των Grating Couplers στα διάφορα μήκη κύματος. Συγκεκριμένα, τα πέντε πρώτα κανάλια μετάδοσης ενεργούνται σε σχέση με τα υπόλοιπα γιατί βρίσκονται σε μήκη κύματος τέτοια ώστε το Spectral Response Grating Couplers να είναι σταθερό. Σημειώνεται, πάνω σε αυτό, ότι ο υπό εξέταση πλασμονικός κυματοδηγός δεν αποτελεί ισχυρή πηγή θορύβου.

Παρακάτω, παρατίθενται ένα διάγραμμα της μεθόδου Back-to-Back που αφορά στις μετρήσεις των BER και της αντίστοιχης λαμβανόμενης ισχύος σε άξονες, για όλα τα κανάλια. Το διάγραμμα δημιουργήθηκε χρησιμοποιώντας τις αντίστοιχες μετρήσεις που ελήφθησαν χρησιμοποιώντας την διάταξη που παρουσιάστηκε παραπάνω. Με μπλε χρώμα, στο διάγραμμα αυτό φαίνονται οι μετρήσεις Back-to-Back, δηλαδή χωρίς το chip, και με κόκκινο χρώμα φαίνονται οι μετρήσεις για την περίπτωση που το σήμα μεταδίδεται μέσα από πλασμονικό κυματοδηγό του chip. Από τα δύο είδη μετρήσεων είναι φανερό η μετατόπιση της καμπύλης των BER λόγω του Power Penalty που αναφέρθηκε στην Ενότητα 5.4.

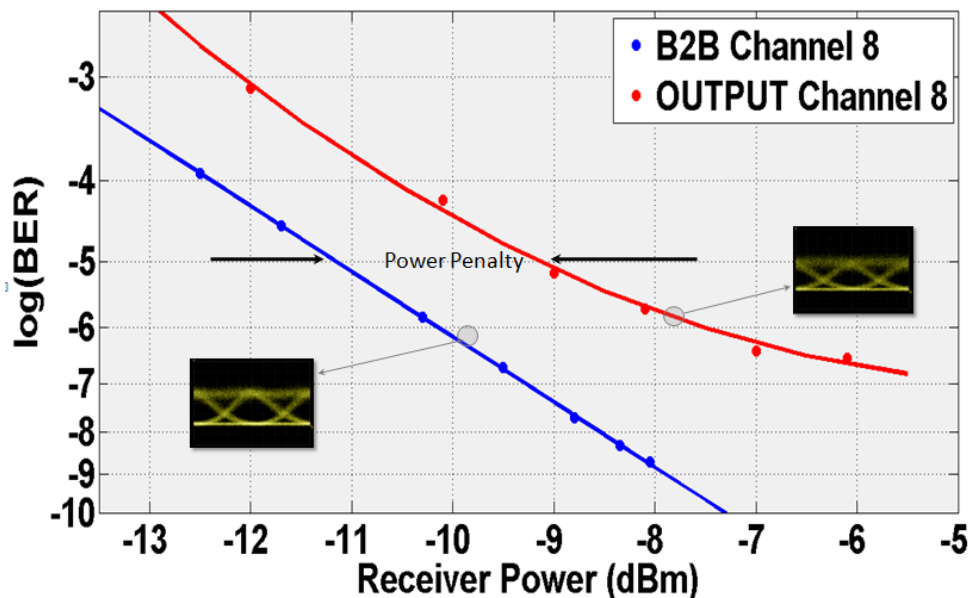


Διάγραμμα 5.1- Καμπύλες BER όλων των καναλιών

Από τις μετρήσεις που φαίνονται στο παραπάνω διάγραμμα διακρίθηκαν και παρουσιάζονται παρακάτω η περίπτωση του καναλιού με την καλύτερη συμπεριφορά ως προς το ρυθμό σφαλμάτων και η περίπτωση του καναλιού με τη χειρότερη συμπεριφορά. Στα διαγράμματα αυτά φαίνεται και το Eye Diagram των καναλιών αυτών, που δίνει μια αντιπροσωπευτική εικόνα για την ποιότητα του ψηφιακού σήματος.



Διάγραμμα 5.2- Καμπύλες BER για το καλύτερο κανάλι (Channel 1)



Διάγραμμα 5.3- Καμπύλες BER για το χειρότερο κανάλι (Channel 8)

Στον κατακόρυφο άξονα των παραπάνω διαγραμμάτων φαίνεται η τάξη μεγέθους του πλήθους των bit που κάθε φορά ελέγχονται. Αυτό σημαίνει ότι, παραδείγματος χάριν, το σημείο της καμπύλης BER του Διαγράμματος 5.2, το οποίο αντιστοιχεί σε τιμή του άξονα των BER ίση με -4 περίπου αναφέρεται σε μέτρηση του πλήθους των εσφαλμένων bit πληροφορίας σε 10^4 bit μετάδοσης.

Από τα παραπάνω διαγράμματα παρατηρείται, αρχικά, ότι ο ρυθμός σφαλμάτων (BER) μειώνεται καθώς αυξάνεται η λαμβανόμενη ισχύς. Αυτό είναι κάτι αναμενόμενο. Μάλιστα, για την περίπτωση του καλύτερου καναλιού φαίνεται ότι στη μέγιστη δυνατή λαμβανόμενη ισχύ, που είναι ίση με περίπου -9.5dBm , ο ρυθμός σφαλμάτων είναι περίπου ίσος με 1 εσφαλμένο bit σε 10^{10} bit μετάδοσης. Αντίστοιχα, για την περίπτωση του χειρότερου καναλιού, στη μέγιστη λαμβανόμενη ισχύ των -7.5dBm περίπου, ο ρυθμός σφαλμάτων είναι και πάλι ίσος με 1 εσφαλμένο bit σε 10^{10} bit μετάδοσης.

Όσον αφορά στα Power Penalty των καναλιών αυτών, στην περίπτωση του καλύτερου καναλιού αυτό είναι σχεδόν μηδενικό. Μηδενικό Power Penalty σημαίνει ότι για το κανάλι αυτό, η μετάδοση της πληροφορίας μέσα από τον πλασμονικό κυματοδηγό δεν έχει περαιτέρω επίπτωση στο ρυθμό σφαλμάτων, πέρα από αυτόν που αναπόφευκτα υπάρχει λόγω του συστήματος πομπού και δέκτη. Αντίστοιχα, στην περίπτωση του χειρότερου καναλιού, που φαίνεται στο Διάγραμμα 5.3, παρουσιάζεται ένα Error Floor, δηλαδή μια στάθμη σφαλμάτων, συγκεκριμένα ένα σφάλμα σε 10^7 bit μετάδοσης, το οποίο δε μπορεί να μειωθεί, όσο και αν αυξηθεί η ισχύς λήψης. Αυτό το Error Floor είναι αποδεκτό για πραγματικά συστήματα μετάδοσης ψηφιακής κίνησης.

Σχετικά με τα Eye Diagrams που φαίνονται στα Διαγράμματα 5.2 και 5.3, αυτό που παρατηρείται είναι ότι το μεγαλύτερο μέρος του θορύβου βρίσκεται στο υψηλό επίπεδο ισχύος που αντιπροσωπεύει το δυαδικό «1». Αυτό είναι κάτι που ισχύει πάντα. Ακόμη, κάτι που αξίζει να αναφερθεί σχετικά με τον αυξημένο θόρυβο κάθε καναλιού στο «1» είναι ότι στο συνολικό Eye Diagram όπου υπερτίθεται η πληροφορία όλων των καναλιών, αυτό εξαλείφεται. Αυτό είναι κάτι αναμενόμενο που σχετίζεται με την τυχαιότητα των φάσεων των φερουσών των δώδεκα καναλιών, η οποία μειώνεται στην περίπτωση υπέρθεσής τους και με τον τρόπο αυτό μειώνεται η επίδραση του θορύβου στον άσσο «1» του Eye Diagram όλων των καναλιών.

5.6 Συμπεράσματα

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάστηκε ο πειραματικός έλεγχος της αξιόπιστης μετάδοσης ψηφιακής κίνησης δώδεκα καναλιών WDM, μέσα από ένα πλασμονικό κυματοδηγό. Μελετήθηκαν τα μεγέθη OSNR, BER και Power Penalty των καναλιών. Ως προς τη μέση μεταβολή του OSNR κατά τη μετάδοση των καναλιών μέσα από πλασμονικό κυματοδηγό, αυτή δεν ξεπερνά τα 2dB. Το αποτέλεσμα αυτό είναι ενθαρρυντικό ως προς το θόρυβο που εισάγουν οι πλασμονικοί κυματοδηγοί. Από την άλλη, από τα αποτελέσματα των μετρούμενων Power Penalty των καναλιών που μετέδιδαν πληροφορία, φαίνεται ότι αυτό κυμαίνεται από 0dB μέχρι 2dB, σύμφωνα με το Διάγραμμα 5.1. Αυτό σημαίνει ότι, μετά από βελτιώσεις που αφορούν κυρίως τις απώλειες οι οποίες έχουν αντίκτυπο στη λαμβανόμενη ισχύ και κατ' επέκταση στο Power Penalty, μπορεί να καταστεί δυνατή η αξιόπιστη μετάδοση πληροφορίας πολυκαναλικού σήματος μέσα από πλασμονικό κυματοδηγό, με ρυθμούς σφαλμάτων που είναι αποδεκτοί, για πραγματικά συστήματα μετάδοσης και επεξεργασίας ψηφιακού σήματος. Συνολικά, σε ότι αφορά τις εφαρμογές datacom, στις οποίες απαιτούνται εξαιρετικά μικροί ρυθμοί σφαλμάτων, για τεράστιο όγκο μεταδιδόμενης πληροφορίας (Tb/s) η απόδοση της πλασμονικής τεχνολογίας στην αξιόπιστη μετάδοση σημάτων, τουλάχιστον σε επίπεδο chip, υπόσχεται καλύτερα αποτελέσματα αν επιλυθούν τα προβλήματα που εισάγουν στη μετάδοση κυρίως οι απώλειες των πλασμονικών κυματοδηγών [3].

Βιβλιογραφία 5^{ου} Κεφαλαίου

- [1] D. Kalavrouziotis, S. Papaioannou, G. Giannoulis, D. Apostolopoulos, K. Hassan, L. Markey, J.C Weeber, A. Dereux, A. Kumar, S. I. Bozhevolnyi, M. Baus, M. Karl, T. Tolga, O. Tsilipakos, A. Ptilakis, E.E Kriezis, H. Avramopoulos, K. Vysokinos, N.Pleros
- [2] Jung Jin Ju, Suntak Park, Min-su Kim, Jin Tae Kim, Seung Koo Park, Myung-Hyun Lee and Yoon Jung Park, «40 Gbit /s light signal transmission in long-range surface plasmon Waveguides», Applied Physics Letters 91, 171117,2007
- [3] Jin Tae Kim, Jung Jin Ju, Min-su Kim, Seung Koo Park and Myung-Hyun Lee, « Chip-to-chip optical interconnect using gold long-range surface plasmon polariton waveguides», Optical Society of America, 2008
- [4] Benjamin G. Lee, Aleksandr Biberman, Johnnie Chan and Keren Bergman, « High-Performance Modulators and Switches for Silicon Photonic Networks-on-Chip», IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 16, No. 1, January/February, 2010
- [5] Govind P. Agrawal «Συστήματα Επικοινωνιών με Οπτικές Ίνες», Δεύτερη Έκδοση, 2008
- [6] Παναγιώτης Γ. Κωττής « Διαμόρφωση και Μετάδοση Σημάτων», Δεύτερη Έκδοση, 2008
- [7] Mark Summerfield «Minding Your BER's and Q's - Bit-Error-Rate and Q Factor Measurement: Theory and Practice», November 1999

Κεφάλαιο Έκτο

Σύνοψη-Συμπεράσματα-Προοπτικές

6.1 Σύνοψη Αποτελεσμάτων και Συμπεράσματα

Αντικείμενο της διπλωματικής εργασίας ήταν η μελέτη της πλασμονικής τεχνολογίας ως προς της δυνατότητές της να συμβάλλει μελλοντικά στη βελτίωση κάποιων εφαρμογών των Datacom. Πιο συγκεκριμένα, το πλαίσιο μέσα στο οποίο εξετάστηκε η νέα αυτή τεχνολογία ήταν αυτό των διασυνδέσεων (interconnects) σε ψηφιακά chip (on chip) επεξεργασίας πληροφορίας και μεταξύ chip (chip-to-chip) και, ακόμη, μέσα και μεταξύ συστοιχιών υπολογιστών (intra-rack interconnects και inter-rack interconnects αντίστοιχα). Η μελέτη έγινε τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πειραματικό επίπεδο, πάνω σε ένα υβριδικό chip τεχνολογίας CMOS που περιέχει κλασσικούς διηλεκτρικούς κυματοδηγούς τεχνολογίας SOI αλλά και πλασμονικές δομές. Αυτές μελετήθηκαν ως προς τη δυνατότητα λειτουργίας τους σαν διακόπτες (switches) για τη δρομολόγηση δεδομένων.

Όσον αφορά στη θεωρητική μελέτη του Κεφαλαίου 2, από αυτήν εξάγονται τα βασικά συμπεράσματα για τα πλεονεκτήματα αλλά και τους περιορισμούς της κυματοδήγησης σε διεπιφάνεια μετάλλου-διηλεκτρικού. Οι ιδιότητες των μετάλλων και των διηλεκτρικών είναι τέτοιες ώστε να επιτρέπουν τη διάδοση ενός κύματος επιφάνειας με ισχυρές δυνατότητες χωρικού περιορισμού (**confinement**), στη διεπιφάνειά τους. Οι υπολογισμοί του 2^{ου} Κεφαλαίου υποδεικνύουν τη δυνατότητα κατασκευής κυματοδηγών, με την αρχιτεκτονική της οπτικής τεχνολογίας, που να φτάνουν σε διαστάσεις τα 125nm, μέγεθος το οποίο μπορεί να μειωθεί περαιτέρω, με επιλογή κατάλληλου μετάλλου και διηλεκτρικού. Κάτι τέτοιο δεν θα μπορούσε να υλοποιηθεί με την κλασσική τεχνολογία των διηλεκτρικών κυματοδηγών λόγω του diffraction limit. Από την άλλη, δε μπορεί κανείς να αγνοήσει τους αρνητικούς παράγοντες του **μικρού μήκους διάδοσης** των Surface Plasmon Polaritons, που δύσκολα θα ξεπεράσουν τα 100μm, και των **μεγάλων απωλειών**, που αγγίζουν τα 0.1dB/μm. Παρόλα αυτά, σε εφαρμογές διασυνδέσεων που οι κύριες απαιτήσεις είναι οι εξαιρετικά μικρές διαστάσεις των δομών και ο περιορισμός των μεγάλων καθυστερήσεων, η πλασμονική κυματοδήγηση δείχνει να ικανοποιεί τις απαραίτητες προδιαγραφές.

Όσον αφορά στον πειραματικό χαρακτηρισμό των πλασμονικών διατάξεων για τις οποίες έγινε λόγος παραπάνω, ο οποίος παρουσιάστηκε στο 3^ο Κεφάλαιο, τα αποτελέσματα δείχνουν να είναι σε **συμφωνία με τη θεωρία** ως προς τις απώλειες διάδοσης των 0.1dB/μm. Από την άλλη, η συγκεκριμένη επιλογή δομών για τη **σύζευξη των διηλεκτρικών κυματοδηγών Πυριτίου με τους DLSPPW**(adiabatic tapers) δείχνει να παρουσιάζει προβλήματα καθώς οι απώλειές τους δε μπορούν να μειωθούν πέρα από τα 2.6dB για κάθε σύζευξη, στην καλύτερη περίπτωση. Ακόμη, λόγω της ιδιομορφίας του μηχανισμού κυματοδότησης με SPPs να συζευγνύεται μόνο με TM ρυθμούς, απαιτούνται **διατάξεις σύζευξης** (Grating Couplers) μεταξύ οπτικών ινών και δομών εντός chip που να είναι κατασκευασμένοι για τέτοια πόλωση φωτός. Επειδή η ανάγκη αυτή δεν υπήρχε μέχρι σήμερα στη βιομηχανία της οπτικής ολοκλήρωσης, αυτή η έλλειψη αποτελεί μια περιοριστική παράμετρο, η οποία όμως μπορεί να ξεπεραστεί με καλύτερη ποιότητα ολοκλήρωσης. Ως προς την κατανάλωση ισχύος, το συμπέρασμα που μπορεί να εξαχθεί με ασφάλεια είναι ότι, παρά το γεγονός ότι στα πειράματα που διεξήχθησαν αυτή μετρήθηκε στα 78mW, σε αυτή την τιμή εμπεριέχονται πολλοί παράγοντες που δε σχετίζονται με τις απαιτήσεις ηλεκτρικής ισχύος των πλασμονικών δομών αλλά με το υπόλοιπο κύκλωμα τροφοδότησης και με το μηχανισμό εφαρμογής του θερμοοπτικού φαινομένου στις δομές. Έτσι, η κατανάλωση ισχύος μπορεί να μειωθεί περαιτέρω. Το σημαντικότερο όμως συμπέρασμα του 3^{ου} Κεφαλαίου είναι η επίτευξη λειτουργίας switching σε πλασμονική δομή.

Τέλος, επειδή αδιαπραγμάτευτη προδιαγραφή για οποιαδήποτε εφαρμογή των πλασμονικών διατάξεων που μελετήθηκαν, σε εφαρμογές Datacom, πρέπει να είναι η αξιόπιστη μετάδοση ψηφιακής κίνησης, αυτή μελετήθηκε στο 5^ο Κεφάλαιο της εργασίας. Εξετάστηκε η απόδοση των πλασμονικών δομών ως προς τη μετάδοση σήματος δώδεκα καναλιών, κάθε ένα εκ των οποίων είχε ρυθμό μετάδοσης 40Gbps. Ελήφθησαν μετρήσεις που αφορούν τα μεγέθη OSNR και BER, και μετρήθηκαν τιμές Power Penalty από 0 έως 2dB. Από τα συνολικά αποτελέσματα του κεφαλαίου αποδεικνύεται η ικανοποιητική μετάδοση πληροφορίας μέσα από πλασμονικούς κυματοδηγούς, Από την άλλη μεριά, όμως, υποδεικνύεται ο σημαντικότερος περιοριστικός παράγοντας των πλασμονικών διατάξεων, δηλαδή το υψηλό επίπεδο απωλειών.

6.2 Προτάσεις

Από όσα ειπώθηκαν παραπάνω φαίνεται ότι η κυριότερη παράμετρος της πλασμονικής κυματοδότησης η οποία χρίζει βελτίωσης είναι οι μεγάλες απώλειες διάδοσης. Από θεωρητικής σκοπιάς, αυτές οφείλονται στην ταλάντωση των ηλεκτρονίων του μετάλλου, οι εξισώσεις των

οποίων παρουσιάζονται στις Εξισώσεις 2.7.18 και 2.7.20 της εργασίας. Η μείωση του πλάτους της ταλάντωσης αυτής, σε τέτοιο βαθμό ώστε να μην περιορίζονται αισθητά οι δυνατότητες διάδοσης των SSPs αλλά να μειώνονται οι απώλειές της είναι η λύση στο πρόβλημα αυτό. Όπως φαίνεται από τις παραπάνω αναφερθείσες σχέσεις, το πλάτος της ταλάντωσης αυτής εμπλέκει με σύνθετο τρόπο τη συχνότητα του κύματος με το οποίο αυτές είναι συζεύξιμες. Η μαθηματική διαδικασία για τη μείωση της επίδρασης των απωλειών των SSPs έγκειται στη εύρεση μιας περιοχής συχνοτήτων στην οποία να μειώνεται το πλάτος της ταλάντωσης αυτών και παράλληλα να μην αυξάνονται οι τιμές των συντελεστών k_1 , k_2 και β που, όπως φαίνεται από τις Σχέσεις 2.7.21 και 2.7.22, καθορίζουν τα μεγέθη των απωλειών. Μια τέτοια υπολογιστική διαδικασία απαιτεί πολύπλοκες αριθμητικές μεθόδους επίλυσης.

Ακόμη, από τα πειραματικά αποτελέσματα αναδεικνύεται η ανάγκη βελτίωσης της τεχνικής σύζευξης μεταξύ πλασμονικών διατάξεων και κλασσικών διηλεκτρικών κυματοδηγών Πυριτίου. Σε σχέση με το πρόβλημα αυτό μπορούν να ειπωθούν τα εξής: Όπως φαίνεται από το Σχήμα 2.7.2 και τη Σχέση (2.7.17), τα προβλήματα σύζευξης των SSPs με ηλεκτρομαγνητικό κύμα που διαδίδεται στον αέρα ή σε διηλεκτρικό συνοψίζονται στην επόμενη πρόταση: Οι καμπύλες διασποράς των δύο ειδών κυμάτων δεν τέμνονται σε κανένα σημείο. Για την επίλυση του προβλήματος αυτού έχουν επικρατήσει δύο γεωμετρίες πρισμάτων, αυτή του Otto και αυτή των Kretschmann-Raether και μια γεωμετρία με χρήση φράγματος (Grating) [1]. Η εφαρμογή της γεωμετρίας με χρήση φράγματος, η οποία ενδείκνυται περισσότερο για την περίπτωση που μελετάται, δηλαδή την ολοκλήρωση πλασμονικών δομών σε chip τεχνολογίας SOI, μπορεί να αποτελέσει περιοχή μελλοντικής μελέτης καθώς εγγυάται καλύτερες συνθήκες σύζευξης και μπορεί να οδηγήσει σε μικρότερες απώλειες από το butt-coupling με adiabatic tapers.

Τέλος, ως προς την έρευνα σχετικά με τα υλικά που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την κατασκευή διατάξεων πλασμονικής κυματοδότησης, ο Χρυσός και ο Άργυρος, από την πλευρά των μετάλλων, φαίνεται να αποτελούν τις δύο καλύτερες επιλογές. Αυτά έχουν επικρατήσει λόγω της υψηλής τιμής της σταθεράς ϵ_B που αναφέρεται στο 2^ο Κεφάλαιο, της κατάλληλης τιμής της συχνότητας πλάσματος αυτών και της ιδιότητάς τους να μην οξειδώνονται εύκολα, που στην περίπτωση του θερμοοπτικού φαινομένου, που σχετίζεται με την μελέτη της εργασίας, σημαίνει ότι δε χάνουν εύκολα ηλεκτρόνια όταν θερμαίνονται. Από την πλευρά των διηλεκτρικών, ο κύριος λόγος για την αναζήτηση άλλων, εκτός από το PMMA υλικών είναι ότι οι πλασμονικές εφαρμογές συχνά συσχετίζονται με το θερμοοπτικό φαινόμενο. Πιο συγκεκριμένα, έχει νόημα η αναζήτηση διηλεκτρικών με καλύτερη ανοχή στις θερμοκρασιακές αλλαγές, με δυνατότητα αντιστρεψιμότητας των χαρακτηριστικών τους μετά από μεγάλη

αύξηση της θερμοκρασίας και με θερμοκρασιακό συντελεστή με τιμή κοντά σε αυτή του PMMA.

Τέλος, επειδή οι περισσότερες πραγματοποιήσιμες εφαρμογές των SPPs σε εφαρμογές Datacom σχετίζονται με τη χρήση τους σαν διακόπτες, διαμορφωτές και γενικότερα σαν ενεργά στοιχεία, θα μπορούσαν να αναζητηθούν και άλλοι μηχανισμοί, πέραν του θερμοοπτικού, για τον έλεγχο τέτοιων διατάξεων. Κύριος λόγος είναι ότι το θερμοοπτικό φαινόμενο είναι ιδιαίτερα αργό και αυτό, σε περιπτώσεις διασυνδέσεων, αποτελεί σημαντικό περιορισμό.

6.3 Άλλες εφαρμογές των SPPs

Οι ιδιότητες των μετάλλων που σχετίζονται με τη διέγερση των SSPs αξιοποιούνται και σε άλλους χώρους πέρα από αυτό των Datacom και γενικότερα της μετάδοσης και επεξεργασίας πληροφορίας σε μικροηλεκτρονικά-φωτονικά συστήματα. Πιο συγκεκριμένα, η δυνατότητα των μεταλλικών νανοσωματιδίων (nanoparticles) να συγκεντρώνουν στην επιφάνειά τους μεγάλο ποσοστό ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας τα καθιστά μια νέα τάξη διατάξεων και υλικών για πολλές τεχνολογικές εφαρμογές. Επειδή το μήκος κύματος στο οποίο επιτελούνται οι παραπάνω διαδικασίες εξαρτάται τόσο από το μέταλλο όσο και από τη γεωμετρία των nanoparticles, υπάρχει δυνατότητα κατασκευής συγκεκριμένων διατάξεων για συγκεκριμένες εφαρμογές, ανάλογα με το μήκος κύματος.

Συγκεκριμένα, η μεγάλη συγκέντρωση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στην επιφάνειά των μετάλλων, σε συνθήκες διέγερσης SSPs, δημιουργεί συνθήκες φθορισμού (Plasmon-enhanced fluorescence) των μετάλλων. Αυτή η ιδιότητα καθιστά τις διατάξεις μεταλλικών nanoparticles, με διαστάσεις μικρότερες από το μήκος κύματος, ανιχνεύσιμες οδηγώντας σε εφαρμογές αισθητήρων [2]. Τα παραπάνω βρίσκουν, ακόμη, εφαρμογή στη Φασματοσκοπία Raman, σε βιοτεχνολογικές διατάξεις για την ανίχνευση βλαβών σε κύτταρα και σε νέες απεικονιστικές μεθόδους [3].

Επίσης, η αποδιέγερση των SSPs μπορεί να γίνει με εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε συχνότητα ίδια με τη συχνότητα ταλάντωσης των πλασμονίων. Αυτή η ιδιότητα ανοίγει το δρόμο για νέες μεθόδους θεραπείας σε επίπεδο κυττάρου, εγχέοντας nanoparticles στον ανθρώπινο οργανισμό [4]. Ακόμη, αναπτύσσονται φωτοθερμικές θεραπείες (photothermal therapy) λόγω της ιδιότητας των μεταλλικών nanoparticles να απορροφούν ακτινοβολία την οποία, για την αποδιέγερση των SSPs, μετατρέπουν σε θερμότητα, σε χρόνους ps. Αυτός ο

τρόπος θέρμανσης του μέσου που περιβάλλει τα nanoparticles, τα οποία μπορούν να εγχυθούν στον οργανισμό, δημιουργεί συνθήκες καταστροφής καρκινικών κυττάρων και άλλων μολύνσεων από βακτήρια, μέσω της θερμότητας.

Τέλος, μια εντυπωσιακή εφαρμογή των Plasmonics είναι αυτή που αφορά φωτοβολταϊκά κύτταρα με πολυμερές [5,6,7]. Στις διατάξεις αυτές αξιοποιείται η μεγάλη αγωγιμότητα των πολυμερών (που χρησιμοποιούνται συχνά στις πλασμαονικές δομές) για τα ηλεκτρόδια και η άνοδος και οι ωμικές επαφές αποτελούνται από μέταλλο. Έτσι, επιτυγχάνονται μεγαλύτερα ποσοστά απορρόφησης ακτινοβολίας. Επίσης, η αποδιέγερση των SSPs συμβάλλει στην προσάυξηση του φωτορεύματος, για τα μήκη κύματος που αντιστοιχούν στη συχνότητα ω_{RP} που ορίσθηκε στο 2^ο Κεφάλαιο της εργασίας.

Συμπερασματικά, η πλασμαονική τεχνολογία αποτελεί περιοχή ιδιαίτερου επιστημονικού ενδιαφέροντος και βρίσκει εφαρμογές σε πολλούς τεχνολογικούς κλάδους, πέραν από αυτό των Datacom.

Βιβλιογραφία 6^ο Κεφαλαίου

- [1] Stefan A.Maier, «Plasmonics: Fundamentals and Applications», BATH, UK, 2007
- [2] Neil Savage, «Plasmonic Waveguide Makes Silicon Shine», IEEE Spectrum, January 2010
- [3] Prashant K. Jain, Xiaohua Ivan H. El-Sayed, Mostafa A. El-Sayed «Review of Some Interesting Surface Plasmon Resonance-enhanced Properties of Noble Metal Nanoparticles And their Applications to Biosystems», 2007
- [4] Maruo T. Yamasaki M., Ladines-Lliave CA, Mochizuki M (1992) Cancer 69:1182
- [5] Kristofer Tvingstedt, Nils-Krister Persson, Olle Inganäs, Aliaksandr Rahachou, and Igor V. Zozoulenko, «Surface Plasmon Increase Absorption in Polymer Photovoltaic Cells», Appl. Phys. Lett 91, 2007
- [6] Seongku Kim, Jinfeng Zhu, Huajun Shen, Mei Xue, and Kang L. Wang, Zhibin Yu, Lu Li, JeongHun Park, and Qibing Pei, GyeChoon Park «Plasmonic Organic Solar Cell and Its Absorption Enhancement Analysis Using Cylindrical Ag Nano-Particle Model based on Finite Difference Time Domain (FDTD)», ISBN: 978-1-4577-1223-4 , 14 July 2011
- [7] Harry A. Atwater, «Plasmonics:Chip-Based Component Devices and Metamaterials», California Institute of Technology, Laser and Electrooptics 2008

